

Trabajo Fin de Máster

Estudio de la emisión de rayos gamma de Cygnus X-3 con datos del LST-1

Marta Moreno Hernández

Julio de 2025



**UNIVERSIDAD
DE GRANADA**

Tutora: Paula Kornecki¹

Cotutor: Sergio Navas Concha²

¹*Instituto de Astrofísica de Andalucía-CSIC*

²*Dpto. Física Teórica y del Cosmos, Universidad de Granada*

Resumen

Los rayos gamma son la forma de radiación más energética ($E \geq 1 \text{ MeV}$) del espectro electromagnético y se pueden producir en los entornos astrofísicos más extremos del universo. Al tratarse de partículas neutras, son una potente herramienta para explorar nueva física y son de gran importancia en cosmología, astrofísica y física de partículas. Detectores como LHAASO (Large High Altitude Air Shower Observatory) han identificado rayos gamma de muy alta energía ($\geq 100 \text{ GeV}$) asociados a cinco microcuásares, que son sistemas binarios donde un objeto compacto (como un agujero negro o estrella de neutrones) acreta material de una estrella compañera, formando discos de acreción y jets. En uno de estos sistemas, incluso se detectaron rayos gamma de ultra-alta energía ($\geq 100 \text{ TeV}$), lo que sugiere que los microcuásares podrían ser aceleradores de partículas extremadamente eficientes, capaces de acelerar partículas a energías superiores de 1 PeV . Para profundizar en el estudio de los rayos gamma, proyectos como el Observatorio Cherenkov Telescope Array (CTAO) que tendrá una tecnología avanzada y contará con más de 60 telescopios, permitirán explorar fuentes astronómicas en rangos de energías inaccesibles hasta ahora. El LST-1, su primer prototipo, ya se encuentra operativo.

En este Trabajo de Fin de Máster se estudia la emisión de rayos gamma del microcuásar Cygnus X-3 utilizando datos del LST-1. A pesar de ser uno de los microcuásares más investigados, aún se desconocen, por ejemplo, los mecanismos responsables de la emisión de fotones y la aceleración de partículas de muy alta energía. El objetivo principal es caracterizar la emisión gamma de esta fuente mediante observaciones del LST-1 con el fin de limitar los parámetros físicos de su emisión a alta energía. Para ello, se procesarán y se analizarán los datos del LST-1 utilizando las herramientas *cta-*lstchain** y *GammaPy*, obteniendo espectros y curvas de luz. Posteriormente, se modelará la emisión espectral con *NAIMA* e incorporando efectos no implementados en dicha herramienta. Finalmente, se complementará el análisis con observaciones gamma adicionales para obtener un análisis más completo.

Abstract

Gamma rays are the most energetic form of radiation ($E \geq 1$ MeV) in the electromagnetic spectrum and they can be produced in the most extreme astrophysical environments in the universe. As neutral particles, they are a powerful tool for exploring new physics and hold a great importance in cosmology, astrophysics, and particle physics. Detectors such as the Large High Altitude Air Shower Observatory (LHAASO) have identified very-high-energy gamma rays (≥ 100 GeV) associated with five microquasars, that are binary systems where a compact object (e.g., a black hole or neutron star) accretes material from a companion star, forming accretion disks and jets. In one of these systems, ultra-high-energy gamma rays (≥ 100 TeV) were detected, suggesting that microquasars could be extremely efficient particle accelerators, capable of reaching energies beyond 1 PeV. To further study gamma rays, projects like the Cherenkov Telescope Array Observatory (CTAO) — which will feature advanced technology and over 60 telescopes — will allow the exploration of astronomical sources in previously inaccessible energy ranges. The LST-1, its first prototype, is already operational.

In this Master's Thesis, we analyze gamma-ray emission from the microquasar Cygnus X-3 using LST-1 data. Despite being one of the most studied microquasars, key questions remain, such as the mechanisms behind its very-high-energy photon emission and particle acceleration. The primary goal is to characterize the gamma-ray emission from this source through LST-1 observations and to constrain the physical parameters of its radiation in the very high energy range. To achieve this, we will process and analyze LST-1 data using the *cta-lstchain* and *Gammapy* tools to extract spectra and light curves. Next, we will model the spectral emission using NAIMA, incorporating effects not originally implemented in the software. Finally, we will complement the analysis with additional gamma-ray observations to obtain a more comprehensive analysis.

Índice

1	Introducción	5
1.1	Rayos gamma de alta energía	5
1.2	El Cherenkov Telescope Array Observatory y LST-1	7
1.3	Microcuásares y Cygnus X-3	9
2	Análisis de datos con LST-1	12
2.1	Técnica de detección	12
2.2	Análisis y estructura general de los datos del LST-1	15
2.3	Análisis de datos para Cygnus X-3	19
3	Modelado de la emisión gamma de Cygnus X-3	24
3.1	Mecanismos de radiación y absorción a altas energías	24
3.2	Descripción del modelo	25
3.2.1	Producción de la emisión gamma	26
3.2.2	Absorción	27
4	Resultados	29
4.1	Resultados del modelado	29
4.2	Datos adicionales explorados	31
4.3	Exploración de parámetros y comparación con los datos	31
5	Discusión y conclusión	36
	Referencias	40

1 Introducción

1.1 Rayos gamma de alta energía

Los rayos gamma son fotones de alta energía ($E \geq 1$ MeV) producidos en procesos nucleares o astrofísicos extremos que permiten explorar los fenómenos más violentos del universo. En astrofísica, su emisión se asocia a procesos no térmicos, donde tanto la radiación como la aceleración de partículas ocurren fuera del equilibrio térmico, generando distribuciones de energía que no siguen la estadística de Maxwell-Boltzmann. Algunos mecanismos de producción son las interacciones hadrónicas (colisiones de partículas energéticas en el gas interestelar) o procesos leptónicos (interacción con campos de radiación). Estos mecanismos producen espectros característicos que siguen una ley de potencia [1], diferenciándose de los espectros térmicos típicos como el de cuerpo negro. El análisis del espectro de radiación puede aportar información sobre los mecanismos de emisión de las partículas que lo originan y también permite inferir características del mecanismo de aceleración así como establecer límites sobre las energías máximas que podrían alcanzar. Además, a diferencia de los rayos cósmicos – compuestos por partículas cargadas que son continuamente desviadas (excepto a energías ultra altas de $\geq 10^{20}$ eV [2]) debido a la presencia de campos magnéticos –, los rayos gamma, al ser neutros y no interactuar electromagnéticamente, atraviesan el medio interestelar siguiendo trayectorias rectilíneas desde su origen hasta La Tierra, lo que los hace mensajeros ideales para localizar aceleradores cósmicos con precisión.

Según su energía, se pueden clasificar en rayos gamma de baja energía (100 keV–100 MeV), de alta energía (HE) (100 MeV–100 GeV), de muy alta energía (VHE) (100 GeV–100 TeV) y de ultra alta energía (UHE) (>100 TeV). Cada rango requiere técnicas de detección específicas: los rayos gamma de baja energía y los de alta energía se pueden detectar directamente con satélites como *Fermi-LAT* y *AGILE*, aunque su limitada área efectiva impide estudiar eventos con energías superiores a 1 TeV. Este límite fue superado en 1989, cuando el telescopio Whipple [3] detectó por primera vez emisión VHE proveniente de la Nebulosa Cangrejo usando la técnica indirecta de imagen atmosférica Cherenkov. Hoy en día, conjuntos de telescopios conocidos como IACTs (por sus siglas en inglés *Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope*) como H.E.S.S. [4] (5 telescopios en Namibia), MAGIC [5] (2 telescopios en La Palma) y VERITAS (4 telescopios en Arizona) continúan la exploración en este rango utilizando esta técnica. La Figura 1 (*derecha*) muestra las sensibilidades de distintos experimentos, usando como referencia la Nebulosa del Cangrejo, una de las fuentes más potentes en rayos gamma con una emisión caracterizada debido a su variabilidad temporal mínima. A diferencia de los IACTs, experimentos como *LHAASO* y *HAWC* (situados en el hemisferio norte) utilizan detectores de partículas en superficie y miden directamente las partículas que llegan al suelo

a través de la luz Cherenkov generada en agua, logrando una mayor cobertura energética pero con menor resolución angular (Figura 1, izquierda) [6].

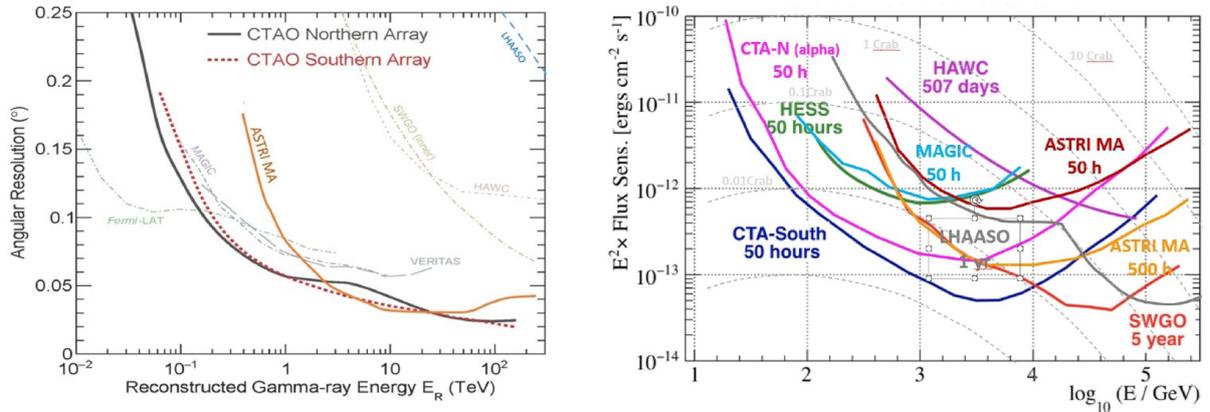


Figura 1: *Izquierda*, sensibilidades diferenciales (multiplicadas por E^2) de distintos experimentos para una fuente puntual de rayos gamma con la Nebulosa del Cangrejo como referencia. Derecha, resolución angular del futuro CTAO frente a la energía reconstruida de los rayos gamma [7].

Los IACTs aprovechan las cascadas atmosféricas extensas (EAS, *Extensive Air Showers*) iniciadas entre 10 y 20 km de altitud producidas por la interacción de los rayos gamma y cósmicos con la atmósfera. Cuando un fotón de alta energía interactúa con la atmósfera comienza una cascada electromagnética (EM) a través de la creación de pares ($\gamma \rightarrow e^- + e^+$). Los electrones y positrones generados, que son extremadamente energéticos, al ser frenados por el campo electromagnético de otros núcleos, emiten fotones de Bremsstrahlung ($e^\pm \rightarrow e^\pm + \gamma$), que a su vez pueden generar nuevos pares e^+e^- . Este proceso se repite en cascada, duplicando el número de partículas en cada generación y dividiendo la energía entre ellas hasta que se alcanza la energía crítica. Las partículas cargadas de la cascada, al viajar a velocidades mayores que la de la luz en el medio, emiten un pulso de radiación Cherenkov con una duración típica de 5 a 20 ns detectable por los telescopios.

Por otro lado, los rayos cósmicos (compuestos principalmente por protones y núcleos atómicos) generan cascadas atmosféricas más complejas que las producidas por rayos gamma. Al interactuar con los núcleos atmosféricos, además de iniciar una componente electromagnética, generan una cascada hadrónica en la que se producen varios iones y partículas elementales, entre los cuales se encuentran los piones (Figura 2). Los piones neutros decaen rápidamente a dos rayos gamma que producen cascadas electromagnéticas, mientras que los piones cargados producen neutrinos y muones. Estas cascadas hadrónicas constituyen el principal fondo para la detección de rayos gamma, aunque su morfología permite discriminarlas de las cascadas EM utilizando técnicas de reconstrucción que se analizarán en la Sección 2.1.

Los IACTs han logrado identificar más de 200 fuentes VHE asociadas a remanentes de super-

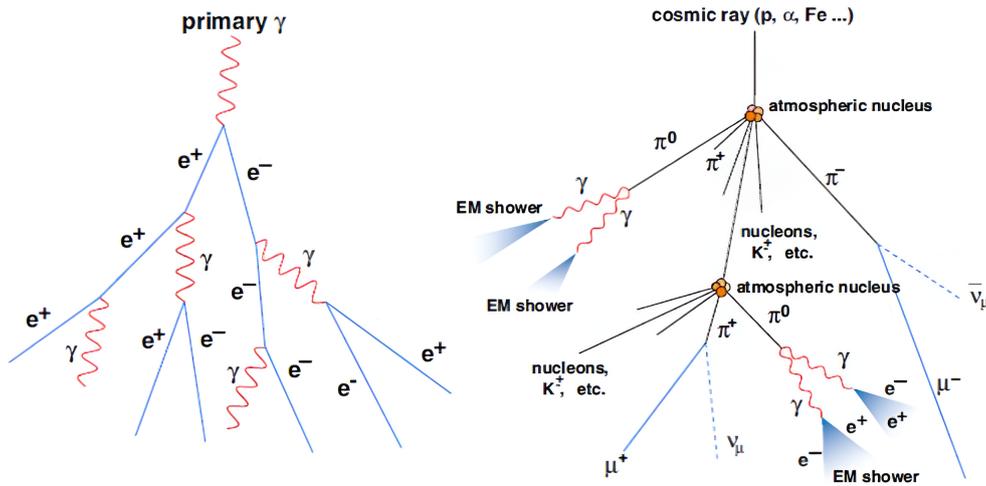


Figura 2: Esquema de los componentes de las EAS producidas por un rayo gamma (izquierda) y un rayo cósmico (derecha) [8].

nova, nebulosas de viento de púlsar, sistemas binarios, regiones de formación estelar, núcleos activos de galaxias (AGNs) y estallidos de rayos gamma (GRBs) [9]. Sin embargo, todavía persisten cuestiones abiertas sin resolver, como el origen de los rayos cósmicos en la escala de PeV. En esta región, conocida como *knee*, el espectro de los rayos cósmicos cambia el su índice espectral y muestra una desviación. Aunque lo más probable es que se trate de una transición de origen galáctico a extragaláctico, aún no se ha determinado qué provoca este cambio.

Esta cuestión no ha podido explorarse completamente debido a las limitaciones de los IACTs actuales, cuyo alcance restringe su estudio a una fracción de la Vía Láctea. Las contribuciones específicas de fuentes individuales –como remanentes de supernova o AGNs– al flujo de rayos cósmicos, así como los mecanismos de aceleración en AGNs y GRBs siguen aún bajo estudio [2]. Tampoco se descartan escenarios alternativos, como los procesos hipotéticos *top-down*, en los que partículas masivas como materia oscura o remanentes del Big Bang podrían desintegrarse generando cascadas de partículas cargadas, fotones y neutrinos [10].

1.2 El Cherenkov Telescope Array Observatory y LST-1

Con el objetivo de abordar estas preguntas, el *Cherenkov Telescope Array Observatory* (CTAO) dará paso a una nueva generación de instrumentos terrestres de detección de rayos gamma, extendiendo el rango de energía medible desde algunas decenas de GeV hasta aproximadamente unos 300 TeV. La resolución angular del CTAO será de 0.2° para rayos gamma de 0.1 TeV y mejorará hasta 0.05° a 100 TeV (ya que las cascadas producidas son más intensas a mayores energías) [11], alcanzando una resolución angular sin precedentes (Figura 1, *derecha*).

El observatorio constará de dos conjuntos de telescopios, un primer conjunto situado en

el hemisferio norte en La Palma, a 2200 metros de altitud, que hará énfasis en el estudio de objetos extragalácticos, cuyos rayos gamma se detectan en el rango desde 20 GeV a 5 TeV (menor energía que los galácticos debido a la atenuación provocada por la radiación de fondo extragaláctico durante su propagación). Por esto, el conjunto norte contará con un total de 14 telescopios de tamaño grande (*Large-Sized Telescopes, LSTs*) de ~ 23 m de diámetro y mediano (*Medium-Sized Telescopes, MSTs*) con ~ 12 m de diámetro. La Figura 3 muestra la configuración del conjunto norte en 2024.

El segundo conjunto estará situado en el hemisferio sur, en el desierto de Atacama de Chile, y se enfocará en fuentes galácticas que emiten rayos gamma de energías entre 150 GeV y 300 TeV. Dado que estos eventos de muy alta energía producen lluvias atmosféricas más extensas y son estadísticamente menos frecuentes, se emplearán 37 telescopios pequeños (*Small Sized Telescopes, SSTs*) de ~ 4.3 m de diámetro de reflector, distribuidos en un área de 3 km^3 para maximizar la probabilidad de detección. Este sitio también incluirá 14 *MSTs* para cubrir el rango intermedio de energías.

En comparación con los observatorios actuales, que cuentan con un máximo de 5 telescopios,

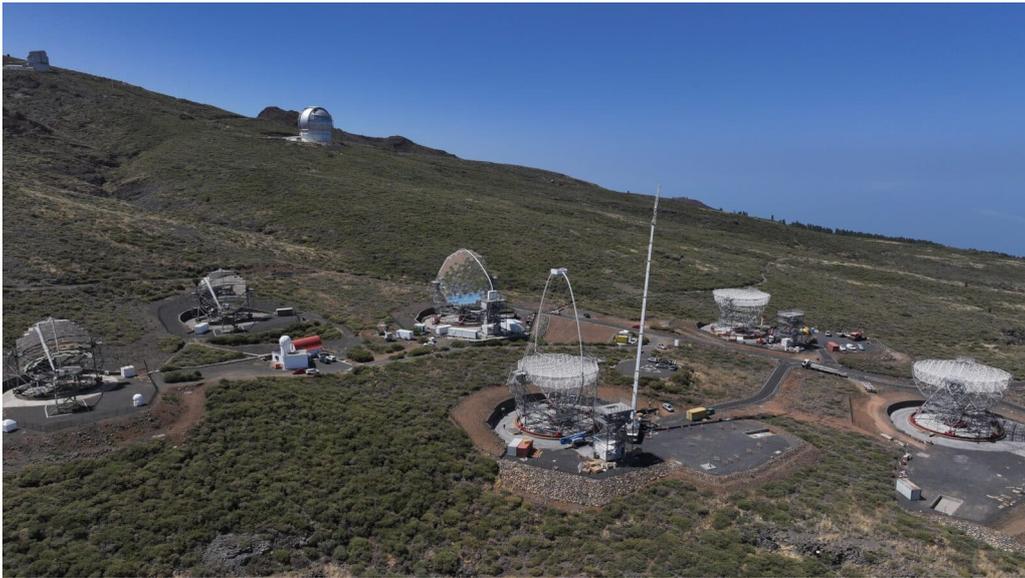


Figura 3: Configuración del conjunto norte del CTAO en agosto de 2024. Se aprecian los telescopios LST-1 (operativo) junto a LST-2, LST-3 y LST-4 (en servicio desde mayo 2025). A la derecha, los telescopios MAGIC. Créditos: CTAO (2024).

el CTAO superará los 60 telescopios en total, lo que le permitirá alcanzar una sensibilidad y resolución angular mayor en el rango de VHE. Cuenta con la participación de más de 150 institutos de 25 países (como Alemania, Italia, España, Francia y Japón) y se espera que tenga un subconjunto de telescopios operativos sobre 2030. El CTAO será el primer observatorio de rayos gamma de su tipo en operar como un observatorio abierto proporcionando acceso público a sus datos científicos.

El telescopio LST-1 es el primer prototipo de *LST*. Empezó a construirse en 2015 y comenzó a tomar medidas en 2019. Su correcto funcionamiento fue confirmado tras detectar fuentes conocidas como la Nebulosa del Cangrejo. Recientemente, logró observar el núcleo galáctico activo conocido como FSRQ OP 313 que es el más distante medido en rayos gamma por un telescopio de Cherenkov [12], lo que valida su potencial para el estudio de este tipo de radiación. En mayo de este año, finalizó la construcción del LST-4 y entrará en fase de puesta en servicio inminentemente, uniéndose así al LST-1.

1.3 Microcuásares y Cygnus X-3

Los microcuásares son sistemas binarios en los que un objeto compacto (una estrella de neutrones o un agujero negro) está gravitacionalmente ligado a una estrella compañera y ambos orbitan alrededor del centro de masas. La estrella cede material al objeto compacto, produciendo emisión en rayos X, a través de vientos estelares o cuando la estrella llena su lóbulo de Roche, formando un disco de acreción detectable en rayos X y luz visible alrededor del objeto compacto. En estos sistemas, la combinación de la rotación del material en el disco y

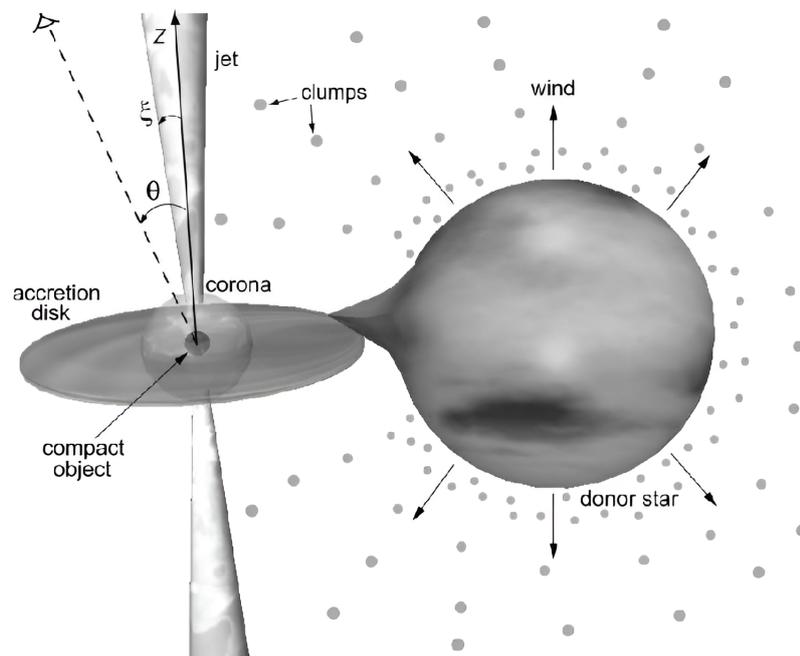


Figura 4: Esquema de un microcuásar y sus componentes principales [13].

la presencia de fuertes campos magnéticos puede generar *jets* bipolares, que son chorros de materia simétricos y opuestos que contienen partículas aceleradas a energías extremas. A este proceso se le asocia emisión en radio, que muestra variabilidad según los eventos de eyección de nuevos jets.

Hasta la fecha, tres microcuásares han sido detectados emitiendo rayos gamma de alta energía (Cygnus X-1 [14], Cygnus X-3 [15] y SS 443 [16]). Su emisión gamma muestra variabilidad temporal, lo que indica posibles procesos dinámicos en la aceleración de partículas. Recientemente, LHAASO ha detectado emisión de rayos gamma de muy alta energía asociada a cinco microcuásares: SS 443, V4641 Sgr, GRS 1915+105, MAXI J1820+070, y Cygnus X-1 [17]. Además, en 2024 identificó una estructura extendida de rayos gamma UHE en la región de Cygnus, cuyo núcleo central coincide con la asociación estelar masiva Cygnus OB2 y el microcuásar Cygnus X-3 [18], lo que sugiere que estos entornos pueden acelerar partículas hasta energías del orden del PeV.

A pesar de esto, la emisión gamma en el rango de GeV a TeV solo se ha observado de manera puntual en microcuásares, por lo que los procesos físicos relacionados con la emisión a estas energías aún no están completamente caracterizados. Dado que los microcuásares son análogos compactos de los cuásares y de otros tipos de núcleos galácticos activos, su estudio también puede arrojar luz sobre procesos similares en objetos más masivos y distantes.

Entre los microcuásares conocidos, Cygnus X-3 destaca por sus propiedades extremas como brotes intensos de emisión en radio (conocidos como *major radio flares*) y por su período orbital extremadamente corto (4.8 horas) [19], lo que sugiere que el objeto está completamente inmerso en el viento estelar de su compañera favoreciendo la acreción de materia. Descubierta en 1966 [20], Cygnus X-3 es uno de los microcuásares más estudiados. Se localiza a una distancia estimada de 7–10 kpc, con una ascensión recta $\alpha = 20^{\text{h}} 32^{\text{m}}$ y una declinación $\delta = 40^{\circ} 57'$. Su estrella compañera es una Wolf-Rayet: una estrella masiva ($> 20 M_{\odot}$), caliente y con vientos estelares con abundante helio. Aunque la naturaleza del objeto compacto (estrella de neutrones o agujero negro) aún no se ha determinado con certeza, las observaciones favorecen que se trate de un agujero negro [21].

Cygnus X-3 muestra un comportamiento espectral complejo, clasificable según los estados convencionales utilizados en sistemas binarios de rayos X (XRBs de *X-Ray Binary Systems*). Estos estados se definen en función de la forma del espectro de emisión en rayos X, distinguiéndose entre espectros ‘Hard’ (Duros) y ‘Soft’ (Blandos): Un espectro se considera duro cuando predomina la emisión a altas energías frente a la de baja energía. Por el contrario, un espectro blando muestra una mayor contribución en el rango de bajas energías. En concreto, los estados de los microcuásares se clasifican de la siguiente forma:

- *Estado High/Soft (HS)*: Alta luminosidad total (*high*) en la región espectral de baja energía (*soft*). Espectro dominado por una componente térmica con un pico en energías bajas de ~ 1 keV. Además, la emisión en rayos X duros es débil en este estado.
- *Estado Low/Hard (LH)*: Luminosidad total más baja y dominada por la emisión en energías altas (*hard*). El espectro presenta una componente no térmica con un pico en rayos

X duros [22].

Dada la complejidad de Cygnus X-3, se ha desarrollado una clasificación específica que integra tanto los estados de rayos X como los de emisión en radio (Tabla 1). Las observaciones muestran que los brotes de rayos gamma suelen preceder a los brotes intensos de radio, y ocurren específicamente cuando el sistema muestra una supresión en la emisión de radio [23]. Entre estos, el estado ‘apagado’ (mínimo en emisión de radio) ha demostrado ser un factor crítico para la producción de rayos gamma. Las observaciones indican que los episodios de emisión gamma ocurren previamente a brotes intensos de radio (caracterizados por una variabilidad extrema) o al estado apagado. Los brotes de radio siempre se han detectado tras el estado apagado, sugiriendo que este último actúa como condición necesaria para la emisión de rayos gamma. Aunque todas las detecciones significativas de actividad gamma en Cygnus X-3 han mostrado correlación con estados espectrales *soft* [24], no puede descartarse cierta contribución de otros estados espectrales.

Estados de Rayos X canónicos	Estados de radio/rayos X
Bajo/Duro	En reposo Pequeños brotes
Intermedio	Suprimido Post brote
Alto/Blando	Brotos intensos Apagado

Tabla 1: Clasificación de los estados observados en Cygnus X-3, adaptada de [9].

El estudio presentado en este Trabajo Fin de Máster se centrará en observaciones con confirmación espectral de estado *soft* para evitar mezclar regímenes espectrales distintos de la fuente con el objetivo de **analizar la emisión de rayos gamma de Cygnus X-3 y los mecanismos de emisión de rayos gamma**. Su posición en el núcleo de la burbuja de UHE lo convierte en un candidato ideal para estudiar la aceleración extrema de partículas. Se utilizará un modelo hadrónico y la combinación de datos de LST-1, *Fermi*-LAT, AGILE, MAGIC y LHAASO para caracterizar la emisión de rayos gamma de Cygnus X-3.

En la Sección 2 se describirá el análisis de los datos del LST-1, incluyendo la técnica de detección de Cherenkov y la corrección de imágenes, la estructura de los datos y su reducción progresiva entre niveles, así como el tratamiento específico aplicado a Cygnus X-3. La Sección 3 abordará el modelado de la emisión de rayos gamma de esta fuente, estudiando un modelo hadrónico de producción. En la Sección 4 se presentarán los resultados globales y el

estudio de los parámetros del modelo. Por último, en la Sección 5 se mostrarán las conclusiones y su discusión.

2 Análisis de datos con LST-1

2.1 Técnica de detección

Cuando un rayo gamma interactúa con la atmósfera, produce pares de electrones y fotones en forma de cascada electromagnética (EM), tal y como explicó en la Sección 1.1. Estos electrones, positrones y fotones viajan más rápido que la luz en el medio y producen radiación Cherenkov en el rango ultravioleta (UV) en forma de cono de luz detectable en un área de varios cientos de metros cuadrados (Figura 5). Los telescopios de Cherenkov capturan esta luz mediante espejos de gran apertura y la focalizan en tubos fotomultiplicadores (PMTs de *photomultiplier tubes*), los cuales amplifican y digitalizan el patrón de la cascada con una resolución temporal de nanosegundos en forma de pulsos eléctricos.

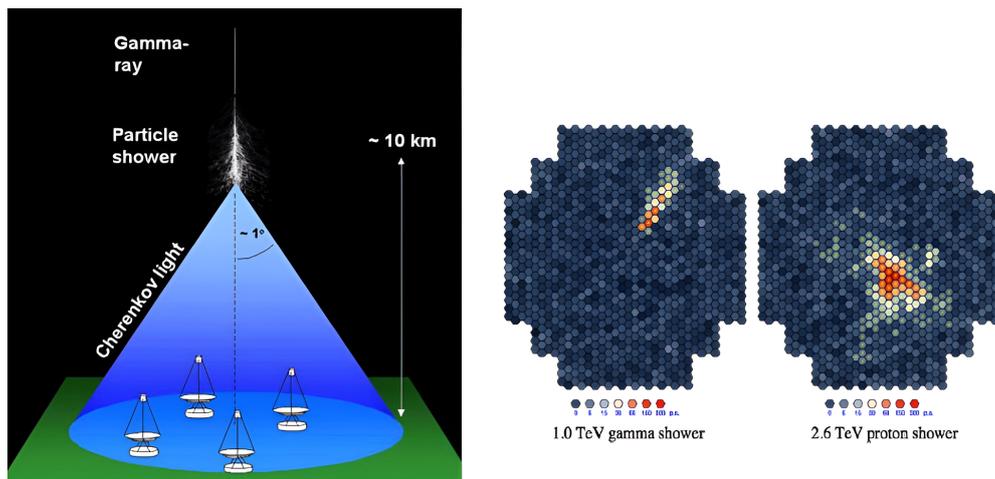


Figura 5: *Izquierda.* Representa esquemáticamente un cono de luz Cherenkov generado por una cascada EM. La luz Cherenkov es reflejada por los espejos del telescopio y focalizada en el plano focal (representado por el cubo superior) donde se encuentra una cámara con PMTs detecta y amplifica la señal. *Derecha.* Comparación de las trazas características de i) una cascada EM inducida por un rayo gamma de 1 TeV (en la imagen de la izquierda) y ii) una cascada hadrónica generada por un protón de 2.6 TeV (en la imagen de la derecha). La escala de colores indica la cantidad de fotoelectrones por píxel detectados.

Estas imágenes se procesan, se someten a un primer filtrado y se parametrizan mediante una elipse. Para ello, se calculan los denominados parámetros de Hillas (anchura, longitud y posición), como se muestra en la Figura 6. Mediante el ángulo alfa y la distancia, se recons-

truye posteriormente la dirección de llegada de los rayos gamma.

A partir de la morfología de la traza es posible discernir entre la señal de rayos gamma y ruido, que es principalmente debido a los rayos cósmicos que llegan isotrópicamente a la atmósfera con un flujo de ~ 1000 partículas/m²/s (frente al de los eventos gamma con ~ 1 partícula/m²/s) [25]. Sin embargo, debido a su diferente formación, las cascadas hadrónicas dejan una traza con una forma más ensanchada que las EM (Figura 5) ya que la dispersión transversal del momento en las interacciones nucleares es mayor. Las cascadas EM producen una traza más colimada y alineada con la dirección de propagación del fotón incidente, lo que contribuye a su distinción frente a los eventos hadrónicos. Estas diferencias morfológicas constituyen la base para los algoritmos de reconstrucción basados en *Random Forest* [26], una técnica de aprendizaje automático utilizada para separar señales gamma del fondo hadrónico.

Además de los fotones de rayos gamma, también hay una contribución de los fotones del *Night Sky Background* (NSB) que son fotones que se propagan isotrópicamente en el cielo nocturno. El algoritmo concreto que se utiliza para rechazar observaciones con una contaminación considerable de este fondo se explica en la Sección 2.2.

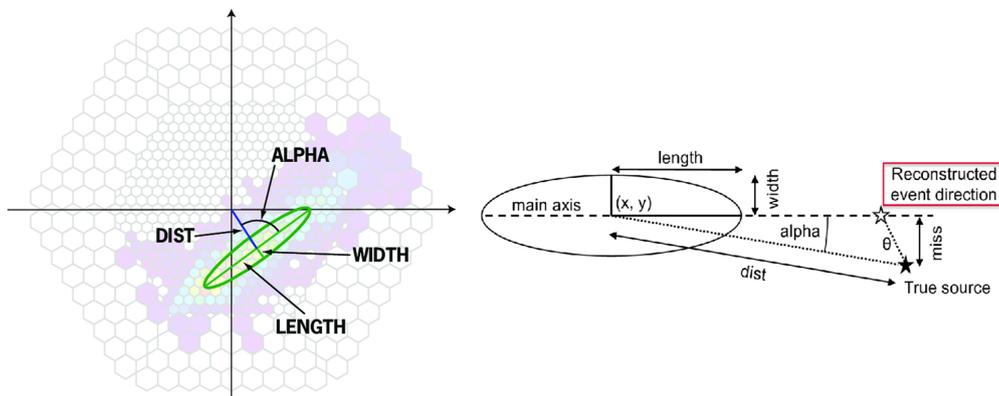


Figura 6: Parámetros de Hillas de la traza de un evento (rayo cósmico o gamma).

En el estudio de una fuente emisora de rayos gamma las observaciones también pueden verse afectadas por la presencia de fuentes difusas de rayos gamma u otros objetos astrofísicos cercanos que no son el objeto de estudio. Para distinguir de manera eficiente la señal de la fuente de interés, se emplean técnicas de observación que comparan regiones con señal (*ON*) y regiones de fondo (*OFF*). En general, los IACTs utilizan el método *wobble* donde el telescopio no utiliza observaciones separadas apuntando primero a la fuente y luego a las regiones de fondo, sino que optimiza el proceso al realizar ambas mediciones en una sola toma. En este método, el telescopio no apunta directamente al centro de la fuente, sino a una posición ligeramente desplazada. Para fuentes puntuales, este desplazamiento angular suele ser de 0.4° , un valor elegido en función de la resolución angular del LST-1. De esta manera, la fuente permanece dentro del campo de visión en una región *ON* que incluye tanto la emisión de la

fuelle como el fondo. Simultáneamente, se definen regiones *OFF* distribuidas simétricamente alrededor del punto de apuntado, todas con el mismo desplazamiento angular (Figura 7). La viabilidad de esta técnica depende de que la respuesta del instrumento sea radialmente simétrica de modo que las regiones *ON* y *OFF* tengan la misma respuesta.

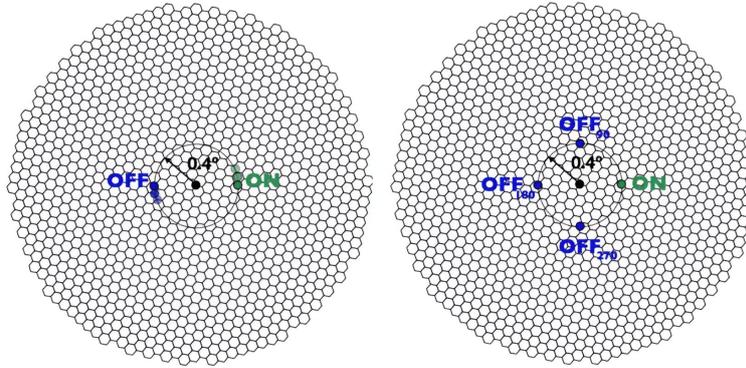


Figura 7: Modo de observación *wobble* donde el telescopio apunta con un ligero desplazamiento (círculo negro en el centro de la imagen) respecto a la fuente (región *ON* en color verde), permitiendo estimar simultáneamente la región de fondo [una (izquierda) o varias (derecha)] durante las observaciones [25].

A partir del número de eventos provenientes de las regiones *ON* y *OFF* y de la distancia angular calculada a la fuente de interés, se puede estimar cómo de probable es que haya un exceso de cuentas que no provengan de ruido asociadas a emisión de la fuente en los llamados **gráficos θ^2** . Estos gráficos son una herramienta para evaluar la significancia estadística de una fuente ya que representan la distribución de las distancias angulares al cuadrado (θ^2) de los eventos detectados respecto de la fuente objetivo. El número de fotones atribuibles a la fuente (N_s) se obtiene restando el fondo escalado: $N_s = N_{ON} - \alpha N_{OFF}$ donde α corrige la diferencia en tiempos de exposición entre las regiones. En ausencia de señal, la distribución de eventos sería similar en ambas regiones. En cambio, si existe una fuente de rayos gamma, se observaría un exceso de eventos *ON* en pequeños valores de θ^2 (ej. $\theta^2 < 0.04$ grados²), donde la contribución de la fuente debería ser dominante. Por encima del valor de corte ($\theta^2 > 0.04$ grados²) también pueden aparecer observaciones *ON source* pero estas corresponden principalmente a radiación de fondo, emisión difusa o contribuciones de fuentes cercanas dentro de la región de observación. La significancia estadística de este exceso se determina mediante el criterio de Li & Ma [27] que compara dos escenarios: la hipótesis nula, donde no hay fuente y cualquier aparente exceso es solo fluctuación estadística del fondo y la hipótesis alternativa, donde existe una fuente real que produce un exceso de rayos gamma. Esto proporciona una medida cuantitativa de cómo de improbable es que el exceso se deba únicamente a fluctuaciones aleatorias. Para confirmar una detección, se requiere una significancia estadística mínima de 5σ .

Este umbral corresponde a una probabilidad de ~ 1 falsa detección por cada 3.5 millones de medidas bajo la hipótesis nula [28].

A partir del exceso de cuentas observado en la fuente, es posible derivar la **Distribución Espectral de Energía** (SED, por sus siglas en inglés *Spectral Energy Distribution*), la cual proporciona una estimación del flujo de rayos gamma en función de la energía verdadera. Dado que la energía verdadera no es directamente observable, se emplea la energía reconstruida a partir de las observaciones, la cual difiere de la real debido a límites instrumentales e incertidumbres en la reconstrucción. Para corregir esto, se utiliza una matriz obtenida a partir de simulaciones MC que relaciona la energía reconstruida con la verdadera [29]. Esta matriz se conoce como matriz de migración y permite obtener una estimación corregida del flujo diferencial de fotones, definido como [30]:

$$\frac{dN}{dE} = \frac{d^3N}{dA dt dE} \quad (2.1)$$

donde A es el área efectiva que depende de la energía y el ángulo cenital (corregida mediante MC), t es el tiempo efectivo que es el tiempo total de observación excluyendo períodos de inactividad del telescopio y E es la energía verdadera. Finalmente, la SED se calcula como:

$$\text{SED}(E) = E^2 \frac{dN}{dE} \quad (2.2)$$

donde el factor E^2 transforma el flujo diferencial en unidades de energía por unidad de área y tiempo (ej. $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$).

También es posible obtener la **curva de luz** que describe la evolución temporal del flujo de rayos gamma proveniente de la fuente. Para ello, se dividen las observaciones en intervalos de tiempo y en cada uno de ellos, se integra el espectro de energía verdadero.

Tanto este análisis como los procedimientos descritos anteriormente – el gráfico θ^2 y la SED –, pueden llevarse a cabo utilizando la librería *GammaPy*. Esta es una herramienta de código abierto diseñada específicamente para el análisis de rayos gamma que será empleada en el presente trabajo.

2.2 Análisis y estructura general de los datos del LST-1

Los datos del LST-1 se organizan según su nivel de procesamiento en los siguientes niveles: DL0 (o R0, de *Raw data*), DL1, DL2 y DL3 (*Data Level 0, 1, 2 y 3*). Para reconstruir las observaciones del LST-1 se utiliza el software de pipeline *cta-lstchain* [31], basado en gran medida en *ctapipe* [32], que es una librería diseñada para el desarrollo de algoritmos de procesamiento de datos del CTAO. El esquema de los niveles de los datos se muestra en la Figura 8.

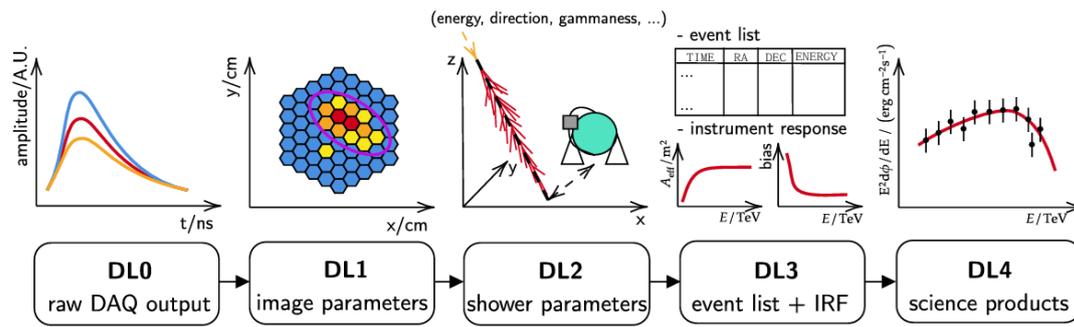


Figura 8: Esquema de organización de los niveles de los datos en LST-1 [33].

- El nivel DL0 corresponde a los datos brutos del telescopio sin calibrar, con las señales de fotodetectores en forma de pulsos eléctricos. Durante su procesamiento, estos pulsos se integran y calibran aplicando correcciones que incluyen la eliminación del ruido instrumental y la supresión del ruido de fondo NSB de fuentes como la luz lunar, estrellas o contaminación lumínica. Tras el cálculo de los parámetros de Hillas se generan los datos DL1 que contienen la información física reconstruida de los eventos.

Los datos DL1 se organizan en *subruns* que tienen una duración de entre 5 y 12 segundos que se agrupan a su vez en *runs* completos de aproximadamente 20 minutos, formando datos llamados *run-wise*. Todos los *runs* de una noche forman las observaciones llamadas *night-wise*. La calidad de los datos DL1 se evalúa mediante un conjunto de criterios de selección (*datachecks*) diseñados para identificar las observaciones adecuadas según los requisitos del análisis. Este proceso se basa en el estudio de los **espectros diferenciales de intensidad** (dR/dI , en unidades de eventos/s/p.e) de las lluvias de rayos cósmicos detectadas, donde la intensidad I corresponde al número total de fotoelectrones (p.e.) registrados en los píxeles de la imagen tras el proceso de limpieza.

En condiciones atmosféricas óptimas, la forma del espectro dR/dI depende principalmente del ángulo de apuntamiento (distancia cenital, ZD). Sin embargo, efectos como la absorción atmosférica o una eficiencia óptica reducida provocan un desplazamiento del espectro hacia intensidades menores (hacia la izquierda en el espectro), aunque los eventos sigan detectándose. Si se registra menos luz (por ejemplo, por absorción atmosférica o baja eficiencia óptica), los eventos se seguirán detectando pero con valores de intensidad más bajos, desplazando el espectro hacia la izquierda.

Para cuantificar estas variaciones, el espectro se ajusta a una ley de potencias en el rango de 316 a 562 p.e. (correspondiente a los límites de los *bins* de agrupación). Posteriormente, se aplica una corrección para normalizar los valores a un ángulo cenital equivalente a $ZD = 0$, lo que permite comparaciones consistentes entre distintas observaciones. Del ajuste se obtienen dos parámetros: A partir del valor de dR/dI en 422 p.e. (punto central del rango)

y el índice espectral. Estos valores se utilizan para evaluar la calidad de cada *runs*.

La selección inicial de los *runs* considera parámetros definidos por el usuario como la región del cielo, el rango de fechas, la distancia cenital y nivel máximo de NSB. Por defecto, se usa un rango de distancia cenital entre 0° y 50° (ya que a mayor distancia cenital la luz atraviesa más atmósfera y hay mayor absorción y dispersión) y un umbral máximo de desviación estándar del NSB de 2.3 f.e. (valor típico para eliminar observaciones afectadas por contaminación lunar). Después, se aplican automáticamente varios criterios de calidad, como la calidad del ajuste del espectro dR/dI , índice espectral y valor medio de dR/dI dentro de rangos aceptables o consistencia de los valores de dR/dI entre *subruns*. Estos criterios permiten seleccionar únicamente los datos que cumplen con estándares mínimos de estabilidad y calidad para su uso científico. Más detalles de esta selección pueden verse en [34].

Una vez seleccionados los *runs* con la calidad requerida, se procede a la reconstrucción de las cascadas para extraer los parámetros físicos del evento. Estos son: la energía, la dirección, el tipo de partícula y la probabilidad de ser un rayo gamma (gammaness, en el rango $[0,1]$). Para ello, se emplean *Random Forests* (RFs) generados mediante `lstmcpipe` [35] y entrenados con simulaciones MC que utilizan parámetros físicos de la cascada e información sobre la dirección a la que apunta el telescopio. Estas simulaciones se generan en nodos de apuntamiento sobre distintas líneas de declinación (Figura 9), ya que los modelos con todos los datos de MC serían muy pesados.

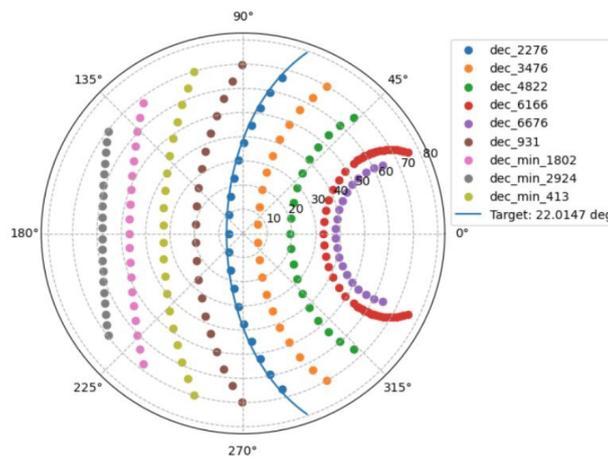


Figura 9: Líneas de declinación en las que se generan simulaciones MC para entrenar los *Random Forests* y nodos donde se entrena el RF.

- Paso de DL1 a DL2: Los archivos DL2 se obtienen combinando los datos reales DL1 de calidad y los RFs ya producidos y almacenados en el clúster utilizando la tarea `lstchain_d11_to_d12` de `lstchain`. Estos RFs utilizan simulaciones MC estándar que utilizan un

nivel por defecto de NSB (nivel con ruido bajo de luz del cielo). Sin embargo, en observaciones reales el NSB puede presentar variaciones significativas, por lo que se contempla la incorporación de fluctuaciones en las cargas de píxel para simular espectros más realistas de NSB (*NSB fine tuning*).

- La lista final de excesos de eventos asociados a rayos gamma se obtiene en los datos de nivel 3 (DL3). Estos datos se generan a partir de los DL2 y considerando las funciones de respuesta del instrumento (IRFs, *Instrument Response Functions*). Las IRFs son funciones que incorporan las condiciones de observación en las simulaciones MC. Las IRFs dependen principalmente del ángulo cenital (ZD) y la eficiencia del telescopio y se pueden calcular como el producto de tres funciones independientes: (1) El área efectiva (A_{eff}), que tiene en cuenta la eficiencia de detección según la energía y posición, (2) la dispersión de la energía (E_{disp}) y (3) la función de dispersión de punto (PSF), que consideran la probabilidad de reconstruir un evento con una energía E y una posición p respectivamente, cuando el fotón incidente tenía energía E_{true} y posición p_{true} verdadera [29]. Estas funciones se calculan para distintos nodos asumiendo que trabajamos con fuentes puntuales (*point-like* IRFs) y se seleccionan las correspondientes a la línea de declinación más próxima a nuestra fuente de interés. posteriormente se interpolan a todo el espacio.

Para generar las IRFs, se ejecuta el script `launch_irf_creation.sh` que aplica dos cortes principales a las simulaciones de MC:

1. *Corte en gammaness*. Para cada intervalo (*bin*) de energía reconstruida, se selecciona el valor de *gammaness* que conserva el 70% (valor por defecto) de los eventos gamma simulados en MC.
2. *Corte angular (theta cut)*. Para cada *bin* de energía reconstruida, se determina el radio alrededor de la dirección reconstruida que contiene el 70% de los gammas simulados.

Estos valores de corte corresponden al estándar adoptado en el análisis del telescopio LST-1, ya que optimiza el equilibrio entre la supresión de ruido de fondo y la conservación de estadística suficiente de rayos gamma [36].

Con los datos DL2 de las observaciones, las IRFs para todos los nodos de MC y la configuración de los cortes, se interpolan las IRFs a cualquier punto utilizando la herramienta `lstchain_create_dl3_file` para generar los datos DL3. Posteriormente se generan los *DL3 index file* que recopilan información tanto de los datos como de las IRFs para cada observación con una estructura que facilita su análisis posterior con *Gammapy*. El análisis de los datos DL3 permite obtener resultados finales como la distribución espectral y curva de luz (DL4).

2.3 Análisis de datos para Cygnus X-3

Las observaciones utilizadas en este análisis están almacenadas en el clúster del LST-1. Para acceder a él, fue necesario establecer una conexión desde una institución autorizada por la colaboración CTAO – el Instituto de Astrofísica de Andalucía (IAA-CSIC) en este caso – que permitiese la comunicación entre el equipo local y su servidor remoto vía SSH (*Secure Shell*). El análisis se llevó a cabo en Jupyter Notebook utilizando el entorno de la Escuela de Análisis del LST de 2024 que incluye las dependencias para el procesamiento de datos (*cta-lstchain* v0.10.17 y *Gammapy* v1.1) y los programas propuestos para el análisis.

Los nombres y fechas de los *runs* de observación de Cygnus X-3 se obtuvieron del catálogo del LST, filtrando las fuentes con las etiquetas ‘Cyg-X3’ y ‘Cyg_X3’. De los 74 *runs* identificados inicialmente, se excluyeron 6 procesados (en su conversión de DL0 a DL1) con una versión antigua de *lstchain* (v0.9), seleccionando finalmente 68 *runs* construidos con la versión v0.10. Las observaciones utilizadas corresponden a 7 noches entre julio y agosto de 2024: 30 de junio, 1, 2 y 9 de julio y 11, 12 y 30 de agosto de 2024.

El análisis se realizó a partir de los datos DL1. Para verificar la calidad de las observaciones, se aplicó el algoritmo descrito en la sección anterior, utilizando los siguientes parámetros: el directorio de los datos (ubicados en el clúster), el nombre de la fuente (‘Cygnus X-3’) y los criterios de selección estándar mencionados anteriormente. El análisis de las observaciones mediante los *datachecks* permitió identificar los *runs* que cumplían los criterios de calidad: 37 *runs* correspondientes a 4 noches de observación, con un tiempo total de exposición de 10.70 horas (30 de junio, 1 y 9 de julio y 30 de agosto de 2024) cumplían el criterio de selección. Por otro lado, se rechazaron 31 *runs* (30 de junio, 2 de julio, 11 y 12 de agosto de 2024), que sumaban 9.16 horas de observación porque no tenían una tasa de espectro de intensidad dR/dI apropiada.

El proceso de conversión de datos DL1 a DL2 se ejecutó mediante *SLURM*, un sistema de gestión de trabajos basado en administradores externos, ya que es un proceso que puede ocupar mucha memoria. Además de aportar la lista de los ficheros DL1 de calidad, dado que Cygnus X-3 tiene una declinación de $\delta = 40^{\circ}57'$, se utilizaron los RFs simulados para la línea de declinación $\delta = 34.76^{\circ}$, que es la línea más cercana disponible a la fuente.

Las IRFs se generaron de forma estándar utilizando los cortes de selección de $\gamma_{cut} = 0.7$ y $\theta_{cut=0.7}$, cuya justificación se presentó en la sección anterior. Una vez obtenidas, se generaron los datos DL3 especificando el archivo de configuración con los cortes de selección, el directorio de los datos DL2 y el de las IRFs, así como el nombre de la fuente. Durante este proceso fue necesario aumentar la memoria permitida por defecto (16 Gb) ya que la interpolación de las IRFs que se necesitaba para dos *runs* necesitaban más memoria (con 24 Gb se pudieron generar). En la Tabla 2 se resume el número total de *runs* y las horas de observación de las que

se disponía en cada etapa del procesamiento de los datos.

El primer resultado que se obtuvo fue el gráfico de distribución θ^2 , que se puede generar con los datos DL3 usando *Gammapy*. Se utilizó un valor de corte de $\theta^2 < 0.04$ grados² ($\theta < 0.2^\circ$) para separar señales de rayos gamma que provienen de la fuente y del fondo. Este valor de corte está relacionado con la apertura angular de radio 0.2° alrededor de la posición de la fuente, adaptada a la resolución angular del LST-1 [36]. Además, se aplicó una máscara de selección para seleccionar observaciones un tiempo mínimo de observación de 60 segundos. Con este criterio, un *run* quedó excluido dejando un total de 36 *runs* con un total de 9.2 horas. Finalmente, para cuantificar la significancia estadística del exceso de cuentas, se utiliza el método de máxima verosimilitud propuesto por Li & Ma [27]. Esta técnica, descrita en la Sección 2.1, considera tanto las incertidumbres de los conteos *ON source* como *OFF source*.

Etapa	Nº de runs	Tiempo total (h)	Comentario
DL1 totales	74	–	Datos procesados con distintas versiones
DL1 v.0.10	68	19.86	Datos procesados con <i>lstchain</i> v0.10
DL1 de calidad	37	10.7	4 noches de observación
DL3	36	9.2	1 <i>run</i> de corta duración

Tabla 2: Resumen del número de *runs* y tiempo de observación en cada etapa del procesamiento de datos.

En la Figura 10 se muestra el mapa de eventos observadas, donde las cuatro cruces blancas representan los centros de apuntado del telescopio en los cuatro modos *wobble* utilizados, desplazados de la fuente – a la que no se apunta directamente – indicada con una estrella azul central. En este análisis se configuró solo una región *OFF* y por lo el fondo se estima en la posición simétrica y opuesta a la fuente desde cada posición *wobble*, representado mediante las cuatro estrellas de colores.

A continuación se muestran las distribuciones de distancia angular (θ^2) de las cuentas de la fuente (*ON source*) y de fondo (*background*) en tres intervalos de energía de rayos gamma: alta energía [0.01, 0.10] TeV y muy alta energía [0.10, 1.00] TeV y [1.00, 10.00] TeV. La línea vertical discontinua en $\theta^2 = 0.04$ grados² en la Figura 11 delimita la región de señal ($\theta^2 < 0.04$ grados²), donde se espera la mayor contribución de la fuente.

En la Figura 12 se muestra el resultado del exceso de cuentas en función de θ^2 que viene dado por la resta de las cuentas de la fuente menos las del fondo. En la gráfica con rango de energía entre 0.01 y 0.10 TeV hay un exceso de cuentas en $\theta^2 \in [0.04, 0.15]$ grados², que puede ser debido a la presencia de fuentes de rayos gamma cerca de la región de interés. En este

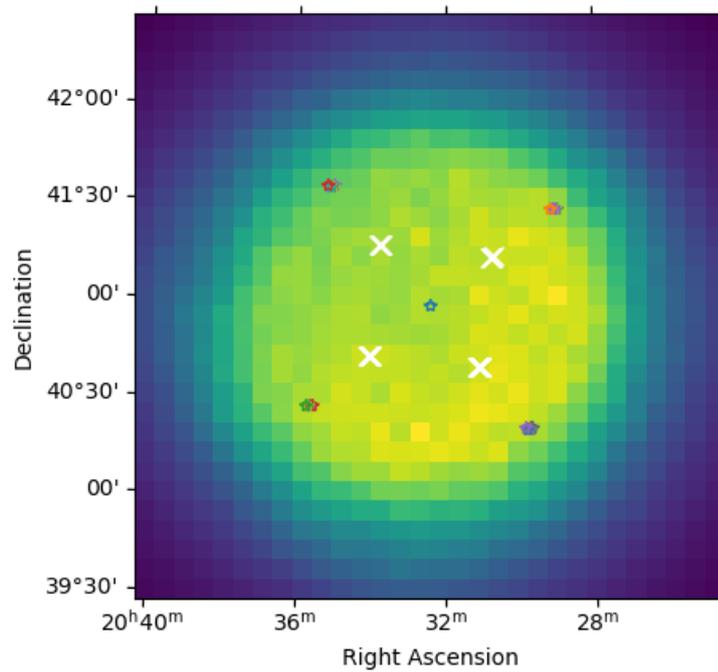


Figura 10: Mapa de eventos que muestra el modo de observación *wobble* utilizado en la observación de Cygnus X-3. La estrella azul central marca la posición real de la fuente. Las cuatro estrellas restantes indican las regiones *OFF*. La escala de colores representa las cuentas, los tonos amarillos corresponden a mayores acumulaciones de eventos.

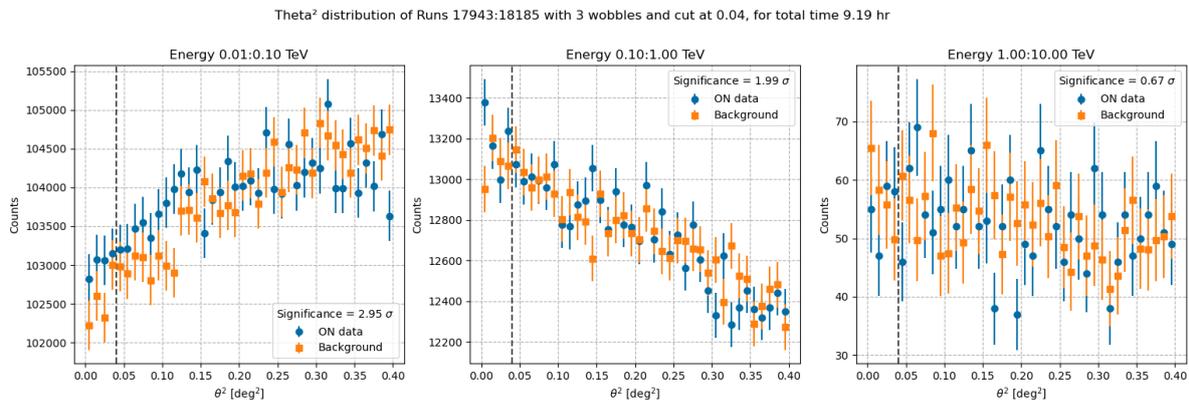


Figura 11: Gráficos de θ^2 para distintos rangos de energía que muestran los datos de la fuente (puntos azules) y los datos de fondo (puntos naranja).

mismo rango de energía hay una mayor significancia ($S = 2.95 \sigma$) que en los demás rangos de energía. Sin embargo, la significancia no es suficiente como para confirmar detección de rayos gamma provenientes de la fuente.

Para obtener el SED se especificó un rango de energía reconstruida entre 0.05 TeV y 50

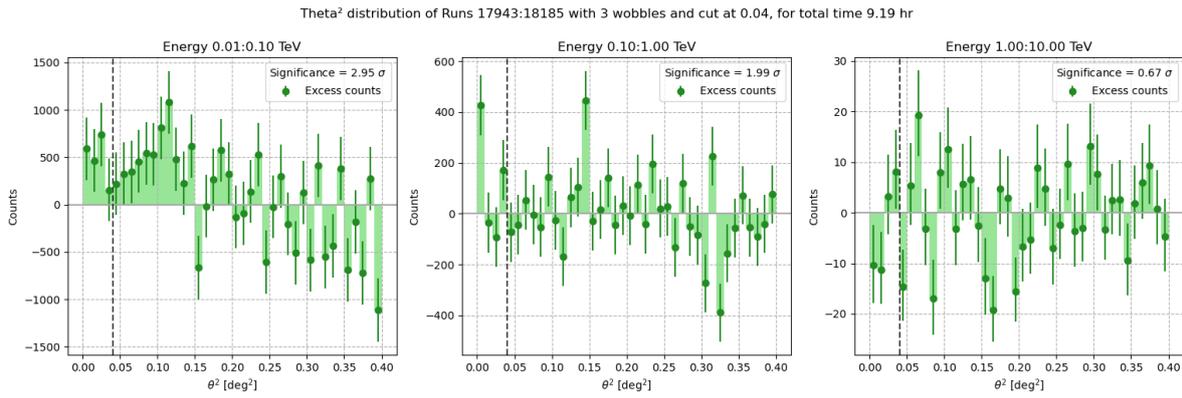


Figura 12: Gráficos de θ^2 para distintos rangos de energía que muestran el exceso de cuentas acumulados de todos los *runs*.

TeV, con un bineado de 4 bins por década en escala logarítmica. Para estimar las energías verdaderas a partir de las energías reconstruidas, se definió un rango más amplio para la energía verdadera, de 0.01 a 100 TeV con 10 bins por década.

En la Figura 13 se muestra una tabla con los puntos espectrales calculados con la función de *Gammapy* ‘FluxPointsEstimator’. Esta tabla incluye la energía central (e_ref) junto con sus intervalos de error, la SED ($e2dnde$) junto a su error, la significancia (\sqrt{ts}) y la predicción de fotones para cada intervalo energético. En las últimas cuatro columnas se muestran bins que presentaban una predicción de solo ~ 2 fotones (columna de $npred$), y por tanto, una significancia estadística insuficiente. Por lo tanto, en el análisis se descartaron estos cuatro datos. En la tabla también aparece un indicador de si los valores corresponden a límites superiores (is_ul). Como no se detectó una señal significativa en las observaciones analizadas, todos los datos presentados corresponden a límites superiores.

Estos límites superiores se muestran tanto en la SED (Figura 14, *Izquierda*) como en la curva de luz (Figura 14, *Derecha*). En la SED se observan siete límites superiores (puntos azules) correspondientes a cada bin de energía. Estos datos se ajustaron a una ley de potencias, obteniendo un valor de índice espectral de 3.1 ± 0.5 , una normalización de $(1.6 \pm 1.1) \cdot 10^{-11} \text{ TeV}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ y una energía de referencia de $2.5 \cdot 10^{-1} \text{ TeV}$. La curva de referencia de la Nebulosa del Cangrejo (curva verde) se muestra como referencia. En la curva de luz se observan tres límites superiores correspondientes a tres noches de observación que se obtuvieron integrando los distintos valores del flujo para cada *run* de cada noche. En la curva de luz se presentan tres límites superiores, obtenidos al integrar el flujo en energía para las tres noches de observación. Cada límite corresponde al promedio de los flujos de todos los *runs* dentro de una misma noche.

Table length=11

e_ref	e_min	e_max	e2dnde	e2dnde_err	e2dnde_errp	e2dnde_errn	e2dnde_ul	ts	sqrt_ts	npred	npred_excess	stat	is_ul	counts
TeV	TeV	TeV	TeV / (s cm ²)	float64	float64	float64[1]	float32[1]	float64	bool	float64[1]				
0.119	0.089	0.158	1.024e-11	1.261e-11	1.261e-11	nan	2.285e-11	4.116	2.029	127135.12624970496	1021.25146	0.000	True	127135.0
0.211	0.158	0.281	1.660e-12	5.095e-12	5.096e-12	nan	6.756e-12	0.664	0.815	13394.996817363652	132.99367	0.000	True	13395.0
0.375	0.281	0.500	9.597e-13	2.260e-12	2.261e-12	nan	3.221e-12	1.127	1.062	1735.9997093162556	61.999428	0.000	True	1736.0
0.667	0.500	0.889	2.083e-13	1.574e-12	1.578e-12	nan	1.786e-12	0.109	0.331	461.99947339565347	9.998959	0.000	True	462.0
1.186	0.889	1.581	-5.375e-13	1.282e-12	1.285e-12	nan	7.478e-13	1.100	-1.049	123.00017290538909	-16.99963	0.000	True	123.0
2.108	1.581	2.812	3.155e-13	1.082e-12	1.115e-12	nan	1.430e-12	0.530	0.728	37.00515620186116	6.009475	0.000	True	37.0
3.749	2.812	5.000	3.612e-13	1.009e-12	1.109e-12	nan	1.470e-12	0.805	0.897	12.000298613604116	4.000498	0.000	True	12.0
6.668	5.000	8.891	-3.172e-13	9.713e-13	1.089e-12	nan	7.714e-13	0.680	-0.824	2.000101137772151	-1.9996966	0.000	True	2.0
11.857	8.891	15.811	2.904e-13	1.244e-12	1.754e-12	nan	2.041e-12	0.340	0.583	2.0084745972337004	1.0126762	0.000	True	2.0
21.085	15.811	28.117	0.000e+00	3.441e-14	1.656e-12	nan	1.656e-12	0.000	-0.000	0.0	0.0	0.000	True	0.0
37.495	28.117	50.000	2.329e-12	4.117e-12	6.842e-12	nan	9.176e-12	2.773	1.665	1.9955481032758742	1.9955481	0.000	True	2.0

Figura 13: Tabla que muestra los datos de los puntos espectrales para cada bin. Los últimos cuatro datos recuadrados en rojo fueron eliminados al tener un número de fotones predicho inferior o igual a 2 fotones.

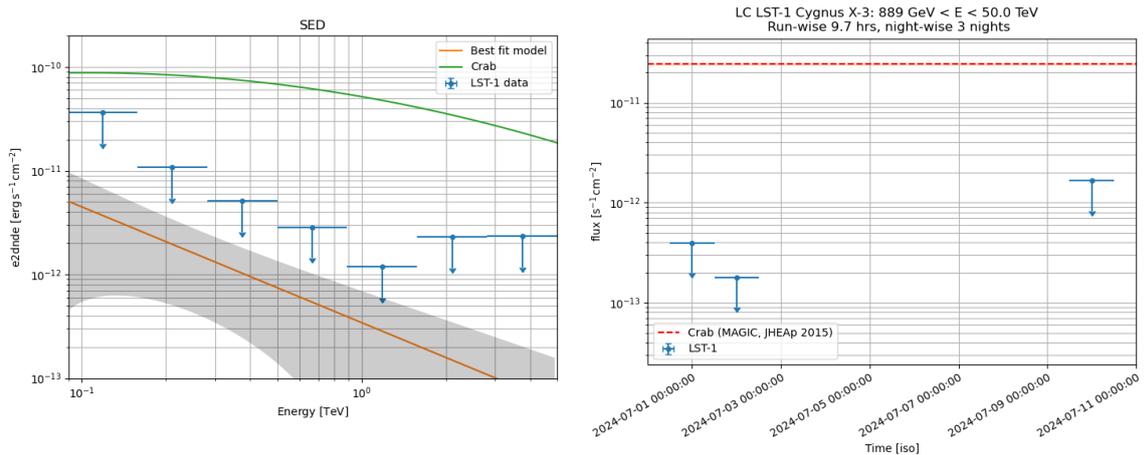


Figura 14: *Izquierda*, SED de las observaciones de Cygnus X-3 con el LST-1 junto a la curva de referencia (verde) de la Nebulosa del Cangrejo y ajuste a una ley de potencias (naranja). *Derecha*, curvas de luz de las tres noches de observación con todos los datos del flujo promediados.

3 Modelado de la emisión gamma de Cygnus X-3

3.1 Mecanismos de radiación y absorción a altas energías

A continuación se analizan los mecanismos de emisión de rayos gamma en microcuásares para interpretar los resultados obtenidos. Esta emisión puede explicarse tanto mediante procesos leptónicos como hadrónicos.

Entre los mecanismos leptónicos, el mecanismo más eficiente de producción de rayos gamma en microcuásares es el **efecto Compton Inverso** (IC, de *Inverse Compton*),

$$e^- + \gamma \rightarrow e^- + \gamma, \quad (3.1)$$

donde un electrón relativista transfiere parte de su energía a un fotón incidente, generando así emisión gamma. En sistemas como Cygnus X-3, este mecanismo se produciría a través de los fotones ultravioleta del viento estelar o del disco de acreción que podrían ser dispersados inversamente por los electrones relativistas acelerados en jet. Este modelo es capaz de explicar la forma espectral cuando la fuente estaba en estado *soft* en el rango de GeV así como la emisión de rayos X duros en ~ 100 keV [23].

Otros mecanismos leptónicos, como la radiación sincrotrón - producida por partículas cargadas energéticas en presencia de campos magnéticos-, no alcanzan suficiente potencia para generar emisión significativa en rayos gamma en la mayoría de los entornos astrofísicos. Esto se debe a que la intensidad típica de los campos magnéticos y las energías de los electrones relativistas limitan la emisión sincrotrón a frecuencias más bajas, usualmente en el rango de radio o rayos X. Esta radiación se asocia mayormente a la emisión observada en radio producida por los leptones acelerados en torno al jet [37].

Por otro lado, el escenario hadrónico más favorable es a través de **interacciones protón-protón** (pp) de protones relativistas que escapan del jet con protones del viento estelar [38],

$$p + p \rightarrow p + p + \pi^0 + a\pi^0 + b(\pi^+ + \pi^-) \quad (3.2)$$

$$p + p \rightarrow p + n + \pi^+ + a\pi^0 + b(\pi^+ + \pi^-) \quad (3.3)$$

$$p + p \rightarrow n + n + 2\pi^+ + a\pi^0 + b(\pi^+ + \pi^-) \quad (3.4)$$

donde a y b son números enteros positivos cualesquiera. Los piones cargados decaen con una probabilidad de $\sim 98.8\%$ en dos fotones [39]:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (3.5)$$

Lo cual explicaría la emisión de rayos gamma. Por otro lado, los piones cargados decaen, con un $\sim 99.99\%$ de probabilidad, a:

$$\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu_{\mu}^{(\pm)} \quad (3.6)$$

Un modelo hadrónico alternativo podría contemplar **interacciones protón-fotón** ($p\gamma$), donde los protones acelerados en el jet colisionan con el campo de fotones de rayos X del disco de acreción, generando piones. No obstante, para producir un flujo detectable de neutrinos y rayos gamma de alta energía, los protones deberían alcanzar energías del orden de 10 PeV dentro del jet, un valor elevado en comparación con las energías requeridas en otros modelos.

Por otro lado, los rayos gamma pueden sufrir absorción al interactuar con fotones ultravioleta provenientes de la estrella compañera, mediante el proceso de **creación de pares**:

$$\gamma + \gamma \rightarrow e^{+} + e^{-} \quad (3.7)$$

3.2 Descripción del modelo

El escenario que se estudiará en este Trabajo Fin de Máster (TFM) es el modelo con interacciones pp por dos motivos fundamentales:

- *Validación teórica previa.* Este modelo fue estudiado por Sahakyan et. al (2013) [38] y mostró que observaciones es capaz de ajustarse correctamente al espectro observado en rayos gamma por *AGILE* y *MAGIC*. También muestra que el modelo de interacciones pp requiere energías de protones más bajas y realistas que los modelos $p\gamma$.
- *Observaciones recientes.* Los recientes resultados de los recientes resultados de LHAA-SO [18] que sugieren emisión en el rango de muy alta energía cerca de la región de Cygnus X hacen que este escenario sea especialmente relevante frente a modelos leptónicos: a energías superiores a ~ 10 TeV la producción de rayos gamma mediante el mecanismo de IC se ve suprimida debido a que los electrones pierden energía más rápidamente que los protones. Por lo tanto, una detección de rayos gamma por encima de 100 TeV apuntaría claramente a un origen hadrónico, ya que solo los protones pueden alcanzar energías del orden del PeV y mantener la emisión en este régimen. Observaciones en este rango de energía no solo confirmarían un escenario hadrónico, sino que también podría indicar la presencia de un posible PeVatrón [40].

En este trabajo se reevaluará el modelo de Sahakyan con los datos de *MAGIC* y *AGILE* y se incorporarán las observaciones del LST-1 obtenidas para verificar su validez actual y establecer nuevas restricciones a los parámetros del modelo. Este trabajo sigue el planteamiento original de Sahakyan et al. (2013) [38], que se basa en el modelo de producción y absorción descrito a continuación.

3.2.1 Producción de la emisión gamma

Para la producción de rayos gamma considera que:

- *Aceleración e inyección de protones.* La energía del jet está dominada principalmente por la energía cinética de un plasma de electrones y protones, con una población significativa de protones relativistas. Estas partículas, a medida que se aceleran a lo largo del jet y se propagan, pueden escapar de él a cierta distancia del objeto compacto ya que el campo magnético se debilita. Los protones que escapan inyectan partículas en el medio circundante con un espectro descrito por una ley de potencias:

$$Q_p(E) = KE^{-\alpha} \quad (3.8)$$

donde K es la constante de normalización, ε la eficiencia, α el índice espectral y $E_{\max} = 10^4$ TeV la energía máxima de corte. El espectro Q_p espectro tiene unidades de partículas por unidad de tiempo por unidad de energía.

- *Población de partículas resultante.* Tras escapar del jet y llegar a la región de vientos estelares, los protones pierden energía (se enfrían) mediante interacciones que generan radiación gamma. Esta población de partículas se describe mediante la función de distribución:

$$N_p(\vec{r}, E, t) = \frac{dN}{dE} \quad (3.9)$$

que tiene unidades de partículas por unidad de energía. Bajo las suposiciones de estado estacionario, homogéneo y sin escape, la distribución de partículas se obtiene resolviendo la ecuación de transporte simplificada [41]:

$$\frac{\partial(bN_p)}{\partial E} = Q_p(E, \vec{r}, t) \quad (3.10)$$

donde $b = dE/dt$ es la tasa total de pérdida de energía de los protones y Q_p el espectro de inyección de partículas. La solución es:

$$N_p(E) = \frac{K}{\alpha - 1} \frac{E^{-(\alpha-1)}}{|b(E)|} \quad (3.11)$$

Este resultado se puede reescribir utilizando la definición de tiempo de enfriamiento t_{enf} , que es el tiempo necesario para que los protones puedan interactuar:

$$t_{\text{enf}}^{-1} = -\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} \Rightarrow |b(E)| = t_{\text{enf}}^{-1} E \quad (3.12)$$

En el caso de interacciones pp , $t_{\text{enf}} = E/b(E) \sim \text{cte}$ [42], concretamente:

$$t_{\text{enf}} \approx \frac{10^{15}}{\eta} \text{s} \quad (3.13)$$

donde $\eta = \rho_W/1 \text{ cm}^{-3}$, siendo $\rho_W = 6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ la densidad del viento estelar en Cygnus X-3. Esto nos permite reescribir la función de distribución de protones de la forma:

$$N_p(E) = A \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\alpha} \approx \frac{K}{(\alpha - 1)} t_{\text{enf}} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\alpha} \quad (3.14)$$

donde $E_0 = 1 \text{ TeV}$ es un valor de referencia para la energía y A es la constante de normalización con unidades de inversa de energía.

- *Potencia de protones y normalización.* La constante de normalización A se puede estimar a partir de la potencia de los protones acelerados en el jet, $W_p \approx 1.74 \cdot 10^{40} \text{ erg}$ [38] (para $\alpha = 2.4$). Esta potencia incluye un factor de eficiencia de $\xi \approx 0.1$ que considera que solo una parte de la energía del jet se convierte en energía de los protones. La relación se establece mediante:

$$W_p = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} N_p E dE = \frac{A}{E_0^{-\alpha}} \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} E^{-\alpha} E dE = \frac{A}{E_0^{-\alpha}} \frac{1}{2 - \alpha} (E_{\max}^{2-\alpha} - E_{\min}^{2-\alpha}) \quad (3.15)$$

Para los límites $E_{\min} = 1 \text{ GeV}$ y $E_{\max} = 1000 \text{ TeV}$ y un índice espectral $\alpha = 2.6$, se obtiene una normalización de:

$$A \approx 1.03 \cdot 10^{38} \text{ TeV}^{-1}$$

Este es el valor que se utilizará inicialmente en el cálculo de la distribución de protones con $\alpha = 2.6$ y después se recalculará para distintos índices espectrales. El valor de la potencia W_p se mantendrá fijo a pesar de que dependa de α , es decir, la variación de α solo modificará el valor la normalización a través de la integral y no la potencia por simplicidad.

También se incluirá un corte exponencial para $E_{\max} = 1000 \text{ TeV}$ [43], de modo que la distribución de protones efectiva que se empleará es [43]:

$$N_p^{\text{cutoff}}(E) = A \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\alpha} \exp\left(-\frac{E}{E_{\max}}\right) \quad (3.16)$$

3.2.2 Absorción

Para incorporar este efecto en el modelo se considera la opacidad promediada sobre todos los ángulos posibles de emisión de los rayos gamma [38]:

$$\tau_\gamma(E_\gamma, r) = \int_r^\infty \int_{\varepsilon_{\min}}^\infty n(\varepsilon_0, r') \sigma_{\gamma\gamma}(\varepsilon_0, E_\gamma) d\varepsilon_0 dr' \quad (3.17)$$

donde ε_0 es la energía de los fotones de la estrella compañera, $\varepsilon_{\min} = m_e^2 c^4 / E_\gamma$, siendo E_γ la energía del rayo gamma y $n(\varepsilon_0, r')$ la distribución de fotones provenientes de la fuente. $\sigma_{\gamma\gamma}(\varepsilon_0, E_\gamma)$ es la sección eficaz de la creación de pares derivada en [44], que viene dada por:

$$\sigma_\gamma(\varepsilon_0, E_\gamma) = \frac{1}{2} \pi r_0^2 (1 - \beta^2) \left[(3 - \beta^4) \ln \frac{1 + \beta}{1 - \beta} - 2\beta(2 - \beta^2) \right] \quad (3.18)$$

donde:

- $r_0 = 2.818 \cdot 10^{-13}$ cm es el radio del electrón clásico,
- $\beta = \sqrt{1 - 1/s}$ es la velocidad de los electrones en el sistema centro de masa
- y el parámetro s está definido como:

$$s = (\epsilon_0 E_\gamma / 2m_e^2 c^4) (1 - \cos \theta) \quad (3.19)$$

Para que el proceso sea energéticamente posible se requiere que $s > 1$. En este trabajo se asumirán colisiones frontales ($\theta = \pi$).

Se considerará que la distribución de fotones provenientes de la estrella $n(\epsilon_0, r)$ sigue un espectro de cuerpo negro modificado para incluir la dependencia con la distancia r de la estrella compañera a la region de emisió:

$$n(\epsilon_0, r) = \frac{2\pi\epsilon_0^2}{(hc)^3} \frac{1}{e^{\epsilon_0/kT_{\text{eff}}} - 1} \frac{R_S^2}{r^2} \quad (3.20)$$

donde h y k son las constantes de Planck y de Boltzmann, $R_S = 6 \cdot 10^{10}$ cm es el radio de la estrella compañera en Cygnus X-3 y $T_{\text{eff}} = 10^5$ K su temperatura efectiva.

La corrección de un flujo cualquiera $\phi_0(E_\gamma)$ tras considerar la atenuación por la absorción de los fotones es viene dada por:

$$\phi_{\text{final}}(E_\gamma, r) = \phi_0(E_\gamma) \cdot e^{-\tau_\gamma(E_\gamma, r)} \quad (3.21)$$

En la Tabla 3 se resumen los parámetros del modelo fijos y libres. Los valores óptimos de estos últimos se determinarán en la siguiente sección utilizando datos observacionales.

Parámetros libres		Parámetros fijos	
Parámetro	Valor	Parámetro	Valor
Índice espectral (α)	2.3–2.8	Energía de corte (E_{max})	10^3 TeV
Distancia a Cygnus X-3	7–10 kpc	Potencia de protones (W_p)	$1.74 \cdot 10^{40}$ erg
Eficiencia (ϵ)	5–15 %	Temp. efectiva (T_{eff})	10^5 K
Dist. fotones-estrella (r)	1.5–4.5 R_S	Radio estelar (R_S)	6×10^{10} cm

Tabla 3: Parámetros del modelo empleado, mostrando tanto los parámetros libres como fijos utilizados en el análisis.

A continuación se discuten los criterios en los que hemos basado la elección de los valores para los parámetros libres. Estudios previos han demostrado que valores del índice espectral $\alpha \in [2.4, 2.8]$ proporcionan un buen ajuste a datos observacionales en el estado de emisión

soft de Cygnus X-3 [38]. La distancia a Cygnus X-3 no se conoce con precisión, pero las observaciones actuales indican que la fuente se encuentra a una distancia de entre 7 y 10 kpc. En cuanto a la eficiencia, en la literatura se ha utilizado comúnmente un valor de eficiencia de $\sim 10\%$ para la producción pp de partículas del jet con el viento estelar. En este trabajo, se explorará cómo variaciones en este parámetro afectan al espectro resultante en un rango físicamente razonable entre 5% y 20% (un factor dos). Por último, sobre la distancia de los fotones a la estrella r , consideraremos un rango desde el radio estelar (límite físico mínimo, aunque menos probable) hasta 5 veces el radio de la estrella.

4 Resultados

4.1 Resultados del modelado

Para modelar la producción de rayos gamma se empleó el paquete de Python *NAIMA* [45], que incluye procesos radiativos no térmicos como el de sincrotrón, Compton inverso, Bremsstrahlung y producción de piones mediante interacciones pp . Todos estos modelos requieren como entrada una distribución de partículas aceleradas. En nuestro caso, como distribución de partículas utilizaremos la distribución de protones dada por la Ecuación 3.16 que sigue una ley de potencias con un corte exponencial. Esta distribución está ya implementada en *NAIMA* y toma como argumentos: la normalización A , la energía de referencia E_0 , el índice espectral α y la energía de corte E_{\max} . El siguiente fragmento de código muestra su definición:

```
1 proton_distribution = naima.models.ExponentialCutoffPowerLaw(
2     A, E0, alpha, Emax)
```

Código 1: Definición de la distribución de protones del jet utilizando *NAIMA*. Los parámetros son los definidos en la Tabla 3.

NAIMA permite calcular la producción de rayos gamma originada por interacciones pp seguidas de la desintegración de piones, que da lugar a la emisión de fotones. La parametrización más actualizada de la sección eficaz integral y del espectro de emisión de fotones, propuesta por Kafexhiu et al. (2014) [46], está implementada en este código. El cálculo numérico requiere dos entradas principales: la distribución de protones, y la densidad de protones ρ_w del medio. La implementación se realiza de la siguiente forma:

```
1 PP = naima.models.PionDecay(proton_distribution, rho_w)
```

Código 2: Definición del modelo que produce fotones a través de interacciones pp seguidas de desintegración de piones.

La SED se calcula evaluando el espectro de rayos gamma computado en el paso anterior en un rango de energía para los fotones (`spectrum_energy`) dado y corrigiendo por la distancia

a la fuente d para dar cuenta de la distancia a la que se observa el flujo y obtener la luminosidad intrínseca normalizada por el factor geométrico $4\pi d^2$. El cálculo de la densidad de flujo energético se realiza mediante:

```
1 model_flux = PP.sed(spectrum_energy, d)
```

Código 3: Cálculo del SED con interacciones pp calculado para un rango de energías dado.

En cuanto a la absorción, ***NAIMA* no incluye herramientas para modelar absorciones internas** en la fuente, como la producida por la creación de pares. Para incorporar este efecto al modelo, fue necesario **implementar manualmente** las ecuaciones de opacidad presentadas en la Sección 3.2.2, resolviendo numéricamente la integral doble requerida para el cálculo de la opacidad $\tau_\gamma(E_\gamma, r)$. El código completo del cálculo de la absorción está disponible públicamente en GitHub [47].

En la Figura 15 se presenta la opacidad τ_γ calculada para diferentes distancias a la estrella. La curva azul ($r = R_S$) muestra valores de τ_γ significativamente mayores que los de la curva negra ($r = 10R_S$) especialmente a partir de 10 GeV. Por ejemplo, para una energía de ~ 100 GeV la opacidad puede cambiar un orden de magnitud según la separación: $\tau_\gamma \sim 30$ para $r = R_S$ (curva azul) y $\tau_\gamma \sim 3$ para $r = 10R_S$ (curva roja). Para energías superiores a 0.1 TeV, la opacidad presenta una disminución pronunciada. A energías aún más altas, por encima de 100 TeV, la opacidad se vuelve despreciable ($\tau_\gamma \ll 1$) para cualquier valor de la separación r .

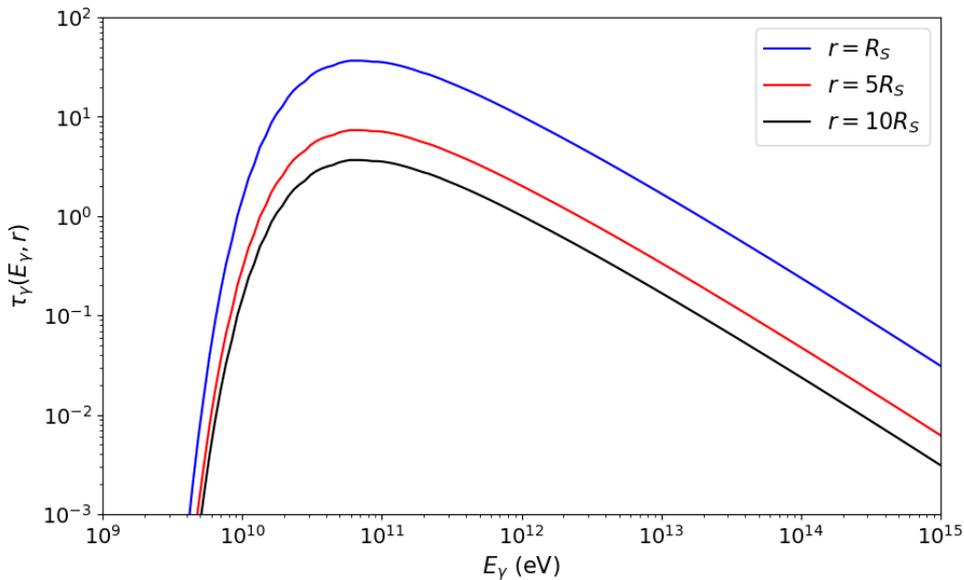


Figura 15: Opacidad de la creación de pares a partir de dos fotones, en función de la energía, calculada para distintas distancias de los fotones a la estrella de Cygnus X-3.

Una vez calculada la opacidad, el flujo absorbido por el campo del viento de la compañera

se calcula de la siguiente forma para cada valor del espectro de energía y una distancia r dada:

```
1 model_flux_absorbed = PP.sed(spectrum_energy, d)*np.exp(-tau)
```

Código 4: Implementación de la absorción.

4.2 Datos adicionales explorados

Además de los datos del LST-1 mostrados en la Figura 14 que corresponden a observaciones de un estado *soft* de Cygnus X-3 se incluirán las siguientes observaciones:

- *Observaciones de AGILE*. Este satélite de la Agencia Espacial Italiana monitorizó Cygnus X-3 entre noviembre de 2007 y julio de 2009. Confirmó la detección de rayos gamma de alta energía (HE) cuando la fuente se encontraba en estado *soft* [23].
- *Límites superiores de MAGIC*. Los telescopios MAGIC observaron Cygnus X-3 durante un total de 70 horas entre marzo de 2006 y agosto de 2009, en el rango de muy alta energía (VHE). Clasificaron las observaciones según los estados *soft* y *hard*, pero no detectaron emisión significativa, obteniendo únicamente límites superiores [48].
- *Curva de sensibilidad de LHAASO*, correspondiente a un año de observación [49].

El telescopio espacial *Fermi-LAT* ha detectado emisión de rayos gamma de alta energía en Cygnus X-3, incluyendo eventos en el mismo periodo que los detectados por *AGILE* en 2008 y 2009, así como un brote intenso en 2020 durante un estado *soft* [24]. Además, *Fermi-LAT* ha identificado contribuciones significativas de rayos gamma en períodos donde la fuente no se encontraba claramente en estado *soft*. En la Figura 16 se muestra la curva de luz de Cygnus X-3 durante distintos años, donde se observa una considerable evolución temporal de emisión. La SED disponible para las observaciones de *Fermi-LAT* corresponden a datos obtenidos integrando en todo el período desde 2008 hasta 2022 (disponibles en el catálogo 4FGL-DR4).

En cambio, los datos obtenidos por *AGILE*, *MAGIC* y los del LST-1 corresponden a períodos definidos en los que la fuente se encontraba en estado *soft*. Como el objetivo de este estudio es caracterizar un posible proceso de emisión de rayos gamma en el estado *soft*, no se utilizarán los datos de *Fermi-LAT*.

4.3 Exploración de parámetros y comparación con los datos

El ajuste de los parámetros libres se realizó explorando el efecto de de cada parámetro individual en el modelo. Como punto de partida, se definió un conjunto de parámetros de referencia tomando los valores centrales de los rangos estudiados (Tabla 3): $\alpha = 2.6$, $d = 8$ kpc,

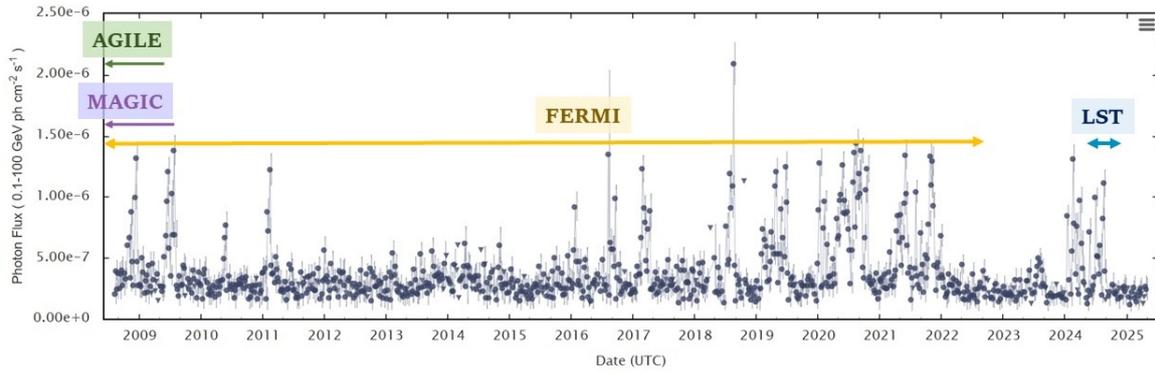


Figura 16: Curva de luz de Cygnus X-3 durante distintos años (2008 hasta 2025). El SED disponible con los datos de *Fermi-LAT* integra todos estos 14 años de datos, abarcando múltiples estados de la fuente. En contraste, los SEDs de AGILE, MAGIC y LST-1 corresponden exclusivamente a períodos confirmados en estado *soft*.

$\varepsilon = 0.1$ y $r = 3R_s$. Para analizar su influencia, cada parámetro se varió de forma independiente manteniendo los demás fijos en sus valores de referencia. Este enfoque permite evaluar el impacto individual de cada parámetro en el modelo, lo cual es fundamental para interpretar correctamente los resultados físicos. Una vez caracterizados estos efectos, se seleccionará una combinación óptima de parámetros dentro del espacio definido por los cuatro parámetros libres, buscando un ajuste compatible con los datos observacionales. En este análisis se optó por un enfoque cualitativo (en lugar de cuantitativo) debido a: (1) la naturaleza no gaussiana de los errores, (2) la presencia de límites superiores que no pueden tratarse como datos convencionales y (3) las correlaciones entre bins energéticos que se introducen al calcular el SED a partir de las observaciones[50]. Estos factores hacen que los métodos de ajuste tradicionales (como mínimos cuadrados) resulten inadecuados. Además, nuestro enfoque prioriza la identificación de un mecanismo físico sobre la obtención de valores numéricos precisos. Para esto, un análisis de parámetros para evaluar la influencia relativa de cada parámetro y encontrar configuraciones físicamente compatibles con las observaciones es adecuado. A continuación se explora cómo afecta el cambio de cada parámetro libre.

En la Figura 17 se muestra cómo afecta una variación de ± 0.2 unidades en el índice espectral respecto al valor de referencia. Se observa que este parámetro modifica la forma de la SED ($E^2 dN/dE$) predicha, en especial la pendiente a partir de energías de ~ 10 GeV, que se puede apreciar mejor en el modelo sin absorción (líneas discontinuas). En el modelo que incluye la absorción (líneas continuas) se observa que tras la caída exponencial, esta diferencia en la pendiente hace que el modelo con absorción (líneas continuas) también modifique la SED: mayores valores de α implican un máximo en la SED menor en comparación con índices espectrales más bajos, ya que tras la absorción la SED tiende a alcanzar la pendiente

establecida por el valor de α . En concreto, un índice espectral más duro como $\alpha = 2.3$ (curva roja) predice una SED tres órdenes de magnitud mayor en el máximo tras la caída exponencial en comparación con un índice más blando $\alpha = 2.8$ (curva verde). También se observa que el modelo con $\alpha = 2.3$ supera algunos límites superiores de las observaciones a pesar de incluir la absorción.

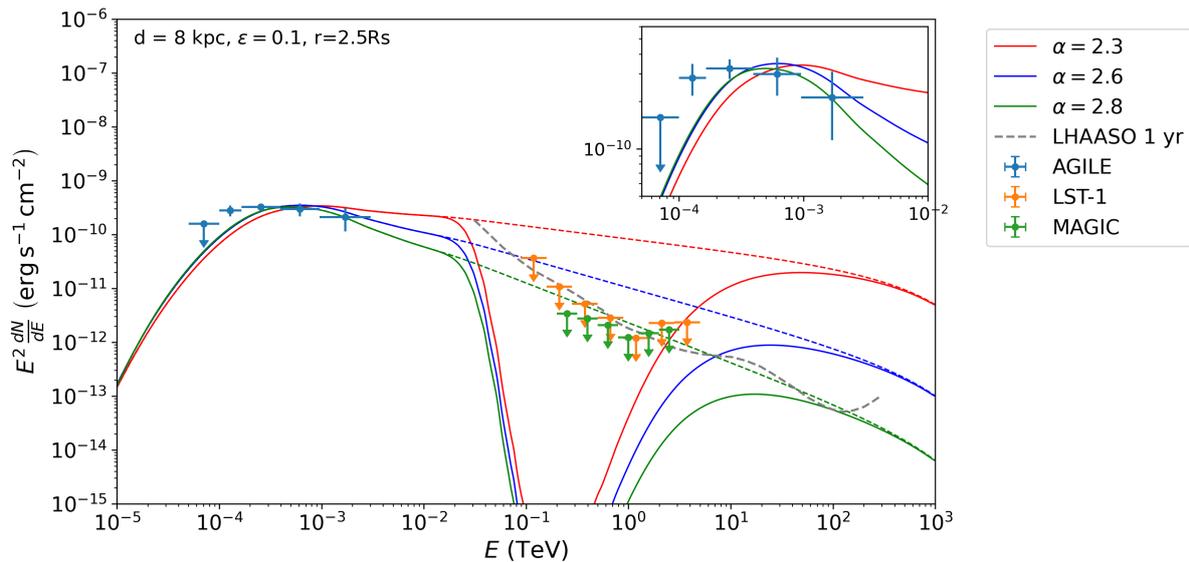


Figura 17: Observaciones de AGILE, MAGIC y LST-1 junto a la predicción del modelo con absorción (curvas continuas) y sin absorción (curvas discontinuas) utilizando distintos índices espectrales. El recuadro de arriba a la derecha muestra los datos de AGILE con más detalle. La línea gris discontinua representa la sensibilidad de LHAASO esperada tras un año de observación.

En la Figura 18 se observa que cambiar la distancia d desde la que se observa Cygnus X-3 no tiene un impacto relevante en la imagen global del modelo y actúa como un reescalado menor (de menos de un orden de magnitud). El mínimo de la distancia posible ($d = 7$ kpc) predice una densidad espectral de flujo ligeramente mayor (curva roja) que una distancia de $d = 9$ kpc. En los datos de AGILE tiene un papel más relevante ya que un valor apropiado puede hacer que la curva prediga de manera más precisa las observaciones.

La eficiencia también actúa como un factor de escala global, como se aprecia en la Figura 19. El mínimo de la eficiencia considerada (curva roja, $\epsilon = 0.05$) reduce el SED, mientras que el valor máximo (curva verde, $\epsilon = 0.15$) la aumenta SED y puede cambiar la escala del SED en menos de un orden de magnitud. Este comportamiento se debe a que la eficiencia tiene una dependencia lineal con el flujo. Además, se observa que la eficiencia ϵ es más restrictiva que la distancia d y resulta especialmente relevante para el ajuste a los datos de AGILE.

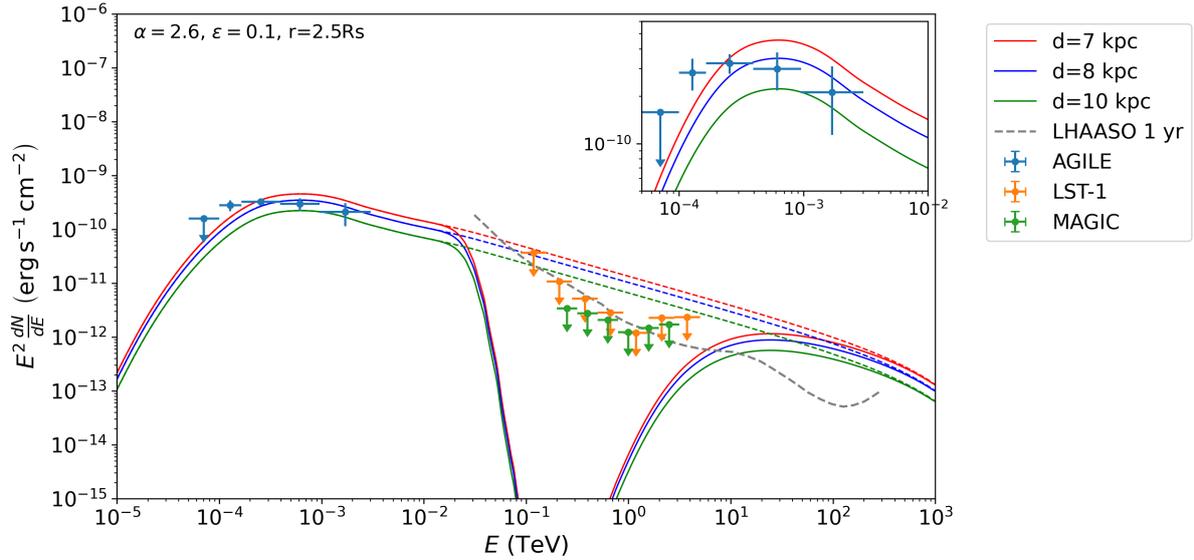


Figura 18: Observaciones de AGILE, MAGIC y LST-1 junto a la predicción del modelo con absorción (curvas continuas) y sin absorción (curvas discontinuas), para distintas distancias d .

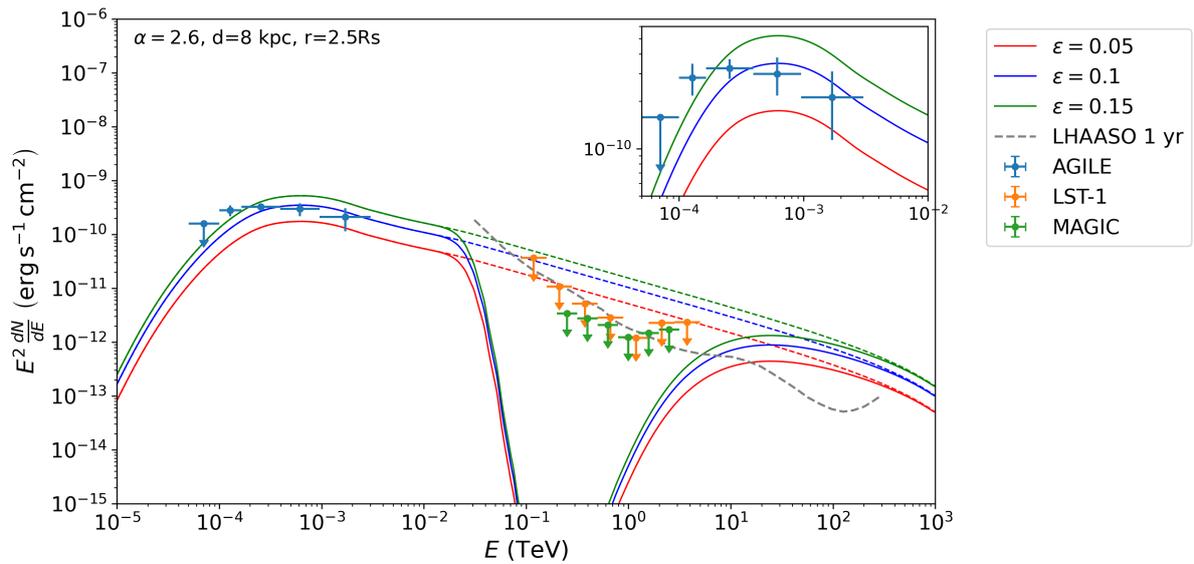


Figura 19: Observaciones de AGILE, MAGIC y LST-1 junto a la predicción del modelo con absorción (curvas continuas) y sin absorción (curvas discontinuas), utilizando distintos valores de eficiencia ϵ .

Por último, la separación r entre la región de emisión rayos gamma y la estrella afecta exclusivamente a energías superiores a las observadas por AGILE. En el rango de energías cubierto por AGILE, las predicciones del modelo con y sin absorción coinciden. Sin embargo, a energías más altas (región VHE), la absorción depende fuertemente de r , lo que permite restringir esta separación según los límites superiores (Figura 20). La curva roja, correspondiente a $r = 1.5R_S$, muestra una absorción más intensa, lo que genera una caída más pronunciada

seguida de una recuperación del flujo a energías más altas. En cambio, para $r = 4.5R_S$ (curva verde), la absorción es menos abrupta, y la densidad espectral de flujo comienza a aumentar a energías más bajas, reflejando así que una mayor separación r reduce la emisión porque el campo de fotones la absorbe.

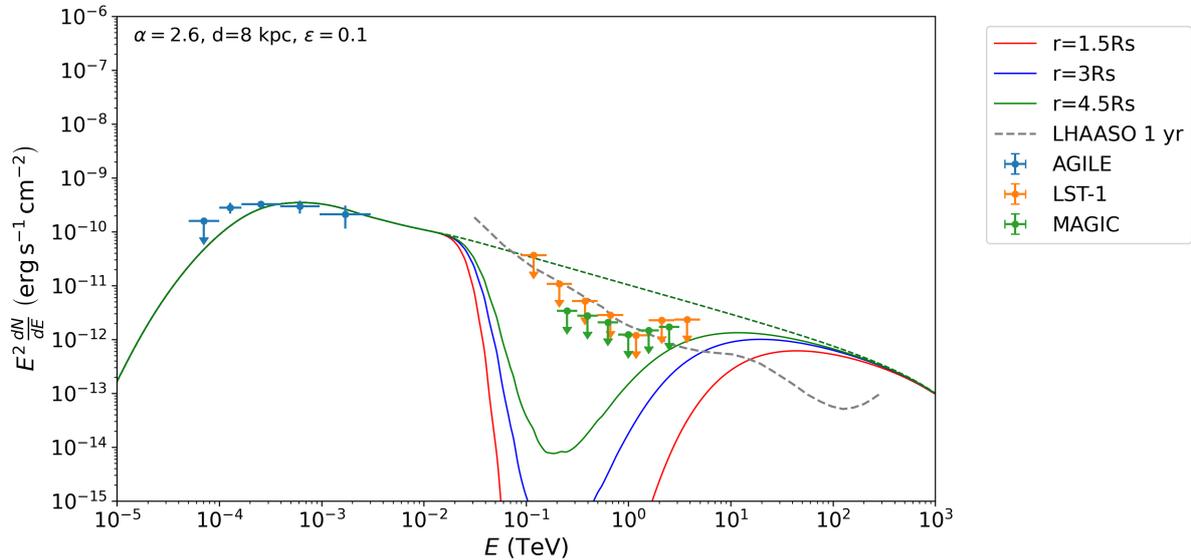


Figura 20: Observaciones de AGILE, MAGIC y LST-1 junto al modelo utilizando distintos valores de distancia r entre la región de emisión de los rayos gamma y la estrella. Las curvas continuas muestran el modelo con absorción y las discontinuas sin absorción.

Los parámetros que restringen los datos de AGILE son α , d y ϵ . Concretamente, un índice de $\alpha = 2.8$ reproduce razonablemente sus observaciones. Respecto a la distancia y la eficiencia, **existe una degeneración entre ambas** aunque presentan dependencias distintas: la eficiencia ϵ escala linealmente el flujo ($\propto \epsilon$) y la distancia d afecta con una dependencia cuadrática inversa ($\propto d^{-2}$). Esto permite que haya múltiples combinaciones especialmente compatibles con las observaciones de AGILE, como por ejemplo: $d = 8$ kpc con $\epsilon = 0.1$, $d = 7$ kpc con $\epsilon = 0.08$ y $d = 10$ kpc con $\epsilon = 0.15$. Respecto a la separación r , la ausencia de detecciones significativas en el rango energético donde la absorción tiene un efecto notable (solo se observan límites superiores) implica que el espacio de parámetros admitido es considerablemente más amplio. Además, si se utiliza un índice espectral más pronunciado como $\alpha = 2.8$, el rango de valores de r compatibles se amplía, ya que los efectos de absorción comienzan a atenuarse a energías mayores. En la Figura 21 se muestra el modelo con distintos parámetros que son compatibles con los datos.

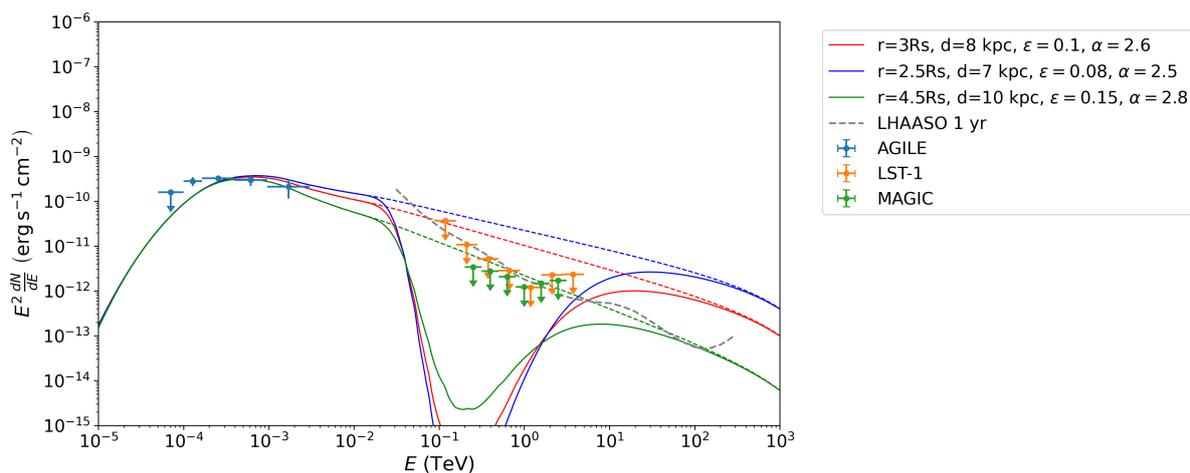


Figura 21: Observaciones de AGILE, MAGIC y LST-1 junto a modelos con parámetros compatibles con los datos.

5 Discusión y conclusión

Los rayos gamma son el tipo de radiación electromagnética de frecuencias más altas del espectro electromagnético y se producen por la interacción de partículas relativistas – rayos cósmicos – con el medio interestelar. Se producen en los entornos astrofísicos más extremos como los núcleos galácticos activos o restos de supernovas. Su estudio puede aportar conocimientos sobre los mecanismos no térmicos y de mayor energía del universo, superando incluso las energías alcanzables en aceleradores terrestres. Al tratarse de partículas neutras, no interactúan electromagnéticamente y permiten obtener información sobre su origen, convirtiéndose así en una potente herramienta para explorar nueva física más allá del Modelo Estándar y resolver cuestiones abiertas en cosmología, como el origen de materia oscura, astrofísica y física de partículas. Recientemente, LHAASO reportó la detección de rayos gamma de muy alta energía asociados a cinco microcuásares lo que sugiere que sus entornos pueden actuar como aceleradores de partículas extremadamente eficientes [17]. El mayor experimento de astronomía de rayos gamma será el *Cherenkov Telescope Array Observatory* (CTAO) que tendrá una sensibilidad sin precedentes y contará con más de 60 telescopios. El LST-1 es el primer prototipo de este observatorio que ya produce resultados científicos. Recientemente, LHAASO reportó la detección de rayos gamma de muy alta energía asociados a cinco microcuásares lo que sugiere que sus entornos pueden actuar como aceleradores de partículas extremadamente eficientes.

En el presente Trabajo Fin de Máster hemos **analizado datos del LST-1 correspondientes al microcuásar Cygnus X-3**, uno de los microcuásares más investigados, con el objetivo de **evaluar un escenario hadrónico para su emisión gamma**. Para ello, fue necesario selec-

cionar observaciones de calidad y procesarlas mediante una cadena de análisis que incluye la reconstrucción de parámetros físicos y recopila información sobre las observaciones de rayos gamma. Después, siguiendo el modelo propuesto por Sahakyan et. al (2013) [38] que ya reprodujo observaciones previas de la fuente, se evaluó la consistencia de este modelo con los nuevos datos del LST-1. Para implementar el modelo se utilizó el paquete de Python *NAIMA*, que incluye el modelo de emisión de interacciones pp en el que se basa el artículo. Sin embargo, **los efectos de absorción interna tuvieron que ser incorporados manualmente** ya que no se incluyen en el paquete. Tras este proceso, se han obtenido las siguientes **conclusiones**:

- El análisis inicial consideró un total de 68 *runs* de nivel DL1, que sumaban aproximadamente 20 horas de datos observacionales. Tras aplicar los criterios estandarizados de calidad, se identificó que un 45 % del total eran incompatibles con condiciones óptimas de observación y tuvieron que ser descartadas para este análisis. Los datos afectados correspondían a las noches del 2 de julio, 11 y 12 de agosto, por lo que se deduce que en estas noches hubo una mayor absorción atmosférica o una peor eficiencia óptica en los telescopios asociada a un mayor ruido del cielo nocturno.
- A partir de los datos DL3 se pudo realizar un análisis de la distribución θ^2 (distancia angular al cuadrado de los eventos de rayos gamma y la fuente). No se obtuvo evidencia significativa de emisión de rayos gamma en ninguno de los rangos energéticos estudiados. El intervalo con mayor correlación fue 0.01–0.10 TeV, donde se obtuvo una significancia de 2.9σ , un valor cercano al umbral de 3σ que suele considerarse como un indicio de señal. Aunque no alcanza el umbral para una detección concluyente (5σ), estos datos sugieren que más tiempo de observación podrían permitir alcanzar una significancia estadística suficiente para confirmar la emisión gamma de Cygnus X-3 en este rango energético.
- En el gráfico θ^2 se detectó un exceso de cuentas *ON source* centrado en $\theta^2 \approx 0.1$ ($\sim 0.3^\circ$, sugiriendo emisión gamma de una fuente extendida o de objetos cercanos a Cygnus X-3. Las fuentes más plausibles, dada su proximidad angular son, LHAASO J2032+4102, que es una fuente de rayos gamma con $E \geq 100$ TeV [51] y LHAASO J2031+4057, observado en $E \leq 20$ TeV y correlacionado con emisión difusa en la región Cygnus [52]. Estas fuentes tienen distancias angulares a Cygnus X-3 de 0.11° y 0.27° por lo que ambas entran en el rango angular del exceso observado. Otras candidatas que pueden estar dentro del margen considerando la incertidumbre asociada a la resolución angular del telescopio ($\sim 0.3^\circ$) son eHWC J2030+412 (0.38°) y TeV J2032+4130 (0.57°).
- Dado que la fluencia de rayos gamma detectada resultó inferior al límite de sensibilidad del LST-1, se obtuvieron límites superiores en la densidad espectral de flujo (SED) en el

rango de energía de [0.1, 4] TeV y en la curva de luz (para tres noches de observación: 1, 3 y 11 de julio de 2024).

- En cuanto al modelo de emisión de rayos gamma, la opacidad se ha reproducido de manera consistente con los resultados del artículo original. La implementación del cálculo de la absorción proporciona una herramienta práctica que puede utilizarse como extensión a los modelos de *NAIMA* que ha sido **elaborada en el marco de este TFM** y está disponible para su uso público en [47]. En cuanto al modelo de la SED, se observa una ligera discrepancia en el primer punto de datos donde no se alcanza un ajuste tan razonable como en el trabajo de referencia. Esta diferencia podría deberse a la sección eficaz utilizada y al cálculo de la producción pp, ya que en [38] se utiliza el modelo de Kelner et al. (2006) [53], que para energías ≤ 0.1 TeV emplea una aproximación a una función delta simplificada. Nuestro análisis, en cambio, se basa en la implementación de *NAIMA* que utiliza el modelo más moderno de Kafexhiu et al. (2014) [46], el cual proporciona un ajuste más preciso a datos experimentales a bajas energías, justamente donde se encuentran los datos de AGILE. Otro posible motivo es que haya una componente leptónica que no estamos modelando.
- La opacidad τ_γ de rayos gamma muestra una dependencia con la distancia a la estrella, disminuyendo aproximadamente un orden de magnitud cuando la separación aumenta por un factor diez. Este comportamiento concuerda con lo esperado ya que la distribución teórica de fotones $n(\epsilon, r) \propto r^{-2}$ es responsable de que una mayor separación reduzca la probabilidad de interacción de los rayos gamma con el campo de radiación de la estrella. Esta dependencia es especialmente relevante en el rango de ~ 100 GeV ya que puede resultar en una opacidad significativa ($\tau_\gamma \gg 1$) o moderada ($\tau_\gamma \sim 1$), afectando considerablemente a las posibles observaciones de emisión gamma. Esto podría explicar por qué no se ha observado emisión gamma en este rango energético, y solo se han obtenido límites superiores.
- Como la opacidad comienza a decrecer rápidamente y a partir de ~ 10 TeV se vuelve despreciable ($\tau_\gamma \ll 1$) para cualquier separación, se deduce que la probabilidad de absorción de rayos gamma se vuelve despreciable en este régimen. En estas condiciones, los rayos gamma pueden propagarse sin sufrir absorción apreciable ya que el sistema se vuelve esencialmente transparente a los rayos gamma, favoreciendo así su detección incluso en entornos con alta densidad de fotones de la estrella compañera.
- Este comportamiento de la opacidad se ve reflejado en la SED. Los valores máximos de τ_γ producen un mínimo en la distribución espectral del flujo ($F \propto e^{-\tau_\gamma}$), lo cual permite que las predicciones del modelo sean compatibles con los límites superiores reportados por MAGIC y LST-1. Por lo tanto, **incluir la absorción es esencial** para ajustar el

modelo a las observaciones. El modelo sin absorción sobrestima significativamente la densidad espectral de flujo predicha y excede los límites observaciones. **Al incluir los efectos de absorción, las predicciones se vuelven consistentes con los datos, validando la necesidad de este mecanismo en el modelo propuesto.**

- El ajuste del modelo a los límites superiores es muy sensible a los valores del índice espectral α y la separación r . En particular, un índice espectral menor, que corresponde a una pendiente espectral más suave, requiere una absorción más intensa para reproducir los mismos resultados que un índice espectral mayor. Esto se debe a que una pendiente menos pronunciada atenúa de forma menos eficaz la señal tras la caída inducida por la absorción, lo que implica que el modelo debe compensar con una mayor absorción para ajustarse a los datos observados.
- La eficiencia es el parámetro libre que más influye en la escala del SED, ya que actúa como factor multiplicativo directo sobre la constante de normalización. Este efecto es análogo al que produciría modificar la potencia de los protones W_p (que se ha mantenido fija), que modificaría el valor de la normalización A . Al variar el índice espectral α , la normalización también ha variado, aunque con una dependencia no lineal a través de la integral (3.15).
- Las observaciones del LST-1 incluidas en este estudio confirman la necesidad de incorporar los efectos de absorción. Solo en el caso de los datos de MAGIC y un índice espectral de $\alpha = 2.8$ el modelo sin absorción podría resultar compatible. No obstante, los límites superiores proporcionados por LST-1 han establecido restricciones más estrictas en un rango energético inferior y con valores de SED más elevados, donde varios de estos límites superan las predicciones del modelo sin absorción.

Los resultados de este TFM fueron presentados en el evento ‘PhD and JAE-Intro Days’ (5 y 6 de junio de 2025, IAA-CSIC) donde se expusieron y discutieron ante la comunidad del Instituto en formato de exposición oral. Además, parte de estos resultados también serán presentados en el ‘LST-1 analysis call’ en los próximos días.

Por último, este trabajo sienta bases para futuras investigaciones sobre la emisión gamma en Cygnus X-3, como:

1. Un mayor tiempo de observación permitiría obtener detecciones significativas y establecer nuevos límites superiores en rangos de energía actualmente no explorados. En particular, los datos descartados por falta de significancia estadística alcanzaban energías de hasta 40 TeV, un intervalo crucial para restringir los parámetros del modelo. Observaciones en el rango de VHE proporcionarían información clave para caracterizar

con mayor precisión el índice espectral α y la distancia de absorción r , o incluso para evaluar la viabilidad de modelos alternativos. Incluir estos datos podrían revelar nuevas características del modelo o validar su consistencia.

2. Una modelización más específica del fondo en la región de Cygnus X-3 permitiría separar de forma más precisa su contribución propia de la emisión difusa de posibles fuentes cercanas. Esto mejoraría la precisión del análisis θ^2 y permitiría identificar la emisión propia del microcuásar.
3. La curva de sensibilidad de LHAASO tras un año de observación indica que futuras medidas podrían proporcionar información relevante, especialmente en el rango energético donde los efectos de absorción son más notorios. En particular, observaciones con $E \gtrsim 10$ TeV podrían ser detectadas y su umbral de detección coincide precisamente con la región energética predicha por el modelo, por lo que podrían servir para validar el modelo.
4. Las observaciones de *Fermi-LAT* podrían incorporarse en futuros análisis mediante un estudio temporal por épocas, utilizando las herramientas de procesamiento de datos *Fermitools* y *Fermipy*, diseñado para optimizar el análisis de datos de *Fermi-LAT*. Esto permitiría extender la cobertura de observaciones en el estado *soft* de Cygnus X-3 y también caracterizar el estado *hard*, complementando los datos con los límites superiores reportados por MAGIC para dicho estado.
5. Como se mencionó en el modelo, las interacciones pp también producen piones cargados que posteriormente decaen en neutrinos. Aunque su detección resulta más compleja, los neutrinos presentan la ventaja clave de no sufrir absorción. El trabajo de Sahakyan et al. (2013) analizó específicamente la posible emisión de neutrinos HE de Cygnus X-3, concluyendo que no se detectaron neutrinos por la sensibilidad de los experimentos disponibles en ese momento. No obstante, dicho estudio utilizó la sensibilidad correspondiente a un año de operación de *IceCube* [54] con datos de 2013. Sería relevante actualizar este análisis considerando la sensibilidad actual de IceCube y la capacidad de detección de nuevos detectores como *KM3NeT* [55], que podrían proporcionar mejores límites u observación de señal.

Referencias

- [1] M. S. Longair. *High Energy Astrophysics*. 2011.

- [2] W. Hofmann y R. Zanin. “The Cherenkov Telescope Array” (2023). arXiv: 2305.12888 [astro-ph.IM].
- [3] T. C. Weekes et al. “Observation of TeV Gamma Rays from the Crab Nebula Using the Atmospheric Cerenkov Imaging Technique”. *Astrophys. J.* 342 (1989), pág. 379. DOI: 10.1086/167599.
- [4] HESS Collaboration. *High Energy Stereoscopic System (HESS)*. <https://www.mpi-hd.mpg.de/HESS/pages/about/>.
- [5] MAGIC Collaboration. *Major Atmospheric Gamma Imaging Cherenkov Telescopes (MAGIC)*. <http://www.magic.iac.es/>.
- [6] Z. Zhang et al. “Prospects for joint reconstruction of imaging air Cherenkov telescope array and extensive air shower array”. *J. High Energy Astrophys.* 43 (2024), págs. 280-285. DOI: 10.1016/j.jheap.2024.07.012.
- [7] M. Cardillo y A. Giuliani. “The LHAASO PeVatron Bright Sky: What We Learned”. *Appl. Sci.* 13.11 (2023), pág. 6433. DOI: 10.3390/app13116433.
- [8] A. N. Otte. “Observation of VHE γ -rays from the vicinity of magnetized neutron stars and development of new photon-detectors for future ground based γ -ray detectors”. Tesis doct. Germany: Technical University of Munich, 2007. URL: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2007PhDT.....750>.
- [9] S. P. Wakely y D. Horan. “TeVcat: An online catalog for Very High Energy Gamma-Ray Astronomy”. *International Cosmic Ray Conference*. Vol. 3. International Cosmic Ray Conference. Ene. de 2008, págs. 1341-1344.
- [10] H. J. de Vega y N. Sanchez. “Extreme Energy Cosmic Rays: Bottom-up vs. Top-down scenarii” (2003). arXiv: astro-ph/0301039 [astro-ph].
- [11] I. Oya. “Status of the Cherenkov Telescope Array Observatory”. *XVI CPAN Meeting*. CTAO Array Control and Data Acquisition Coordinator, Computing Deputy Coordinator. Madrid, Spain, 2024. URL: <https://indico.ific.uv.es/event/7664/contributions/25408/contribution.pdf>.
- [12] J. Cortina y C. L. Collaboration. “First detection of VHE gamma-ray emission from FSRQ OP 313 with LST-1”. *Astron. Telegram* 16381 (2023), pág. 1. URL: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2023ATel16381....1C>.
- [13] M. M. Reynoso y G. E. Romero. “Magnetic field effects on neutrino production in microquasars”. *Astron. Astrophys.* 493.1 (2008), págs. 1-11. DOI: 10.1051/0004-6361:200811004.
- [14] N. Sidro. “Discovery of microquasar LS I +61 303 at very high energy gamma-rays with MAGIC” (2006). arXiv: astro-ph/0610925.

- [15] M. Tavani et al. “Extreme particle acceleration in the microquasar Cygnus X-3”. *Nature* 462 (2009), págs. 620-623. DOI: 10.1038/nature08578.
- [16] A. U. Abeysekera et al. “Very-high-energy particle acceleration powered by the jets of the microquasar SS 433”. *Nature* 562.7725 (2018), págs. 82-85. DOI: 10.1038/s41586-018-0565-5.
- [17] L. Collaboration. “Ultrahigh-Energy Gamma-ray Emission Associated with Black Hole-Jet Systems” (2024). arXiv: 2410.08988 [astro-ph.HE]. URL: <https://arxiv.org/abs/2410.08988>.
- [18] LHAASO Collaboration. “An ultrahigh-energy 03b3-ray bubble powered by a super PeVatron”. *Science Bulletin* 69.4 (2024), págs. 449-457. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.scib.2023.12.040>.
- [19] A. A. Abdo et al. “Modulated High-Energy Gamma-Ray Emission from the Microquasar Cygnus X-3”. *Science* 326.5959 (nov. de 2009), págs. 1512-1516. DOI: 10.1126/science.1182174.
- [20] R. Giacconi et al. “An X-Ray Survey of the Cygnus Region”. 148 (jun. de 1967), pág. L119. DOI: 10.1086/180028.
- [21] A. Szostek y A. A. Zdziarski. “Effects of the stellar wind on X-ray spectra of Cygnus X-3”. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 386.2 (2008), págs. 593-607. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2008.13062.x.
- [22] A. Veledina et al. “Ultrasoft state of microquasar Cygnus X-3: X-ray polarimetry reveals the geometry of the astronomical puzzle”. *Astronomy and Astrophysics* 688 (ago. de 2024), pág. L27. DOI: 10.1051/0004-6361/202451356.
- [23] G. Piano et al. “The AGILE monitoring of Cygnus X-3: transient gamma-ray emission and spectral constraints”. *Astronomy and Astrophysics* 545 (2012), A110. DOI: 10.1051/0004-6361/201219145.
- [24] D. A. Prokhorov y A. Moraghan. “An update on Fermi-LAT transients in the Galactic plane, including strong activity of Cygnus X-3 in mid-2020”. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 519.2 (nov. de 2022), págs. 2680-2689. DOI: 10.1093/mnras/stac3453.
- [25] R. L. Coto. “Very-high-energy gamma-ray observations of pulsar wind nebulae and cataclysmic variable stars with MAGIC and development of trigger systems for IACTs”. Philosophiæ Doctor (PhD) thesis. Tesis doct. Universitat Autònoma de Barcelona, 2015. URL: https://magic.mpp.mpg.de/archive/theses/phd/2015/ruben_lopez.pdf.

- [26] J. Albert et al. “Implementation of the Random Forest method for the Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope MAGIC”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 588.3 (abr. de 2008), págs. 424-432. DOI: 10.1016/j.nima.2007.11.068.
- [27] T.-P. Li e Y.-Q. Ma. “Analysis methods for results in gamma-ray astronomy”. *Astrophys. J.* 272 (1983), págs. 317-324. DOI: 10.1086/161295.
- [28] L. Lyons. “Discovering the Significance of 5 sigma” (2013). arXiv: 1310.1284 [physics.data-an].
- [29] A. Donath et al. “Gammapy: A Python package for gamma-ray astronomy”. *Astronomy and Astrophysics* 678 (oct. de 2023), A157. DOI: 10.1051/0004-6361/202346488.
- [30] D. Morcuende. “Study of the performance of the first Large-Sized Cherenkov telescope of CTA, the relevance of fluorescence in the Cherenkov technique and the multi-wavelength emission from the blazar 1ES 0647+250”. PhD Thesis. Tesis doct. Spain: Universidad Complutense de Madrid, 2023. DOI: 10.5281/zenodo.10683340. URL: <https://doi.org/10.5281/zenodo.10683340>.
- [31] C. T. A. Observatory y Collaborators. *cta-lstchain: LST Analysis Chain for CTA*. URL: <https://github.com/cta-observatory/cta-lstchain>.
- [32] K. Kosack et al. “ctapipe: A Low-level Data Processing Framework for the Cherenkov Telescope Array”. *PoS ICRC2019* (2020), pág. 717. DOI: 10.22323/1.358.0717.
- [33] C. Nigro et al. “Evolution of Data Formats in Very-High-Energy Gamma-ray Astronomy” (2021). arXiv: 2109.14661 [astro-ph.IM].
- [34] C. Observatory y L. Collaboration. *LSTchain Data Quality Checks*. https://github.com/cta-observatory/cta-lstchain/blob/main/notebooks/data_quality.ipynb. 2023.
- [35] E. Garcia et al. “The lstMCpipe library” (). arXiv: 2212.00120 [astro-ph.IM].
- [36] H. Abe et al. “Observations of the Crab Nebula and Pulsar with the Large-sized Telescope Prototype of the Cherenkov Telescope Array”. *The Astrophysical Journal* 956.2 (oct. de 2023), pág. 80. DOI: 10.3847/1538-4357/ace89d.
- [37] V. Tudose et al. “First e-VLBI observations of Cygnus X-3”. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters* 375.1 (feb. de 2007), págs. L11-L15. DOI: 10.1111/j.1745-3933.2006.00264.x.
- [38] N. Sahakyan et al. “Hadronic gamma-ray and neutrino emission from Cygnus X-3”. *The Astrophysical Journal* 780.1 (dic. de 2013), pág. 29. DOI: 10.1088/0004-637x/780/1/29.

- [39] S. Navas et al. “Review of Particle Physics”. *Phys. Rev. D* 110 (3 ago. de 2024), pág. 030001. DOI: 10.1103/PhysRevD.110.030001.
- [40] F. M. Rieger et al. “TeV Astronomy” (2013). arXiv: 1302.5603 [astro-ph.HE]. URL: <https://arxiv.org/abs/1302.5603>.
- [41] V. L. Ginzburg y S. I. Syrovatsky. “Origin of cosmic rays”. *International Cosmic Ray Conference*. Vol. 1. International Cosmic Ray Conference. 1965, pág. 53.
- [42] F. A. Aharonian y A. M. Atoyan. “On the emissivity of π^0 -decay gamma radiation in the vicinity of accelerators of galactic cosmic rays.” 309 (mayo de 1996), págs. 917-928.
- [43] V. N. Zirakashvili y F. Aharonian. “Analytical solutions for energy spectra of electrons accelerated by nonrelativistic shock-waves in shell type supernova remnants”. *Astronomy and Astrophysics* 465.3 (ene. de 2007), págs. 695-702. DOI: 10.1051/0004-6361:20066494.
- [44] R. J. Gould y G. P. Schröder. “Pair Production in Photon-Photon Collisions”. *Phys. Rev.* 155 (5 mar. de 1967), págs. 1404-1407. DOI: 10.1103/PhysRev.155.1404.
- [45] V. Zabalza. *NAIMA: Numerical Astrophysical Interactive Modeling for Acceleration*. Ver. 0.10.0. 2015. DOI: 10.5281/zenodo.18182.
- [46] E. Kafexhiu et al. “Parametrization of gamma-ray production cross sections for pp interactions in a broad proton energy range from the kinematic threshold to PeV energies”. *Physical Review D* 90.12 (dic. de 2014). DOI: 10.1103/physrevd.90.123014.
- [47] M. Moreno Hernández. <https://github.com/moreno-marta>.
- [48] J. Aleksić et al. “MAGIC constrains on 03b3-RAY emission from Cygnus X-3”. *The Astrophysical Journal* 721.1 (2010), págs. 843-855. DOI: 10.1088/0004-637x/721/1/843. URL: <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/721/1/843>.
- [49] Z. Cao et al. “The Large High Altitude Air Shower Observatory (LHAASO) Science Book (2021 Edition)” (). arXiv: 1905.02773 [astro-ph.HE].
- [50] M. Nievas Rosillo et al. “Unified multiwavelength data analysis workflow with gammapy: Constraining the broadband emission of the flat-spectrum radio quasar OP 313”. *Astronomy and Astrophysics* 693 (2024). DOI: 10.1051/0004-6361/202452349.
- [51] B.-H. Song et al. “Determining the Origin of Very-high-energy Gamma Rays from Galactic Sources by Future Neutrino Observations” (2023). arXiv: 2310.11813 [astro-ph.HE].
- [52] W. Li et al. “Search for neutrino emission from the Cygnus Bubble based on LHAASO γ -ray observations” (2025). arXiv: 2402.17352 [astro-ph.HE].

-
- [53] S. R. Kelner et al. “Energy spectra of gamma rays, electrons, and neutrinos produced at proton-proton interactions in the very high energy regime”. 74.3, 034018 (2006), pág. 034018. DOI: 10.1103/PhysRevD.74.034018.
- [54] IceCube Collaboration. *IceCube Neutrino Observatory*. URL: <https://icecube.wisc.edu/>.
- [55] KM3NeT Collaboration. *KM3NeT: Cubic Kilometre Neutrino Telescope*. URL: <https://www.km3net.org/>.