

**UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID**  
**FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS**



**TESIS DOCTORAL**

**Caracterización del telescopio LST-1 para astronomía gamma  
y de MAGIC para observaciones ópticas**

**MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR**

**PRESENTADA POR**

**Orlando Andrés Baquero Larriva**

**Directores**

**José Luis Contreras González**  
**Marcos López Moya**

**Madrid**

**© Orlando Andrés Baquero Larriva, 2022**

**UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID**

**FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS**

Dpto. Estructura de la Materia, Física Térmica y Electrónica



**TESIS DOCTORAL**

**Caracterización del telescopio LST-1 para astronomía  
gamma y de MAGIC para observaciones ópticas**

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR  
PRESENTADA POR

**Orlando Andrés Baquero Larriva**

DIRECTORES

**José Luis Contreras González**

**Marcos López Moya**

Madrid, Marzo 2022

Dedico esta tesis  
a mis padres Orlando y Silvana,  
y a mi esposa Isabel.

## Agradecimientos

La realización de esta tesis se ha visto enmarcada dentro de la pandemia mundial que estuvo presente en casi la mitad del proceso, a pesar de lo cual ha podido ser plasmada gracias al apoyo y ayuda de muchas personas a las cuales quiero y debo agradecer.

Quisiera agradecer infinita y principalmente a José Luis Contreras mi supervisor, director y principal guía en todo este camino dentro del programa de doctorado, por su paciencia y su desprendimiento al momento de compartir su conocimiento y sabiduría conmigo, y sobre todo por su apoyo tanto profesional como personal, sin su acompañamiento esta tesis no hubiera sido posible.

También quiero agradecer a mi co-supervisor Marcos Lopez Moya por la exhaustiva revisión y acompañamiento durante la escritura y elaboración de esta tesis, y por todas las enseñanzas compartidas durante este proceso.

Quiero agradecer también a todos los miembros del grupo de Altas Energías de la UCM, especialmente a Juan Abel, Daniel y Lab. Además debo agradecer a Abelardo y Rubén por sus enseñanzas y colaboración dentro del grupo de análisis de la colaboración LST.

Agradezco a la Secretaría Nacional de Educación Superior, Ciencia Y Tecnología del Ecuador (SENESCYT) por la financiación de mis estudios mediante la beca [005-2018] del programa de Becas Internacionales de Posgrado 2018.

A la Universidad del Azuay y sus autoridades por la licencia otorgada para cursar los estudios de doctorado y el apoyo brindado en todo este proceso, y especialmente a mis compañeros del grupo ERGON por no haberse olvidado de mi durante estos años.

A mi hermana María Teresa y su esposo Juan Luis por ser nuestros compañeros y soporte en estos años de aventura por Madrid.

Finalmente, de manera especial debo agradecer a mi esposa Isabel por su apoyo incondicional y amor durante todos estos años en este camino de aprendizaje, y a mis padres Orlando y Silvana por el gran ejemplo, soporte y amor que siempre me han brindado. Esta tesis está dedicada especialmente a ustedes.

# Índice general

<b>Abstract</b>	vii
<b>Resumen</b>	viii
<b>Prólogo</b>	1
<b>1 Astronomía de rayos <math>\gamma</math></b>	<b>3</b>
1.1 Introducción	4
1.2 El descubrimiento de los rayos cósmicos	4
1.3 Propiedades de los rayos cósmicos	5
1.4 Mecanismos de aceleración	6
1.4.1 Mecanismo de aceleración de Fermi de segundo orden	6
1.4.2 Mecanismo de aceleración de Fermi de primer orden	8
1.5 Producción de Rayos $\gamma$	8
1.5.1 Bremsstrahlung relativista	8
1.5.2 Radiación sincrotrón	9
1.5.3 Radiación de curvatura	10
1.5.4 Dispersión Compton inversa	10
1.5.5 Emisión por interacciones hadrónicas	11
1.6 Fuentes de rayos $\gamma$	11
1.6.1 Fuentes galácticas: Remanentes de supernovas	11
1.6.2 Fuentes extragalácticas	14
1.6.3 Núcleos Galácticos Activos (AGN)	14
1.6.4 Explosiones de rayos $\gamma$ (GRBs)	17
1.7 AGNs analizados	18
<b>2 Detección de rayos <math>\gamma</math></b>	<b>21</b>
2.1 Introducción	21
2.2 Técnicas de detección	22
2.2.1 Detectores espaciales	22
2.2.2 Detectores basados en tierra	23
2.2.3 Cascadas Atmosféricas Extensas	24
2.2.4 Radiación Cherenkov	27
2.3 Los telescopios MAGIC	29
2.4 La Red de Telescopios Cherenkov (CTA)	32
2.4.1 Telescopio de gran tamaño (LST)	32
2.4.2 Telescopio de tamaño medio (MST)	34
2.4.3 Telescopio de tamaño pequeño (SST)	35

<b>3</b>	<b>Análisis de datos de los Telescopios MAGIC y LST-1</b>	<b>37</b>
3.1	Introducción	38
3.2	Análisis de datos de MAGIC	38
3.2.1	Extracción de la señal y calibración	38
3.2.2	Limpieza y cálculo de parámetros de imagen	38
3.2.3	Selección de la calidad de los datos	39
3.2.4	Reconstrucción estereoscópica	39
3.2.5	Reconstrucción de la dirección de la cascada	39
3.2.6	Estimación de la energía	39
3.2.7	Separación $\gamma$ /hadrón	40
3.3	Cadena de análisis del telescopio LST-1	40
3.3.1	Extracción de la señal y calibración	41
3.3.2	Limpieza de imagen y cálculo de los parámetros de Hillas	42
3.3.3	Reconstrucción de la dirección y la energía	43
3.3.4	Separación $\gamma$ /hadrón	45
3.3.5	Modos de observación	46
<b>4</b>	<b>Análisis <i>On-Site</i> de MAGIC e implementación para el telescopio LST-1</b>	<b>49</b>
4.1	Introducción	49
4.2	Análisis <i>On-Site</i> (OSA) de MAGIC	50
4.2.1	Infraestructura de computo	50
4.2.2	Cadena de análisis de OSA	50
4.2.3	Flujo de trabajo de OSA	52
4.3	Análisis <i>On-Site</i> (LSTOSA) del telescopio LST-1	54
4.3.1	Infraestructura de cómputo	55
4.3.2	Cadena de análisis de LSTOSA	55
4.3.3	Flujo de trabajo de LSTOSA	56
<b>5</b>	<b>Caracterización del telescopio LST-1 y análisis de las primeras observaciones</b>	<b>59</b>
5.1	Introducción	60
5.2	Análisis con simulaciones de Monte Carlo	60
5.2.1	Muestra de simulaciones de Monte Carlo	60
5.2.2	Umbral de energía	61
5.2.3	Resolución energética	61
5.2.4	Resolución angular	62
5.2.5	Separación $\gamma$ /hadrón	63
5.2.6	Área efectiva	64
5.3	Análisis con observaciones de la Nebulosa del Cangrejo	66
5.3.1	Análisis de la significancia de la señal	67
5.3.2	Mapa del cielo para la Nebulosa del Cangrejo	71
5.3.3	Análisis espectral de la Nebulosa del Cangrejo	74
5.3.4	Estimación de la resolución angular	75
5.4	Estimación de la sensibilidad del telescopio LST-1	79
5.4.1	Estimación de la sensibilidad con simulaciones de Monte Carlo	81
5.4.2	Estimación de la sensibilidad con observaciones de la Nebulosa del Cangrejo	82

5.5	Análisis de las primeras observaciones de AGNs	84
5.5.1	Markarian 421	86
5.5.2	Markarian 501	87
5.5.3	1ES1959+560	90
5.6	Resumen y conclusiones	93
<b>6</b>	<b>Incertidumbres en los parámetros de Hillas</b>	<b>97</b>
6.1	Introducción	98
6.2	Incertidumbre de los parámetros length y width	98
6.3	Implementación del cálculo de las incertidumbres de los parámetros de Hillas	99
6.3.1	Preparación de la muestra Monte Carlo y entrenamiento de los modelos de RF	99
6.3.2	Comparación de las distribuciones de los parámetros de entrenamiento utilizados	100
6.4	Pruebas de consistencia	101
6.4.1	Estimación de la incertidumbre de length	101
6.4.2	Consistencia de la incertidumbre de alpha	103
6.5	Resultados	105
6.5.1	Resultados de la reconstrucción de energía	105
6.5.2	Resultados de la reconstrucción de la dirección	106
6.5.3	Resultados de la separación $\gamma$ /hadrón	108
6.5.4	Resultados con datos reales de la Nebulosa del Cangrejo	115
6.6	Resumen y conclusiones	117
<b>7</b>	<b>Observaciones ópticas con los píxeles centrales de MAGIC</b>	<b>120</b>
7.1	Introducción	120
7.2	Los píxeles centrales de MAGIC	121
7.3	Observaciones con los píxeles centrales	123
7.3.1	Detección del púlsar del Cangrejo	123
7.3.2	Ocultaciones de estrellas por asteroides	124
7.4	Resumen y conclusiones	129
<b>8</b>	<b>Conclusiones</b>	<b>132</b>
<b>A</b>	<b>Parámetros de Hillas</b>	<b>135</b>
A.1	Deducción de las incertidumbres de length <sup>2</sup> y width <sup>2</sup>	139
A.1.1	Definición de la incertidumbre de alpha	141
<b>B</b>	<b>Método de Random Forest (RF)</b>	<b>143</b>
	Lista de figuras	i
	Lista de tablas	iv
	Bibliografía	vi

# Abstract

## Characterization of the LST-1 telescope for gamma ray astronomy and MAGIC for optical observations

**Orlando Andrés Baquero Larriva**

Gamma-ray astronomy offers a window to the most energetic phenomena in the universe. This field of research has undergone a great development at the beginning of the 21th century thanks to telescopes such as MAGIC (Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov telescopes), which have motivated the construction of the first gamma-ray observatory open to the entire scientific community, the Cherenkov Telescope Array (CTA).

MAGIC is a system of two Atmospheric Imaging Cherenkov telescopes operating in stereoscopic mode since 2012. The LST-1 telescope is the first Large-Size Telescope of the northern site of the CTA observatory. The LST-1 has began its commissioning phase in October 2018 and its first light took place in December of the same year. Both the MAGIC and LST-1 telescopes are installed on the Roque de los Muchachos Observatory on the Canary island of La Palma, Spain.

This thesis mainly addresses two studies. The first is the characterization of the LST-1 telescope, and the second is the analysis of the optical observations made with the central pixels of the MAGIC telescopes.

The main parameters that allow an evaluation of the performance of the LST-1 telescope have been obtained, using both Monte Carlo simulations and real data from Crab Nebula observations. Results have also been obtained from observations of the Active Galactic Nuclei Markarian 421, Markarian 501 and 1ES 1969+560. The spectra obtained agree with those obtained by other telescopes for the basal emission of these sources. We conclude that the performance of the LST-1 telescope is already close to the design requirements.

Alternative methods to improve the analysis of LST-1 data have also been investigated. They are based on including the calculation of the uncertainties of the shower image parameters. These methods have been included in the CTA analysis chain currently under development.

The central pixels of the MAGIC telescopes cameras were modified to allow the observation of transient phenomena in the optical band. In this thesis the performance of the two central pixels has been checked and especially the one in the MAGIC-I camera, which was installed during the development of this thesis, in February 2020. With them, the detection of the first occultation of a star by an asteroid with MAGIC has been achieved. This opens up new possibilities for the scientific exploitation of these telescopes in the field of optical astronomy.

Additionally, the author has actively participated in the maintenance of the MAGIC On-Site Analysis Chain (OSA), in the development of the LSTOSA package for the LST-1 telescope and in the data acquisition campaigns of the MAGIC telescopes.

# Resumen

## Caracterización del telescopio LST-1 para astronomía gamma y de MAGIC para observaciones ópticas

**Orlando Andrés Baquero Larriva**

La astronomía de rayos  $\gamma$  ofrece una ventana a los fenómenos más energéticos del universo. Este campo de investigación ha sufrido un gran desarrollo a principios del siglo XXI gracias a telescopios como MAGIC (Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov telescopes), los cuales han motivado la construcción del primer observatorio de rayos  $\gamma$  abierto a toda la comunidad científica, la Red de Telescopios Cherenkov CTA (Cherenkov Telescope Array).

MAGIC es un sistema de dos telescopios Cherenkov de imagen atmosférica que opera en modo estereoscópico desde 2012. El telescopio LST-1 es el primer telescopio de gran tamaño LST (Large Size Telescope) del emplazamiento norte de CTA. Este se encuentra en su fase de puesta a punto desde octubre de 2018, habiendo tenido lugar su primera luz en diciembre del mismo año. Tanto los telescopios MAGIC como el LST-1 se encuentran instalados en el Observatorio del Roque de los Muchachos en la isla de La Palma, España.

La presente tesis aborda fundamentalmente dos estudios. El primero es la caracterización del telescopio LST-1, y el segundo es el análisis de las observaciones ópticas realizadas con los píxeles centrales de los telescopios MAGIC.

Se han caracterizado los principales parámetros que permiten evaluar de manera integral el funcionamiento del telescopio LST-1, utilizando tanto simulaciones de Monte Carlo como datos de observaciones de la Nebulosa del Cangrejo. Se han obtenido además resultados de observaciones de otras fuentes de rayos  $\gamma$  como los núcleos galácticos activos Markarian 421, Markarian 501 y 1ES 1969+560. Los espectros obtenidos concuerdan con los obtenidos por otros telescopios para la emisión basal de estas fuentes, corroborando el buen funcionamiento del telescopio. De manera general, se concluye que el telescopio LST-1 muestra un comportamiento cercano al de su diseño.

Se han investigado también métodos para mejorar el análisis de los datos tomados con el telescopio LST-1, basados en la inclusión del cálculo de las incertidumbre de los parámetros de imagen. Estos métodos han sido incluidos en la cadena de análisis de datos que se está desarrollando para CTA.

Los telescopios MAGIC tienen actualmente los píxeles centrales de sus cámaras modificados para permitir la observación de fenómenos transitorios en el óptico. En esta tesis se ha podido corroborar el correcto funcionamiento de los dos píxeles centrales, y especialmente, el del nuevo píxel central de MAGIC-I que fue instalado durante la realización de esta tesis, en febrero de 2020. Se ha conseguido con ellos la detección de la primera ocultación de una estrella por un asteroide con MAGIC, abriendo nuevas posibilidades para la explotación científica de estos telescopios en el campo de la astronomía óptica.

Adicionalmente, el autor ha participado activamente en el mantenimiento de la cadena de análisis On-Site (OSA) de MAGIC, en el desarrollo del sistema de análisis automático LSTOSA para el telescopio LST-1, y en la toma de datos con los telescopios MAGIC.

# Prólogo

## Motivación

La puesta a punto de un telescopio de última generación, como lo es el telescopio LST-1, es siempre un proceso complejo que conlleva múltiples dificultades. La principal motivación de esta tesis es caracterizar el comportamiento del telescopio LST-1 tanto en condiciones reales de funcionamiento como con simulaciones de Monte Carlo. El LST-1 es el prototipo de telescopio de gran tamaño del proyecto CTA, el cual contará con otros 3 telescopios iguales repartidos en el observatorio del hemisferio Norte. Es por tanto necesario validar el correcto comportamiento de este primer telescopio antes de construir el resto. Se ha desarrollado un estudio en este sentido que ha permitido evaluar de manera integral el comportamiento de dicho telescopio.

El autor ha participado en la colaboración LST analizando los primeros datos obtenidos con el telescopio, principalmente de las observaciones de la Nebulosa del Cangrejo y de los núcleos galácticos activos Markarian 421, Markarian 501 y 1ES 1969+560, observados entre noviembre de 2019 y agosto de 2021.

Otra de las principales motivaciones de esta tesis ha sido evaluar el funcionamiento de los píxeles centrales de los telescopios MAGIC. El análisis de las observaciones de ocultaciones de estrellas por asteroides con dichos píxeles centrales ha dado lugar a la primera observación positiva de este tipo de eventos con los telescopios MAGIC.

## Estructura de la tesis

- El capítulo [1](#) introduce los aspectos básicos de la astronomía de rayos  $\gamma$ , incluyendo una breve reseña sobre el descubrimiento de esta radiación, las propiedades de los rayos cósmicos, los mecanismos de aceleración y la producción de rayos  $\gamma$  en fuentes astrofísicas, así como los principales tipos de fuentes de rayos  $\gamma$  galácticas y extragalácticas.
- Las técnicas de detección de rayos  $\gamma$  más importantes, y las principales características de los telescopios MAGIC y del LST-1, se detallan en el capítulo [2](#).
- Las cadenas de análisis de los telescopios MAGIC y LST-1 se describen en el capítulo [3](#).
- Los sistemas de análisis On-Site de MAGIC y del LST-1, en los que al autor ha trabajado, se detallan en el capítulo [4](#).
- La caracterización del telescopio LST-1 y los resultados del análisis de sus primeras observaciones se presentan en el capítulo [5](#). Se debe tener en cuenta que en este capítulo los resultados obtenidos se basan en el estado del telescopio hasta la primavera de 2021, por lo que no reflejan posibles mejoras introducidas posteriormente en la calidad de los datos o en la cadena de análisis.
- En el capítulo [6](#) se estudia la inclusión del cálculo de las incertidumbres de

los parámetros de Hillas, como un posible modo de mejorar la estimación de la energía, dirección y naturaleza de los eventos detectados por el telescopio LST-1. Los resultados de este capítulo corresponden al estado del telescopio LST-1 y al de su cadena de análisis en el invierno de 2020.

- El estudio realizado de las observaciones ópticas con los píxeles centrales de MAGIC se detalla en el capítulo [7](#).
- Se incluye además dos apéndices, el apéndice [A](#) que describe los parámetros de Hillas y el apéndice [B](#) que detalla el método de aprendizaje automático Random Forest.

# 1

## Astronomía de rayos $\gamma$

### Índice

---

<b>1.1</b>	<b>Introducción</b>	4
<b>1.2</b>	<b>El descubrimiento de los rayos cósmicos</b>	4
<b>1.3</b>	<b>Propiedades de los rayos cósmicos</b>	5
<b>1.4</b>	<b>Mecanismos de aceleración</b>	6
1.4.1	Mecanismo de aceleración de Fermi de segundo orden	6
1.4.2	Mecanismo de aceleración de Fermi de primer orden	8
<b>1.5</b>	<b>Producción de Rayos <math>\gamma</math></b>	8
1.5.1	Bremsstrahlung relativista	8
1.5.2	Radiación sincrotrón	9
1.5.3	Radiación de curvatura	10
1.5.4	Dispersión Compton inversa	10
1.5.5	Emisión por interacciones hadrónicas	11
<b>1.6</b>	<b>Fuentes de rayos <math>\gamma</math></b>	11
1.6.1	Fuentes galácticas: Remanentes de supernovas	11
1.6.2	Fuentes extragalácticas	14
1.6.3	Núcleos Galácticos Activos (AGN)	14
1.6.4	Explosiones de rayos $\gamma$ (GRBs)	17
<b>1.7</b>	<b>AGNs analizados</b>	18

---

## 1.1 Introducción

La astronomía de rayos gamma ( $\gamma$ ) nos permite estudiar los fenómenos más energéticos del universo. Se cree que el origen de esta radiación es no térmico, requiriendo la aceleración de partículas cargadas a velocidades relativistas, probablemente mediante su confinamiento por intensos campos electromagnéticos y ondas de choque. Estas partículas aceleradas interactúan entre ellas y/o con fotones del medio, generando fotones de altas energías. Las condiciones necesarias para su aceleración podrían darse en objetos astrofísicos como los remanentes de explosiones de supernovas, las estrellas de neutrones, los núcleos activos de galaxias (AGNs, Active Galactic Nuclei) con agujeros negros súper masivos en su centro, entre otros.

El nacimiento de la astronomía de rayos  $\gamma$  se remonta al descubrimiento de los llamados rayos cósmicos. Estos están constituidos por partículas cargadas de muy alta energía, en su mayoría protones y otros núcleos atómicos, neutrinos y fotones que llegan a la Tierra provenientes del espacio exterior. En este capítulo se comenzará con una breve reseña histórica sobre el descubrimiento de los rayos cósmicos, describiendo sus principales propiedades. A continuación, se explicará cuales son los modelos más importantes de aceleración de partículas en entornos astrofísicos y los mecanismos de radiación no térmicos planteados como precursores de la radiación  $\gamma$ . Por último, se describirán las principales fuentes astrofísicas de rayos  $\gamma$ .

## 1.2 El descubrimiento de los rayos cósmicos

La historia del descubrimiento de los rayos cósmicos, que derivó en el desarrollo de la astronomía de rayos  $\gamma$ , tiene su génesis en 1900, cuando Paul Ulrich Villard descubre la radiación  $\gamma$  [1], descrita como una radiación penetrante que no es perturbada por los campos magnéticos [2]. También en los primeros años del siglo XX, se detecta cierta radiación desconocida observando que electroscopios originalmente cargados se descargaban aún en la oscuridad y alejados de fuentes naturales de radiactividad. Se sospechó en un primer momento que esta radiación debía tener un origen terrestre [3]. Esto sería refutado en 1909, cuando Theodor Wulf realizó mediciones de la radiactividad en la cima de la torre Eiffel y evidenció que la radiación no disminuye con la altura, al contrario de lo esperado si su origen fuese terrestre.

Pasarían tres años más hasta la que se considera como la primera detección formal de rayos cósmicos. Esta fue realizada por Victor Hess [4] en 1912 y la corroboraría Wegner Kolhörster [5] en 1913. En ambos estudios se realizaron mediciones de la ionización de la atmósfera con globos tripulados, verificando que la ionización aumentaba con la altura sobre el nivel del mar. Esto evidenció que la radiación que creaba la ionización atmosférica y descargaba los electroscopios debía provenir del exterior de la Tierra.

En 1925 Robert Andrews Millikan realiza estudios en aguas profundas en lagos y observaciones en aeroplanos, confirmando las mediciones de Hess y Wegner. Concluyendo que esta radiación llega desde todas las direcciones y que es muy penetrante. En 1926 acuña el nombre de "Rayos Cósmicos", para referirse a las partículas que generan esta radiación, planteando además su relación con la radiación  $\gamma$  [6].

Otro avance en la caracterización de los rayos cósmicos se da en 1927, con los estudios de Jacob Clay y Hendrik Petrus Berlage [7], que establecen correlaciones de la intensidad de los rayos cósmicos con el cambio de latitud del punto de observación en la Tierra, concluyendo que estos rayos son afectados por el campo magnético terrestre, como ocurre con las partículas cargadas.

En 1936 Victor Hess es galardonado con el Premio Nobel de Física conjuntamente con Carl D. Anderson, quien había descubierto el positrón, por su aporte en los

estudios relacionados con los rayos cósmicos.

Finalmente, entre 1934 y 1938 Brunno Rossi [8] y Pierre Auger [9] descubren las cascadas atmosféricas extensas (EAS, Extensive Air Shower), las cuales son producidas por rayos cósmicos primarios que al interactuar con la atmósfera generan cascadas de partículas ionizantes. Estas cascadas tienen gran importancia en las técnicas de detección de rayos  $\gamma$  y serán descritas en la sección 2.2.3.

### 1.3 Propiedades de los rayos cósmicos

Los rayos cósmicos son núcleos ionizados acelerados a altas energías compuestos mayormente por protones en alrededor del 90%, por un 9% de partículas alpha ( $\alpha$ ), y siendo el resto núcleos más pesados y electrones [10].

El estudio sobre el origen y propagación de los rayos cósmicos no se desarrolló hasta la década de los 60 del siglo XX, cuando se instalaron detectores de partículas en satélites. Esto permitió medir el espectro de energía de las partículas que componen los rayos cósmicos, el cual se puede describir por una ley de potencias:

$$N(E) = KE^{-\alpha}, \quad (1.1)$$

siendo  $E$  la energía del rayo cósmico,  $\alpha$  el índice espectral y  $K$  un factor de normalización.

La figura 1.1 muestra el espectro de energía para rayos cósmicos medido directa e indirectamente con múltiples instrumentos espaciales y terrestres. Como se puede apreciar en la figura, el espectro se extiende por un amplio rango de energías, abarcando hasta 10 órdenes de magnitud. El espectro a energías inferiores a los GeV es debido al viento solar magnetizado, mientras que los rayos cósmicos de energías superiores se originan fuera del sistema solar. Es posible identificar en el espectro (figura 1.1a) una región denominada "rodilla" (*knee*) a  $3 \times 10^{15}$  eV, hasta la cual el índice espectral es  $\alpha \sim 2.7$ . Por encima de la rodilla, el índice espectral pasa de 2.7 a 3.1. Esto puede indicar que la composición química de los rayos cósmicos varía alrededor de la región de la "rodilla", pasando a ser dominada por núcleos pesados [11] hasta al menos los  $10^{17}$  eV. Se cree que en esta región los rayos cósmicos serían producidos por remanentes de supernovas [12]. A energías de  $\sim 10^{10}$  GeV, el espectro se vuelve algo más plano debido a una segunda transición. A esta parte del espectro se le conoce como "tobillo" (*ankle*), y se considera que los rayos cósmicos con energías detectadas mayores tienen un origen extra-galáctico [13], [14]. Es posible advertir por tanto una transición de rayos cósmicos de origen galáctico a extra-galáctico en la región del espectro desde la "rodilla" hasta el "tobillo".

A los rayos cósmicos detectados a energías mayores de  $\sim 10^{18}$  GeV se los denomina rayos cósmicos de ultra alta energía (UHECR, Ultra High Energy Cosmic Rays). Todavía se debaten los mecanismos de aceleración que pueden generar estos rayos cósmicos. Estos rayos cósmicos de ultra alta energía ya no pueden ser confinados por los campos magnéticos conocidos, y serían producidos por AGNs, explosiones de Rayos Gamma (GRB, Gamma-ray Bursts) u otros eventos astrofísicos violentos [16], [11].

Se puede observar además en la figura 1.1b que a partir de  $\sim 5 \times 10^{20}$  eV hay un déficit de eventos. Esto coincide con el límite teórico superior a la energía de los rayos cósmicos procedentes de fuentes lejanas, al que se lo conoce como el corte "GZK", debido a que lo establecieron Greisen- Zatsepin-Kuzmin mientras realizaban estudios del fondo cósmico de microondas (CMB, Cosmic Microwave Background) [17]. A esta energía los protones se atenúan muy fuertemente al interactuar con los fotones del CMB.

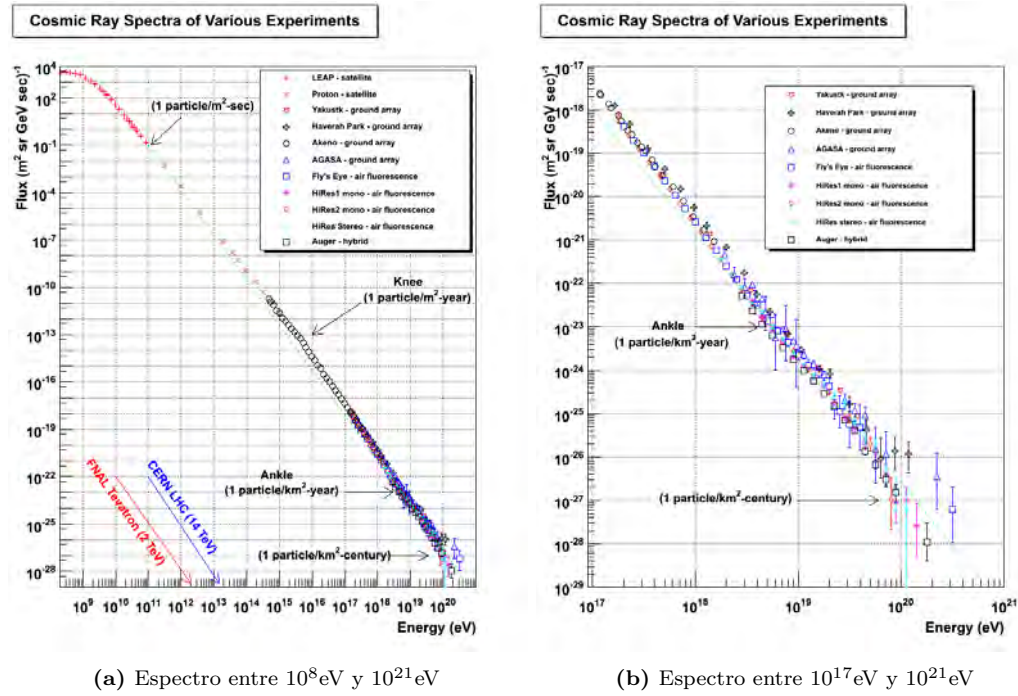


Figura 1.1: Espectro de rayos cósmicos con datos de varios instrumentos. La línea verde representa un ajuste a una ley de potencia con índice espectral  $\alpha = 2.7$ . Gráficas tomadas de [15].

## 1.4 Mecanismos de aceleración

Los rayos  $\gamma$  cubren un amplio rango de energías, el cual se suele dividir en seis regiones: *baja energía* (LE, Low Energy) por debajo de los 30 MeV, *alta energía* (HE, High Energy) entre los 30 MeV y los 30 GeV, *muy alta energía* (VHE, Very High Energy) entre los 30 GeV y los 30 TeV, *ultra alta energía* (UHE, Ultra High Energy) entre los 30 TeV y los 30 PeV, y *energías extremas* (EHE, Extremely High Energy) por encima de los 30 PeV. Para explicar el origen de los rayos  $\gamma$  a estas energías es necesario primero establecer modelos de aceleración de partículas cargadas hasta energías relativistas, las cuales interactuarán posteriormente con el medio generando los rayos  $\gamma$  detectados. A continuación se describen los principales mecanismos de aceleración.

### 1.4.1 Mecanismo de aceleración de Fermi de segundo orden

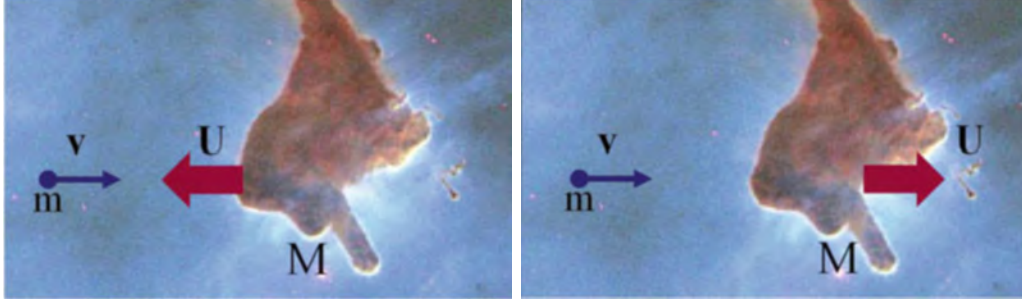
Enrico Fermi en 1949 [18] propuso un modelo estocástico de aceleración de partículas en el cual las partículas colisionan con el medio interestelar, en particular con nubes de gas magnetizadas.

Considerando la dispersión elástica entre una partícula de masa  $m$  con velocidad  $v$  y una nube moviéndose a una velocidad  $U$ , ambas a lo largo del eje  $x$ . Al aplicar la conservación de la energía y de la cantidad de movimiento en la colisión, es posible derivar la velocidad final de la partícula  $v'$  tras la interacción con la nube, de la siguiente forma [11]:

$$v' = \frac{(m - M)v + 2MU}{m + M} \simeq -v \pm 2U \quad (1.2)$$

asumiendo  $M \gg m$ . Si  $U$  tiene sentido contrario a  $v$  (figura 1.2a), entonces

$v'_I = -v - 2U$ , y la partícula gana velocidad. En el caso contrario si  $U$  y  $v$  tienen el mismo sentido (figura 1.2b),  $v'_{II} = -v + 2U$ , y la partícula pierde velocidad.



(a) Caso I, la partícula y la nube tienen direcciones contrarias (b) Caso II, la partícula y la nube tienen la misma dirección

**Figura 1.2:** Ilustración de los dos tipos de colisiones del modelo de aceleración de Fermi de segundo orden. Gráfica tomada de [11].

La energía cinética de la partícula, en el caso no relativista, antes del choque es  $E = mv^2/2$ . Tras la colisión, su energía a primer orden pasa a ser:  $E^* \approx m(-v \pm 2|U|)^2/2$ . El signo negativo corresponde al caso I y el positivo al caso II. El cambio en la energía cinética de la partícula a primer orden ( $U/v$ ), viene dado por:

$$\Delta E \simeq \pm 4 \frac{U}{v} \cdot E \quad (1.3)$$

tomando  $U = |U|$ .

Las frecuencias de ocurrencia de los dos tipos de procesos, I y II, para una partícula con velocidad positiva en interacción con una distribución aleatoria de nubes, vendrían dadas respectivamente por:

$$f_I = \frac{v+U}{l}, \quad f_{II} = \frac{v-U}{l} \quad (1.4)$$

siendo  $l$  el camino libre medio de la partícula. La energía promedio ganada estocásticamente por unidad de tiempo sería por tanto:

$$\frac{\Delta E}{\Delta t} = f_I \Delta E_I + f_{II} \Delta E_{II} = 4 \cdot \frac{U}{v} \cdot E \cdot \frac{2U}{l} = \left( \frac{8U^2}{lv} \right) E \quad (1.5)$$

A partir de la expresión anterior se puede definir la constante temporal  $\tau_f''$  como:

$$\tau_f'' \equiv \frac{lv}{8U^2} \quad (1.6)$$

La ecuación 1.6 fué introducida por Fermi y es conocida como "*mecanismo de aceleración de segundo orden de Fermi*", debido a que la dependencia de la ganancia de energía con la velocidad de la nube  $U$  es cuadrática.

Pese a que Fermi propuso en 1949 que estos procesos podrían ser los principales responsables de la aceleración de los rayos cósmicos, posteriormente el mismo Fermi estableció que este mecanismo era muy poco eficiente para acelerar partículas a muy alta energía, ya que la velocidad promedio de las nubes en el gas interestelar es muy pequeña,  $U \leq 3 \times 10^6 \text{cm/s}$ , resultando en una constante de tiempo demasiado grande:

$$\tau_f'' = \frac{lv}{2U^2} \sim 10^7 \text{ años} \quad (1.7)$$

para un  $l$  típico de 0.1 pc [11].

### 1.4.2 Mecanismo de aceleración de Fermi de primer orden

En 1954 el mismo Enrico Fermi [19] propuso un mecanismo de aceleración de partículas más eficiente, también conocido como "*mecanismo de aceleración por choques difusos*" (DSA, Diffusive Shock Acceleration). Este proceso se da cuando las partículas se mueven entre dos nubes que se aproximan entre sí, o entre material estelar separado por el frente de una onda de choque [11]. Irregularidades en los campos magnéticos dispersan las partículas de modo que éstas atraviesan una y otra vez (flujo arriba y abajo), la misma onda de choque. Las partículas pueden experimentar un gran aumento de su energía al sufrir múltiples choques con frentes de ondas de choque supersónicas de direcciones opuestas [20].

Siguiendo la explicación de [11], se puede calcular la energía ganada por una partícula de velocidad  $v$  cuando sufre una colisión con un frente de onda de choque con velocidad  $U$ , al ir o venir entre dos nubes magnetizadas que se aproximan entre sí. Tras múltiples choques,  $v$  terminará siendo relativista  $v \simeq c \gg U$ , y el cambio de energía promedio para la partícula vendría dado por:

$$\langle \Delta E \rangle = \left( \frac{4U}{3c} \right) \cdot \langle E \rangle \quad (1.8)$$

La energía promedio al atravesar la onda de choque  $E_f/E_i$ , y la probabilidad de escape por cada iteración  $P_{esc}$ , conduce a una ley espectral de potencias de la siguiente forma:

$$N(E)dE \propto E^{-\alpha}dE \quad (1.9)$$

El índice espectral  $\alpha$  viene dado por [20]:

$$\alpha = 1 + \ln[1/(1 - P_{esc})]/\ln[\langle E_f/E_i \rangle] \quad (1.10)$$

Este modelo requiere únicamente que existan fuertes ondas de choque y partículas con velocidades relativistas, condiciones que se pueden dar en AGNs, remanentes de supernovas y en fuentes extragalácticas de radio [3].

## 1.5 Producción de Rayos $\gamma$

Las partículas cargadas relativistas, que han sido aceleradas por campos electromagnéticos y ondas de choque, al interactuar con el medio y entre sí mismas son capaces de generar fotones de muy alta energía mediante los mecanismos de radiación que serán descritos a continuación.

### 1.5.1 Bremsstrahlung relativista

También conocida como radiación de *frenado*, la radiación *Bremsstrahlung* en su caso relativista es la radiación producida cuando un electrón es frenado por el campo electrostático de un núcleo atómico [2].

Si se considera un electrón con energía  $E_e \gg m_e c^2$ , dispersado por un núcleo de carga  $Z_e$ , se producirá un fotón con energía  $E_\gamma$ . La sección eficaz de la interacción para producir un fotón con energía  $E_\gamma$  viene dada por [21]:

$$\sigma_B(E_e, E_\gamma)dE_\gamma = \frac{4\alpha r_0^2 Z^2}{E_\gamma} \Phi(E_e, E_\gamma)dE_\gamma \quad (1.11)$$

donde  $r_0 = e^2/m_e c^2$  es el radio clásico del electrón,  $\alpha \approx 1/137.037$  es la constante de estructura fina, y  $\Phi$  se define como:

$$\Phi(E_e, E_\gamma) = \left[ 1 + \left( \frac{E_\gamma}{E_e} \right)^2 - \frac{2}{3} \left( \frac{E_\gamma}{E_e} \right) \right] \times \left\{ \ln \left[ \frac{2E_e(E_e - E_\gamma)}{m_e c^2 E_\gamma} \right] - \frac{1}{2} \right\} \quad (1.12)$$

para un núcleo desnudo, y

$$\Phi(E_e, E_\gamma) = \left[ 1 + \left( \frac{E_\gamma}{E_e} \right)^2 - \frac{2}{3} \left( \frac{E_\gamma}{E_e} \right) \right] \times \ln \left( \frac{191}{Z^{1/3}} \right) + \frac{1}{9} \left( 1 - \frac{E_\gamma}{E_e} \right) \quad (1.13)$$

para un núcleo completamente "protegido" por los electrones ligados.

La radiación de *Bremsstrahlung* relativista es muy importante en astrofísica, ya que los electrones relativistas al interactuar con los núcleos de los átomos generan fotones con energías que en promedio son un tercio superiores a la energía original del electrón [3].

### 1.5.2 Radiación sincrotrón

La radiación  $\gamma$  de baja energía y rayos  $X$  puede deberse a la radiación *sincrotrón*. Esta se origina cuando partículas cargadas relativistas son aceleradas por un campo magnético, siguiendo una trayectoria helicoidal. Este proceso es el responsable de la emisión de radio en nuestra galaxia, en los remanentes de supernovas y en fuentes extragalácticas [3].

La emisión de fotones por el movimiento de una partícula cargada en un campo magnético se da con un ángulo de desviación  $\theta \sim c^2/E$ , entre la dirección del movimiento de la partícula y la del campo. La partícula sigue una trayectoria helicoidal y tendrá un frecuencia angular dada por [2]:

$$\omega_B = \frac{eB}{m_e c} \frac{m_e c^2}{E} \quad (1.14)$$

siendo  $e$  y  $m$  la carga y masa de la partícula respectivamente,  $B$  el módulo del campo magnético, y  $E = h\nu$  la energía de radiación. La energía característica de los fotones emitidos viene dada por:

$$E_c = \frac{3h}{4\pi} \frac{eB \sin\theta}{m_e c} \left( \frac{E}{m_e c^2} \right)^2 \quad (1.15)$$

La radiación emitida sigue un espectro continuo, el cual decae a partir de una frecuencia crítica  $\omega_c$ , a la que se emite la máxima potencia, dada por:

$$\omega_c = \frac{3}{2} \frac{eB \sin\theta}{m_e c} \Gamma^2 \quad (1.16)$$

donde  $\Gamma = E_e/m_e c^2$  es el factor de Lorentz de la partícula. La tasa de energía perdida por la partícula debido a radiación sincrotrón vendría a ser:

$$-\left(\frac{dE_e}{dt}\right) = \frac{2}{3}c \left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right)^2 B \sin^2 \theta \Gamma^2 \quad (1.17)$$

### 1.5.3 Radiación de curvatura

En la presencia de campos magnéticos fuertes, por ejemplo, en la magnetosfera de un púlsar, las partículas cargadas tienden a seguir las líneas de campo. Estos campos magnéticos pueden no ser uniformes y tener radios de curvatura  $R_c$  pequeños, lo que acelera las partículas generando radiación. A esta radiación se le conoce como *radiación de curvatura*, y es un caso particular de la radiación sincrotón.

La energía perdida por una partícula debido a la radiación de curvatura viene dada por [2]:

$$-\left(\frac{dE_e}{dt}\right) = \frac{2}{3} \frac{ce^2}{R_c^2} \Gamma^4 \quad (1.18)$$

### 1.5.4 Dispersión Compton inversa

Las partículas aceleradas mediante los mecanismos descritos en la sección 1.4, en este caso electrones ultra-relativistas, pueden interactuar con fotones de baja energía cediéndoles energía y generando así fotones de muy alta energía. A este proceso se le conoce como *Dispersión Compton inversa*. Esta dispersión se puede dividir en dos casos de acuerdo al parámetro  $\xi = E_e E_{ph} / (m_e c^2)^2$ , siendo  $E_e$  y  $E_{ph}$  las energías iniciales del electrón y fotón respectivamente. El caso  $\xi \ll 1$  corresponde al límite clásico llamado régimen de *Thomson*, ya que la sección eficaz se puede aproximar a la sección eficaz de Thomson, definida por  $\sigma_T = 8\pi e^4 / 3m_e^2 c^4 \approx 0.665 \times 10^{-24} \text{ cm}^2$ . En este caso, la energía promedio de los fotones emergentes viene dada por [2]:

$$\langle E_\gamma \rangle = \frac{4}{3} \langle E_{ph} \rangle \Gamma^2 \quad (1.19)$$

La pérdida de energía de un electrón en un campo de fotones de densidad de energía  $w_{ph}$  en el regimen de Thomson se puede expresar como [22]:

$$-\left(\frac{dE_e}{dt}\right) = c\sigma_T w_{ph} \Gamma^2 \approx 2 \times 10^{-14} w_{ph} \Gamma^2 \quad \text{eV/s.} \quad (1.20)$$

El caso  $\xi \gg 1$  corresponde al caso ultra-relativista, conocido como régimen *Klein-Nishina* [23]. En este límite el electrón cede la mayor parte de su energía al fotón, siendo  $E_\gamma \sim E_e$ . La sección eficaz en este caso decrece drásticamente y se define por:

$$\sigma_{KN}(E_e, E_{ph}) = \frac{3}{8} \sigma_T \frac{m_e c^2}{\langle E_{ph} \rangle} \ln \left[ \left( \frac{2\Gamma E_\gamma}{m_e c^2} \right) + \frac{1}{2} \right] \quad (1.21)$$

Finalmente la perdida de energía en este límite viene dada por [2]:

$$\begin{aligned} \left(\frac{dE_e}{dt}\right) &= \frac{3}{8} c\sigma_T w_{ph} \left(\frac{m_e c^2}{\langle E_{ph} \rangle}\right)^2 \ln \left[ \left( \frac{2E_e \langle E_{ph} \rangle}{m_e^2 c^2} \right) + \frac{1}{2} \right] \\ &\approx 10^{-14} W_{ph} \left(\frac{m_e c^2}{\langle E_{ph} \rangle}\right)^2 \ln \left[ \left( \frac{2E_e \langle E_{ph} \rangle}{m_e^2 c^2} \right) \right] \quad \text{eV/s} \end{aligned} \quad (1.22)$$

### 1.5.5 Emisión por interacciones hadrónicas

Las partículas aceleradas en entornos astrofísicos, tales como protones relativistas y otros núcleos atómicos, pueden colisionar de manera inelástica con el medio, produciendo hadrones (piones, kaones y otros nucleones), los cuales a su vez pueden dar lugar a rayos  $\gamma$  de alta energía [24].

La interacción más común es el choque entre protones, dado que los protones son las partículas más abundantes en los rayos cósmicos y el hidrógeno es el elemento más común en el universo. En estas colisiones se producen un gran número de mesones, principalmente piones ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$  y  $\pi^0$ ), en proporciones similares [24]. Los piones neutros,  $\pi^0$ , decaen muy rápidamente en fotones según la reacción:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma \quad (1.23)$$

Una característica del espectro de los rayos  $\gamma$  procedentes de la desintegración de piones neutros es que muestran un espectro con su máximo en:

$$E_\gamma = m_{\pi^0} \frac{c^2}{2} \approx 67.5 \text{ MeV} \quad (1.24)$$

Este espectro es independiente de la distribución de energía de los piones  $\pi^0$ , y encontrarlo en una fuente sería una prueba de la existencia de mecanismos hadrónicos de emisión.

## 1.6 Fuentes de rayos $\gamma$

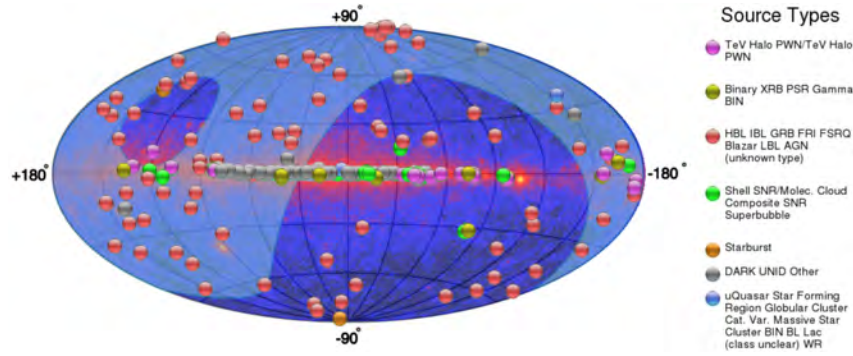
Como se ha descrito en las secciones anteriores, los rayos  $\gamma$  se producen de manera indirecta debido a las condiciones que se presentan en algunos eventos u objetos astrofísicos. Hasta la fecha se han detectado cientos de fuentes de rayos  $\gamma$  de muy alta energía mediante múltiples instrumentos, como con los telescopios Cherenkov de imagen atmosférica (IACTs, Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes), entre los que destacan: MAGIC, VERITAS y H.E.S.S., con el observatorio de tanques de agua HAWC y con el telescopio espacial *Fermi*-LAT (véase la sección 2.2.1). La figura 1.3 muestra la distribución en el cielo de las fuentes de rayos  $\gamma$  detectadas en el rango de los TeV a finales de septiembre de 2020. Se puede observar en la figura 1.3, que la mayoría de las fuentes de rayos  $\gamma$  pertenecen a nuestra galaxia, ya que se concentran en el plano galáctico. Es posible dividir entonces las fuentes de rayos  $\gamma$  en dos grupos: fuentes galácticas y extragalácticas.

A continuación se describirán las principales fuentes de rayos  $\gamma$  más relevantes para esta tesis, a saber, los remanentes de supernova dentro de las fuentes galácticas, y los núcleos galácticos activos entre las extragalácticas. Finalmente, se describirán brevemente las explosiones de rayos  $\gamma$ .

### 1.6.1 Fuentes galácticas: Remanentes de supernovas

Se conoce como *supernovas* a las explosiones que suceden al final de la vida de ciertas estrellas masivas. La explosión hace que el material y la envoltura de la estrella sea eyectado a grandes velocidades, lo que da lugar a la formación de los *remanentes de supernova* (SNRs, Supernova Remnants) [3].

Los remanentes de supernova se pueden clasificar en dos tipos, los llamados *pleriones*, o *nebulosas de viento de púlsar* (PWN, Pulsar Wind Nebulae), que contienen un púlsar en su interior y se observan como "llenos" de radiación debido al viento del púlsar, y los remanentes de tipo *cáscara* (shell-type). En los pleriones el



**Figura 1.3:** Mapa del cielo con las fuentes de TeV detectadas. El fondo muestra el mapa del cielo obtenido por el satélite *Fermi-LAT*. La zona del cielo visible desde la localización de los telescopios MAGIC y LST-1 se muestra sombreada en azul. La leyenda muestra el tipo de fuentes detectadas. Figura obtenida de [25].

púlsar se encuentra confinado dentro de la cáscara del remanente de la supernova, donde se da una interacción entre partículas relativistas y los campos magnéticos provenientes del púlsar. En los remanentes tipo cáscara, la onda de choque de la supernova, al expandirse a través del espacio, calienta el material del medio interestelar produciendo una especie de cáscara en expansión. Se generan ondas de choque e interacciones hadrónicas capaces de producir rayos  $\gamma$  a través de los mecanismos de aceleración de Fermi y mediante dispersión Compton inversa.

A continuación se describirán las principales características de la *Nebulosa del Cangrejo*, ya que ha sido una de las fuentes analizadas más relevantes para esta tesis.

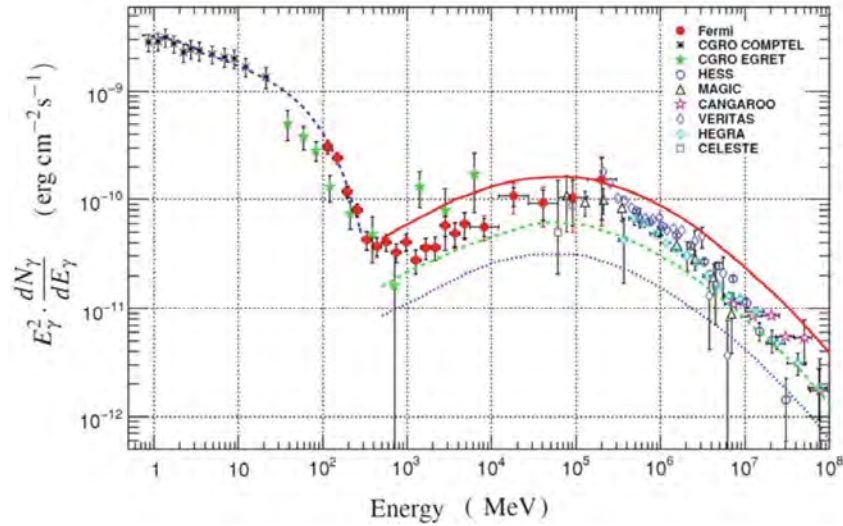
## La Nebulosa del Cangrejo

La Nebulosa del Cangrejo (R.A.  $05^h34^m31.971^s$ , dec.  $+22^\circ00^m52.06^s$ ) [26] es quizás la fuente de rayos  $\gamma$  más estudiada. Ha servido como objeto de calibración para múltiples instrumentos astronómicos, los cuales la han estudiado en casi todas las longitudes de onda del espectro electromagnético. Es un remanente de supernova del tipo plerión, con un púlsar en su centro, llamado PSR J0534+220 o PSR B0531+21. La nebulosa se encuentra localizada a  $2.0 \pm 0.2$  kpc desde la Tierra, y ha sido asociada a la explosión de supernova registrada en el año 1054 d.C por astrónomos chinos [11].

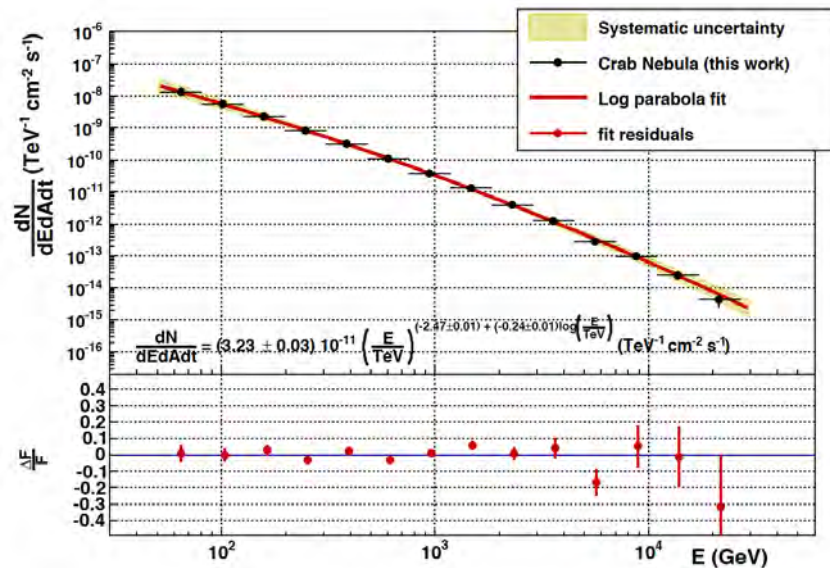
Dentro de la nebulosa se forman fuertes vientos magnéticos que transportan partículas relativistas, en su mayoría positrones y electrones, las cuales pueden ser aceleradas mediante los procesos de aceleración de Fermi (véase las secciones 1.4.1 y 1.4.2). Este flujo de partículas interactúa con los campos magnéticos y fotones circundantes, creando la nebulosa de viento de púlsar [27].

En la figura 1.4 se puede observar la densidad espectral de energía (SED, Spectral Energy density) de la nebulosa del Cangrejo obtenida con múltiples experimentos, tanto espaciales como terrestres. Se distinguen claramente dos componentes espectrales. La de menor energía es debida a la emisión sincrotrón de las partículas del viento del púlsar. Esta componente es la dominante por debajo de 1 GeV, y fue medida con precisión en la década de los 90 por los instrumentos COMPTEL (Compton Telescope) y EGRET (Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope), ambos a bordo del telescopio espacial CGRO (Compton Gamma-Ray Observatory) [28], y más recientemente con Fermi-LAT. La emisión por encima de 1 GeV se atribuye a procesos de dispersión Compton Inversa, debidos a la interacción de los fotones resultantes de la radiación sincrotrón con los electrones de la nebulosa [29], [30]. Esta componente presenta su máximo en torno a unos 50 GeV, energía a partir

de la cual el espectro decae aproximadamente como una ley de potencias de índice espectral  $-2.6$ <sup>1</sup>. Esta última parte del espectro ha sido medida con instrumentos terrestres, principalmente por telescopios de tipo Cherenkov como HEGRA [31], HESS [32], VERITAS [33] y MAGIC [27].



**Figura 1.4:** Densidad espectral de energía de la nebulosa del Cangrejo obtenida por varios instrumentos. La línea discontinua azul muestra el ajuste a la componente sincrotrón hasta los 300 MeV. El espectro debido a la dispersión Compton Inversa se ha calculado para tres valores diferentes del campo magnético medio de la nebulosa: 100  $\mu\text{G}$  con línea sólida roja, 200  $\mu\text{G}$  con la línea discontinua verde y 300  $\mu\text{G}$  con la línea discontinua azul. Figura obtenida de [11].



**Figura 1.5:** Espectro diferencial de energía de la nebulosa del Cangrejo obtenido con datos de los telescopios MAGIC. Figura obtenida de [27].

<sup>1</sup>Este es el espectro que se suele utilizar en las simulaciones de Monte Carlo a la hora de simular la detección de rayos gamma con IACTs.

El flujo integral de la Nebulosa del Cangrejo para energías superiores a 1 TeV es [11]:

$$F_{\gamma}(> 1 \text{ TeV}) = (2.1 \pm 0.1) \times \frac{\text{fotones}}{\text{cm}^2 \text{ s}} \quad (1.25)$$

El espectro diferencial, obtenido con datos tomados por los telescopios MAGIC entre 2011 y 2012 [27], se muestra en la figura 1.5. Cubre alrededor de tres décadas de energía desde 50 GeV hasta más de 30 TeV y se expande en siete órdenes de magnitud en flujo. El espectro se puede ajustar a una función log-parábola, que describe aproximadamente la emisión por dispersión Compton Inversa, definida por:

$$\frac{dN}{dE} = f_0 \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-\alpha + \beta \log(E/E_0)} \quad (1.26)$$

donde  $\alpha$  es igual a  $2.47 \pm 0.01$  y  $\beta$  a  $-0.24 \pm 0.01$ .

Este espectro de la nebulosa del Cangrejo obtenido por MAGIC será comparado con los resultados obtenidos con el telescopio LST-1 en la sección 5.3.3 de esta tesis.

## 1.6.2 Fuentes extragalácticas

La mayoría de fuentes de rayos  $\gamma$  detectadas tienen su origen fuera de nuestra galaxia, principalmente en AGNs.

En lo referente a fuentes extragalácticas, es importante mencionar el papel que juega la luz de fondo extragaláctica, ya que gran parte de la radiación  $\gamma$  originada fuera de nuestra galaxia es absorbida por esta radiación.

### Absorción de rayos $\gamma$ por la luz de fondo extragaláctica

La luz de fondo extragaláctica (EBL, Extragalactic Background Light) es debida a toda la radiación producida por las estrellas y el polvo cósmico desde el inicio del universo. La figura 1.6 muestra el espectro característico de dos picos de la luz de fondo extragaláctica. El primer pico se ha relacionado con la componente estelar y el segundo con una componente ligada con el polvo cósmico.

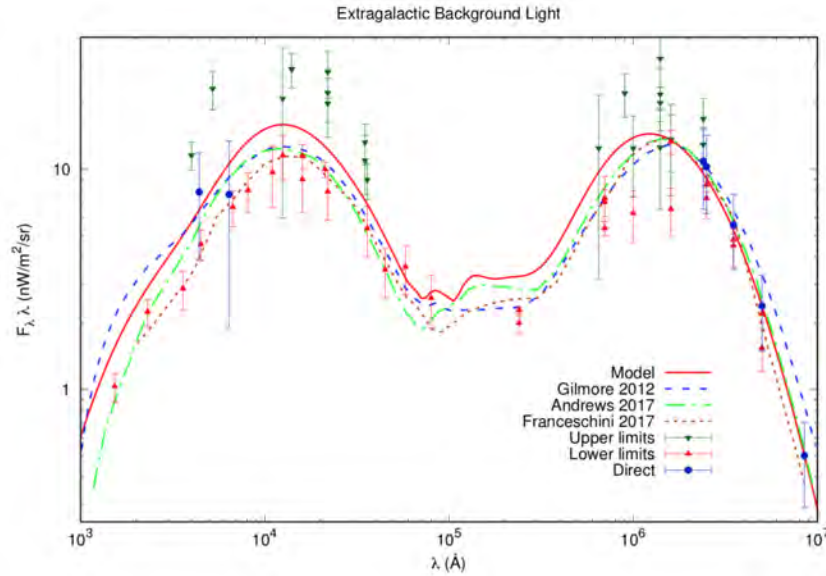
Los rayos  $\gamma$  de alta energía, al interactuar con los fotones del EBL y CMB, crean pares partícula-antipartícula, fundamentalmente  $e^{\pm}$ . A este proceso de absorción se le conoce como *producción de pares*, y es el principal responsable de la absorción de rayos  $\gamma$  de fuentes extragalácticas [35].

Para más detalles sobre la luz de fondo extra-galáctica se puede consultar [36], [35], [37].

## 1.6.3 Núcleos Galácticos Activos (AGN)

Ciertas galaxias son consideradas activas porque emiten gran cantidad de radiación desde su centro, con componentes térmicas y no térmicas, cubriendo todo el espectro electromagnético, desde longitudes de onda de radio hasta rayos  $\gamma$ . A este tipo de objetos astrofísicos se les conoce como *núcleos galácticos activos* (AGN, Active Galactic Nuclei) [37]. Por comparación, las galaxias "normales" emiten en un espectro mucho más estrecho, desde el infrarrojo cercano hasta el ultravioleta cercano y sus núcleos son menos brillantes.

Se ha establecido que los centros de estas galaxias deben contener objetos extremadamente densos, como agujeros negros supermasivos (SMBH, Super Massive



**Figura 1.6:** Espectro de la luz de fondo extragaláctica. Figura obtenida de [34].

Black Holes), con masas del orden de  $10^6 - 10^9 M_{\odot}$ <sup>2</sup> [37]. Se cree que la radiación térmica en este tipo de galaxias se produce por materia extremadamente caliente que forma el interior del disco de acreción<sup>3</sup> cercano al SMBH. En la zona interior del disco puede también darse la aceleración de partículas cargadas como electrones, y producirse radiación en el espectro óptico, ultravioleta y rayos X, debido a procesos de dispersión Compton Inversa [11]. Por su parte, la emisión no térmica, no siempre presente, se produce por la aceleración de partículas de alta energía que son expulsadas en forma de chorros o *jets* de materia perpendiculares al disco. Las partículas aceleradas en los *jets* alcanzan velocidades relativistas, y producen radiación que abarca todo el espectro electromagnético [11].

La figura 1.7 ilustra como los AGN pueden ser catalogados según el ángulo bajo el cual son observados. A continuación se resumen algunos tipos de AGN según el ángulo de observación de su *jet*.

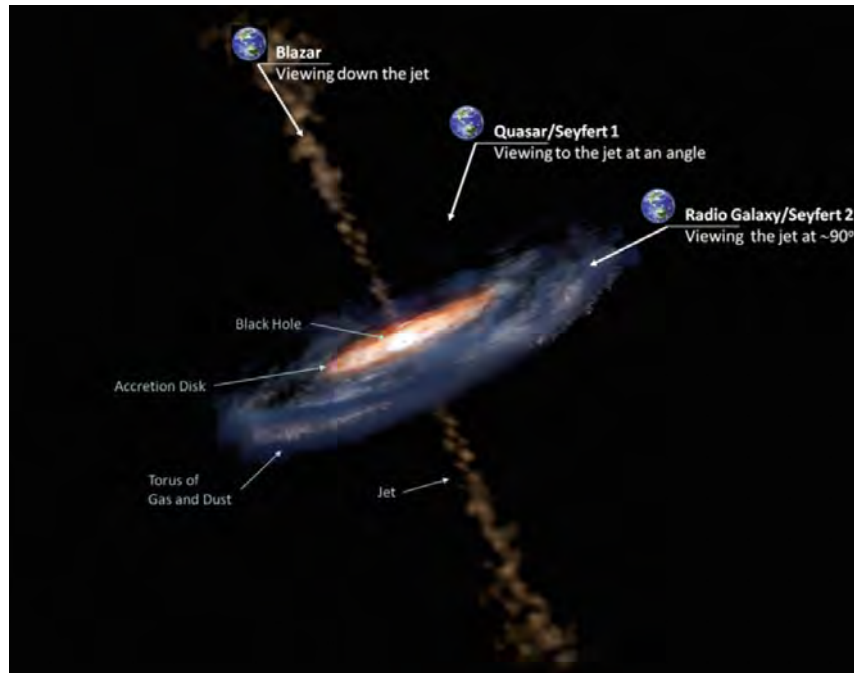
## Blazars

Los blazars son aquellos AGN en los que el jet apunta directamente hacia la Tierra. Se los puede dividir en tres subclases, de acuerdo a sus propiedades ópticas espectrales [11]:

- **FSRQs:** Los FSRQ (Flat Spectrum Radio Quasars) o *cuásares de radio de espectro plano*, tienen características espectrales similares a las de los cuásares (ver más adelante), con amplias líneas de emisión en su espectro óptico.
- **BL Lacs:** Conocidos como *objetos de tipo BL LAC* (Blazar Lacertae), presentan gran variabilidad espectral en la emisión en el óptico y rayos X. Clásicamente presentan un espectro caracterizado por dos picos, siendo el primero de origen sincrotrón y el segundo por dispersión Inversa de Compton. Se los puede dividir a su vez en tres subclases, de acuerdo a su distribución espectral de

<sup>2</sup>  $\odot$  se refiere a masas solares.

<sup>3</sup> Estructura en forma de disco, compuesto de gas y polvo girando en torno a un objeto central masivo.



**Figura 1.7:** Ilustración de un núcleo galáctico activo (AGN), que muestra sus diferentes características y como puede variar su clasificación, según el ángulo en el que lo observa. Figura obtenida de [11].

energía: BL Lac de *baja energía* (LBL, Low Energy BL Lac), si su frecuencia  $\nu_s$  muestra el pico de emisión sincrotrón en el infrarrojo ( $\nu_s < 10^{14}$  Hz), BL Lac de *energía intermedia* (Intermediate BL Lac), si el pico sincrotrón se da entre  $10^{14} < \nu_s < 10^{15}$  Hz, y finalmente BL Lac de *alta energía* (HBL, High BL Lac), si el pico sincrotrón se da a energías con  $\nu_s > 10^{15}$  Hz.

- **Blazars de tipo desconocido:** Los *blazars de origen desconocido* (BZU, Blazars Unknown), muestran muchas características de los blazars, pero o no tienen espectro óptico, o no se ha podido identificar líneas anchas de emisión.

### Galaxias tipo Seyfert y Quasars

Las galaxias tipo Seyfert fueron nombradas así en honor a Carl K. Seyfert quien en 1943 realizó un estudio sistemático sobre galaxias espirales observando líneas de emisión muy anchas en su espectro [38]. Los AGNs tipo Seyfert han sido clasificados en dos tipos de acuerdo a la forma que muestran sus líneas de emisión, siendo más anchas las líneas de emisión de las Seyfert tipo I, debido a una mayor velocidad del gas concentrado en su centro, y más estrechas las de tipo II, con menores velocidades del gas central [39].

En 1963 Maarten Schmidt estudio la contrapartida óptica de la fuente de radio 3C 273 [40], descubriéndose los AGNs ahora denominados cuásares (QSRO, Quasi Stellar Radio Sources). Los cuásares son AGNs mas brillantes y distantes que los tipo Seyfert.

Tanto los AGNs de tipo Seyfert como los cuásares son fuentes de ondas de radio débiles que muestran una emisión continua en el rango óptico desde su región central. Muestran también ocasionalmente una fuerte emisión de rayos X y a veces un pequeño *jet* en radio. Existe también una correlación entre la luminosidad de los cuásares y la masa de su galaxia anfitriona, ya que los objetos más luminosos se encuentran en el núcleo de las galaxias más masivas [11].

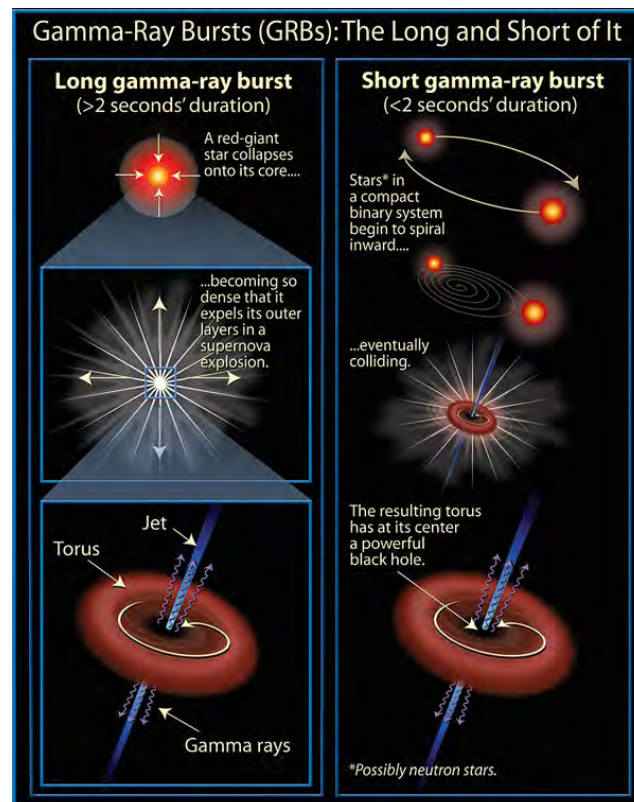
## Radiogalaxias

Este tipo de AGNs emiten ondas de radio y sus *jets* apuntan a ángulos de entre  $15^\circ$  y  $45^\circ$  con respecto a nuestra línea de visión desde la Tierra. No muestran líneas de emisión anchas, y su emisión nuclear es similar a la de los blazars pero a menor escala [11].

### 1.6.4 Explosiones de rayos $\gamma$ (GRBs)

Las explosiones o ráfagas de rayos  $\gamma$ , conocidas por sus siglas en inglés como *GRBs* (Gamma-Ray Bursts), son explosiones cortas y muy intensas de rayos  $\gamma$  de origen cosmológico. Son los eventos transitorios más brillantes que se conocen con luminosidades de  $10^{51} - 10^{52}$  ergs [20]. Fueron detectadas por primera vez en la década de los 60 del siglo pasado, por los satélites militares estadounidenses *Vela* [41], cuyo fin era monitorear actividades militares de origen nuclear, realizadas por la Unión Soviética en tiempos de la guerra fría.

Estos eventos astrofísicos se han clasificado en dos clases, atendiendo a la duración de su emisión. Se denominan "*GRBs cortos*" a los que tienen una duración inferior a los dos segundos y "*GRBs largos*" a los que duran más de dos segundos [42]. Se han asociado distintos tipos de progenitores a los dos tipos de GRBs. Debiéndose los GRBs cortos a la fusión de estrellas compactas [43] (por ejemplo, estrellas de neutrones) y los GRBs largos al colapso de estrellas masivas (por ejemplo, explosiones de supernova) [44], [45], [46], [47]. La figura 1.8, muestra un esquema con los progenitores de los dos tipos de GRBs.



**Figura 1.8:** Ilustración de los progenitores asociados a los dos tipos de GRBs. Figura obtenida de [48]. Créditos NASA y STScI

Tanto en los escenarios de GRBs largos como cortos se producen *jets* bipolares desde el centro de la explosión que se propagan a través de la envoltura de la estrella colapsada, formándose una especie de envoltura o *cocoon* con el material que es arrastrado por los *jets*. Esta estructura contiene más energía en el caso los GRBs largos que en los cortos [49]. Este proceso es el encargado de producir la primera fase de la emisión, conocida como *emisión temprana* (prompt emission), siendo esta la fase de mayor energía y que ha sido únicamente detectada por instrumentos espaciales, como los telescopios *SWIFT* o *Fermi-LAT*. Cuando los *jets* atraviesan la envoltura de la estrella en colapso, interactúan con el medio circundante a la explosión, dando lugar a la segunda fase de la emisión, conocida como *post-luminiscencia* (afterglow), en forma de una cola de menor energía [50]. Esta emisión ha sido detectada por múltiples instrumentos en varias longitudes de onda, siendo detectada por primera vez por el observatorio espacial Beppo-SAXX en 1997 [51].

Los GRBs son eventos muy variables, y todavía es un campo abierto en la astrofísica la identificación de los mecanismos físicos responsables de su emisión temprana. Se han planteado algunos modelos basados en emisión de tipo sincrotrón y dispersión Compton Inversa [52], [53], [54], [55], que han sido capaces de reproducir el espectro de algunos de los GRBs detectados. A su vez, se han desarrollado modelos de choques relativistas de electrones que originan radiación sincrotrón y describen la emisión de las post-luminiscencias [56]<sup>4</sup>.

La primera detección de un GRB largo, en el orden de los TeV (0.1-2 TeV), tuvo lugar en 2019, con la detección del GRB 190114C por los telescopios MAGIC [59], [60]. La emisión detectada por MAGIC un minuto después del comienzo del GRB correspondía la fase de post-luminiscencia.

## 1.7 AGNs analizados

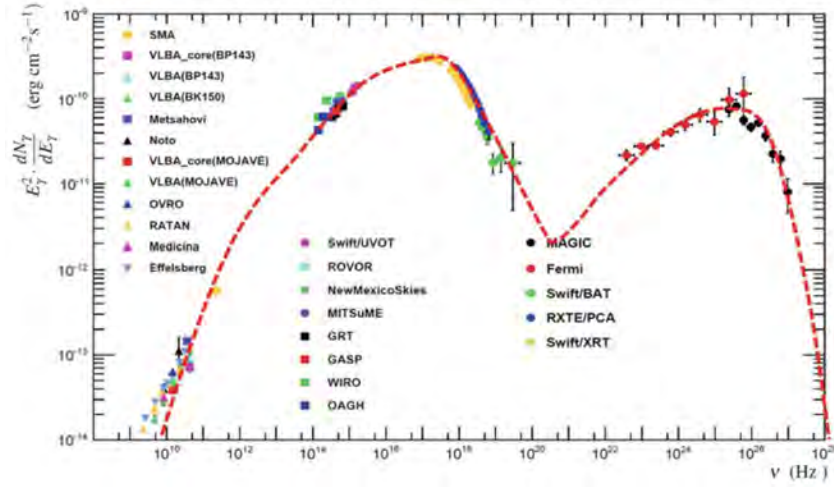
El análisis de los primeros datos tomados con el telescopio LST-1 ha dado lugar a la detección de tres fuentes de rayos  $\gamma$  del tipo BL Lac, específicamente *Markarian 421*, *Markarian 501* y *1ES1959+650*, las cuales serán descritas a continuación.

### Markarian 421

Markarian 421 (Mrk 421 R.A.  $11^h04^m27.3139^s$ , dec.  $+38^\circ12^m31.799^s$ ) [61] es un AGN del tipo BL Lac de alta energía (HBL). Fue la primera fuente extragaláctica de TeV detectada por telescopios de tipo IACT, concretamente por el telescopio Whipple en 1992 [62], y tiene un corrimiento al rojo de  $z = 0.031$  [63].

Su espectro es el típico de los objetos BL Lac, caracterizado por una estructura de doble pico de origen no térmico. La figura [1.9], muestra la distribución espectral de energía de Markarian 421 en un amplio rango de longitudes de onda, obtenida con observaciones realizadas por varios instrumentos. La combinación de las observaciones de Fermi-LAT y MAGIC permitieron por primera vez la caracterización del segundo pico de emisión, el cual se extiende por cinco órdenes de magnitud en energía [11]. El primer pico es originado por radiación sincrotrón, debida a la aceleración de electrones y positrones que radían en el campo magnético del interior del jet [64]. Al segundo pico se lo ha relacionado tanto con procesos de emisión leptónicos como hadrónicos [65], [66]. En los modelos leptónicos el segundo pico sería causado por dispersión Compton Inversa y de fotones de baja energía que interactúan con fotones originados por la radiación sincrotrón, según el mecanismo SSC (Synchrotron Self-Compton) [67].

<sup>4</sup>Para una exhaustiva revisión de las propiedades de los GRBs y sobre los modelos de emisión, consultar las siguientes referencias: [20], [57], [58].



**Figura 1.9:** Distribución espectral de energía de Markarian 421 medida en varias longitudes de onda por múltiples instrumentos. La línea discontinua roja muestra un ajuste al modelo leptónico [66]. Figura obtenida de [11].

Por su alta variabilidad e intensidad Markarian 421 ha sido una de las fuentes TeV de rayos  $\gamma$  más analizadas. La gran mayoría de las observaciones se han hecho cuando la fuente se ha encontrado en estado de gran actividad, con flujos equivalentes a dos o tres veces al de la Nebulosa del Cangrejo. Observaciones multibanda han permitido establecer una correlación directa entre los rayos  $X$  y los rayos  $\gamma$  detectados (por ejemplo [68], [69]), confirmando el modelo SSC.

### Markarian 501

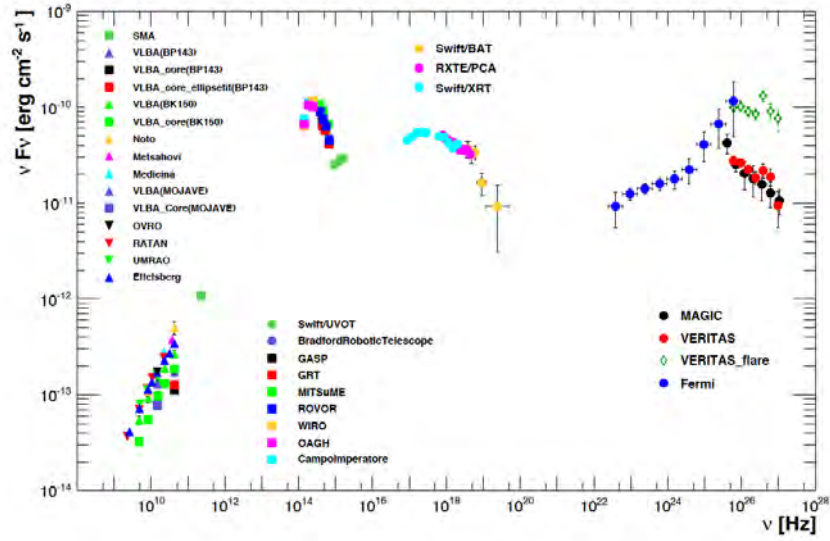
Markarian 501 (Mrk 501 R.A.  $16^h53^m52.2167^s$ , dec.  $+39^\circ45^m36.609^s$ ) [70], es un AGN catalogado como objeto BL Lac de alta energía (HBL). Fue la segunda fuente de este tipo detectada por el telescopio Whipple [71], tras Markarian 421. Su corrimiento al rojo es de  $z = 0.034$  y ha sido ampliamente estudiada en todo el espectro electromagnético.

La figura [1.10], muestra la distribución espectral de energía de Markarian 501 para varias frecuencias medida con múltiples instrumentos. Esta presenta la característica estructura de dos picos de los BL Lac, originados por emisión sincrotrón [72] y dispersión Compton inversa respectivamente [73].

Markarian 501 ha mostrado gran variabilidad en su flujo, habiéndose detectado varios periodos de gran actividad [75]. Su flujo típico sobre 1 TeV corresponde aproximadamente a un tercio del flujo de la Nebulosa del Cangrejo [76].

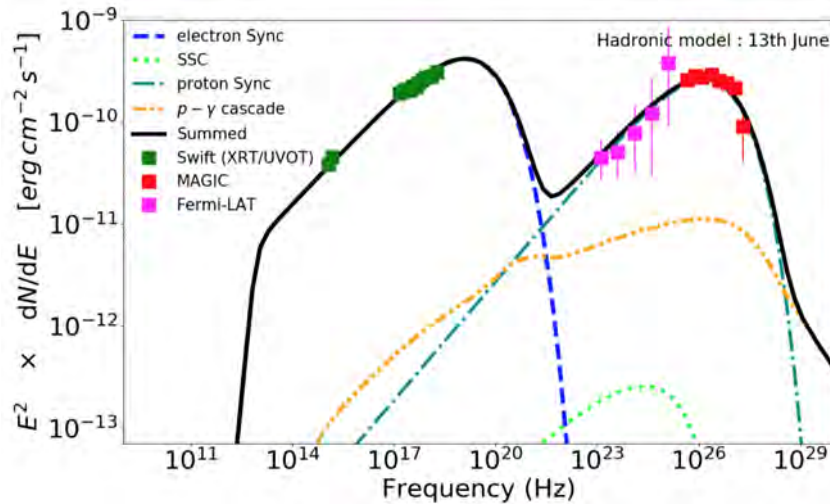
### 1ES1959+650

1ES1959+650 (R.A.  $19^h59^m59.8521^s$ , dec  $+65^\circ08^m54.652^s$ ) [77] es un AGN de tipo BL LAC de alta energía (HBL), detectado por primera vez en longitudes de onda de radio por el radio-telescopio NRAO (National Radio Observatory) de 91 m del observatorio Green Bank [78]. Posteriormente fue detectado en rayos  $X$  por el observatorio Einstein [79], y en el rango de TeV por múltiples instrumentos [80], [81], [82], [83], [84]. Al igual que otros objetos de tipo BL Lac, presenta gran variación en su emisión, habiendo sido estudiado detalladamente durante algunos periodos de gran actividad (por ejemplo, [85], [83]).



**Figura 1.10:** Distribución espectral de energía de Markarian 501, obtenida por observaciones en múltiples frecuencias durante el 15 de Marzo y el 1 de Agosto de 2009. La leyenda identifica los instrumentos utilizados para los flujos medidos. Figura obtenida de [74].

La figura 1.11 muestra la distribución espectral de energía de 1ES1959+650, con datos obtenidos por múltiples instrumentos, durante un episodio de alta actividad de la fuente. La emisión se ajusta bien a un modelo de emisión hadrónico [86], [87].



**Figura 1.11:** Distribución espectral de energía de 1ES1959+650, obtenida por observaciones en múltiples frecuencias, el 13 de Junio de 2016. La curva negra muestra el modelo hadrónico ajustado a los datos [86]. La leyenda identifica los instrumentos utilizados para los flujos medidos. Figura obtenida de [87].

# 2

## Detección de rayos $\gamma$

### Índice

---

<b>2.1</b>	<b>Introducción</b>	<b>21</b>
<b>2.2</b>	<b>Técnicas de detección</b>	<b>22</b>
2.2.1	Detectores espaciales	22
2.2.2	Detectores basados en tierra	23
2.2.3	Cascadas Atmosféricas Extensas	24
2.2.4	Radiación Cherenkov	27
<b>2.3</b>	<b>Los telescopios MAGIC</b>	<b>29</b>
<b>2.4</b>	<b>La Red de Telescopios Cherenkov (CTA)</b>	<b>32</b>
2.4.1	Telescopio de gran tamaño (LST)	32
2.4.2	Telescopio de tamaño medio (MST)	34
2.4.3	Telescopio de tamaño pequeño (SST)	35

---

### 2.1 Introducción

La astronomía de rayos  $\gamma$  estudia los fenómenos más energéticos del universo, centrándose en el análisis y caracterización de los fotones de alta energía, los cuales son detectados mediante múltiples técnicas y diferentes tipos de instrumentos. En este capítulo se describirán las principales técnicas de detección de rayos  $\gamma$  y los tipos de detectores, destacando los telescopios MAGIC y LST-1, con los cuales se han obtenido los datos analizados en esta tesis.

## 2.2 Técnicas de detección

En las últimas décadas se han desarrollado observatorios capaces de detectar radiación  $\gamma$  de origen cósmico, tanto en el espacio como en tierra. En su gran mayoría se basan en tecnologías procedentes de la física de partículas experimental. A continuación se describirán las principales técnicas de detección de rayos  $\gamma$ , así como las características del telescopio espacial *Fermi-LAT*, y de los telescopios Cherenkov de imagen atmosférica MAGIC y LST-1 situados en tierra.

### 2.2.1 Detectores espaciales

La atmósfera de la Tierra absorbe o atenúa la gran mayoría del espectro electromagnético, dejando pasar únicamente las longitudes de onda de radio, parte del infrarrojo y el óptico. A estos rangos de transparencia se les conoce como ventanas atmosféricas (véase la figura 2.1). Esto ha hecho necesario construir instrumentos espaciales capaces de detectar radiación  $\gamma$  antes de que ésta sea absorbida por la atmósfera. La principal ventaja de este tipo de detectores espaciales es su capacidad de identificar directamente los rayos  $\gamma$ . Su mayor desventaja es su área efectiva, ya que al ser instrumentos espaciales el tamaño del detector está limitado ( $\sim 1 \text{ m}^2$ ), perdiendo sensibilidad por encima de los 100 GeV.

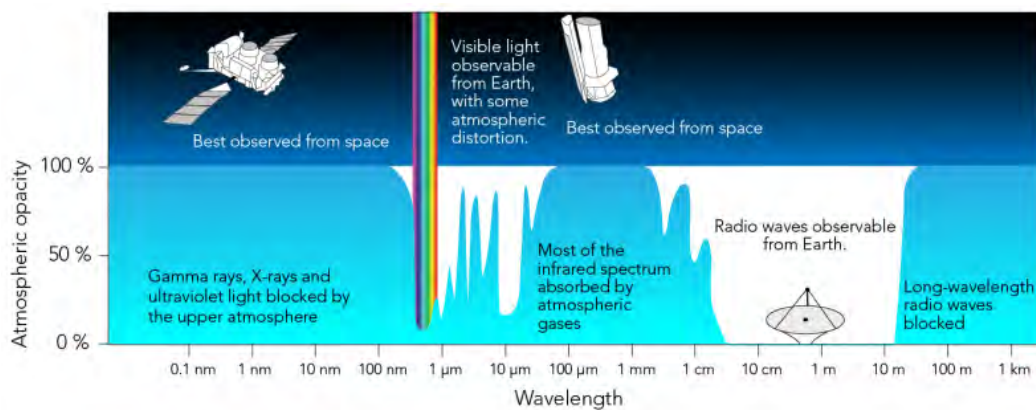


Figura 2.1: Ilustración de las ventanas atmosféricas. Figura obtenida de [48]. Créditos NASA.

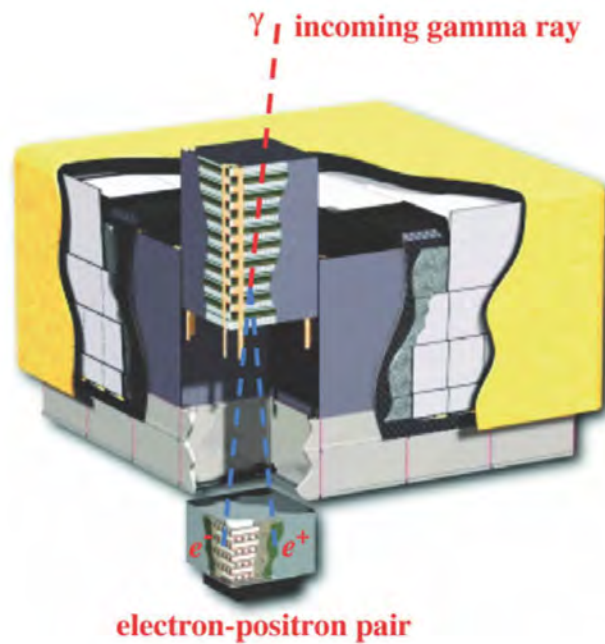
### El telescopio espacial *Fermi-LAT*

El telescopio espacial *Fermi* fué lanzado el 11 de Junio de 2008. Se encuentra orbitando la Tierra a 565 km de altitud, estando compuesto por dos instrumentos de detección de rayos  $\gamma$ , el telescopio de *gran área Fermi-LAT* (Large Area Telescope) y el monitor de explosiones de rayos  $\gamma$ , *GBM* (Gamma-Ray Monitor).

- ***Fermi-LAT***: cubre un rango de energía desde los 20 MeV hasta más de 300 GeV, siendo capaz de medir el tiempo de llegada, la dirección y energía de cada rayo  $\gamma$  detectado, observando el cielo completo en 3 horas [11]. Está compuesto por dos subsistemas, consistentes en un detector de trazas o "*tracker*" y un calorímetro. Cada subsistema consiste en una matriz de  $4 \times 4$  de 16 módulos (véase la figura 2.2). El detector de trazas está compuesto de 36 detectores de tiras de silicio intercaladas con 16 láminas de tungsteno, que registran la

trayectoria de las partículas cargadas. El área efectiva es de  $\sim 6500 \text{ cm}^2$  a 1 GeV, con un campo de visión de  $\sim 2 \text{ sr}$ . En cuanto al calorímetro, éste está compuesto de una matriz de 8 capas de cristales de yoduro de cesio (CsI), que permiten determinar la energía resultante de la conversión de rayos  $\gamma$  en pares  $e^\pm$ . Adicionalmente el detector de trazas se encuentra rodeado por detectores de anti-coincidencia (ACD, Anticoincidence Detectors), compuestos de centelleadores plásticos acoplados a tubos fotomultiplicadores. Los ACD son utilizados en el proceso del *trigger* junto con el detector de trazas y el calorímetro, para preservar únicamente la señal proveniente de los rayos  $\gamma$ , rechazando la producida por los rayos cósmicos [11].

- **Fermi-GBM:** tiene un campo de visión de 9.5 sr y es sensible a rayos X y rayos  $\gamma$  con energías entre 8 KeV y 30 MeV. Esta compuesto por 12 centelleadores de yoduro de sodio (NaI), sensibles desde unos pocos keV hasta 1 MeV, que proporcionan la localización de las fuentes transitorias, y dos centelleadores de germanato de bismuto (BGO), que cubren el resto del espectro desde  $\sim 150 \text{ keV}$  hasta 30 MeV, solapandose con la sensibilidad de *Fermi-LAT* [11].



**Figura 2.2:** Ilustración del telescopio *Fermi-LAT*. La parte superior es el detector de trazas, la parte inferior el calorímetro y la región en amarillo es un material aislante. Figura obtenida de [11]. Créditos, colaboración Fermi-LAT.

### 2.2.2 Detectores basados en tierra

Como se dijo en la sección anterior, la mayor desventaja de los detectores espaciales radica en su pequeña área efectiva, lo que limita sus capacidades de detección en el rango de los rayos  $\gamma$  de alta energía. Para detectar fuentes astrofísicas a mayores energías es necesario recurrir a detectores terrestres. Aunque la radiación  $\gamma$  es absorbida por la atmósfera terrestre, es posible detectar rayos  $\gamma$  de muy alta energía desde tierra debido a dos fenómenos. Uno es la formación de las llamadas *Cascadas Atmosféricas Extensas*, producidas por la interacción de rayos cósmicos

y partículas cargadas con la atmósfera de la Tierra. Las partículas secundarias producidas en estas cascadas pueden ser detectadas por los llamados *detectores de muestreo de partículas*. El segundo fenómeno es la emisión de luz Cherenkov que se produce al viajar las partículas cargadas de la cascada a una velocidad mayor que la luz en el medio, en este caso la atmósfera terrestre. Los fotones Cherenkov puede ser detectados por instrumentos instalados en tierra como los *Telescopios de Imagen Atmosférica* (IACTs).

A continuación se resumirán las propiedades de las *Cascadas Atmosféricas Extensas*, y el funcionamiento de detectores Cherenkov, centrándose en los telescopios MAGIC y LST-1.

### 2.2.3 Cascadas Atmosféricas Extensas

Las partículas cargadas de alta energía, al interactuar con los núcleos atmosféricos, producen cascadas de partículas secundarias, conocidas como *Cascadas Atmosféricas Extensas* (EAS, Extensive Air Showers) [88]. En su gran mayoría estas cascadas son originadas por hadrones cósmicos, aunque un pequeño porcentaje también son producidas por rayos  $\gamma$  y electrones, de entorno a un 1%, dando lugar a las *Cascadas Electromagnéticas* descritas a continuación.

#### Cascadas electromagnéticas

Las cascadas electromagnéticas generadas por rayos  $\gamma$  se producen tras la interacción de estos con los núcleos atmosféricos. La primera interacción puede darse entre los 20 a 30 km sobre el nivel del mar, dependiendo de la energía del rayo  $\gamma$  incidente. El desarrollo de la cascada se debe a dos procesos principales. El primero es la *producción de pares*  $e^\pm$ , donde la energía de los fotones<sup>1</sup> es convertida en pares  $e^\pm$  en el campo electrostático de los núcleos de los átomos. El segundo proceso se da debido a la producción de fotones de alta energía por emisión de tipo *bremstrahlung* (véase la sección 1.5.1), debido al frenado de los  $e^\pm$  en el mismo campo electrostático [89], siendo este proceso relevante por encima de la energía crítica de  $\geq 83$  MeV. A partir de este momento se da una reacción en cadena, ya que los fotones *bremstrahlung* generan a su vez más pares  $e^\pm$ . El proceso se repite múltiples veces perdiéndose energía en cada proceso, hasta que la energía de los  $e^\pm$  decae por debajo de la energía crítica. Cuando se llega a este punto, las pérdidas por ionización dominan a la emisión por *bremstrahlung*, alcanzando la cascada su máximo desarrollo cuando la energía de los pares  $e^\pm$  es de unos 300 MeV.

Siguiendo el modelo de Rossi-Greisen [21], [90], que explica el desarrollo de una cascada electromagnética, se puede definir el número total de  $e^-$  y  $e^+$  antes de alcanzar la energía crítica  $E_c$ , mediante la ecuación de Greisen [91], que describe la evolución longitudinal de la cascada:

$$N_e(T) = \frac{0.31}{\sqrt{\beta_0}} e^{T[1 - \frac{3}{2} \ln(s)]} \quad (2.1)$$

El valor de  $s = 0$  identifica el inicio,  $s = 1$  el máximo y  $s = 2$  el final de la cascada. La figura 2.3 muestra el desarrollo longitudinal de una cascada electromagnética generada por rayos  $\gamma$  utilizando la ecuación de Greisen para diferentes valores de la edad de la cascada  $s$ .

La edad de la cascada viene definida por:

<sup>1</sup>La producción de pares es importante para fotones con energía mayor a 20 MeV. A energías menores, los fotones son absorbidos por la atmósfera.

$$s = \frac{3T}{T + 2\beta_0} \quad (2.2)$$

donde:

$$\beta_0 = \ln\left(\frac{E_\gamma}{\epsilon_c}\right) \quad (2.3)$$

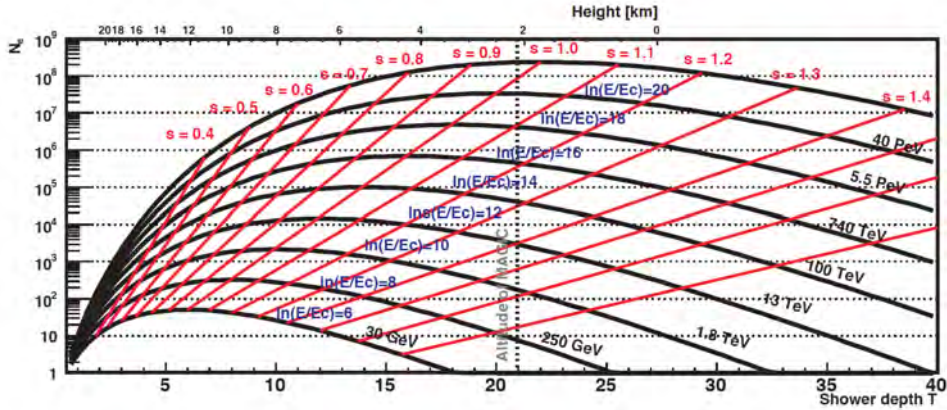
siendo  $E_\gamma$  la energía del rayo  $\gamma$  incidente y  $\epsilon_c = 83$  MeV la energía crítica en el aire.  $T$  es el espesor de la atmósfera dado por:

$$T = T_0 e^{-H/H_0} \quad (2.4)$$

$H$  es la altura sobre el nivel del mar,  $H_0 = 8.4$  km es la escala típica de altura de la atmósfera y:

$$T_0 = \frac{X_{aire}}{X_0 \lambda \cos \theta} \quad (2.5)$$

$X_{aire} \sim 1013$  g/cm<sup>-2</sup> es la masa de una columna de aire al nivel del mar,  $X_0 = 37.2$  g/cm<sup>2</sup> es el camino libre de los electrones en el aire, y  $\theta$  el ángulo de incidencia de la cascada de aire.



**Figura 2.3:** Desarrollo longitudinal de una cascada electromagnética originada por rayos  $\gamma$ , utilizando la ecuación [2.1](#) [\[91\]](#). Figura obtenida de [\[92\]](#).

El desarrollo lateral de la cascada se modela a través de la función de Nishimura-Kamata-Greisen, conocida como fórmula NKG [\[93\]](#), [\[10\]](#), [\[94\]](#):

$$f(r) = \frac{\Gamma(4.5 - s)}{2\pi\Gamma(s)\Gamma(4.5 - 2s)} \left(\frac{r}{r_m}\right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{r_m}\right)^{s-4.5} \quad (2.6)$$

donde:

$$r_m = \left(\frac{E_s}{\epsilon_c}\right) X_0 \quad (2.7)$$

es el radio de *Moliere*, cuyo valor es  $r_m \sim 78$  m al nivel del mar, con  $E_s \approx 21$  MeV.  $r$  es la distancia desde el centro de la cascada,  $N_e$  es el número de  $e^-$  a un espesor atmosférico dado y  $\Gamma$  es la función Gamma  $\Gamma(n) = (n-1)!$ . La fórmula [2.6](#) de NKG es válida solamente para valores de la edad de la cascada en el intervalo  $1.0 \leq s \leq 1.4$ .

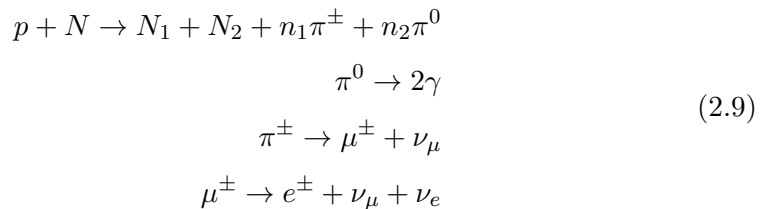
La densidad de partículas a una distancia perpendicular  $r$  desde el centro de la cascada viene dada por [10]:

$$\rho_N(r, T) = \frac{N_e(T)}{r_m^2} f(r) \quad (2.8)$$

Esta aproximación no tiene en cuenta ni el ensanchamiento de la cascada debido a los efectos del campo magnético de la Tierra, ni las múltiples dispersiones que se dan entre las partículas cargadas y los electrones del ambiente, ni la ionización y excitaciones atómicas.

### Cascadas hadrónicas

Las cascadas hadrónicas son generadas por la interacción de rayos cósmicos cargados con la atmósfera de la Tierra. Lo más usual es que la interacción inicial tenga lugar entre un protón y un núcleo atmosférico ( $N$ ). En esta primera interacción el núcleo inicial puede fragmentarse en otros más pequeños ( $N_1, N_2$ ) y se suelen crear hadrones, principalmente piones. Los piones neutros al desintegrarse casi inmediatamente en dos rayos  $\gamma$  dan origen a subcascadas electromagnéticas como las vistas en la sección anterior. Los piones cargados decaen en muones y neutrinos muónicos [94]. Los muones pueden alcanzar el suelo o desintegrarse a su vez produciendo electrones y neutrinos. Los núcleos secundarios, o interacciones adicionales del rayo cósmico inicial, dan origen a nuevas subcascadas hadrónicas. A continuación se representan las reacciones citadas. [94]<sup>2</sup>:

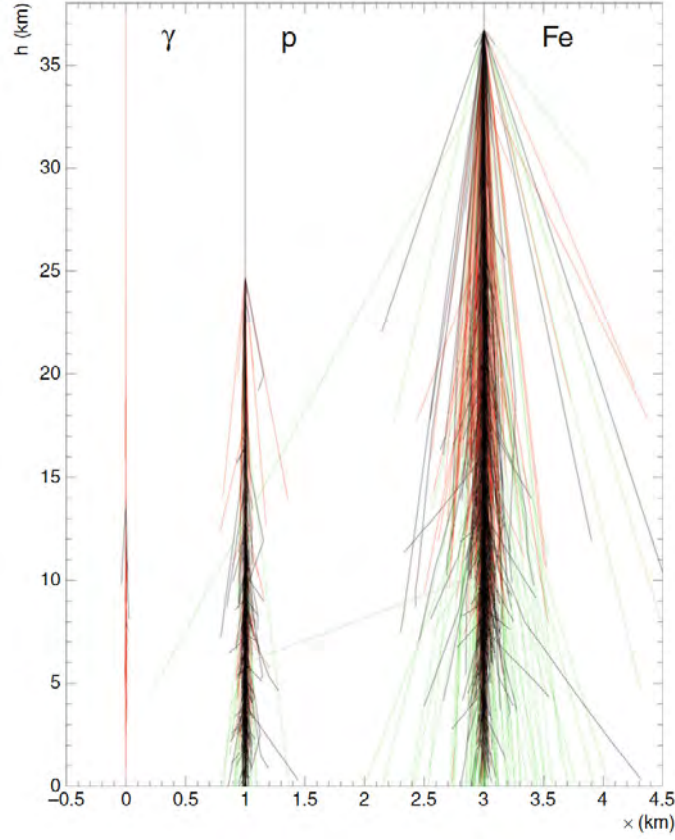


Estas cascadas tienen longitudes de absorción mayores que las electromagnéticas, ya que los hadrones penetran más fácilmente la atmósfera. Además suelen ser más irregulares y difusas en su desarrollo que las cascadas originadas por rayos  $\gamma$ , lo cual resulta de utilidad a la hora de discriminar el origen de las cascadas detectadas por instrumentos en tierra. Esta diferencia se puede apreciar en la figura [2.4] que ilustra el desarrollo longitudinal de tres cascadas originadas por rayos  $\gamma$ , protones y núcleos de hierro simuladas al atravesar la atmósfera terrestre.

Otra diferencia importante es que las cascadas de tipo hadrónico, al ser originadas por partículas cargadas que son afectados por los campos magnéticos que encuentran en su camino hacia la Tierra, llegan con direcciones aleatorias. Por ello la distribución de direcciones de incidencia es isotrópica, a diferencia de la creada por rayos  $\gamma$ , que no son afectados en su trayectoria por los campos magnéticos y por tanto siguen la dirección de la fuente de la que proceden. Por lo que reconstruyendo la dirección de la cascada se podría reconstruir la dirección original de los rayos  $\gamma$  incidentes en la atmósfera, y así identificar la fuente que emitió la radiación [94].

---

<sup>2</sup>Procesos similares se aplican a kaones y otras partículas, pero sus contribuciones son menos relevantes.



**Figura 2.4:** Perfil longitudinal de tres cascadas simuladas al interactuar con la atmósfera con energía  $\geq 10$  GeV, iniciadas por fotones de rayos  $\gamma$ , protones y núcleos de hierro. La componente electromagnética se muestra en rojo, los hadrones en negro y los muones en verde. Figura obtenida de [94]. Créditos colaboración KASCADE.

### 2.2.4 Radiación Cherenkov

Las partículas cargadas de las cascadas atmosféricas extensas, al atravesar la atmósfera terrestre con velocidades ultra-relativistas generan luz de tipo *Cherenkov*, que se emite en el rango del óptico y del ultravioleta cercano [11]. La radiación *Cherenkov* se produce al darse una despolarización coherente en un medio dieléctrico, en este caso la atmósfera, cuando la atraviesan partículas cargadas con velocidades mayores que la de la luz en ese medio. Esta emisión se da a lo largo de un frente de onda en forma de cono con un ángulo  $\theta_c$  (véase la figura 2.5), con respecto a la dirección de la partícula, que cumple:

$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta_n} \quad (2.10)$$

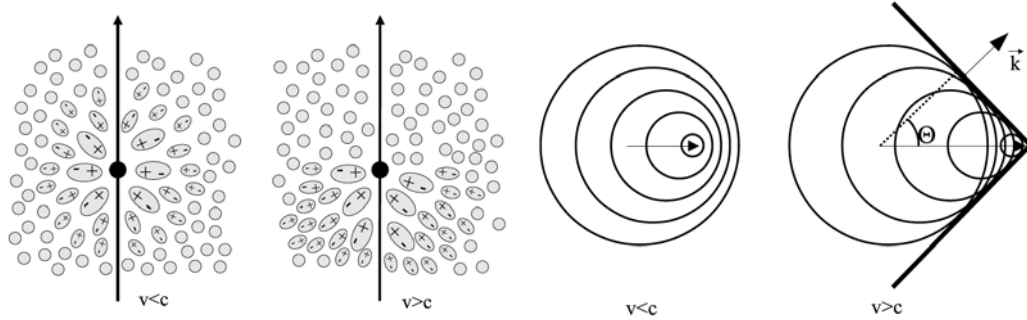
siendo  $\beta_n = v/c$ , la velocidad de la partícula en unidades de la velocidad de la luz en el vacío. El número de fotones emitidos por una partícula cargada por longitud de camino  $dx$  y por unidad de longitud de onda  $d\lambda$  es [95]:

$$\frac{d^2 N_{ph}}{dx d\lambda} = 2\pi\alpha Z^2 \frac{\sin^2 \theta_c}{\lambda^2} \quad (2.11)$$

donde  $\alpha$  es la constante de estructura fina.

El ángulo Cherenkov  $\theta_c$  aumenta a medida que la partícula viaja hacia el suelo debido al aumento de densidad de la atmósfera, desde aproximadamente  $0.2^\circ$  a una altura de 30 km a  $1.5^\circ$  a nivel del mar. Este efecto origina la formación de un anillo de luz en el suelo, que cubre un área de 150 m de radio centrada en el lugar de impacto de la cascada en tierra [95].

Para cascadas iniciadas por rayos  $\gamma$  de energía intermedia (entre 50 y 500 GeV), el efecto anterior causa que la distribución radial de la luz Cherenkov presente un máximo a distancias del eje de la cascada en torno a 120 m, dando lugar al llamado *hump* [95].



(a) Ilustración de la polarización del medio inducida por una partícula relativista. (b) Frente de onda de radiación Cherenkov debido a la depolarización del medio en el caso de  $v > c$ .

**Figura 2.5:** Esquema de la emisión de luz Cherenkov. Gráfica tomada de [95].

### Detectores de muestreo de partículas

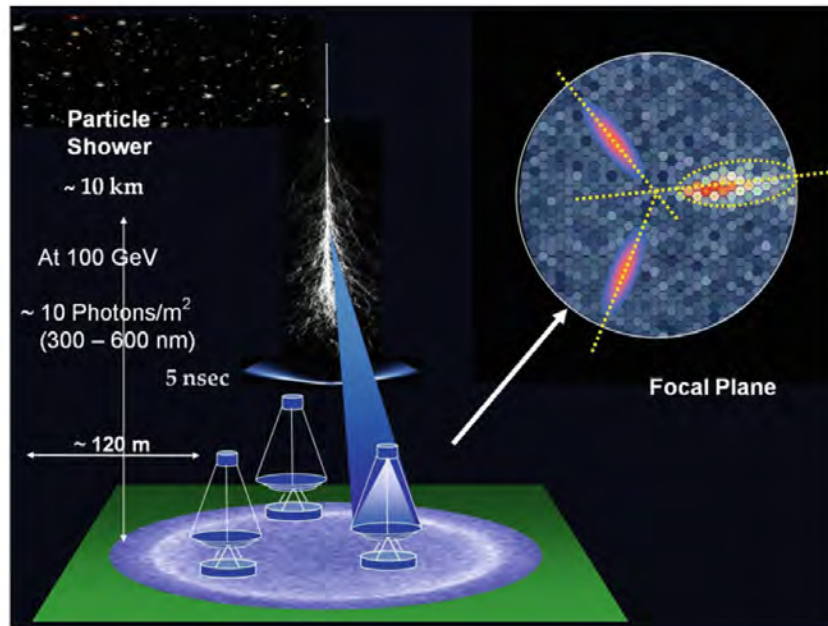
Las partículas secundarias provenientes de las cascadas atmosféricas extensa pueden ser detectadas al llegar a tierra mediante detectores de muestreo del frente de partículas de la cascada, construidos con matrices de centelladores como el experimento *Tibet AS* (Tibet Air Shower Array) [96], o con tanques de agua para la emisión de luz Cherenkov como en el observatorio *HAWC* (High Altitude Water Cherenkov) [97]. Por lo general, este tipo de detectores se encuentran localizados a grandes alturas con la finalidad de que sean capaces de detectar la mayor cantidad de partículas posible a las energías más bajas. Una de sus limitaciones es que les resulta difícil discriminar el tipo de cascada (hadrónica o electromagnética), ya que únicamente tienen información de la parte final de la cascada que llega a tierra [95].

### Telescopios Cherenkov de Imagen Atmosférica (IACTs)

Este tipo de telescopios logran alcanzar áreas efectivas muy grandes, del orden de  $\sim 10^5 \text{ m}^2$ , detectando la radiación Cherenkov emitida en las cascadas atmosféricas extensas. Los fotones Cherenkov son reflejados por platos reflectores de más de 10 m de diámetro compuestos por espejos segmentados hacia una cámara construida con foto-multiplicadores situada en el plano focal. Una de la principales limitaciones de estos telescopios es que poseen un pequeño campo de visión, de entre  $\sim 4^\circ$  y  $8^\circ$  [11].

Los telescopios de tipo IACT son capaces de muestrear el desarrollo longitudinal y lateral de las cascadas y estimar así su dirección. Pueden además reconstruir la energía original de la partícula primaria y discriminar entre las cascadas hadrónicas y las originadas por rayos  $\gamma$ . Todo esto es posible gracias a la parametrización de las imágenes obtenidas de las cascadas, para más detalles véase el apéndice A.

La figura 2.6 ilustra una cascada originada por un rayo  $\gamma$  de  $\geq 100 \text{ GeV}$  observada en modo estereoscópico por varios IACTs.



**Figura 2.6:** Ilustración de la técnica de imagen atmosférica de telescopios Cherenkov. Un rayo  $\gamma$  entra en la atmósfera y origina una cascada electromagnética que es detectada por varios telescopios Cherenkov, con los que se obtiene una imagen del desarrollo de la misma en la atmósfera. Figura obtenida de [11]. Creditos Prof. W. Hoffmann

A continuación se describirán los telescopios Cherenkov de Imagen Atmosférica MAGIC y LST-1, con los cuales se han obtenido los principales resultados de esta tesis.

### 2.3 Los telescopios MAGIC

Los telescopios *MAGIC* (Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov telescopes) constituyen un sistema de dos telescopios de tipo IACT que se encuentran separados entre sí 85 m. Sus reflectores tienen un diámetro de 17 m estando formados por espejos segmentados, cubriendo un campo de visión de  $3.5^\circ$ . Se encuentran localizados en el archipiélago de las Islas Canarias, específicamente en la isla de La Palma, España, dentro del Observatorio del Roque de los Muchachos ( $28.8^\circ N$ ,  $17.9^\circ W$ ), a 2200 metros sobre el nivel del mar. La figura 2.7 muestra una fotografía de los dos telescopios MAGIC.

El primer telescopio MAGIC-I comenzó a operar en modo monoscópico en 2004. A este se le unió en 2009 el segundo telescopio MAGIC-II, conformándose un sistema estereoscópico y mejorando su sensibilidad en un factor de 2. Posteriormente, entre 2011 y 2012 se cambió la electrónica de toma de datos y la cámara de MAGIC-I [99], igualando los dos instrumentos y obteniéndose una marcada mejoría en sensibilidad [100], [27].

El rango de energías cubierto por los telescopios, dependiendo de su modo de observación, va desde los 30 GeV hasta decenas de TeV. Gracias al gran tamaño de sus reflectores llegan a detectar cascadas con densidades de luz de 1 fotón Cherenkov/ $m^2$ , siendo ideales para la observación de púlsares y fuentes extragalácticas lejanas como los núcleos galácticos activos.



**Figura 2.7:** Fotografía de los telescopios MAGIC, en el observatorio del Roque de los Muchachos. Figura obtenida de [98]. Créditos, *Daniel Lopez*, IAC

### Montura de los telescopios

Los telescopios MAGIC tienen una estructura de tubos de resina epóxica reforzados con fibra de carbono. El peso total de cada telescopio es de unas 70 toneladas. La cámara se encuentra montada en un arco tubular de aluminio, asegurada con cables de acero.

El sistema de seguimiento y apuntado es controlado por servomotores eléctricos de 11 kW de potencia, 2 para el movimiento acimutal y uno para el movimiento de elevación en cada telescopio. Estos realizan movimientos de rotación en dos ejes perpendiculares a través de un raíl circular. El peso total movido en el eje acimutal es de 64 toneladas y de 20 toneladas en movimiento de elevación. Su estructura relativamente liviana permite el reposicionamiento de cada telescopio a una velocidad de  $7^\circ/\text{s}$ . Esto permite alcanzar cualquier punto del cielo en menos de 25 s, una condición importante para la observación de eventos transitorios como los GRBs. El apuntado del telescopio es controlado por codificadores de eje que ajustan la posición de los motores a una frecuencia de 1 kHz. Adicionalmente la dirección de apuntado se verifica por una cámara "starguider", instalada en el centro del plato reflectante.

### Sistema óptico

Cada telescopio MAGIC cuenta con un reflector de forma parabólica de 17 m de diámetro con una superficie reflectante de  $236\text{ m}^2$ . La relación entre la focal y el diámetro es de  $f/D = 1.03$ , lo que proporciona una distancia focal de aproximadamente 17 m.

El telescopio MAGIC-I estaba formado originalmente por 964 espejos cuadrados de  $\sim 0.25\text{ m}^2$  agrupados en paneles de 4 espejos cada uno, algunos de los cuales se han ido sustituyendo por espejos de  $1\text{ m}^2$ . En MAGIC-II se tienen 247 espejos de  $\sim 1\text{ m}^2$  (véase la figura 2.8a). La reflectividad promedio aproximada de los espejos es del  $\sim 80\%$ . Los paneles de espejos se anclan a la estructura del reflector en tres puntos, uno fijo y los otros dos móviles, que por medio de actuadores son controlados de forma computarizada por un sistema de control activo de espejos (AMS, Active Mirror control System). El sistema AMS permite corregir la deformación del reflector en función de la posición de observación.

### Cámara

La cámara instalada en cada telescopio está conformada por 1039 foto-multiplicadores (PMTs), dispuestos en grupos de 7. La cámara tiene forma circular con un diámetro de alrededor de 1 m y un campo de visión de  $\sim 3.5^\circ$ . Cada foto-multiplicador, de la marca Hamamatsu, tiene un diámetro de 25.4 mm y una eficiencia cuántica de  $\sim 32\%$  en las longitudes de onda típicas de la luz Cherenkov, y tiempos de respuesta del orden de 1 ns (véase la figura [2.8b](#)).



(a) Fotografía de un panel de espejos de los telescopios MAGIC.



(b) Fotografía de la cámara de uno de los telescopios MAGIC.

**Figura 2.8:** Fotografías de un panel de espejos y la cámara de uno de los telescopios MAGIC. Figuras tomadas de (a) [101](#) y (b) [102](#)

## 2.4 La Red de Telescopios Cherenkov (CTA)

El proyecto CTA (Cherenkov Telescope Array) [103] o *Red de Telescopios Cherenkov*, constituye la próxima generación de observatorios de rayos  $\gamma$  de muy alta energía. CTA contará con dos observatorios de telescopios de tipo IACT, que serán construidos uno en el hemisferio norte, en el Observatorio del Roque de los Muchachos en La Palma, España, y otro en el hemisferio sur en Paranal, Chile. Se construirán telescopios de tres tamaños distintos para poder cubrir el rango de energía entre los 20 GeV y los 300 TeV: los telescopios de gran tamaño (LST, Large-Sized Telescope), los telescopios de tamaño medio (MST, Medium-Sized Telescope) y los de tamaño pequeño (SST, Small-Sized Telescope).

### 2.4.1 Telescopio de gran tamaño (LST)

Los telescopios de gran tamaño LST permitirán cubrir principalmente el rango de energía de 20 a 150 GeV. Se tiene planificada la construcción de cuatro de ellos en cada uno de los observatorios de la colaboración CTA, tanto en el hemisferio sur como en el hemisferio norte.

El LST-1 es el primer prototipo de este tipo de telescopios, y fue inaugurado en el Observatorio del Roque de los Muchachos, el 10 de octubre de 2018. Las principales características del telescopio LST-1 se resumen en la tabla 2.1. A continuación se resumirán brevemente sus principales elementos. Para obtener información mas detallada, se recomienda consultar las referencias: [104], [105], [106] y [107]. La figura 2.9 muestra una fotografía del telescopio LST-1 tomada en septiembre de 2020.



**Figura 2.9:** Fotografía del telescopio LST-1 en el Observatorio del Roque de los Muchachos, tomada en Septiembre de 2020. Creditos A. Baquero

Parámetros ópticos		
Tipo de reflector	1-espejo, parabólico	
Longitud focal	28 m	
f/D	1.2	
Área reflectante	396 m <sup>2</sup>	con y sin sombra
Área efectiva reflectante	368 m <sup>2</sup>	incluye sombra
PSF preliminar en eje ON	0.05°	
PSF preliminar en eje OFF	0.11°	a 1° de eje OFF
Precisión de seguimiento preliminar	20 arcseg	RMS, precisión en línea
Precisión de apuntamiento	14 arcseg	RMS, luego de calibración
Parámetros de la cámara		
Dimensiones (Largo x Alto x Ancho)	2.8 m × 2.9 m × 1.15 m	
Peso	< 2000 kg	
Número de píxeles	1855	
Tamaño lineal de píxel	50 mm, incluye concentrador de luz	PMT de 1.5"
Campo de visión por píxel	0.1°	
Campo de visión de la cámara	4.5°	
Campo de visión de región del trigger	4.5°	
Velocidad de muestreo	1 GS/s	
Tamaño de buffer análogo	4 $\mu$ s	para trigger de hardware estéreo
Tasa de lectura	7.5 kHz (requerida) 15 kHz (objetivo)	
Tiempo muerto	5% a 7.5 kHz	
Parámetros mecánicos		
Peso total	103 toneladas	suma de las partes móviles
Velocidad de reposicionamiento	20 s	para 180° en azimut
Rango de direccionamiento zenital	0° a 95°	
Rango de direccionamiento	408	
Inercia de elevación	~ 6000 ton m <sup>2</sup>	
Inercia azimutal	~ 12000 ton m <sup>2</sup>	
Posición de aparcamiento	ángulo zenital 95°	asegurado en la torre de la cámara
Altura de acceso a la cámara	13 m sobre tierra	en posición de aparcamiento

Tabla 2.1: Principales parámetros del telescopio LST-1. Tabla tomada de [104].

## Montura

La estructura del telescopio LST-1 se encuentra compuesta en su parte inferior por tubos de acero. El soporte del reflector está fabricado con plástico especial reforzado con fibra de carbono (CFRP), tubos de acero y aluminio [104].

El sistema de direccionamiento y movimiento del telescopio en la dirección de elevación utiliza dos servomotores eléctricos y cuatro servomotores adicionales para el movimiento azimutal. Este sistema permite dos modos de operación: uno de seguimiento, donde se limita la velocidad del telescopio, y otro de movimiento rápido que limita el momento de torsión y permite equilibrar la carga que soporta cada motor. El telescopio es capaz de reposicionarse 180° de azimut en aproximadamente 20 s [104], [106]. La figura 2.10 ilustra el diseño estructural y los principales componentes del telescopio LST-1.

## Sistema óptico

El LST-1 cuenta con un reflector de 23 m de diámetro y una distancia focal de 28 m, compuesto por 198 espejos hexagonales de 2 m<sup>2</sup> cada uno, formando una superficie reflectante total de 396 m<sup>2</sup>. Los espejos tienen una reflectividad absoluta entre 300 nm y 500 nm mayor del 85%, y han sido construidos utilizando la técnica de depresión en frío (*cold slump technique*), con una configuración de sandwich compuesta por dos hojas de vidrio que contienen en su interior una estructura en forma de nido de abeja de aluminio [104], [106].

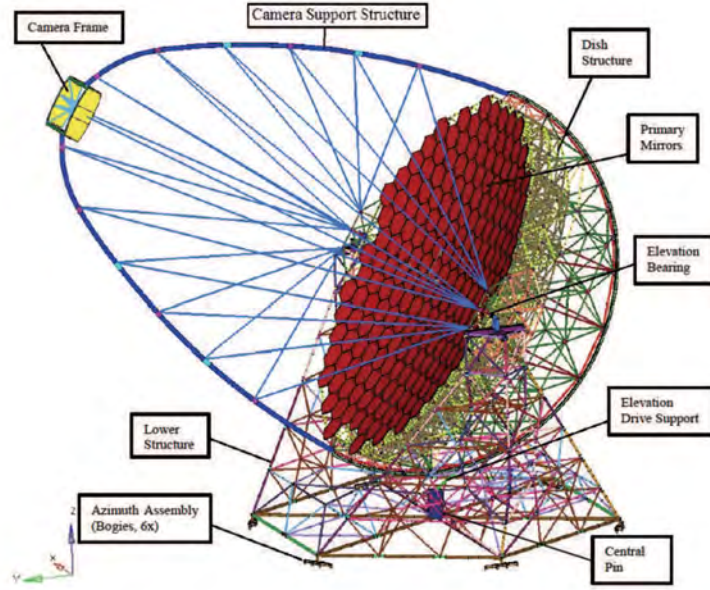


Figura 2.10: Diseño del telescopio LST-1 y sus componentes. Figura tomada de [105].

El reflector cuenta con un sistema activo de control de los espejos (AMS, Active Mirror control System), el cual controla dos actuadores para cada espejo. Esta disposición permite ajustar los espejos para mejorar el enfoque total del reflector en cualquier momento [104], [106].

## Cámara

La cámara del telescopio LST-1 tiene un peso de 2 toneladas. Está formada por 265 módulos, cada uno compuesto de 7 tubos foto-multiplicadores (PMT), conformando una matriz de 1855 píxeles. Los PMTs, del modelo R11920-100 de Hamamatsu, tienen una eficiencia cuántica pico del 42% [104].

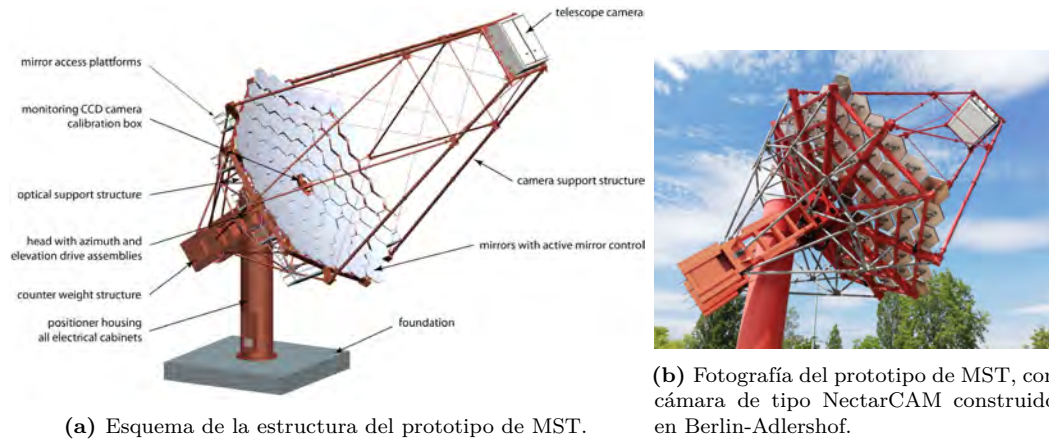
Cada uno de los 265 módulos cuenta con un sistema electrónico de lectura basado en el chip DRS4 (Domino Ring Sampler version 4), con una configuración en cascada que utiliza varios de estos chips para aumentar el tamaño del buffer analógico que guarda temporalmente la señal. La estrategia de *trigger* ha sido diseñada de acuerdo a las características de evolución temporal de la señal Cherenkov y las propiedades topológicas de las cascadas atmosféricas [104]. Las señales analógicas se dividen en dos ganancias, alta y baja, para aumentar el rango dinámico, y tras el *trigger* son digitalizadas y procesadas por algoritmos dedicados capaces de identificar destellos de luz extremadamente breves y compactos.

### 2.4.2 Telescopio de tamaño medio (MST)

Los telescopios de tamaño medio, MST, dominan la sensibilidad de los observatorios de CTA en el rango de los 150 GeV a los 5 TeV. Se ha planificado construir en total 40 telescopios de este tipo, 25 en el observatorio del hemisferio sur y 15 en el hemisferio norte.

El diseño de los MST incluye un plato reflectante de 12 m de diámetro, segmentado en 86 espejos hexagonales de 1.2 m de longitud, conformando una superficie reflectante de más de 88  $m^2$  con una distancia focal de 16 m.

Se han diseñado dos tipos de cámaras, ambas con un campo de visión de algo más de  $7.5^\circ$ , que utilizarán el mismo tipo de tubos foto-multiplicadores, pero tendrán diferentes arquitecturas internas, diseño de digitalización y *trigger*. Su sensibilidad y gran campo de visión permitirá una rápida cobertura del cielo en rayos  $\gamma$  [108]. La figura 2.11, muestra el diseño estructural del telescopio MST y una fotografía del prototipo de MST construido en Berlín.



(a) Esquema de la estructura del prototipo de MST.

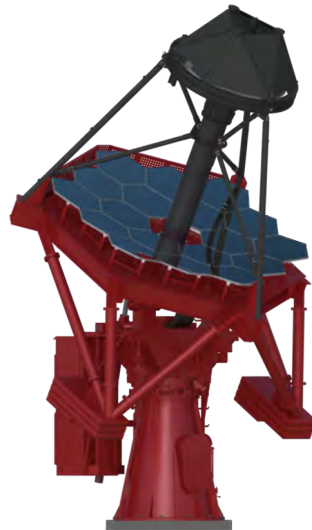
(b) Fotografía del prototipo de MST, con cámara de tipo NectarCAM construido en Berlin-Adlershof.

**Figura 2.11:** Esquema y fotografía de la estructura del prototipo de telescopio MST. Figuras tomadas de [108].

### 2.4.3 Telescopio de tamaño pequeño (SST)

Los telescopios de tamaño pequeño SST cubrirán un rango de energía entre unos pocos TeV y los 300 TeV. Se han planificado 70 de ellos que serán instalados únicamente en el observatorio del hemisferio sur de CTA, ya que su propósito es la detección de los rayos  $\gamma$  de mayor energía, los cuales en su mayoría provienen del plano galáctico.

El diseño de los SST se basa en una configuración de tipo Schwarzschild-Couder de doble espejo, con una cámara basada en foto-sensores de silicio (SiPM), un espejo principal de 4.3 m de diámetro, segmentado en forma hexagonal, y un espejo secundario de tipo monolítico de 1.8 m. Los SSTs cubrirán un campo de visión de  $10^\circ$  y tendrán una distancia focal de 2.15 m [109]. La figura 2.12 muestra un diseño del prototipo SST.



**Figura 2.12:** Diseño del telescopio SST. Figura tomada de [110]. Créditos de G. Pérez, IAC, SMM

# 3

## Análisis de datos de los Telescopios MAGIC y LST-1

### Índice

---

<b>3.1</b>	<b>Introducción</b>	<b>38</b>
<b>3.2</b>	<b>Análisis de datos de MAGIC</b>	<b>38</b>
3.2.1	Extracción de la señal y calibración	38
3.2.2	Limpieza y cálculo de parámetros de imagen	38
3.2.3	Selección de la calidad de los datos	39
3.2.4	Reconstrucción estereoscópica	39
3.2.5	Reconstrucción de la dirección de la cascada	39
3.2.6	Estimación de la energía	39
3.2.7	Separación $\gamma$ /hadrón	40
<b>3.3</b>	<b>Cadena de análisis del telescopio LST-1</b>	<b>40</b>
3.3.1	Extracción de la señal y calibración	41
3.3.2	Limpieza de imagen y cálculo de los parámetros de Hillas	42
3.3.3	Reconstrucción de la dirección y la energía	43
3.3.4	Separación $\gamma$ /hadrón	45
3.3.5	Modos de observación	46

---

### 3.1 Introducción

En este capítulo se resumirán los principales pasos de la cadena de análisis de los telescopios MAGIC y LST-1. Estos telescopios tienen esquemas de análisis similares, aunque existe una diferencia fundamental entre ellos. Como se describió en las secciones [2.3](#) y [2.4.1](#), los telescopios MAGIC cuentan con la posibilidad de realizar reconstrucción estereoscópica de la energía y dirección de las cascadas atmosféricas, mientras que el telescopio LST-1 únicamente puede realizar reconstrucción de tipo monoscópico.

### 3.2 Análisis de datos de MAGIC

El análisis de datos en los telescopios MAGIC comienza con el tratamiento de los datos de bajo nivel de las señales registradas por los foto-multiplicadores, pasando por la extracción y calibración de dichas señales, la reconstrucción de las imágenes y la parametrización de las mismas, para posteriormente reconstruir la dirección y energía de la cascada detectada, y separar las cascadas de origen hadrónico de las originadas por rayos  $\gamma$ . A continuación se resumirán cada una de estas etapas.

#### 3.2.1 Extracción de la señal y calibración

Los datos de bajo nivel o en crudo de los telescopios MAGIC se graban en ficheros binarios. Estos ficheros contienen las señales producidas por todos los píxeles de la cámara, para cada evento que ha sido aceptado por el sistema de *trigger*. Además, en otros ficheros se guarda la información generada por los subsistemas de los telescopios, tales como información relativa al sistema de seguimiento, el sistema de *trigger* o la estación meteorológica [\[111\]](#).

La señal analógica a la salida de cada píxel se muestrea a una frecuencia de hasta 2 Gmuestras/s, guardándose 50 muestras por píxel cada vez que se registra un evento. A partir de ellas se obtiene información específica de la carga y el tiempo de llegada del frente de fotones Cherenkov en cada píxel. La carga corresponde al número total de fotones que llegan al foto-multiplicador, es decir la intensidad de la señal, que al ser integrada en los píxeles de toda la cámara, da una medida de la energía original de la cascada. El tiempo de llegada de los fotones permite discernir posteriormente qué fotones pertenecen a una cascada y cuales pueden ser parte del ruido de fondo.

Para la extracción de la señal se utiliza un algoritmo de *ventana deslizante* (véase [\[112\]](#)) y la conversión de la señal registrada a fotones se realiza mediante el método del *factor-F* (véase [\[113\]](#)).

#### 3.2.2 Limpieza y cálculo de parámetros de imagen

Una vez extraída la señal y realizada la calibración de los eventos, es posible obtener las imágenes de las cascadas. Estas deben ser limpiadas con el fin de eliminar el ruido de fondo nocturno (NSB, Night Sky Background) y ruidos de origen electrónico, mediante un filtrado que permita preservar únicamente la información relevante de la cascada. En la colaboración MAGIC este procedimiento se lleva a cabo utilizando un algoritmo de limpieza de imagen llamado *SumImageCleaning* (véase [\[114\]](#)). En este algoritmo se suman las señales de los píxeles más intensos para mejorar la relación señal/ruido.

Tras la limpieza de la imagen, ésta es parametrizada para reducir la información de la cascada únicamente a la necesaria para la reconstrucción de la energía y dirección de la misma, así como para su clasificación, como cascada hadrónica

o  $\gamma$ . A estos parámetros se les conoce como *Parámetros de Hillas*, los cuales se describen en el apéndice [A](#).

### 3.2.3 Selección de la calidad de los datos

Los datos de MAGIC pueden verse afectados por múltiples circunstancias, como pueden ser condiciones atmosféricas adversas, la presencia de luna, un mal enfoque de los espejos, fognazos en la cámara por la luz de coches que pasen cerca de los telescopios, entre otros. Para el análisis adecuado de los datos se deben tener en cuenta estos factores, ya que pueden afectar sustancialmente la calidad de los mismos y es probable que requieran un tratamiento especial, diferente al que se realiza con el análisis estándar. Esta selección de datos se la realiza mediante los programas *Quate* y *Pasta*, que forman parte de *MARS* [\[111\]](#), los cuales generan informes con múltiples parámetros que permiten a los analistas verificar la calidad de las observaciones.

### 3.2.4 Reconstrucción estereoscópica

Para la reconstrucción estereoscópica se emparejan los eventos que hayan sobrevivido a los procesos de calibración y limpieza de los dos telescopios. La dirección del evento puede ser reconstruida mediante la intersección de los ejes principales de la elipse de los parámetros de Hillas (véase el apéndice [A](#)). De la reconstrucción estereoscópica se obtiene también información relativa a la distancia entre el eje de la cascada y la posición del telescopio, llamada *parámetro de impacto*, así como de la altura a la que la cascada alcanzó su máximo desarrollo [\[100\]](#).

### 3.2.5 Reconstrucción de la dirección de la cascada

En el análisis estándar de MAGIC para la reconstrucción de la dirección original de los rayos  $\gamma$  se utiliza el método *DISP* (Distance between the Image centroid and the Source Position) [\[115, 100\]](#), el cual calcula la distancia entre el centro de gravedad de la imagen y la posición de la fuente. Este parámetro es calculado para cada telescopio utilizando la técnica de aprendizaje automático de *Random Forest* (RF) (véase el apéndice [B](#)).

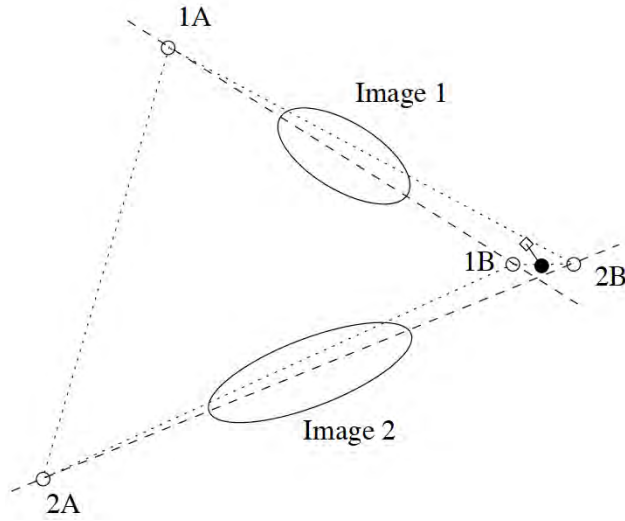
Para el entrenamiento del modelo de RF se utilizan simulaciones de eventos de Monte Carlo con los parámetros de imagen que dan información de la forma de la elipse, utilizándose principalmente los parámetros *width*, *length*, *leakage* y *time gradient* (véase el apéndice [A](#)).

Una vez calculado el parámetro *DISP* para cada telescopio, se combinan las imágenes de los dos telescopios y se calculan las cuatro distancias angulares posibles entre las posiciones reconstruidas, escogiéndose el par que dé la menor separación angular [\[100\]](#). La figura [3.1](#) ilustra la reconstrucción de la dirección de la cascada con los dos telescopios a partir del método *DISP*.

### 3.2.6 Estimación de la energía

La estimación de la energía, para cada telescopio por separado, se realiza con un modelo de RF entrenado con los principales parámetros de imagen de simulaciones de Monte Carlo. El parámetro de imagen más relevante es *size*, ya que tiene relación directa con la energía del rayo  $\gamma$  primario.

En el caso del análisis estereoscópico se utilizan tablas multidimensionales de inspección *look-up tables*, de las cuales se derivan estimadores individuales de energía promediados para los dos telescopios. Para esto se utiliza un modelo de la distribución



**Figura 3.1:** Reconstrucción de la dirección de la cascada utilizando el método *DISP*. Los ejes principales de las imágenes de la cascada obtenidas por cada telescopio, están representadas con líneas discontinuas. Las 2 posibles posiciones de *DISP* para cada telescopio (1A, 1B, 2A, 2B) se muestran con círculos vacíos. Las 4 posibles distancias angulares (1A-2A, 1A-2B, 1B-2A, 1B-2B), se muestran con líneas punteadas. La distancia reconstruida final se muestra con un círculo negro, y se ha calculado como el promedio ponderado de los puntos más cercanos 1 y 2. La posición real se muestra con un diamante. Figura tomada de [100].

de la luz de una cascada en función del parámetro *size*, de los parámetros de impacto (definidos por las distancias ortogonales entre los ejes de la cascada y los telescopios), de la altura donde la cascada alcanza su desarrollo máximo y del ángulo cenital de la observación [116].

### 3.2.7 Separación $\gamma$ /hadrón

La separación  $\gamma$ /hadrón se la realiza con modelos de RF de clasificación, descritos en el apéndice B, entrenados con parámetros de imagen, parámetros temporales de la cascada y parámetros estereoscópicos. Al aplicar el modelo a una muestra de datos reales se obtiene el parámetro de clasificación llamado *Hadronness*, el cual es una medida de la probabilidad de que la cascada haya sido iniciada por un hadrón. Su valor va de 0 hasta 1, correspondiendo 0 a la menor probabilidad de que el evento corresponda a un hadrón.

Las muestras de entrenamiento de los modelos de RF de clasificación pueden ser muestras de Monte Carlo puras (protones y rayos  $\gamma$  simulados), o muestras combinadas de rayos  $\gamma$  de Monte Carlo con datos reales de fondo. En cualquier caso, siempre se deben utilizar muestras diferentes para el entrenamiento y para la aplicación del modelo con el fin de evitar sesgos en los resultados finales.

## 3.3 Cadena de análisis del telescopio LST-1

Cómo se mencionó en la sección 2.4.1, el telescopio LST-1 es el primer prototipo de los telescopios de gran tamaño de la colaboración CTA, el cual se encuentra en su etapa de puesta a punto y operará en modo monoscópico hasta que sus compañeros LST-2-4 sean construidos.

Nivel de datos	Descripción
R0	Datos crudos ( <i>raw data</i> ) tomados por el telescopio (o simulaciones de Monte Carlo)
R1	Datos calibrados
DL0	Datos reducidos desde R0
DL1	Datos de imágenes limpias y parámetros de imagen
DL2	Reconstrucción de parámetros de la cascada (energía, dirección) y separación $\gamma$ /hadrón
DL3	Selección de eventos de tipo $\gamma$ con funciones de respuesta del instrumento IRFs
DL4	Datos de alto nivel, espectro de energía, curvas de luz y mapas del cielo
DL5	Datos de legado, catálogos de fuentes de rayos $\gamma$ de CTA

**Tabla 3.1:** Modelo de datos LST-1, basado en [118].

La cadena de análisis del telescopio LST-1 utiliza el software *cta-lstchain* [1], el cual es una colección de programas escritos en *Python* [2], dedicados al análisis monoscópico, con una alta dependencia de *ctapipe* [3], el cual es el software encargado del análisis de bajo nivel para la colaboración CTA, basado también principalmente en programas escritos en *Python*.

De manera análoga a lo que ocurre con los telescopios MAGIC, la cadena de análisis del LST-1 se encarga del tratamiento de los datos desde el análisis de los datos crudos de bajo nivel, pasando por la calibración de los eventos, la limpieza y parametrización de las imágenes, la reconstrucción de la dirección y estimación de la energía de la cascada, y de la separación  $\gamma$ /hadrón de los eventos. Este análisis se realiza tanto para los datos reales tomados por el telescopio como para simulaciones de Monte Carlo [117], las cuales son utilizadas en el entrenamiento de modelos de *Random Forest*, lo que permite estimar la dirección y energía de los eventos y clasificarlos como debidos a rayos  $\gamma$  o a hadrones. Los datos en cada etapa del análisis han sido definidos de acuerdo a un modelo de datos que se describe en la tabla 3.1.

A continuación se describirán cada una de las etapas de la cadena de análisis del telescopio LST-1.

### 3.3.1 Extracción de la señal y calibración

La cadena de análisis inicia con el proceso de extracción de la señal de cada píxel para los eventos que han sido aceptados por el sistema de *trigger*, para los canales de alta y baja ganancia de la cámara. De cada píxel se guardan 40 muestras a partir de 4096 muestras de DRS4. Posteriormente se sustrae la luz del fondo nocturno (NSB) y el ruido producido por la cadena de adquisición, en el proceso conocido como "sustracción de pedestales" [4]. Para obtener el pedestal de cada canal se generan unos ficheros especiales, llamados *runs* de pedestal. Los valores de pedestal son extraídos por un programa dedicado de *cta-lstchain* y almacenados en ficheros en formato *hdf5* [120]. En la figura 3.2 se ilustra la señal de un píxel en los canales de alta y baja ganancia, antes y después de la calibración.

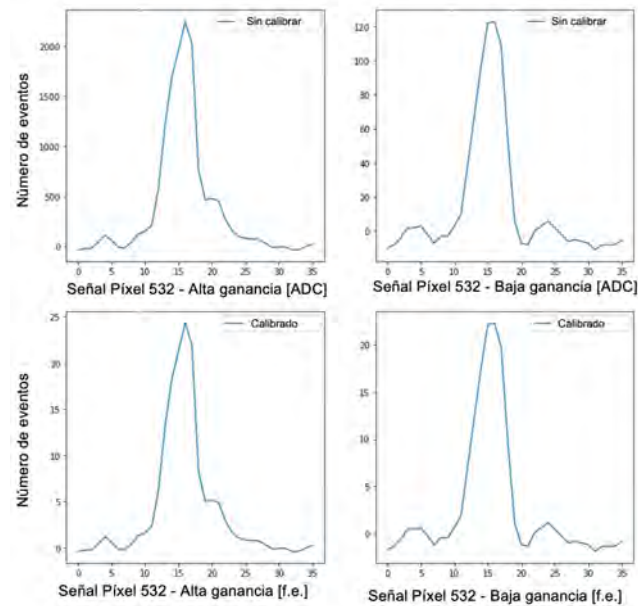
Tras sustraer el pedestal se realiza la extracción de la señal utilizando programas de *ctapipe*, de acuerdo al algoritmo de extracción que se haya definido en los ficheros de configuración. En la versión actual de *cta-lstchain* v.0.7.3, se utiliza de forma estándar el algoritmo *LocalPeakWindowSum*, el cual realiza la integración en una ventana en torno al máximo de la señal de cada píxel. Para más detalles sobre los

<sup>1</sup><https://github.com/cta-observatory/cta-lstchain>

<sup>2</sup><https://www.python.org>

<sup>3</sup><https://github.com/cta-observatory/ctapipe>

<sup>4</sup>En el análisis de simulaciones de Monte Carlo los valores de pedestal han sido incluidos en la simulación y solamente son leídos desde los ficheros *sim\_telarray* [119]



**Figura 3.2:** Señal de alta y baja ganancia registrada por un píxel cualquiera de la cámara del telescopio LST-1. Las figuras de arriba muestran la señal del píxel antes de la calibración en alta y baja ganancia. Las figuras de abajo muestran la señal del píxel después de la calibración en alta y baja ganancia.

algoritmos de extracción de señal véase [121]. De esta manera se convierten las formas de onda de cada píxel en cuentas de ADC (Analog to Digital Converter).

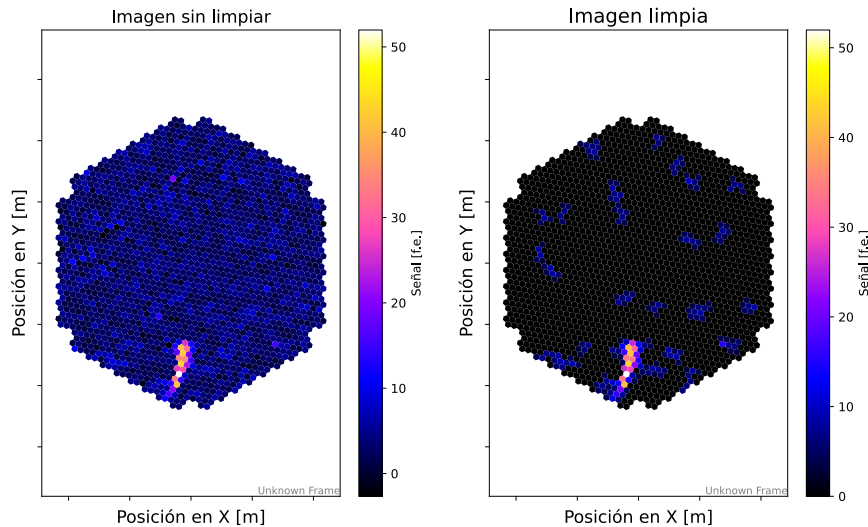
El siguiente paso consiste en convertir las cuentas ADC en foto-electrones (f. e.) mediante la aplicación de un factor de calibración, diferente para cada píxel y cada canal de ganancia. En el caso de datos de simulaciones Monte Carlo, únicamente se multiplican las cuentas de ADC por los factores de calibración ya establecidos para la simulación. Para datos reales estos coeficientes deben ser calculados mediante *runs* de calibración, en los cuales se ilumina la cámara con pulsos de luz con longitudes de onda del ultra violeta cercano, emitidos desde una caja de calibración situada en el centro del reflector [122]. El cálculo de los coeficientes de calibración se hace mediante un programa de *cta-lstchain* que utiliza el método del *factor-F*, el cual aproxima la distribución de los foto-electrones a una distribución de Poisson. Para más detalles sobre este método véase [113].

### 3.3.2 Limpieza de imagen y cálculo de los parámetros de Hillas

Una vez se tienen los eventos calibrados se debe realizar una limpieza de la imagen, que elimine el ruido derivado de las fluctuaciones del NSB, preservando únicamente los píxeles que contengan luz de la cascada. Para realizar esta limpieza se eliminan los píxeles cuya señal esté por encima de dos umbrales prefijados en un proceso iterativo. Primero se encuentran los píxeles más intensos de la imagen, que serán aquellos cuya señal esté por encima del llamado "picture\_thresh". El resto del contorno de la imagen estará formada por aquellos píxeles cuya señal sea superior al nivel fijado por el segundo umbral "boundary\_thresh". Este procedimiento es realizado por la función *tailcut\_clean* de *ctapipe* [5]. Los parámetros estándar utilizados en

<sup>5</sup>[https://cta-observatory.github.io/ctapipe/api/ctapipe.image.cleaning.tailcuts\\_clean.#ctapipe.image.cleaning.tailcuts\\_clean](https://cta-observatory.github.io/ctapipe/api/ctapipe.image.cleaning.tailcuts_clean.#ctapipe.image.cleaning.tailcuts_clean)

*cta-lstchain* v.0.7.3, son *picture\_thresh=8* y *boundary\_thresh=4*. En la figura 3.3 se pueden observar las imágenes de una cascada detectadas por el telescopio antes y después de realizar la limpieza de imagen.



**Figura 3.3:** Imagen de una cascada atmosférica detectada en la cámara del LST-1 antes y después de realizar la limpieza de la imagen. Se puede observar en la imagen obtenida después de la limpieza que sobreviven únicamente los píxeles cuya carga haya superado el proceso iterativo de los dos umbrales.

Para cascadas de baja energía es recomendable reducir los umbrales a una combinación 6-3, o para imágenes muy ruidosas subir los umbrales a una combinación 10-5. La optimización de estos parámetros puede ser utilizada para reducir las discrepancias que pueden existir entre las simulaciones de Monte Carlo y los datos reales, lo cual, como se verá más adelante en este trabajo, repercute en la reconstrucción de la energía y dirección, así como en la clasificación de cascadas hadrónicas y de las originadas por rayos  $\gamma$ .

Una vez realizada la limpieza de la imagen esta es parametrizada haciendo uso de los parámetros de Hillas, los cuales se describen en el apéndice A. El cálculo de los parámetros de Hillas se realiza a través de la función *hillas\_parameters*<sup>6</sup>, la cual recibe la información de la carga de cada píxel tras el limpiado de imagen.

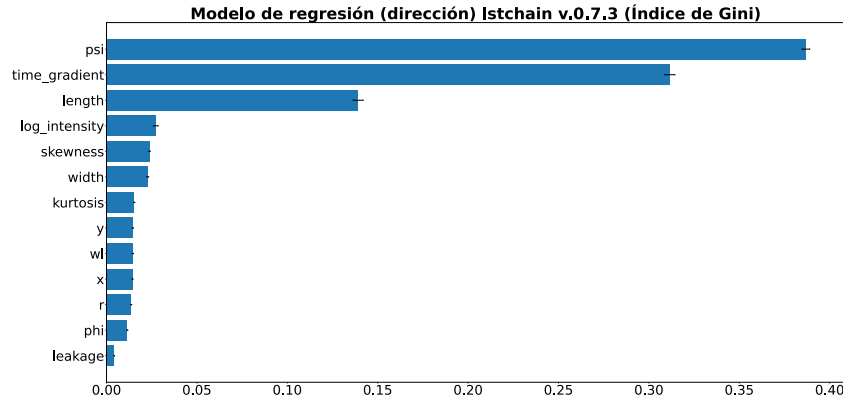
La reducción de los datos desde el nivel R0, pasando por la calibración, limpieza de imagen y cálculo de los parámetros de Hillas, hasta el nivel DL1, la realiza el script de *cta-lstchain* *r0\_to\_dl1*<sup>7</sup>.

### 3.3.3 Reconstrucción de la dirección y la energía

La reconstrucción de la posición de la fuente de rayos  $\gamma$  con un solo telescopio es más difícil que en el caso de observaciones estereoscópicas, ya que aunque se puede asegurar que el eje principal de la imagen (o elipse) apunte al centro de la cámara,

<sup>6</sup>[https://cta-observatory.github.io/ctapipe/api/ctapipe.image.hillas.hillas\\_parameters.html#ctapipe.image.hillas.hillas\\_parameters](https://cta-observatory.github.io/ctapipe/api/ctapipe.image.hillas.hillas_parameters.html#ctapipe.image.hillas.hillas_parameters)

<sup>7</sup>[https://github.com/cta-observatory/cta-lstchain/blob/deabb5c3de058954028ead129d2368d2b70404ed/lstchain/reco/r0\\_to\\_dl1.py](https://github.com/cta-observatory/cta-lstchain/blob/deabb5c3de058954028ead129d2368d2b70404ed/lstchain/reco/r0_to_dl1.py)



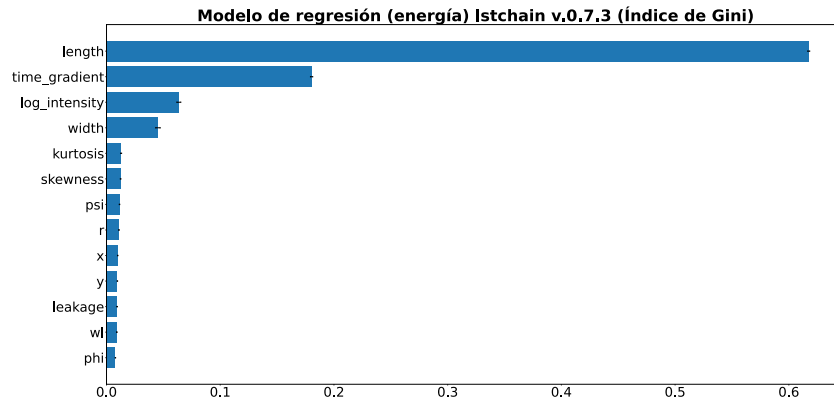
**Figura 3.4:** Importancia relativa de los parámetros usados para generar el modelo de regresión de RF utilizado en la estimación de la dirección de las cascadas con el telescopio LST-1. El eje  $x$  indica el valor del índice de *Gini* para cada parámetro.

no es sencillo averiguar la orientación de la imagen. A esta problemática se le conoce como degeneración cabeza-cola (*head-tail degeneracy*), lo cual se soluciona en los sistemas estereoscópicos con la intersección de la dirección de las elipses de cada telescopio, como se describe en la sección 3.2.5.

Para el telescopio LST-1 se utiliza, al igual que en los telescopios MAGIC, el método *DISP*. El método consiste en calcular las coordenadas  $x$  e  $y$  del vector *DISP*, el cual va desde el centro de gravedad de la elipse hasta la posición de la fuente en la cámara. Estas coordenadas son calculadas mediante el método de aprendizaje automático de *Random Forest* (RF), descrito en el apéndice B. Específicamente, se realiza el entrenamiento de un modelo de regresión con una muestra de simulaciones de Monte Carlo de rayos  $\gamma$  difusos, para que el análisis sea independiente de la posición de la fuente en la cámara, es decir, se asume que la dirección de la fuente es desconocida. Para la generación de los árboles aleatorios de decisión se utilizan ciertos parámetros de imagen que incluyen a los parámetros de Hillas.

Una vez entrenado el modelo de regresión de RF, este es guardado en unas matrices, las cuales son utilizadas para la estimación de la dirección de cada evento. La figura 3.4 muestra la importancia relativa de los parámetros utilizados para la reconstrucción de la dirección de los eventos, calculada mediante el índice de *Gini*, descrito en el apéndice B. Se puede apreciar en esta figura que los parámetros más relevantes son *psi* y *time\_gradient*, ya que *psi* brinda información de la orientación de la elipse y *time\_gradient* de la evolución temporal del frente de luz en la cámara (véase el apéndice A).

La energía de cada evento es reconstruida utilizando también un modelo de RF de regresión, entrenado con una muestra de rayos  $\gamma$  de Monte Carlo difusos. Una vez entrenados estos modelos son aplicados a los datos reales para obtener la energía de cada evento. La figura 3.5 muestra la importancia de los parámetros utilizados en el entrenamiento del modelo de regresión para la estimación de la energía. En este caso resaltan los parámetros *length*, *time\_gradient* y *log\_intensity*. Este último tiene relación directa con la energía de la cascada, ya que es igual a la suma de todos los foto-electrones (carga) de la imagen (véase el apéndice A). Para el entrenamiento de los modelos de RF de regresión, utilizados en la reconstrucción de la dirección y estimación de la energía de cada evento, *cta-*



**Figura 3.5:** Importancia relativa de los parámetros usados para generar el modelo de regresión de RF utilizado en la estimación de la energía de las cascadas del telescopio LST-1. El eje  $x$  indica el valor del índice de *Gini* para cada parámetro.

*lstchain* utiliza la clase *RandomForestRegressor*<sup>8</sup> de la biblioteca de aprendizaje automático *Scikit-Learn* [123].

### 3.3.4 Separación $\gamma$ /hadrón

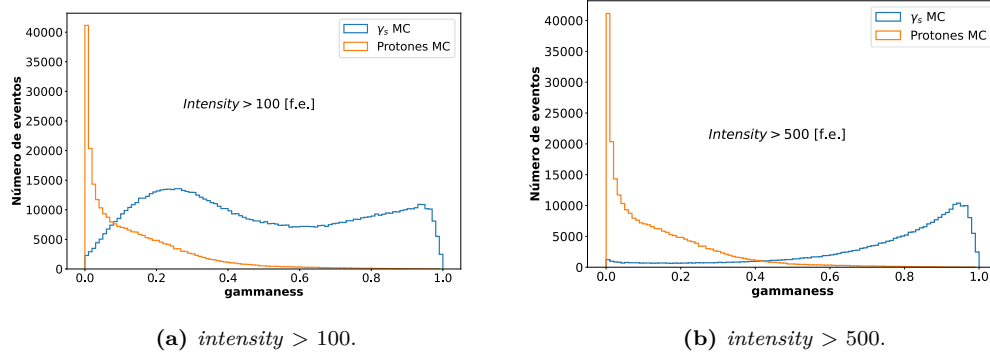
La separación  $\gamma$ /hadrón en el telescopio LST-1 se realiza mediante el entrenamiento de modelos de RF de clasificación (véase el apéndice B). La muestra de entrenamiento en el análisis estándar de *cta-lstchain* es una mezcla de protones y rayos  $\gamma$  difusos de Monte Carlo.<sup>9</sup> Este modelo de RF de clasificación estima la variable denominada *gammanness*, la cual es una medida de la probabilidad de que la cascada haya sido iniciada por un rayo  $\gamma$ . Su valor varía de 0 hasta 1, siendo 0 cuando se da la probabilidad menor y uno la probabilidad máxima. De esta manera a cada evento se le asocia un valor de *gammanness*, lo cual en etapas posteriores de análisis permite definir cortes que posibiliten eliminar el fondo de rayos cósmicos en diferentes niveles. En las figuras 3.6a y 3.6b se pueden ver las distribuciones de *gammanness* de una muestra de rayos  $\gamma$  y protones de Monte Carlo a la que se le ha aplicado respectivamente un corte en *intensity* (parámetro relacionado con la energía) de 100 y 500 foto-electrones. Como se puede ver en las figuras, cuanto mayor es el corte en *intensity*, es decir, mayor es la energía de los eventos seleccionados, más fácil resulta clarificarlos en función de su parámetro *gammanness*.

La figura 3.7 muestra la importancia de los parámetros utilizados para la separación  $\gamma$ /hadrón. Cabe notar que estos parámetros incluyen los parámetros estimados previamente en la reconstrucción de la dirección y energía del evento, como son las coordenadas del vector disp (*reco\_disp\_dx* y *reco\_disp\_dy*), y la energía reconstruida (*log\_reco\_energy*). El parámetro más relevante es *width*, que brinda información sobre la forma de la imagen reconstruida, ya que las imágenes de las cascadas originadas por rayos  $\gamma$  son más compactas que las iniciadas por hadrones.

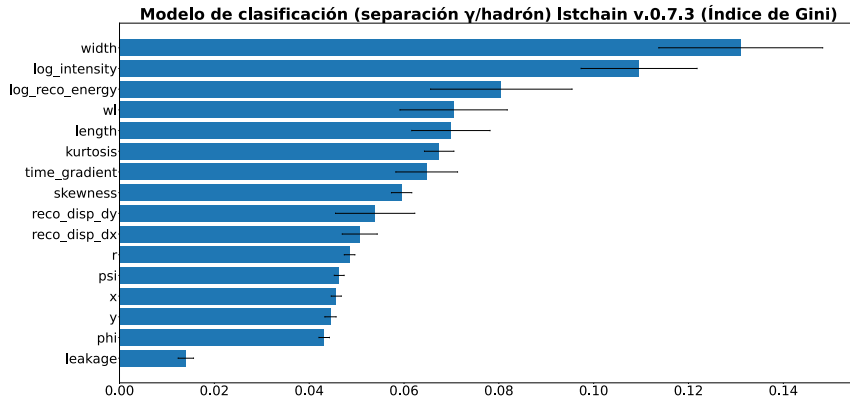
<sup>8</sup>[https://scikit-learn.org/stable/modules/generated/sklearn.ensemble.](https://scikit-learn.org/stable/modules/generated/sklearn.ensemble.RandomForestRegressor.html)

[RandomForestRegressor.html](https://scikit-learn.org/stable/modules/generated/sklearn.ensemble.RandomForestRegressor.html)

<sup>9</sup>Se podrían utilizar datos reales para el fondo en lugar de los protones de Monte Carlo, ya que representarían de manera más fidedigna la observación, lo cual podría mejorar el desempeño de los modelos de clasificación al evitarse sesgos ocasionados por las diferencias entre datos reales y de Monte Carlo.



**Figura 3.6:** Distribución de  $gammaness$  para protones y rayos  $\gamma$  de Monte Carlo con diferentes cortes en  $intensity$  (parámetro relacionado con la energía de los eventos).



**Figura 3.7:** Importancia relativa de los parámetros usados para generar el modelo de clasificación de la naturaleza de las cascadas detectadas ( $\gamma$  o hadrón). El eje  $x$  indica el valor del índice de *Gini* para cada parámetro.

El método de RF de clasificación ha sido implementado en *cta-lstchain* utilizando la clase *RandomForestClassifier* de la biblioteca de aprendizaje automático *Scikit-Learn* [123]. El script de *cta-lstchain* que se encarga de la reducción de los datos desde el nivel DL1 a DL2, es decir, la reconstrucción de la dirección, energía y asignación de la variable  $gammaness$  a cada evento, es *dl1\_to\_dl2*<sup>10</sup>.

Finalmente, cabe mencionar que el método de RF, tanto de regresión como de clasificación, puede ser optimizado de acuerdo a ciertos hiper-parámetros, los cuales se resumen en conjunto con sus valores correspondientes a cada modelo en la tabla 3.2. La descripción de los hiper-parámetros se muestra en el apéndice B.1.

### 3.3.5 Modos de observación

Tanto los telescopios MAGIC como el LST-1 pueden observar fuentes de rayos  $\gamma$  en dos modos de observación distintos, conocidos como *ON* y *wobble*, los cuales se describen a continuación.

<sup>10</sup>[https://github.com/cta-observatory/cta-lstchain/blob/master/lstchain/reco/dl1\\_to\\_dl2.py](https://github.com/cta-observatory/cta-lstchain/blob/master/lstchain/reco/dl1_to_dl2.py)

Hiper-parámetro	Regresión	Clasificación
n_estimators	150	100
criterion	mse	gini
max_depth	50	100
min_samples_split	2	2
min_samples_leaf	2	2
n_jobs	4	4
max_features	auto	auto
max_leaf_nodes	null	null
random_state	42	42

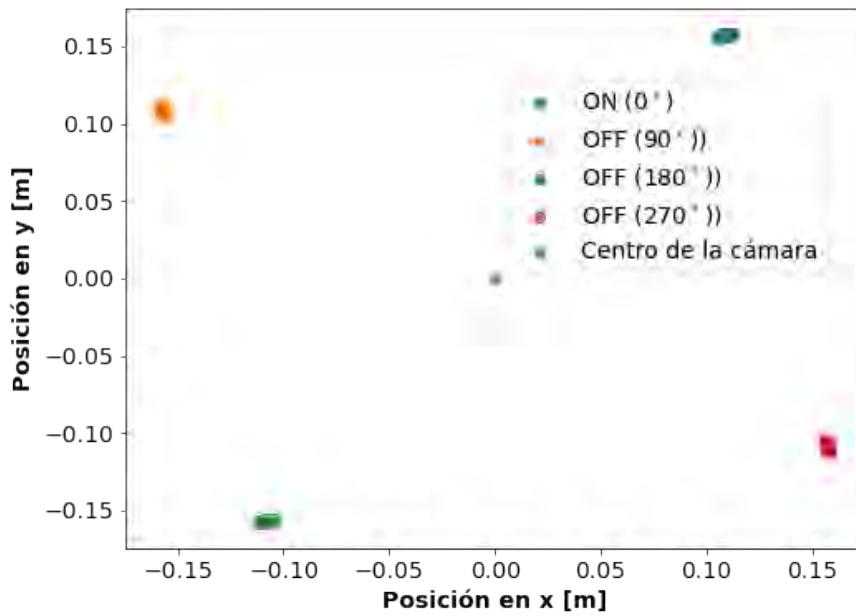
**Tabla 3.2:** Hiper-parámetros de los modelos de RF utilizados.

### Modo *ON/OFF*

En este modo de observación la fuente se localiza en el centro de la cámara, ya que el telescopio apunta directamente hacia la fuente. La desventaja de este modo es que requiere realizar observaciones adicionales para estimar el fondo de rayos cósmicos, denominadas observaciones *OFF*, apuntado a una zona del cielo sin fuentes conocidas de rayos  $\gamma$ . Las observaciones *OFF* suelen ser tomadas en la misma noche que las observaciones *ON*, para tratar de tener condiciones de observación similares a las de la fuente.

### Modo *wobble*

Las observaciones en modo *wobble* se realizan no apuntando el telescopio hacia la fuente, sino a una zona cercana, a típicamente  $0.4^\circ$  de la fuente. Esto hace que la fuente observada no esté en el centro de la cámara, sino a  $0.4^\circ$  de esta. La posición *wobble* es cambiada cada 15 o 20 minutos con el fin de observar diferentes regiones del cielo al rededor de la fuente, lo que permite estimar el fondo de rayos cósmicos minimizando el sesgo sistemático del detector. La ventaja de este modo de observación es que permite obtener el fondo con prácticamente las mismas condiciones y al mismo tiempo que se obtiene la señal de la fuente. En la figura [3.8](#) se puede observar la posición en el plano de la cámara de los puntos de observación del modo *wobble* correspondientes a la posición de la fuente (situada a  $0.4^\circ$  del centro de la cámara) rotada  $90^\circ$ ,  $180^\circ$  y  $270^\circ$ .



**Figura 3.8:** Posición en la cámara de los 3 puntos de observación del modo Wobble correspondientes a la posición de la fuente (a  $0.4^\circ$  del centro de la cámara) rotada  $90^\circ$ ,  $180^\circ$  y  $270^\circ$ . Las posiciones se muestran en coordenadas de la cámara.

# 4

## Análisis *On-Site* de MAGIC e implementación para el telescopio LST-1

### Índice

---

<b>4.1</b>	<b>Introducción</b>	<b>49</b>
<b>4.2</b>	<b>Análisis <i>On-Site</i> (OSA) de MAGIC</b>	<b>50</b>
4.2.1	Infraestructura de computo	50
4.2.2	Cadena de análisis de OSA	50
4.2.3	Flujo de trabajo de OSA	52
<b>4.3</b>	<b>Análisis <i>On-Site</i> (LSTOSA) del telescopio LST-1</b>	<b>54</b>
4.3.1	Infraestructura de cómputo	55
4.3.2	Cadena de análisis de LSTOSA	55
4.3.3	Flujo de trabajo de LSTOSA	56

---

### 4.1 Introducción

Tanto los telescopios MAGIC como el LST-1 adquieren un gran volumen de datos en cada noche de observación, del orden de hasta los 3 TB por noche de observación para cada telescopio. Esto hace necesario un análisis *in situ* que permita una reducción automática de los datos, la obtención de resultados preliminares y su distribución a los miembros de cada colaboración al día siguiente. Debido a esta necesidad se han desarrollado cadenas de análisis *On-Site* para las dos colaboraciones, llamadas OSA<sup>1</sup>

---

<sup>1</sup><http://www.magic.iac.es/operations/osa/docs/>

para MAGIC y *LSTOSA*<sup>[2]</sup> para el LST-1. A continuación se detallan las principales características de cada una de estas cadenas de análisis, las infraestructuras de computación utilizadas y el flujo de trabajo de las mismas. Se indicará en cada caso la participación que ha tenido el autor en el mantenimiento y desarrollo de estas cadenas de análisis.

## 4.2 Análisis *On-Site* (OSA) de MAGIC

En esta sección describiremos la infraestructura tecnológica instalada en La Palma, el flujo de los datos y la cadena de análisis *On-Site* (OSA) de los telescopios MAGIC. El autor de esta tesis ha trabajado principalmente en labores de mantenimiento del sistema y, en menor medida, en la implementación de mejoras en el mismo.

### 4.2.1 Infraestructura de computo

La colaboración MAGIC cuenta con un clúster de cálculo en el mismo observatorio, en el Roque de los Muchachos. Está alojado en el edificio de toma de datos de MAGIC, y se encarga del procesamiento de los datos grabados por la DAQ (Data Acquisition)<sup>[3]</sup>.

El clúster se compone de varios servidores *HPC* (High Performance Computing) que utilizan el sistema operativo *Scientific Linux Cern*<sup>[4]</sup>. El sistema de almacenamiento basado en cuatro sistemas *RAID*, con una capacidad total de unos 100 TB, y en discos locales para almacenamiento temporal. Los dos primeros sistemas *RAID* se encargan del almacenamiento temporal de los datos producidos por los telescopios MAGIC I y II respectivamente (aproximadamente 100 GB por telescopio y hora de observación), mientras que los dos *RAID* restantes se emplean para almacenar a plazo más largo los datos en crudo y procesados, software y datos de usuario [124].

### 4.2.2 Cadena de análisis de OSA

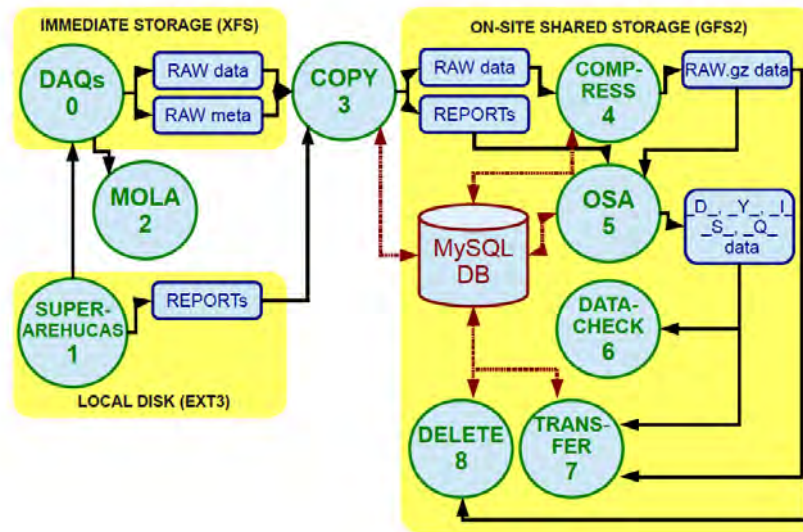
El análisis de los datos de los telescopios MAGIC se inicia con un análisis *en línea* realizado por el programa *MOLA* (MAGIC OnLine Analysis). Este es un análisis que utiliza algoritmos simplificados para minimizar el tiempo de procesamiento y producir un primer análisis rápido con resultados preliminares de las observaciones. Posteriormente *OSA* realiza un análisis completo y exhaustivo de los datos, encargándose de la calibración de los mismos, la obtención de las imágenes de las cascadas atmosféricas registradas por cada telescopio y la combinación de éstas durante el análisis estereoscópico. Este análisis se realiza de manera paralela e independiente a la adquisición de los datos, y permite una reducción del tamaño de los datos en aproximadamente un factor 200, respecto al tamaño de los datos en crudo comprimidos [124]. La figura 4.1 ilustra el esquema del flujo de datos de MAGIC.

La principal función de *OSA* es hacer accesibles los productos del análisis de bajo y alto nivel de los datos a los miembros de la colaboración lo más pronto posible, como máximo al día siguiente de cada noche de observación (normalmente antes de las 14:00 del día siguiente). Para esto, los principales resultados se cargan en una página web y, una vez analizados, se transfieren los datos en crudo y procesados al centro de datos de la colaboración, situado en el *Port d' Informació Científica* (PIC) en Barcelona, España.

<sup>2</sup><https://lstosa.readthedocs.io/en/latest/>

<sup>3</sup>El telescopio adquiere los datos y la DAQ los graba.

<sup>4</sup><https://linux.web.cern.ch>



**Figura 4.1:** Esquema del flujo de análisis de los datos de los telescopios MAGIC. Figura tomada de [124].

*OSA* gestiona principalmente la ejecución del software de análisis y reconstrucción de MAGIC, denominado *MARS* (MAGIC Analysis and Reconstruction Software) [111], el cual está basado en programas escritos en C++ que hacen uso de librerías de ROOT [125], los cuales implementan los algoritmos correspondientes a cada etapa de la cadena de análisis. Las diferentes etapas del análisis han sido descritas en la sección 3.2. Los programas de *MARS* son manejados por *OSA* a través de una colección de programas de *Python*, que a su vez son ejecutados por programas de *GNU Bash*<sup>5</sup>. La organización de la ejecución de los programas se gestiona con *Cron*<sup>6</sup> y la administración de los recursos y paralelización de los procesos en el clúster se realiza con *PBS/Torque*<sup>7</sup>.

A continuación resumimos los principales programas de *MARS*, los cuales son:

- **sorcerer**: Se encarga de los procesos de calibración de los datos en crudo, consistentes en las señales grabadas por cada píxel de las cámaras.
- **merp**: Añade a los datos en crudo los datos auxiliares, denominados *reports*, tomados por los diferentes subsistemas, tales como el sistema de apuntado de cada telescopio.
- **star**: Realiza la limpieza de las imágenes y las parametriza en términos de los llamados parámetros de Hillas.
- **superstar**: Combina los ficheros producidos por *star* de los dos telescopios MAGIC I y II, y genera los parámetros estéreo.
- **melibea**: Reconstruye la dirección y la energía de cada evento registrado, y se encarga de la separación  $\gamma$ /hadrón.

Cabe mencionar que *OSA* realiza un análisis de alto nivel genérico y no específico para cada observación, por lo que el análisis más detallado que realizan posteriormente los miembros de la colaboración generalmente inicia con los ficheros *star* o *superstar*

<sup>5</sup><https://www.gnu.org/software/bash/>

<sup>6</sup><https://man7.org/linux/man-pages/man5/crontab.5.html>

<sup>7</sup><http://www.adaptivecomputing.com/products/open-source/torque/>

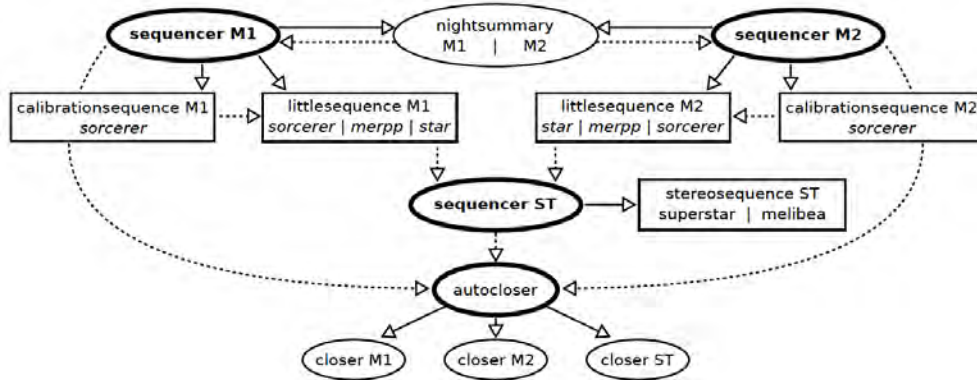


Figura 4.2: Esquema del flujo de trabajo de OSA. Figura tomada de [124].

producidos por OSA. Esto se debe a que un análisis específico de cada fuente requiere el uso de simulaciones Monte Carlo dedicadas. Además, la selección de calidad de los eventos debe ser específica para cada fuente y condiciones de observación.

### 4.2.3 Flujo de trabajo de OSA

El procesado de OSA se inicia con el copiado de los datos en crudo. Para esto OSA comprueba cada hora si existen nuevos datos grabados por la DAQ, y si es así, los copia con sus correspondientes ficheros auxiliares (*reports*) al almacenamiento compartido de OSA.

Posteriormente los datos se dividen en *secuencias* para su procesamiento. Una *secuencia* es un conjunto de datos que se procesa a la vez. Existen secuencias de calibración, de datos de un solo telescopio (mono) y de datos conjuntos (estéreo). OSA, a través del programa *sequencer*, construye la lista de secuencias y para cada una de ellas genera un fichero especificando los datos que la componen y un programa escrito en *GNU Bash* para procesarla. El programa de *GNU Bash* contiene a su vez instrucciones de configuración para el sistema de colas, y ejecuta un programa escrito en *Python* que es el que organiza el procesado y comprueba que sea correcto.

Cada hora, con algo de retraso respecto al programa que realiza la copia de los datos, *sequencer* comprueba la existencia de nuevos datos en el sistema y construye nuevas listas con las *secuencias* de procesamiento que serán analizadas. Las secuencias son ejecutadas en paralelo por el sistema de colas *torque*<sup>8</sup> en la medida que lo permiten sus dependencias, asignando cada una a un nodo del clúster. A su vez *sequencer*, genera una tabla resumen con la información procesada de cada secuencia, la cual es interpretada de manera automática por otro programa llamado *autocloser*. Este programa se lanza cada media hora y constata el estado de cada secuencia. Si han finalizado todas las secuencias para los dos telescopios y el análisis estereo de las mismas, se ejecuta el cierre mediante el programa *closer*. En la figura 4.2, se puede observar un esquema con el detalle del flujo de trabajo de OSA.

Finalmente, se activa la transferencia de los datos a una base de datos basada en *MySQL*<sup>9</sup> [111]. La salida de la información de *sequencer* también es publicada periódicamente en una página web, con el fin de facilitar el monitoreo del avance del procesamiento de los datos (véase la figura 4.3).

En la figura 4.4 se muestra la distribución del número de ficheros analizados por OSA en relación a la fracción de las noches de análisis durante el periodo 2018-2021.

<sup>8</sup><https://adaptivecomputing.com/cherry-services/torque-resource-manager/>

<sup>9</sup><https://www.mysql.com>

Sequencer at 2021-08-26 08:30:20 UTC Telescopes found: all

TeI	Seq	Parent	Type	Run	Subruns	Source	Wobble	Action	Tries	JobID	State	Host	CPU_time	Walltime	Exit	V %	D %	I %
M1	0	None	CALIBRATION	5099367	1	RSOph	0.40+180	Closed	1	33692	C	fcana9/0	00:00:41	00:01:06	0	None	None	None
M1	1	0	DATA	5099368	16	RSOph	0.40+180	Closed	1	33693	C	fcana9/2	00:49:28	00:50:48	0	100	100	100
M1	2	0	DATA	5099369	17	RSOph	0.40+090	Closed	1	33694	C	fcana9/3	00:51:28	00:52:36	0	100	100	100
M1	3	0	DATA	5099370	12	RSOph	0.40+180	Closed	2	33709	C	fcana9/0	00:45:09	00:45:11	34	100	100	100
M1	4	0	DATA	5099371	12	RSOph	0.40+090	Closed	2	33710	C	fcana9/1	00:48:25	00:48:27	7	100	100	100
M1	5	0	DATA	5099372	12	RSOph	0.40+270	Closed	2	33711	C	fcana9/2	00:48:26	00:48:28	7	100	100	100
M1	6	0	DATA	5099373	10	RSOph	0.40+000	Closed	2	33728	C	fcana9/0	00:40:51	00:40:51	7	100	100	100
M1	7	0	DATA	5099374	10	RSOph	0.40+180	Check	1	33741	R	fcana9/0	00:24:54	00:25:11	None	100	100	30
M2	0	None	CALIBRATION	5099367	1	RSOph	0.40+180	Closed	1	33696	C	fcana9/1	00:00:41	00:00:44	0	None	None	None
M2	1	0	DATA	5099368	16	RSOph	0.40+180	Closed	1	33697	C	fcana9/0	00:51:18	00:52:09	0	100	100	100
M2	2	0	DATA	5099369	17	RSOph	0.40+090	Closed	1	33698	C	fcana9/4	00:52:52	00:53:41	0	100	100	100
M2	3	0	DATA	5099370	12	RSOph	0.40+180	Closed	1	33704	C	fcana9/3	00:43:32	00:44:56	0	100	100	100
M2	4	0	DATA	5099371	13	RSOph	0.40+090	Closed	2	33714	C	fcana9/0	00:45:33	00:45:33	34	100	100	100
M2	5	0	DATA	5099372	13	RSOph	0.40+270	Closed	2	33715	C	fcana9/1	00:45:40	00:45:40	7	100	100	100
M2	6	0	DATA	5099373	12	RSOph	0.40+000	Closed	2	33716	C	fcana9/2	00:40:30	00:40:30	7	100	100	100
M2	7	0	DATA	5099374	11	RSOph	0.40+180	Check	1	33743	R	fcana9/1	00:23:14	00:23:28	None	100	100	18
ST	0	1,1	STEREO	5099368	32	RSOph	0.40+180	Closed	1	33718	C	fcana9/0	00:06:19	00:07:25	0	100	100	None
ST	1	2,2	STEREO	5099369	34	RSOph	0.40+090	Closed	1	33719	C	fcana9/1	00:06:25	00:07:24	0	100	100	None
ST	2	3,3	STEREO	5099370	24	RSOph	0.40+180	Closed	2	33724	C	fcana9/0	00:04:13	00:08:38	0	100	100	None
ST	3	4,4	STEREO	5099371	25	RSOph	0.40+090	Closed	2	33725	C	fcana9/1	00:03:36	00:07:25	0	100	100	None
ST	4	5,5	STEREO	5099372	25	RSOph	0.40+270	Closed	2	33726	C	fcana9/2	00:03:01	00:06:19	0	100	100	None
ST	5	6,6	STEREO	5099373	22	RSOph	0.40+000	Closed	4	33732	C	fcana9/0	00:02:16	00:04:36	0	100	100	None
ST	6	7,7	STEREO	5099374	21	RSOph	0.40+180	Check	1	33745	H	None	None	None	None	0	0	None

Figura 4.3: Captura de pantalla del contenido de la página web de OSA, donde se muestra el resumen del avance del análisis de los datos de una noche de observación.

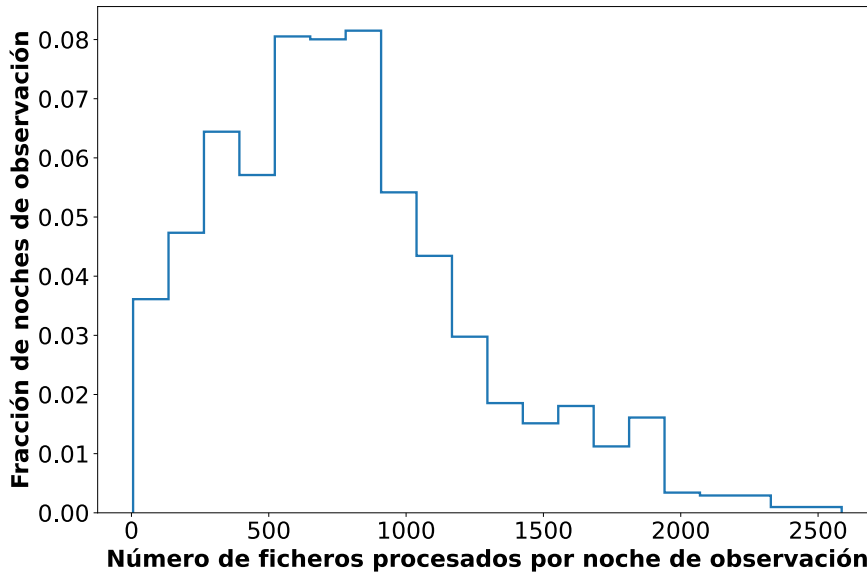
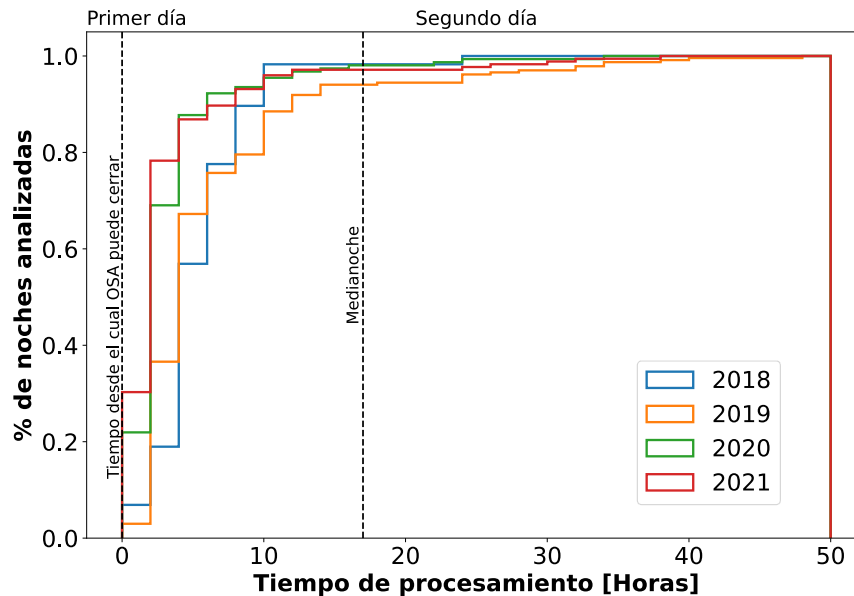


Figura 4.4: Distribución del número de ficheros analizados por OSA tras cada noche de observación, durante los años 2018-2021. Cada fichero tiene un tamaño aproximado de 1.1 GB.

Se puede apreciar en la figura que han habido noches en las que se ha llegado a procesar 2500 ficheros. Estos ficheros tienen un tamaño aproximado de 1.1 GB, lo que resulta en un volumen total máximo aproximado de 3 TB y en una media de 1 TB de datos procesados por noche.

El desempeño de OSA, en cuanto al tiempo que tarda en analizar todos los datos de una noche de observación, se muestra en la figura 4.5, realizada con todos los datos tomados desde octubre de 2018 hasta octubre de 2021. Se evidencia en



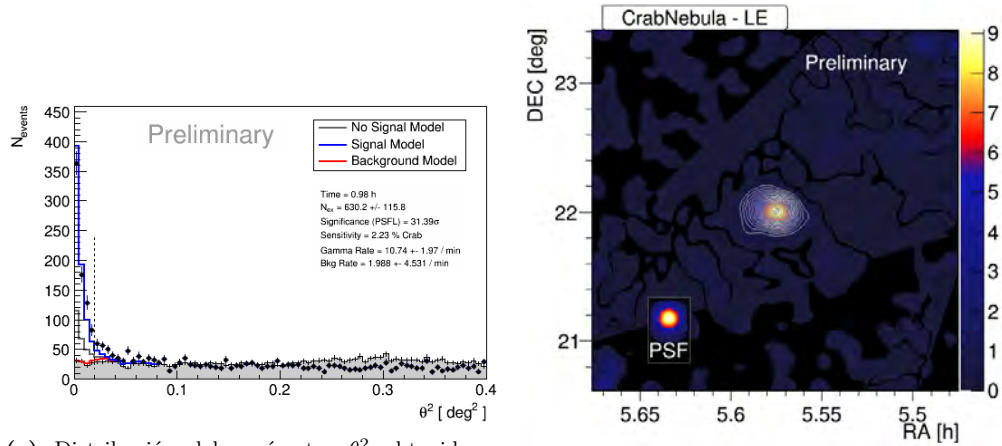
**Figura 4.5:** Distribución acumulativa del tiempo que tardan los datos de una noche de observación con MAGIC en ser completamente procesados por OSA, para los datos desde octubre de 2018 hasta octubre de 2021. Se puede apreciar la mejorar en la velocidad del procesado durante el tiempo de realización de esta tesis.

la figura que el desempeño es muy bueno, y que además ha mejorado en los dos últimos años de esta tesis, ya que para el año 2019, el 95% de las noches fueron cerradas (esto es, analizadas completamente) dentro de las primeras 14 horas, tras el comienzo del análisis de los datos, el cual comienza a las 7:00 UTC. Mientras que para los años 2020 y 2021, el 95% de las noches han sido procesadas en su totalidad dentro de las primeras 10 horas.

OSA además publica en una pagina web resultados de alto nivel como los que se observan en las figuras 4.6a y 4.6b, que muestran una gráfica de la distribución del parámetro  $\theta^2$  y un mapa del cielo de la Nebulosa del Cangrejo, para la noche de observación del 21 de noviembre de 2020.

### 4.3 Análisis *On-Site* (LSTOSA) del telescopio LST-1

En la sección 3.3 se ha explicado que el telescopio LST-1 se encuentra en su etapa de puesta a punto. En esta etapa el telescopio ha venido tomando datos desde noviembre de 2019. Debido al gran volumen de datos que es necesario procesar a diario, se encuentra en desarrollo una cadena de análisis *On-Site* llamada LSTOSA. Esta cadena se encarga de la reducción de datos hasta el nivel DL2 (véase la tabla 3.1). LSTOSA se ha desarrollado basándose en el mismo esquema de procesamiento automático empleado en los telescopios MAGIC, pero utilizando la cadena de análisis del telescopio LST-1 (véase la sección 3.3) y su propia infraestructura de computo instalada en La Palma. El autor de esta tesis ha colaborado en el desarrollo de LSTOSA, el cual todavía se encuentra en curso, y en su mantenimiento. A continuación, se describirá la infraestructura de computo con la que cuenta el telescopio LST-1 para el procesamiento de datos y el estado actual del desarrollo del



(a) Distribución del parámetro  $\theta^2$  obtenido por OSA de los datos de la Nebulosa del Cangrejo con (b) Mapa del cielo de la Nebulosa del Cangrejo obtenido por OSA.

**Figura 4.6:** Productos de alto nivel obtenidos de forma autónoma por OSA de la Nebulosa del Cangrejo para la noche de observación del 21 de noviembre de 2020.

sistema *LSTOSA*. Algunos de estos trabajos han sido presentados en la conferencia *ADASS XXX 2020* [126].

### 4.3.1 Infraestructura de cómputo

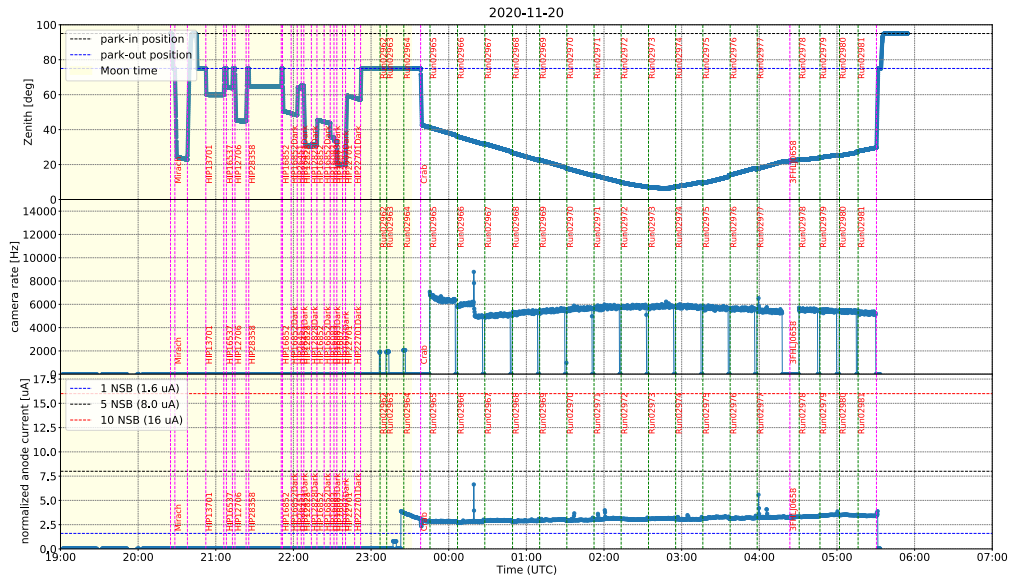
El telescopio LST-1 cuenta con un centro de datos llamado *LST-IT-C*, el cual se encuentra instalado en un contenedor situado al lado del telescopio en La Palma. El *LST-IT-C* dispone de un clúster con 55 nodos computacionales, cada uno con 32 núcleos, sumando en total 1760 núcleos, que utilizan el sistema operativo *CentOS*<sup>10</sup>. Incluye además 3.5 PB de espacio de almacenamiento. Los miembros de la colaboración LST tienen acceso al sistema, y han podido hacer uso de sus recursos para el análisis de los primeros datos tomados por el telescopio durante su fase de puesta a punto.

### 4.3.2 Cadena de análisis de *LSTOSA*

El principal objetivo de *LSTOSA* es reducir los datos en crudo R0 hasta el nivel DL2<sup>11</sup>, y ponerlos a disposición de los miembros de la colaboración en el menor tiempo posible. Esto conlleva en primer lugar la calibración de los eventos, la obtención de la imagen de la cascada y el cálculo de los parámetros de imagen, llegando al nivel de datos DL1. Posteriormente es necesario realizar la estimación de la dirección y energía de la cascada detectada, y realizar la separación  $\gamma$ /hadrón de los eventos, alcanzando el nivel DL2. Finalmente, los datos son copiados al centro de datos *Port d' Informació Científica* (PIC). Adicionalmente, *LSTOSA* produce gráficas para verificar la calidad de los datos, las cuales son de gran utilidad para el proceso de puesta a punto del telescopio (véase las gráficas 4.7 y 4.8), y lleva un registro de la procedencia de los productos del análisis, lo cual facilita la reproducibilidad y trazabilidad de los resultados.

<sup>10</sup><https://www.centos.org/>

<sup>11</sup>Se tiene planificado integrar en *LSTOSA* el procesamiento hasta el nivel de datos DL3. Durante esta tesis se ha llegado a implementar hasta el nivel DL2.



**Figura 4.7:** Gráfica de *Datacheck* producida por *LSTOSA*. En la parte superior se muestran los valores de la distancia cenital frente al tiempo, etiquetadas para cada *run*. En la parte intermedia los valores de la frecuencia de adquisición de datos de la cámara. En la parte inferior la corriente normalizada por ánodo de los foto-multiplicadores de la cámara.

*LSTOSA* está compuesto por un conjunto de programas escritos en *Python* que gestionan la ejecución de los diferentes programas de *cta-lstchain*, los cuales se encargan de la cadena de análisis del telescopio LST-1 (véase la sección 3.3). La organización de la ejecución de los programas se gestiona con *Cron*, y la administración de los recursos y paralelización de los procesos en el *LST-IT-C* se realiza con *SLURM*<sup>12</sup>. La cadena de análisis de *LSTOSA* utiliza ficheros de configuración, donde se definen todos los parámetros utilizados en el análisis estándar de *cta-lstchain*.

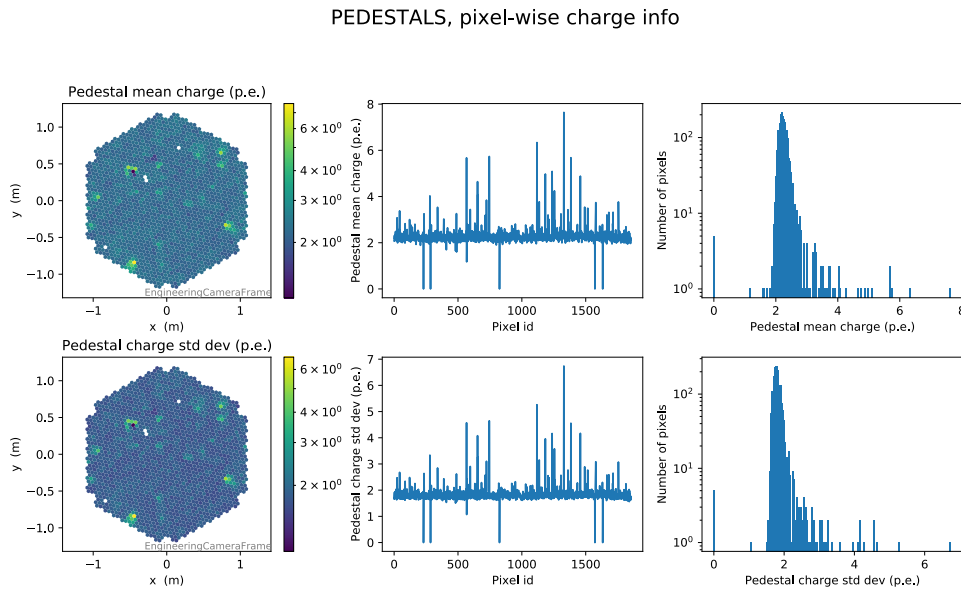
### 4.3.3 Flujo de trabajo de *LSTOSA*

*LSTOSA* inicia el análisis con la creación del fichero *Run summary*, el cual contiene un resumen de la lista de todos los *runs* de datos tomados en la noche de observación. Cada *run* es identificado según su tipo, que puede ser un *run* de prueba, de calibración o de datos de observación, teniendo cada tipo de *run* un análisis diferente. Este proceso se realiza mediante una tarea de *Cron* que genera el fichero *Run summary*.

Tras crear el fichero *Run summary*, una tarea de *Cron* lanza el programa *sequencer*, el cual genera secuencias similares a las explicadas para MAGIC (véase la sección 4.2.3), de acuerdo al tipo de *run*, y prepara una tarea para cada *run*. El programa *sequencer* genera primeramente una secuencia de calibración, que se procesa mediante el programa *calibrationsequence*. Mediante los programas correspondientes de *cta-lstchain* se generan los ficheros de DRS4 de pedestal, y los ficheros de calibración para la carga y el tiempo de la señal registrada en cada píxel.

Posteriormente, para las secuencias de datos, *sequencer* ejecuta el programa *datasequence*, que procesa las secuencias de datos de observación. A continuación se ejecuta el programa de *cta-lstchain* que se encarga de la reducción de datos desde el nivel R0 hasta el DL1, lo que incluye los procesos de limpieza de imagen y cálculo de los parámetro de imagen. Se debe recalcar que cada *run* de datos está compuesto a su vez por varios ficheros, agrupados en subconjuntos de cuatro ficheros, llamados

<sup>12</sup><https://slurm.schedmd.com/documentation.html>



**Figura 4.8:** Gráfica del *Datacheck* de *LSTOSA* mostrando información sobre el cálculo de los pedestales. Se muestran en la primera columna las gráficas de la carga media y desviación estándar en foto-electrones en la cámara. En la segunda columna la carga media y desviación estándar en foto-electrones por píxel. En la tercera columna la distribución de la carga media y desviación estándar en foto-electrones para el número de píxeles.

*subruns*, que contienen en total 53.000 eventos consecutivos. *LSTOSA* corre en paralelo sobre cada *subrun* mediante el uso de *SLURM*, que asigna una tarea a cada uno de ellos dentro del clúster del *LST-IT-C*. A continuación *LSTOSA* ejecuta para cada *subrun* el análisis de muones<sup>13</sup>, y tras completarse el análisis de muones, el proceso de *Datacheck* genera las gráficas de calidad de los datos del nivel DL1 (como ejemplo véase las gráficas 4.7 y 4.8).

Una vez que ha finalizado la reducción de datos de una secuencia hasta el nivel de DL1, se ejecuta el correspondiente programa de *cta-lstchain* que reduce los datos hasta el siguiente nivel, el DL2, y lo hace de forma sucesiva para cada secuencia. En esta etapa se aplican los modelos de *Random Forest* para la reconstrucción de la dirección, estimación de la energía y clasificación del tipo de partícula primaria que originó cada evento registrado por el telescopio (véase las secciones 3.3.3 y 3.3.4).

Tras comprobar que se han analizado todas las secuencias hasta el nivel de DL2, y que se han generado los ficheros correspondientes del análisis de muones y gráficas de *data check*, *LSTOSA* lanza el programa *closer*. La ejecución de este programa también se administra a través de *Cron* y es ejecutado cada cierto tiempo. El programa *closer* mueve los productos finales del análisis a su localización final, fusiona los ficheros de *data check* y consolida también en un solo fichero unificado cada *run* de DL2. La figura 4.9 ilustra el esquema de *LSTOSA*. Finalmente se copian los ficheros de *data check* a una página web (véase la figura 4.10), donde son accesibles a los miembros de la colaboración del LST.

El avance del análisis realizado por *LSTOSA* puede ser monitorizado a través de la página web donde se resume el estado de las secuencias analizadas (véase la figura 4.10). Actualmente, *LSTOSA* funciona de manera automática mediante la administración de tareas de *Cron*, generalmente iniciadas a las 07:00 UTC, después

<sup>13</sup>El análisis de muones es utilizado en la calibración absoluta de la luz obtenida en la cámara de los telescopios Cherenkov, para más información al respecto véase 127.

de cada noche de observación, finalizando el análisis alrededor de las 11:00 UTC. La intervención humana no es necesaria a menos que existan inconsistencias en los datos, y que se deban descartar a mano *runs* de datos de mala calidad, o que haya problemas con las secuencias de calibración.

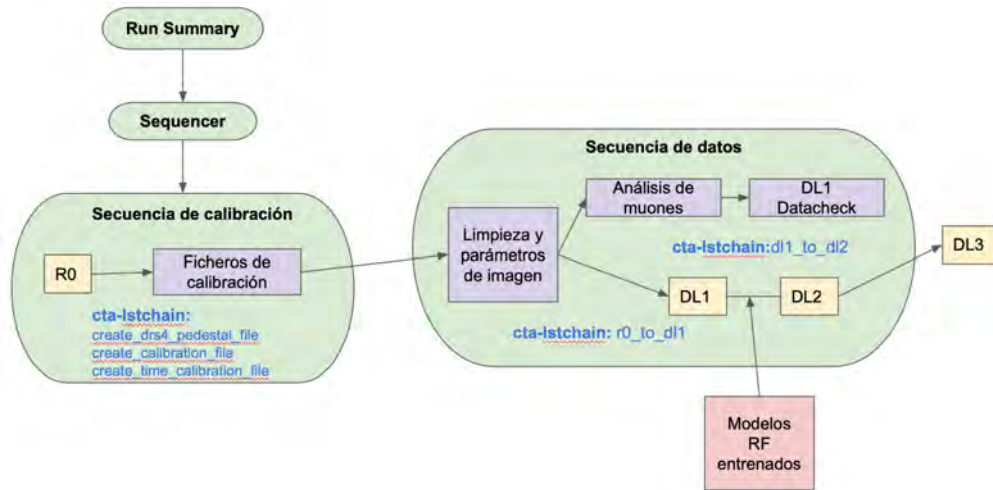


Figura 4.9: Esquema del flujo de trabajo de LSTOSA.

Sequencer al 2021-05-31 11:15:04 UTC. Date 2021\_05\_30. Telescope: LST1

Tel	Seq	Parent	Type	Run	Subruns	Source	Webbie	Action	Trigs	JobID	State	Host	CPU_time	Walltime	Exit	DL1	MUONS	DL1AB	DATACHECK	DL2
LST1	0	None	PEDCALIB	4839	5	None	None	Check	1	9048790	COMPLETED	None	00:40:16	None	0:0	None	None	None	None	None
LST1	1	0	DATA	4840	30	None	None	Check	1	9048791	COMPLETED	None	01:58:16	None	0:0	100	100	100	100	100
LST1	2	0	DATA	4841	34	None	None	Check	1	9048792	COMPLETED	None	02:24:27	None	0:0	100	100	100	100	100
LST1	3	0	DATA	4843	15	None	None	Check	1	9048793	COMPLETED	None	02:38:02	None	0:0	100	100	100	100	100
LST1	4	0	DATA	4844	35	None	None	Check	1	9048794	COMPLETED	None	02:45:44	None	0:0	100	100	100	100	100
LST1	5	0	DATA	4845	10	None	None	Check	1	9048795	COMPLETED	None	02:56:09	None	0:0	100	100	100	100	100
LST1	6	0	DATA	4846	39	None	None	Check	1	9048796	COMPLETED	None	02:59:06	None	0:0	100	100	100	100	100
LST1	7	0	DATA	4847	39	None	None	Check	1	9048797	COMPLETED	None	03:00:27	None	0:0	100	100	100	100	100
LST1	8	0	DATA	4848	30	None	None	Check	1	9048798	COMPLETED	None	03:01:13	None	0:0	100	100	100	100	100
LST1	9	0	DATA	4849	30	None	None	Check	1	9048799	COMPLETED	None	03:02:48	None	0:0	100	100	100	100	100

Figura 4.10: Captura de pantalla del contenido de la página web de LSTOSA, donde se muestra el resumen del avance del análisis para una noche de observación.

Finalmente, cabe mencionar que LSTOSA cuenta con la opción de realizar el análisis a partir de datos del nivel DL1 ya calibrados. De esta forma se evita ejecutar toda la cadena cuando solo se dan cambios en las fases finales de análisis. Se puede, por ejemplo, aplicar a los datos diferentes configuraciones de limpieza de imagen y así generar datos del nivel DL2 más adecuados para cada fuente, de acuerdo a las condiciones de cada observación. Dado que el telescopio LST-1 se encuentra todavía en fase de puesta a punto, resulta a menudo necesario repetir el análisis de los datos, por lo que esta utilidad facilita realizar múltiples análisis sin repetir la reducción hasta el nivel de DL1.

# 5

## Caracterización del telescopio LST-1 y análisis de las primeras observaciones

### Índice

---

<b>5.1</b>	<b>Introducción</b>	<b>60</b>
<b>5.2</b>	<b>Análisis con simulaciones de Monte Carlo</b>	<b>60</b>
5.2.1	Muestra de simulaciones de Monte Carlo	60
5.2.2	Umbral de energía	61
5.2.3	Resolución energética	61
5.2.4	Resolución angular	62
5.2.5	Separación $\gamma$ /hadrón	63
5.2.6	Área efectiva	64
<b>5.3</b>	<b>Análisis con observaciones de la Nebulosa del Cangrejo</b>	<b>66</b>
5.3.1	Análisis de la significancia de la señal	67
5.3.2	Mapa del cielo para la Nebulosa del Cangrejo	71
5.3.3	Análisis espectral de la Nebulosa del Cangrejo	74
5.3.4	Estimación de la resolución angular	75
<b>5.4</b>	<b>Estimación de la sensibilidad del telescopio LST-1</b>	<b>79</b>
5.4.1	Estimación de la sensibilidad con simulaciones de Monte Carlo	81
5.4.2	Estimación de la sensibilidad con observaciones de la Nebulosa del Cangrejo	82
<b>5.5</b>	<b>Análisis de las primeras observaciones de AGNs</b>	<b>84</b>
5.5.1	Markarian 421	86

5.5.2 Markarian 501 . . . . .	87
5.5.3 1ES1959+560 . . . . .	90
<b>5.6 Resumen y conclusiones . . . . .</b>	<b>93</b>

## 5.1 Introducción

Como se ha mencionado en la sección 2.4.1 el telescopio LST-1 es el primer prototipo de los telescopios de gran tamaño que formarán parte de CTA-Norte. El LST-1 se encuentra todavía en la fase de puesta a punto, por lo que es de gran importancia evaluar su comportamiento en condiciones reales de observación. En este capítulo se evaluará en primer lugar el funcionamiento del LST-1 a partir de simulaciones de Monte Carlo y luego con observaciones de la Nebulosa del Cangrejo. Posteriormente se presentarán los resultados obtenidos de las observaciones realizadas con otras fuentes de rayos  $\gamma$  del tipo AGN, como son Markarian 421, Markarian 501 y 1ES 1969+560.

Para evaluar el funcionamiento del telescopio y obtener los resultados finales de las fuentes analizadas (significancia de la detección, reconstrucción espectral y mapas del cielo), se ha utilizado código desarrollado por el autor de esta tesis, principalmente en *Python*, la cadena de análisis de *cta-lstchain* en su versión v.0.7.3, y LSTOSA (véase la sección 4.3) para la reconstrucción de los datos hasta el nivel DL2 (véase la tabla 3.1).

Es importante mencionar que los resultados detallados en este capítulo corresponden al estado que presentaba la cadena de análisis con la versión de *cta-lstchain* 0.7.3 y el telescopio LST-1 en la primavera de 2021, por lo que no reflejan lo alcanzado actualmente, ya que tanto el telescopio como su cadena de análisis han sufrido mejoras posteriores a este análisis.

## 5.2 Análisis con simulaciones de Monte Carlo

### 5.2.1 Muestra de simulaciones de Monte Carlo

El análisis de los datos tomados con telescopios Cherenkov requiere el uso de simulaciones Monte Carlo. En nuestro caso hemos utilizado simulaciones producidas específicamente para los telescopios de tipo LST del observatorio del hemisferio Norte de CTA. La producción incluye simulaciones de rayos  $\gamma$  *puntuales*, es decir procedentes de una fuente puntual situada en la dirección de apuntado del telescopio (para simular observaciones en modo *ON*) o a  $0.4^\circ$  de esta (para simular observaciones en modo *wobble*), rayos  $\gamma$  difusos procedentes de una fuente extensa, protones y electrones. Las partículas primarias de estas simulaciones fueron producidas con un ángulo cenital de  $20^\circ$  y un índice espectral de -2.0. En la tabla 5.1 se resumen las principales características de la muestra de Monte Carlo utilizada.

	$\gamma_s$ $0.0^\circ$	$\gamma_s$ $0.4^\circ$	$\gamma_s$ difusos	electrones	protones
Rango de energía	5 GeV - 50 TeV	5 GeV - 50 TeV	5 GeV - 50 TeV	5 GeV - 50 TeV	10 GeV - 100 TeV
Cono de visión (view-cone)	$0^\circ$	$0^\circ$	$6^\circ$	$6^\circ$	$10^\circ$
Rango central (core-range)	800 m	800 m	1000 m	1000 m	1500 m
Eventos generados	$1 \times 10^8$	$1 \times 10^8$	$1 \times 10^9$	$1.2 \times 10^9$	$5 \times 10^9$
Eventos detectados	1891433	1876009	1974998	1968169	1361493

**Tabla 5.1:** Parámetros principales de la muestra de Monte Carlo utilizada.

Con la finalidad de que los resultados obtenidos del análisis de la muestra de Monte Carlo sean lo más parecidos posibles a los obtenidos con datos reales de la Nebulosa del Cangrejo, los Monte Carlo han sido procesados con la misma versión de *cta-lstchain* v.0.7.3, descrita en la sección 3.3, pero introduciendo dos modificaciones fundamentales. La primera modificación es la utilización de únicamente la isla principal de la imagen, es decir, solo se utilizará el grupo de píxeles cuyas señales superen los umbrales de limpieza descritos en la sección 3.3.2. Este cambio ha permitido que el espectro de energía obtenido para la Nebulosa del Cangrejo se ajuste al obtenido por MAGIC en las regiones de energía más alta del espectro (véase la sección 5.3.3). La segunda modificación es la introducción de un ruido de Poisson en cada píxel de los eventos de Monte Carlo, para poder ajustar la resolución angular simulada a la medida. Esta segunda modificación fue realizada por A. Moralejo [128]. Nos referiremos a la muestra de Monte Carlo obtenida tras aplicar estas dos modificaciones como Monte Carlo *ajustado al Crab*. Para representar las observaciones realizadas en modo *wobble* se han utilizado los rayos  $\gamma$  generados para una fuente puntual situada a  $0.4^\circ$  de la dirección de apuntado del telescopio.

Para el análisis de la sensibilidad del telescopio LST-1 (véase la sección 5.4) y de las primeras observaciones de AGNs (véase la sección 5.5) se ha utilizado la muestra de Monte Carlo a la que nos referiremos como *estándar*, la cual no incluye las dos modificaciones anteriormente explicadas necesarias para reproducir el espectro de la Nebulosa del Cangrejo.

### 5.2.2 Umbral de energía

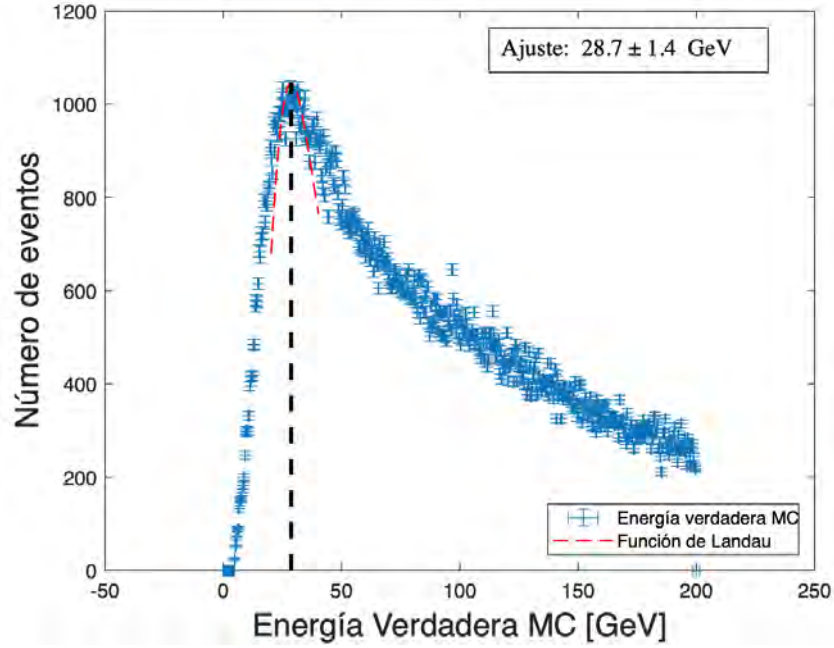
El umbral de energía de un telescopio Cherenkov se define como la energía para la cual la distribución de energía de los rayos  $\gamma$  simulados alcanza su máximo. Esta energía umbral dependerá de los cortes empleados en el análisis y del espectro utilizado para simular los rayos  $\gamma$ , siendo este típicamente una ley de potencias de índice espectral -2.6 [116]. Como se especificó en la sección 5.2.1 para esta tesis se ha utilizado un índice espectral de -2.0, debido a que es el espectro con el cual se generaron las simulaciones de Monte Carlo utilizadas. Para estimar la energía umbral se ha utilizado la muestra de rayos  $\gamma$  *puntuales* de Monte Carlo *ajustado al Crab*, con unos cortes considerados suaves: *intensity* > 50 phe, *leakage* < 0.2 y *gammaness* > 0.3. Para obtener con mayor precisión el valor del pico, se ha realizado un ajuste a una distribución de Landau con la aproximación de la función de Moyal, cuya función de densidad de probabilidad viene dada por [129]:

$$f(x) = \sqrt{\frac{e^{-(x+e^{-x})}}{2\pi}} \quad (5.1)$$

La figura 5.1 muestra el umbral de energía obtenido, siendo este de 28.7 GeV con una incertidumbre de  $\pm 1.4$  GeV. El umbral de energía que se espera conseguir con los telescopios de tipo LST, cuando se tenga más de un telescopio de este tipo en funcionamiento y la condición de trigger mejore, es de aproximadamente 20 GeV.

### 5.2.3 Resolución energética

La resolución energética es uno de los principales parámetros de un telescopio. Ya que entrega información de la precisión a la hora de estimar la energía de los rayos  $\gamma$  que originaron las cascadas detectadas. Para este estudio se ha utilizado la muestra de rayos  $\gamma$  *puntuales* de Monte Carlo *ajustado al Crab*. La resolución energética viene definida por el percentil 68% de la distribución  $\Delta E/E_v$ , donde  $\Delta E$  es el error relativo de la reconstrucción de la energía, dado por  $E_r - E_v$ , siendo  $E_r$  la

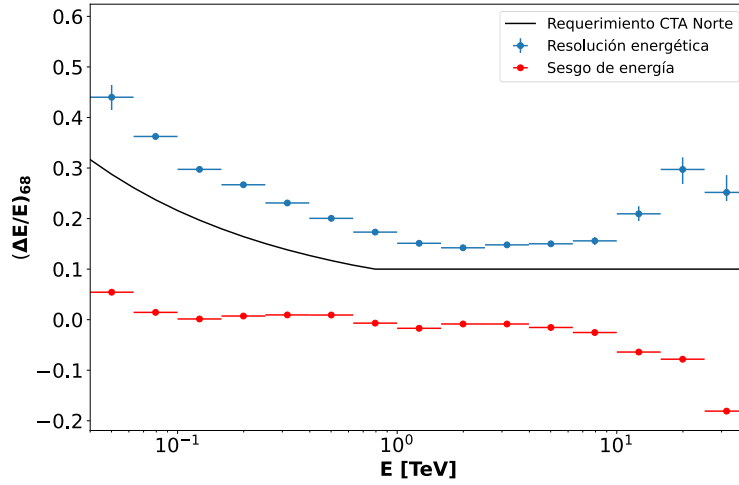


**Figura 5.1:** Distribución de la energía verdadera de la muestra de rayos  $\gamma$  de Monte Carlo *ajustado al Crab*, para observaciones en modo *wobble*, con la fuente situada a  $0.4^\circ$  del centro de la cámara. Para la obtención del máximo se ha realizado un ajuste a una distribución de Landau. El índice espectral utilizado es  $-2.0$ . El umbral de energía medido es de  $28.7$  GeV con una incertidumbre de  $1.4$  GeV.

energía reconstruida y  $E_v$  la energía verdadera, es decir la utilizada para generar las simulaciones. El sesgo de la reconstrucción de energía viene dado por el valor medio de la distribución. La resolución de la energía y el sesgo se muestran en la figura 5.2, en la que se ha incluido como referencia el requerimiento de diseño de CTA-Norte para este parámetro. Los cortes utilizados son los siguientes:  $intensity > 50$  phe,  $leakage < 0.2$ ,  $gammaness > 0.5$  y  $\theta^2 < 0.1^\circ$ . Los valores de la resolución de energética y el sesgo de energía se muestran en la tabla 5.2. Se puede observar en la figura 5.2 que con el LST-1 se alcanzan valores de resolución de energía del 20% para energías entre 1 y 10 TeV, los cuales están por encima del requerimientos de diseño de CTA-Norte. Esto se debe a que el requerimiento de resolución energética mostrado en la figura es el que se espera lograr con todo el observatorio CTA-Norte al completo, y no con un único telescopio como el LST-1.

#### 5.2.4 Resolución angular

La resolución angular da una medida de que tan bien se ha reconstruido la dirección de la llegada de los rayos  $\gamma$ . Es definida de manera análoga a la resolución energética, usando en este caso el error relativo correspondiente a la diferencia entre la dirección verdadera y la dirección reconstruida. La figura 5.3 muestra la resolución angular obtenida por intervalo de energía, para la muestra de Monte Carlo *ajustado al Crab* de rayos  $\gamma$  *puntuales*. Los resultados se comparan con la resolución angular requerida por CTA-Norte, y los valores se muestran en la tabla 5.3. Los cortes utilizados para obtener la resolución angular son los mismos que se utilizaron para la resolución energética. Se puede observar que la resolución angular alcanzada está por debajo de  $0.3^\circ$  para decenas de GeV, y por debajo de  $0.2^\circ$  en el rango de los TeV. Estos valores mejorarán cuando entren en funcionamiento el resto de telescopios de CTA-Norte.



**Figura 5.2:** Resolución energética para la muestra de rayos  $\gamma$  *puntuales* de Monte Carlo en *azul*, el sesgo de energía en *rojo* y el requerimiento de resolución de energía de CTA-Norte en *negro*. El requerimiento no es alcanzado ya que actualmente se cuenta con un único telescopio LST-1, y el requerimiento ha sido planteado para el observatorio CTA-Norte completo.

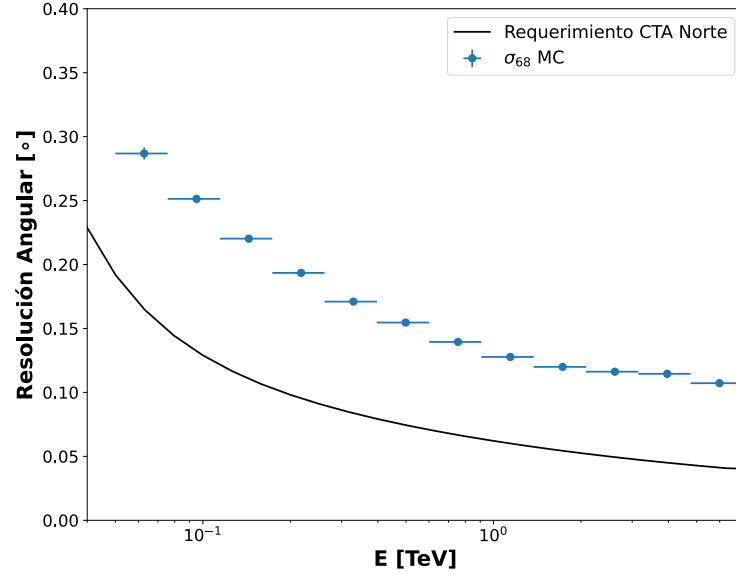
$E_{medio}$ [TeV]	$(\Delta E/E_v)_{68}$ %	Sesgo
0.03	46.00	0.19
0.05	44.01	0.05
0.08	36.24	0.01
0.13	29.73	0.00
0.20	26.69	0.01
0.32	23.09	0.01
0.51	20.04	0.01
0.82	17.32	-0.01
1.29	15.11	-0.02
2.05	14.22	-0.01
3.25	14.80	-0.01
5.14	15.01	-0.02
8.15	15.59	-0.03
12.92	20.94	-0.06
20.48	29.72	-0.08
32.46	25.18	-0.18

**Tabla 5.2:** Resolución energética  $(\Delta E/E_v)_{68}$  y sesgo en función de la energía, para la muestra de rayos  $\gamma$  *puntuales* de Monte Carlo simulados con una desviación de  $0.4^\circ$  desde el centro de la cámara.

### 5.2.5 Separación $\gamma$ /hadrón

La separación  $\gamma$ /hadrón es fundamental para el discernimiento del tipo de cascada detectada. Como se detalló en la sección 3.3.4, esta parte del análisis se realiza mediante la aplicación de modelos de clasificación de tipo *Random Forest* (RF) (véase el apéndice B).

Una forma típica de evaluar la calidad de los modelos de clasificación es la utilización del cálculo del área bajo la curva ROC (Receiver Operator Characteristic),



**Figura 5.3:** Resolución angular por intervalo de energía, obtenida para la muestra de rayos  $\gamma$  puntuales de Monte Carlo *ajustado al Crab* con una separación de  $0.4^\circ$  del centro de la cámara, para simular observaciones de tipo *wobble*. Se muestra también el requerimiento de CTA-Norte para la resolución angular en *negro*.

también conocida como Diagrama Neyman-Pearson. La curva ROC muestra la tasa de rayos  $\gamma$  correctamente clasificados (verdaderos positivos) frente a la tasa de protones mal clasificados como rayos  $\gamma$  (falsos positivos), al variar el umbral de la variable de discriminación, en este caso llamada *gammaness*. Cuanto más se acerque a 1 el valor del área bajo la curva ROC, parámetro llamado *auc score*, el modelo será un mejor clasificador.

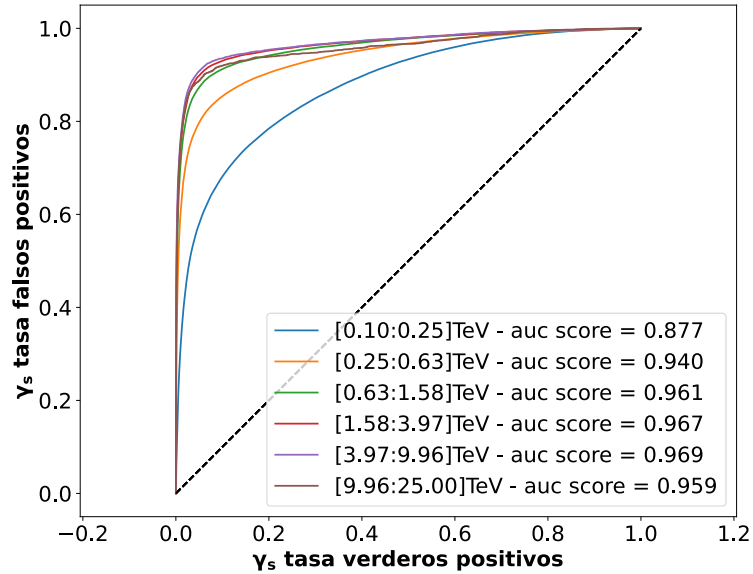
La figura 5.4 muestra los resultados del área bajo la curva ROC obtenidos con una mezcla de protones y rayos  $\gamma$  de la muestra de Monte Carlo *ajustado al Crab*. Los resultados del área bajo la curva ROC corresponden a la comparación entre el tipo verdadero de partícula simulada (sea  $\gamma$  o protón) y el valor de *gammaness* obtenido con el modelo de RF de clasificación (véase la sección 3.3.4). Se puede observar en la figura que el resultado del área bajo la curva mejora conforme aumenta la energía de los rayos  $\gamma$  simulados, siendo el primer intervalo estudiado entre 100 y 250 GeV en el que se obtiene el peor resultado, correspondiente a 0.87.

### 5.2.6 Área efectiva

Para un sólo telescopio Cherenkov de imagen atmosférica, como es el caso del LST-1, el tamaño de la región donde impacta la luz Cherenkov en tierra (*Cherenkov light pool*), que es de aproximadamente 120 metros, determina la llamada área efectiva de detección del telescopio 100 (véase la sección 2.2.4). Cascadas cuyo punto de impacto en el suelo esté en esta área en torno al telescopio serían detectadas, si bien, su detección dependerá también de la energía de la cascada y su dirección de llegada. El área efectiva se calcula de acuerdo a la siguiente expresión:

$E_{media}$ [TeV]	$\sigma_{68,MC}$ [°]	$\Theta_{Gauss}$ [°]	$\Theta_{68}$ [°]
0.06	0.29	--	0.33
0.10	0.25	0.19	0.33
0.14	0.22	0.15	0.32
0.22	0.19	0.14	0.30
0.33	0.17	0.13	0.27
0.50	0.15	0.13	0.23
0.75	0.14	0.09	0.20
1.14	0.13	0.11	0.18
1.73	0.12	0.14	0.21
2.62	0.12	0.06	0.26
3.96	0.11	--	0.27
5.99	0.11	--	0.29

**Tabla 5.3:** Resolución angular en función de la energía para la muestra de Monte Carlo,  $\sigma_{68,MC}$ , y para los datos de la muestra de *prueba* (véase la tabla 5.4) de la Nebulosa del cangrejo con los métodos del ajuste gaussiano  $\Theta_{Gauss}$  y del percentil  $\Theta_{68}$ .



**Figura 5.4:** Resultados del área bajo la curva ROC para varios intervalos de energía de la muestra de protones y rayos  $\gamma$  de Monte Carlo *ajustado al Crab*.

$$A_{ef}(E) = \frac{N(E)}{N_0(E)} \times \pi r_{max}^2 \quad (5.2)$$

donde  $N(E)$  es el número de eventos que sobreviven a los cortes aplicados por intervalo de energía,  $N_0(E)$  es el número total de eventos simulados en cada intervalo de energía, y  $r_{max}$  es el rango de impacto máximo de las cascadas de los eventos simulados. La expresión  $\pi r_{max}^2$  define el área utilizada para simular los eventos. Los

eventos además son pesados de acuerdo al índice espectral de las simulaciones de Monte Carlo, que en este caso es  $-2.0$ . Se debe recalcar que el ángulo cenital con el cual fueron generadas las simulaciones de Monte Carlo es de  $20^\circ$  (véase la sección 5.2.1). Durante la realización de esta tesis aún no se habían realizado simulaciones de Monte Carlo con ángulos cenitales diferentes. La figura 5.5 muestra el área efectiva calculada con la muestra de rayos  $\gamma$  de Monte Carlo *ajustado al Crab*, con los siguientes cortes:  $intensity > 50$  phe,  $leakage < 0.2$ ,  $gammaness > 0.8$  y  $\theta^2 < 0.06^{\circ^2}$ . Estos cortes han sido escogidos debido a que son los mismos cortes que se utilizarán en el cálculo del espectro de la Nebulosa del Cangrejo (véase la sección 5.3.3).

Se puede observar en la figura 5.5 que a bajas energías el área efectiva es muy pequeña, pues los rayos  $\gamma$  producen cascadas muy débiles. A medida que aumenta la energía el área efectiva va creciendo rápidamente hasta llegar a una meseta en torno a  $0.8$  TeV. A las energías más altas el área efectiva empieza a decaer lentamente debido al limitado campo de visión del telescopio y al corte aplicado en el parámetro de imagen  $leakage$  (véase el apéndice A).

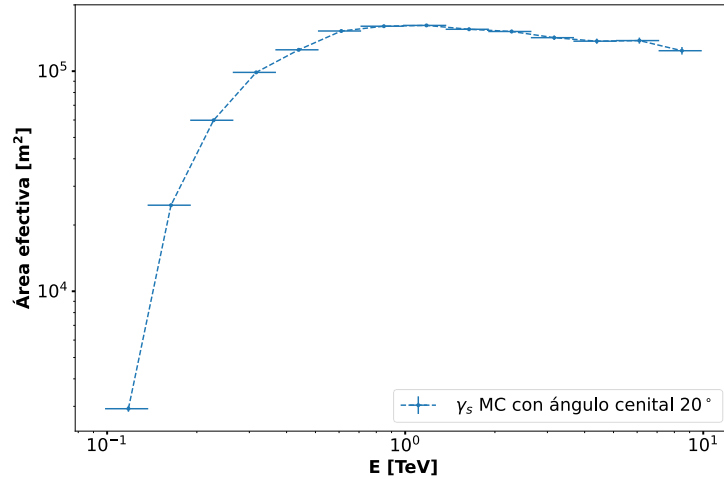
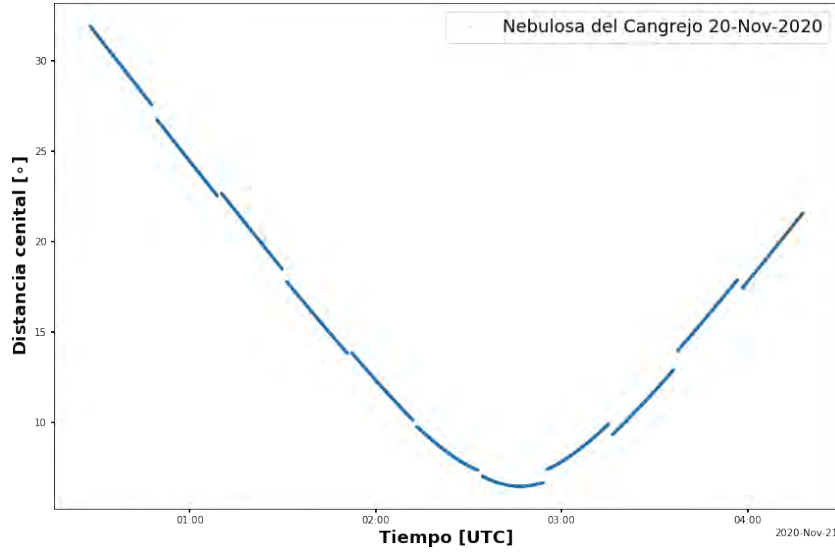


Figura 5.5: Área efectiva calculada con la muestra de rayos  $\gamma$  de Monte Carlo *ajustado al Crab*.

### 5.3 Análisis con observaciones de la Nebulosa del Cangrejo

Con la finalidad de caracterizar el telescopio LST-1, se ha realizado el análisis de datos reales de la Nebulosa del Cangrejo (véase la sección 1.6.1, para más detalles sobre la Nebulosa del Cangrejo). Para esto se han escogido en primer lugar los datos correspondientes al 20 de Noviembre del 2020, donde se tomaron aproximadamente 208 minutos de datos, con condiciones climatológicas y atmosféricas relativamente buenas. A esta muestra la hemos denominado como muestra de *prueba*. En la tabla 5.4 se muestra la información de la muestra de *prueba*. El ángulo cenital de los datos seleccionados es menor de  $30^\circ$ , con el fin de minimizar las discrepancias con las simulaciones de Monte Carlo, ya que estas han sido generadas para una distancia cenital de  $20^\circ$ . Esta muestra de datos ha sido procesada con modelos de RF entrenados con la muestra de Monte Carlo *ajustado al Crab* y con la configuración



**Figura 5.6:** Variación del ángulo cenital de la muestra de *prueba* de datos de la Nebulosa del Cangrejo (véase la tabla 5.4).

de limpieza de imagen estándar (véase la sección 3.3.2). La figura 5.6 muestra la variación del ángulo cenital de la muestra de *prueba* (véase la tabla 5.4). Además, cabe recalcar que el presente estudio es un análisis "independiente de la posición de la fuente", lo que quiere decir que no se han utilizado parámetros que asuman la posición real de la fuente en la cámara en la reconstrucción de los parámetros de imagen ni en el entrenamiento de los modelos de RF.

### 5.3.1 Análisis de la significancia de la señal

Una de las partes principales del análisis de fuentes de rayos  $\gamma$  consiste en estimar la probabilidad de que la señal detectada no sea debida a las fluctuaciones del fondo de rayos cósmicos. Para la extracción de la señal es útil el análisis de la distribución del parámetro  $\theta^2$ , definido como la distancia angular entre la posición verdadera y la posición reconstruida de la fuente al cuadrado (véase el apéndice A). Si existe un exceso de rayos  $\gamma$  proveniente de la dirección de la fuente, entonces en la distribución de  $\theta^2$  debería aparecer un pico en torno a  $\theta^2 = 0$ .

La estimación de la significancia de la señal en la distribución del parámetro  $\theta^2$  se ha realizado utilizando el método de Li&Ma descrito en [130]. En este se define una zona ON de la observación, donde se espera tener la señal de la fuente mezclada con el fondo de fluctuaciones de rayos cósmicos, y una zona OFF, que contendrá únicamente señal debida al fondo. Utilizando estas dos zonas se puede obtener el exceso de eventos de rayos  $\gamma$  con la siguiente expresión:

$$N_{ex} = N_{on} - \alpha \cdot N_{off} \quad (5.3)$$

donde  $N_{on}$  y  $N_{off}$  son el número de eventos en las zonas ON y OFF que sobreviven a los cortes de separación  $\gamma$ /hadrón respectivamente, y siendo  $\alpha$  el factor de normalización, obtenido como el cociente entre el número de eventos ON y OFF en una región alejada de la fuente. Al ser observaciones de tipo *wobble* se ha utilizado únicamente la región OFF localizada a  $180^\circ$  de la posición ON (véase la figura 3.8) ya que en las regiones más cercanas a la fuente existe una contaminación significativa de rayos  $\gamma$ , lo cual afecta el análisis de la significancia de la señal. La magnitud de la

Fecha de Observación	Tiempo Efectivo [min]
20-11-2020	207.70

**Tabla 5.4:** Datos de la fecha de observación y su correspondiente tiempo efectivo para la muestra de *prueba*.

significancia se calcula de acuerdo a la fórmula (17) de Li&Ma [130]:

$$S = \sqrt{2} \left\{ N_{on} \cdot \ln \left[ \frac{1 + \alpha}{\alpha} \right] \left( \frac{N_{on}}{N_{on} + N_{off}} \right) + N_{off} \cdot \ln \left[ (1 + \alpha) \left( \frac{N_{off}}{N_{on} + N_{off}} \right) \right] \right\}^{1/2} \quad (5.4)$$

Se han obtenido las distribuciones del parámetro  $\theta^2$  para la muestra de *prueba* de datos de la Nebulosa del Cangrejo (véase la tabla 5.4) utilizando tanto cortes fijos como cortes optimizados en intervalos de energía de los parámetros  $\theta^2$  y *gammaness*.

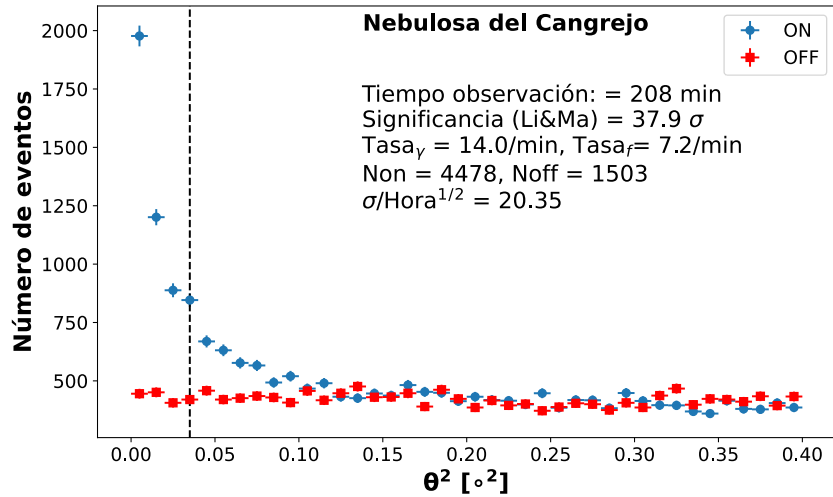
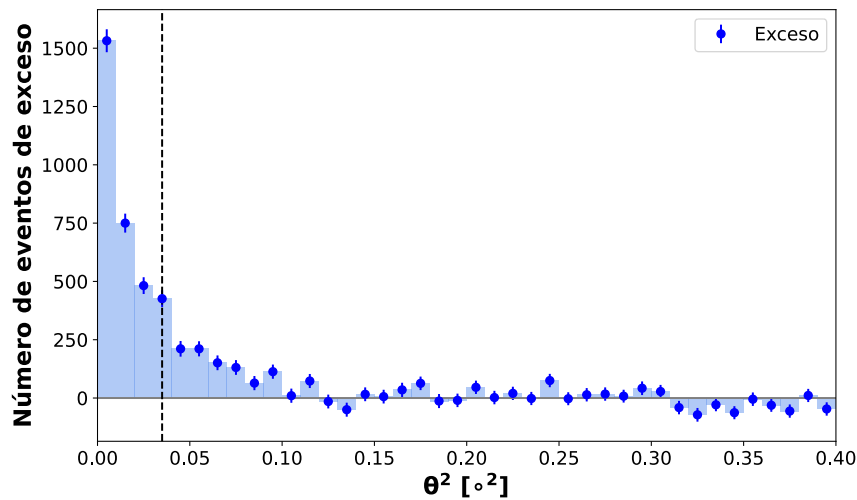
### Cortes de $\theta^2$ y *gammaness* fijos

Las figuras 5.7a y 5.7b muestran la distribución del parámetro  $\theta^2$  y la señal resultante tras substraer el fondo, obtenidas aplicando los siguientes cortes fijos: *intensity* > 50 phe, *leakage* < 0.2, *width/length* > 0.1, *r* > 1, *gammaness* > 0.75 y  $\theta^2 < 0.035^{\circ 2}$ . Se puede ver en las figuras claramente un exceso en la zona cercana a  $\theta^2 = 0$ , cuya significancia estadística es de  $37.9 \sigma$ . La significancia mínima, que típicamente se utiliza para establecer que se ha detectado una señal de rayos  $\gamma$  es de  $5 \sigma$ . El área de normalización escogida para el parámetro  $\alpha$  de la fórmula de Li&Ma está entre  $0.1^{\circ 2}$  y  $0.3^{\circ 2}$ , ya que se ha utilizado únicamente la zona OFF de  $180^{\circ}$  rotada desde la posición ON de la fuente.

### Cortes de $\theta^2$ y *gammaness* dependientes de la energía

Los cortes óptimos de significancia por intervalo de energía han sido obtenidos buscando la combinación de cortes de *gammaness* y  $\theta^2$  que maximizaban la significancia en cada intervalo. Para esto se ha utilizado una muestra independiente de datos de la Nebulosa del Cangrejo, obtenidos por el telescopio LST-1 entre los meses de noviembre del año 2020 y el mes de marzo del año 2021, denominada muestra de *entrenamiento*. El tiempo total de observación es de 32 horas, y la distribución del ángulo cenital va de  $8^{\circ}$  a  $50^{\circ}$  aproximadamente. En la tabla 5.5 se muestran la fecha y el tiempo efectivo de observación de esta muestra de datos. El tiempo efectivo tiene en cuenta el tiempo muerto debido a los procesos de calibración y a la electrónica de adquisición de datos. La tabla 5.6 resume los valores obtenidos de estos cortes óptimos por intervalo de energía.

Los cortes de la tabla 5.6 han sido aplicados a la muestra de *prueba* de los datos de la Nebulosa del Cangrejo (véase la tabla 5.4), para calcular la significancia por intervalo de energía. En la figura 5.8 se muestran los resultados obtenidos para la significancia de la señal por intervalo de energía, los cuales también se resumen en la tabla 5.7. Las figuras 5.9 y 5.10 muestran las distribuciones del parámetro  $\theta^2$  y la señal resultante por intervalo de energía. Se puede observar en las figuras referidas que la señal de la nebulosa es detectada en el rango de energía que va desde los

(a) Distribución del parámetro  $\theta^2$ .

(b) Distribución del número de eventos de exceso tras sustraer el fondo.

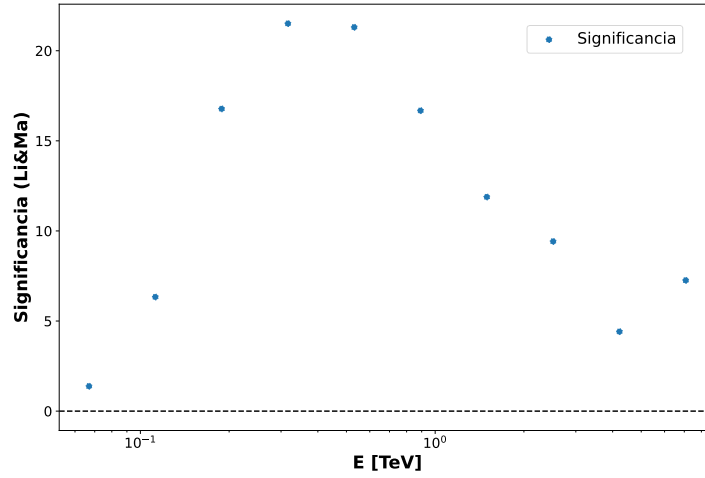
**Figura 5.7:** (a) Distribución del parámetro de imagen  $\theta^2$  y (b) de la señal resultante tras sustraer el fondo para los datos de la muestra de *prueba* de la Nebulosa del Cangrejo del día de referencia escogido (véase la tabla 5.4), analizados utilizando cortes fijos. Se muestran además: los valores de la significancia de la señal, tasa de rayos  $\gamma$  y de fondo de rayos cósmicos por minuto, número de eventos en la zona ON, número de eventos en la zona OFF y significancia por raíz cuadrada de hora de observación. La línea discontinua vertical muestra el corte en  $\theta^2$  utilizado para calcular la significancia de la detección.

Fecha de Observación	Tiempo Efectivo [min]
18-11-2020	108.44
19-11-2020	38.47
20-11-2020	207.70
21-11-2020	94.44
07-12-2020	68.78
13-12-2020	18.99
14-12-2020	36.57
15-12-2020	203.27
17-12-2020	75.16
18-12-2020	56.93
10-02-2021	146.10
11-02-2021	36.40
13-02-2021	108.72
15-02-2021	163.12
16-02-2021	146.03
09-03-2021	18.23
10-03-2021	74.11
11-03-2021	63.07
12-03-2021	46.02
13-03-2021	61.32
14-03-2021	62.44
15-03-2021	73.76
<b>Total [Horas]</b>	<b>31.80</b>

**Tabla 5.5:** Datos de la fecha de observación de la Nebulosa del Cangrejo con el telescopio LST-1 y su correspondiente tiempo efectivo, utilizados como muestra de *entrenamiento*.

$E_{media}$ [TeV]	gammaness	$\theta^2$
0.07	0.50	0.01
0.11	0.50	0.04
0.19	0.65	0.04
0.32	0.70	0.05
0.53	0.65	0.04
0.89	0.80	0.05
1.50	0.60	0.06
2.51	0.60	0.09
4.22	0.50	0.06
7.08	0.65	0.06
11.88	0.65	0.04
19.95	0.50	0.03

**Tabla 5.6:** Cortes de *gammaness* y  $\theta^2$  que optimizan la significancia en cada intervalo de energía, obtenidos con la muestra de *entrenamiento* de la tabla [5.5](#).



**Figura 5.8:** Significancia en la señal de la Nebulosa del Cangrejo por intervalo de energía.

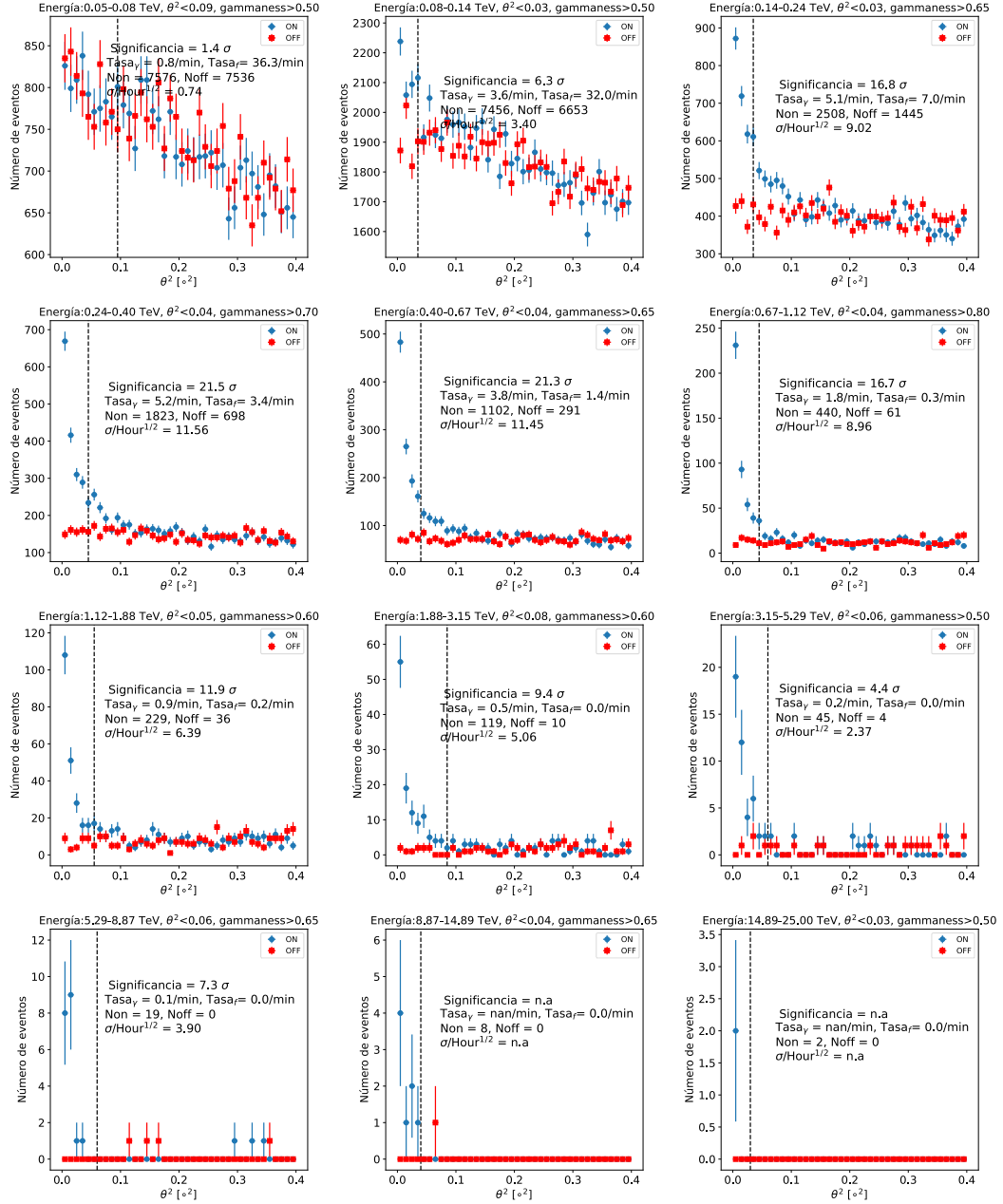
$E_{media}$ [TeV]	Significancia	Non	Noff	$\alpha$
0.07	1.38	7576	7536	0.98
0.11	6.33	7456	6653	1.01
0.19	16.78	2508	1445	1.01
0.32	21.51	1823	698	1.05
0.53	21.30	1102	291	1.07
0.89	16.68	440	61	1.13
1.50	11.89	229	36	1.09
2.51	9.42	119	10	1.21
4.22	4.41	45	4	1.86
7.08	7.26	19	0	0.33
11.88	--	8	0	--
19.95	--	2	0	--

**Tabla 5.7:** Resultados de la significancia de la señal para la muestra de *prueba* de la Nebulosa del Cangrejo (véase la tabla 5.4) por intervalo de energía. Se muestran además los valores del número de eventos en las zonas ON y OFF, y el factor de normalización  $\alpha$  utilizado en la fórmula de Li&Ma.

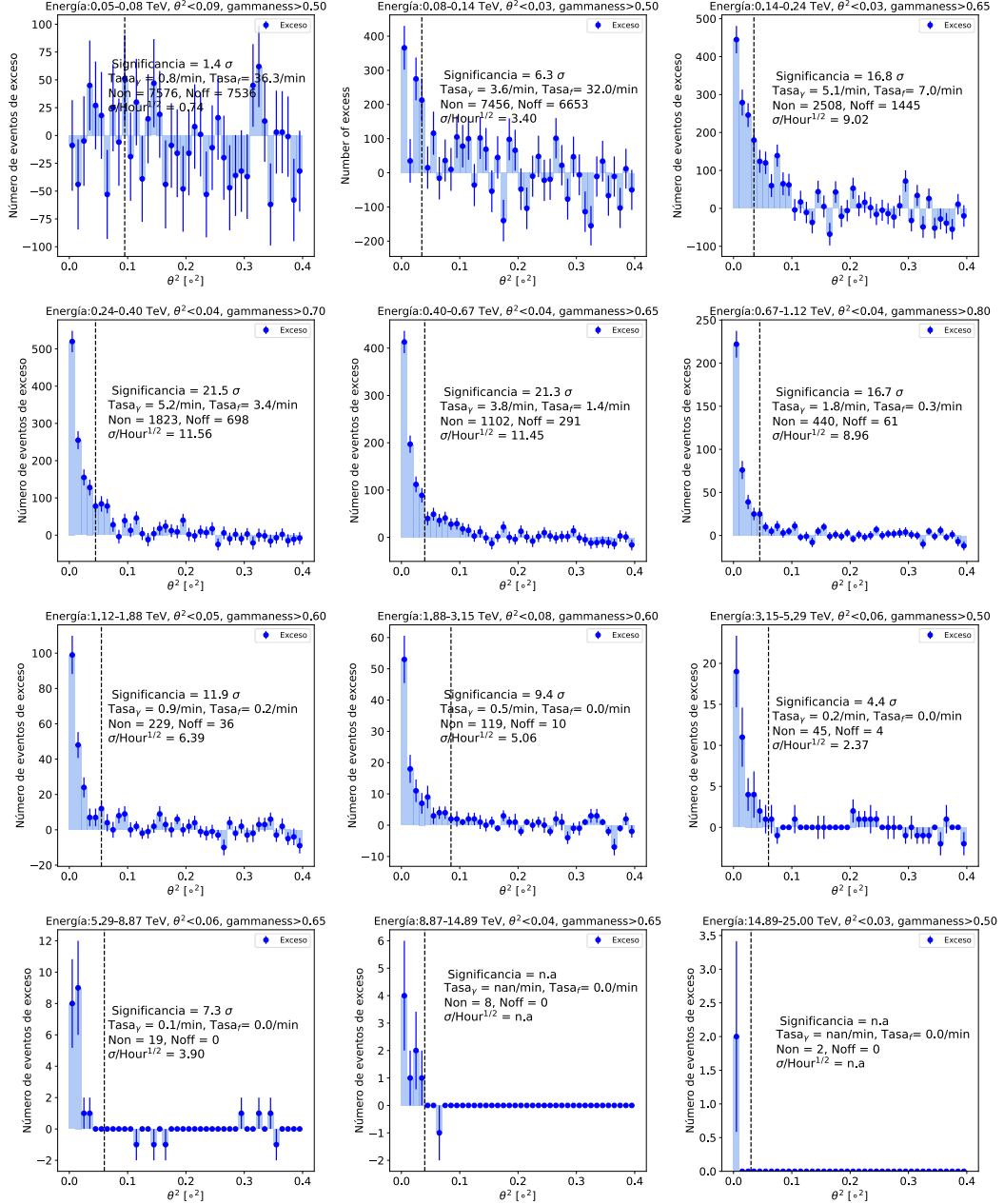
0.08 TeV hasta los 3.15 TeV. A energías más altas la significancia va decayendo y la estadística de los eventos se vuelve escasa. La significancia máxima de  $21 \sigma$  se alcanza en el rango de energía entre 0.24 TeV y 0.67 TeV.

### 5.3.2 Mapa del cielo para la Nebulosa del Cangrejo

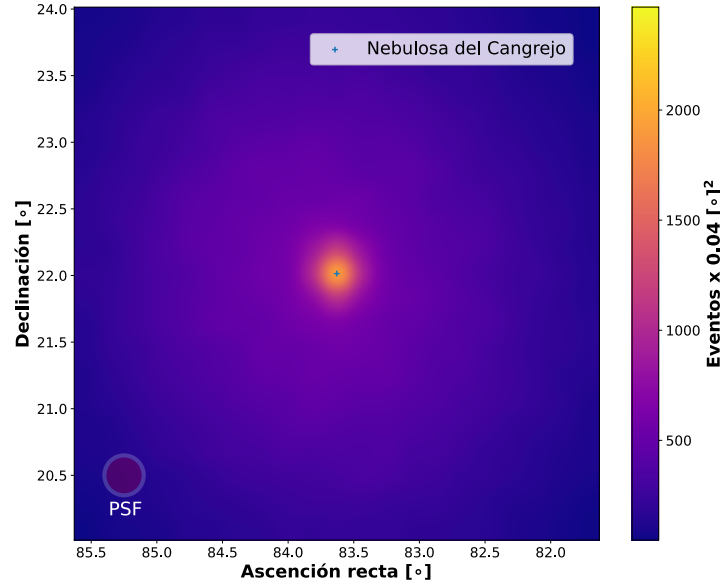
Comparando la dirección de llegada de los eventos reconstruidos, considerados como rayos  $\gamma$ , con la posición nominal de la fuente es posible estimar la precisión de apuntado y la resolución angular del telescopio. Para esto se ha obtenido un mapa del cielo con la dirección reconstruida de cada evento, una vez aplicados los cortes de separación  $\gamma$ /hadrón:  $intensity > 300$  phe,  $leakage < 0.2$ ,  $gammaness > 0.7$  y  $\theta^2 < 0.03^{\circ 2}$ . Estos cortes han sido seleccionados con la finalidad de reducir la influencia de posibles efectos sistemáticos.



**Figura 5.9:** Distribuciones del parámetro de imagen  $\theta^2$  para la muestra de *prueba* de la Nebulosa del Cangrejo (véase la tabla 5.4), obtenidas con los cortes de  $\theta^2$  y *gammaness* optimizados en cada intervalo de energía. Se muestran además: los valores de la significancia de la señal, la tasa de rayos  $\gamma$  y del fondo de rayos cósmicos por minuto, el número de eventos en la zona ON, número de eventos en la zona OFF y la significancia por raíz cuadrada de hora de observación. La línea discontinua vertical muestra el corte en  $\theta^2$ . El tiempo total de observación fue de 208 minutos.



**Figura 5.10:** Distribuciones del exceso de eventos sobre el nivel de fondo en la distribución del parámetro  $\theta^2$ , para la muestra de *prueba* la Nebulosa del Cangrejo (véase la tabla 5.4), obtenidas con los cortes óptimos de  $\theta^2$  y *gammaness* por intervalo de energía. Se muestran además: los valores de la significancia de la señal, la tasa de rayos  $\gamma$  y del fondo de rayos cósmicos por minuto, el número de eventos en la zona ON, número de eventos en la zona OFF y la de significancia por raíz cuadrada de hora de observación. La línea discontinua vertical muestra el corte en  $\theta^2$ . El tiempo total de observación fue de 208 minutos.



**Figura 5.11:** Mapa del cielo obtenido con la dirección reconstruida de los eventos supervivientes a los cortes de separación  $\gamma$ /hadrón, para los datos de la muestra de *prueba* de la Nebulosa del Cangrejo (véase la tabla 5.4). La cruz central indica la posición nominal de la fuente. El círculo en la esquina inferior izquierda muestra el tamaño aproximado de la función de dispersión puntual (PSF, Point Spread Function) del telescopio, que englobaría el 68% de los sucesos. La barra de color indica el número de eventos en cada región de  $0.04^\circ^2$ .

La figura 5.11 muestra el mapa en coordenadas celestes para los eventos reconstruidos de la muestra de *prueba* de la Nebulosa del Cangrejo (véase la tabla 5.4). El mapa ha sido suavizado, utilizando una interpolación gaussiana y normalizándolo dentro de un área de  $4^\circ$ . La barra de color indica el número de eventos para cada región de  $0.04^\circ^2$ . Se puede inferir de la figura que la dirección de los eventos reconstruidos después de los cortes de separación  $\gamma$ /hadrón coincide con la posición nominal de la fuente en el cielo. El mapa es el esperado para a una fuente puntual, según la función de dispersión puntual (PSF, Point Spread Function) del telescopio LST-1, no observándose efectos sistemáticos de desplazamiento de la posición.

### 5.3.3 Análisis espectral de la Nebulosa del Cangrejo

El flujo de rayos  $\gamma$  que una fuente emite por unidad de tiempo e intervalo de energía es conocido como espectro diferencial de energía. En el caso de la Nebulosa del Cangrejo este espectro ha sido obtenido con gran precisión por otros observatorios de muy altas energías (véase la sección 1.6.1), por lo que medirlo con el telescopio LST-1 permite poner a prueba importantes aspectos de su funcionamiento. En esta sección se describirá el procedimiento seguido para la obtención del espectro diferencial de energía de la Nebulosa de Cangrejo con el telescopio LST-1 y su comparación con el espectro obtenido por MAGIC.

El espectro diferencial de una fuente se calcula según:

$$\frac{dF_{\gamma}(E)}{dE} = \frac{N_{ex}(E)}{\Delta E \cdot A_{ef} \cdot t_{ef}} \quad (5.5)$$

donde  $N_{ex}$  define el número de eventos de exceso sobre el nivel de fondo,  $\Delta E$  el intervalo de energía,  $A_{ef}$  es el área efectiva por intervalo de energía calculada en la sección 5.2.6 y  $t_{ef}$  es el tiempo efectivo de la observación.

Las figuras 5.12a y 5.12b muestran el espectro diferencial y la densidad espectral de energía (SED, Spectral Energy Distribution), respectivamente. La densidad espectral de energía es definida como  $E^2 \frac{dF}{dE}$ . Estas figuras fueron obtenidas para la muestra de *prueba* de la Nebulosa del Cangrejo (véase la tabla 5.4). Los cortes utilizados para el cálculo del espectro son los siguientes: *intensity* > 50 phe, *leakage* < 0.2, *gammaness* > 0.8 y  $\theta^2 < 0.06^{\circ 2}$ . En este caso se ha aplicado un corte amplio en el parámetro  $\theta^2$  para reducir las diferencias entre los datos reales y las simulaciones de Monte Carlo. Se puede observar en las figuras mencionadas que el espectro obtenido coincide con el medido por MAGIC [27]. Este es un resultado de relevancia, ya que verifica el funcionamiento del telescopio LST-1 de forma integral.

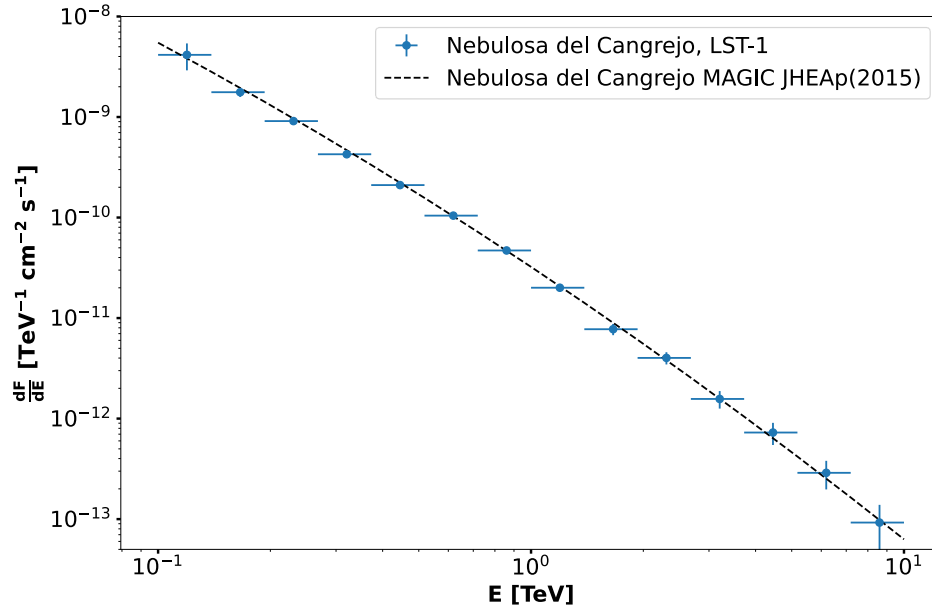
Las figuras 5.13a y 5.13b muestran las curvas de luz en intervalos de 20 minutos de los datos analizados de la muestra de *prueba* de la Nebulosa del Cangrejo (véase la tabla 5.4) para energías superiores a 100 GeV (a) y a 300 GeV (b). Se han ajustado las curvas de luz a un flujo constante obteniéndose un flujo medio de  $(2.4 \pm 0.4) \times 10^{-10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  integrado para energías superiores a 100 GeV, y de  $(1.2 \pm 0.1) \times 10^{-10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  para energías superiores a 300 GeV. Se puede observar que el flujo es relativamente constante, como debería ocurrir, ya que la Nebulosa del Cangrejo es una fuente estable en este rango de energías. Las pequeñas variaciones del flujo observadas podrían ser debidas a factores climatológicos, que no se han podido tener cuenta en este análisis por no estar aún en funcionamiento la estación meteorológica del telescopio, y a la variación del ángulo cenital de las observaciones.

### 5.3.4 Estimación de la resolución angular

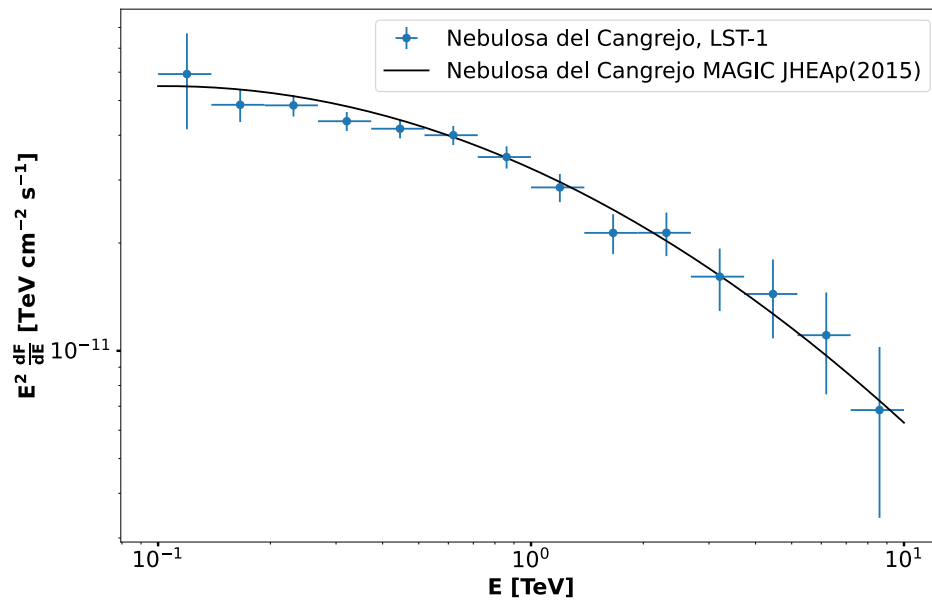
La resolución angular, como se detalló en la sección 5.2.4, es uno de los parámetros más importantes de un telescopio, ya que permite evaluar la calidad de la reconstrucción de la dirección de llegada de los rayos  $\gamma$ . Al ser la Nebulosa del Cangrejo una fuente puntual [131], es posible estimar la resolución angular directamente a partir de los datos, sin tener que recurrir a simulaciones de Monte Carlo, evitando así posibles discrepancias entre datos reales y simulaciones.

Para obtener la resolución angular con los datos de la Nebulosa del Cangrejo se han aplicado los cortes de *gammaness* con los cuales se obtiene la mejor sensibilidad (véase la sección 5.4.2) sin utilizar los cortes del parámetro  $\theta^2$ . La muestra de datos utilizada para el cálculo de los cortes óptimos, fue la muestra de *entrenamiento* de datos de la Nebulosa del Cangrejo de noviembre 2020 a marzo 2021 (aproximadamente 32 horas), descrita en la sección 5.3.1 (véase la tabla 5.5). La tabla 5.8, resume los valores de los cortes óptimos de *gammaness* utilizados.

Con el fin de obtener la resolución angular con datos reales de la Nebulosa del Cangrejo, se han utilizado dos métodos complementarios y usados en MAGIC [116], [100], cuyos resultados se describen a continuación.

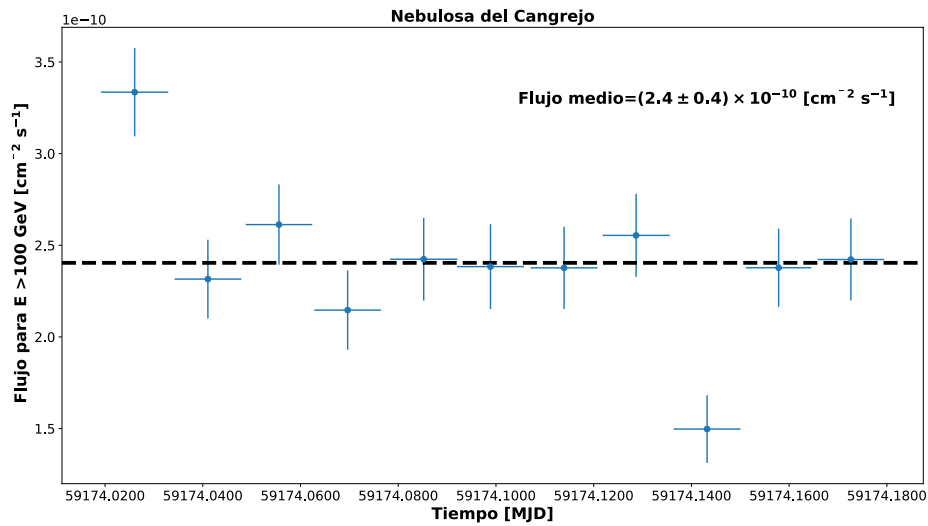


(a) Espectro diferencial.

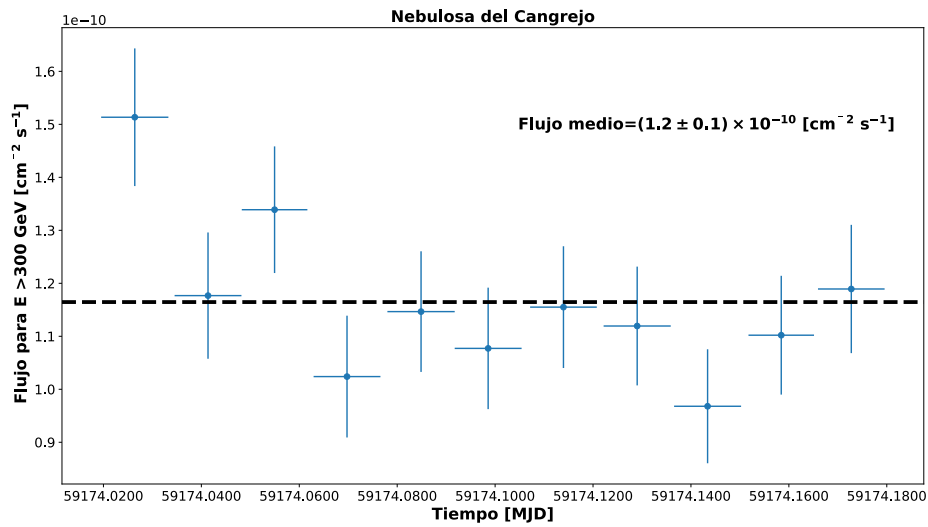


(b) Distribución espectral de energía (SED).

**Figura 5.12:** Espectro diferencial (a) y distribución espectral de energía (SED) (b) obtenido con la muestra de *prueba* de la Nebulosa del Cangrejo de la tabla 5.4. Se muestra también como referencia el espectro obtenido por MAGIC 27.



(a) Curva de luz obtenida sobre 100 GeV.



(b) Curva de luz sobre 300 GeV.

**Figura 5.13:** Curvas de luz obtenidas con la muestra de *prueba* de la Nebulosa del Cangrejo (véase la tabla 5.4) en intervalos de tiempo de 20 minutos, para energías superiores a 100 GeV (a) y superiores a 300 GeV (b). Las líneas horizontales discontinuas muestran el valor medio del flujo.

$E_{media}$ [TeV]	$gammaness$
0.06	0.50
0.10	0.60
0.14	0.65
0.22	0.70
0.33	0.80
0.50	0.85
0.76	0.90
1.14	0.85
1.73	0.85
2.62	0.90
3.96	0.75
5.99	0.65
9.07	0.65
13.72	0.95
20.76	0.50

**Tabla 5.8:** Cortes óptimos de  $gammaness$ , utilizados para la estimación de la resolución angular obtenidos con la muestra de *entrenamiento* de la Nebulosa del Cangrejo (véase la tabla 5.5).

### Método del ajuste gaussiano

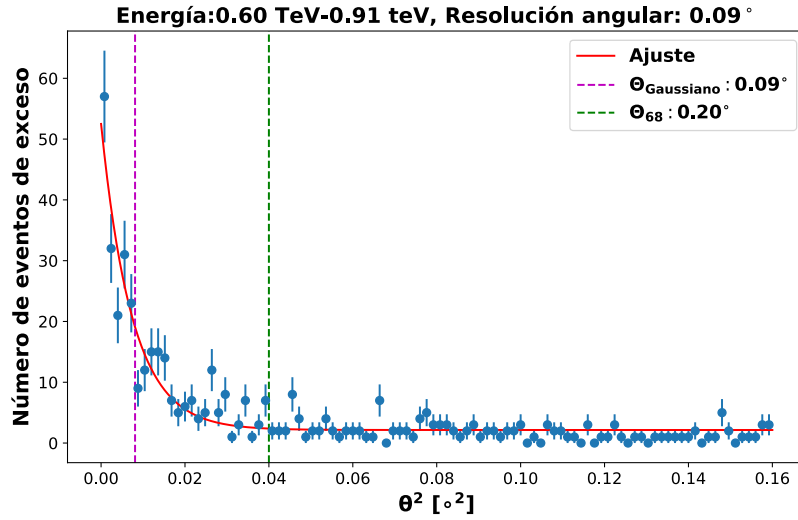
El primer método consiste en calcular la resolución angular,  $\theta_{Gauss}$ , a partir del ajuste de la distribución del parámetro  $\theta^2$  del exceso de rayos  $\gamma$ <sup>1</sup> a una función gaussiana bidimensional, de la forma  $Ae^{-(x/B)} + C$ . Se ha restringido la región de la distribución de  $\theta^2$  hasta  $0.16^\circ$ , para evitar efectos de las colas de las distribuciones. La figura 5.14 muestra el ajuste de dicha gaussiana en el intervalo de energía entre 0.6 y 0.91 TeV, usando los datos de la muestra de *prueba* de la Nebulosa del Cangrejo (véase la tabla 5.4). El valor de la raíz cuadrada del parámetro  $B$  (equivalente a  $\sqrt{2\sigma}$ ) es de  $0.09^\circ$ . Si la resolución fuera puramente gaussiana (ajuste perfecto a la formula y término  $C = 0$ ), la fracción de sucesos con valores de  $\theta^2 < B$  sería del 63% de los contenidos en la región escogida.

La figura 5.15a muestra los resultados de la resolución angular por intervalo de energía obtenida para la muestra de *prueba* de la Nebulosa del Cangrejo (véase la tabla 5.4), utilizando el método de ajuste gaussiano. En la tabla 5.3 se resumen estos resultados.

### Método del percentil 68%

El segundo método utilizado para la obtención de la resolución angular consiste en calcular una distancia angular,  $\Theta_{68}$ , alrededor de la posición de la fuente que contenga el 68% del exceso de rayos  $\gamma$ . Para esto se ha obtenido el valor correspondiente al percentil 68% de la distribución acumulativa de los valores de  $\theta^2$ . El rango máximo de  $\theta^2$  utilizado ha sido restringido a  $0.16^\circ$  desde la posición de la fuente. La figura 5.16 muestra la distribución acumulativa de  $\theta^2$ , obtenida para el intervalo de energía entre 1.38 y 2.08 TeV, con el método del 68% del contenido cerca de la fuente. Los resultados del percentil 68% se muestran en la tabla 5.3.

<sup>1</sup>Esta distribución se obtiene substrayendo en la distribución de  $\theta^2$  de la región ON la de la región OFF.



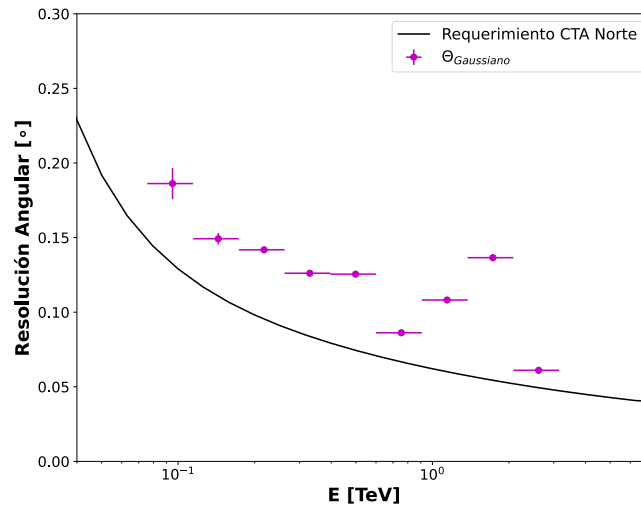
**Figura 5.14:** Ajuste a una función gaussiana de la distribución del parámetro  $\theta^2$  del exceso de rayos  $\gamma$  tras substraer el fondo. El valor de la resolución angular obtenido para el intervalo de energía entre 0.6 y 0.91 TeV es de  $0.09^\circ$ , el cual se muestra con línea discontinua en color *magenta*. Se muestra también con la línea de color *verde* discontinua el valor de  $0.20^\circ$  obtenido con el método del percentil 68% para el mismo intervalo de energía.

En la figura [5.15b](#) se muestra una comparación entre los resultados de la resolución angular para la muestra de Monte Carlo y los obtenidos con el método del percentil 68% para la muestra de *prueba* de los datos de la Nebulosa del Cangrejo (véase la tabla [5.4](#)). Se puede observar en dicha figura que los resultados con los datos reales para el percentil 68% no son aún de la misma calidad que los obtenidos con las simulaciones de Monte Carlo. A su vez, en la figura [5.15a](#) se observa que los resultados obtenidos con el método del ajuste gaussiano son demasiado optimistas para algunos intervalos de energía, esto puede deberse a que con este método no se tienen en cuenta las colas de las direcciones reconstruidas.

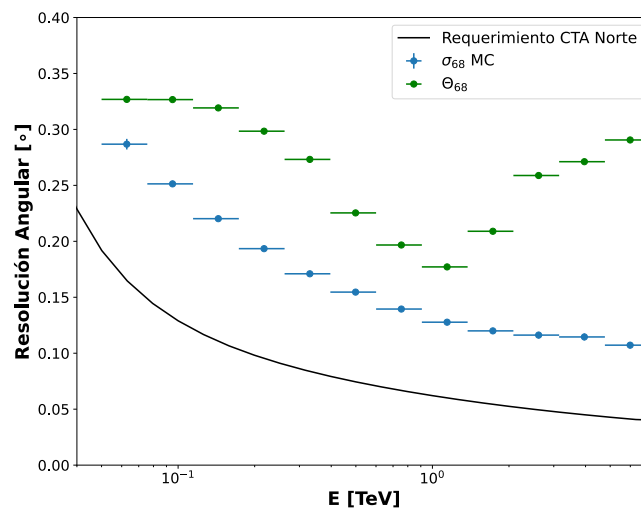
Es evidente que en general los valores de  $\Theta_{\text{Gauss}} < \Theta_{68}$ , ya que la distribución de los sucesos no es puramente gaussiana. Es decir, que el método del ajuste gaussiano tiene en cuenta únicamente los eventos cuya dirección reconstruida está cercana a la fuente, mientras que el método del 68% es más sensible a las colas largas de la distribución de las direcciones reconstruidas. Esto se puede observar en la figura [5.14](#), donde se ilustran los valores de la resolución angular obtenidos con los dos métodos para el intervalo de energía entre 0.6 y 0.91 TeV, mostrados con la línea discontinua en color *magenta* para el método del ajuste gaussiano y con la línea discontinua *verde* para el método del percentil 68%.

## 5.4 Estimación de la sensibilidad del telescopio LST-1

Se ha estimado la sensibilidad del telescopio LST-1 de acuerdo a la definición de sensibilidad usada en CTA-Norte, definida como el flujo mínimo de rayos  $\gamma$  que debería emitir una fuente puntual para ser detectada con una significancia mínima de  $5\sigma$ . El flujo es calculado en cinco intervalos de energía por década, y exigiendo una detección de al menos 10 rayos  $\gamma$  sobre el nivel de fondo por intervalo de energía y una relación señal/fondo mínima de  $1/20$  en 50 horas de observación [\[132\]](#).

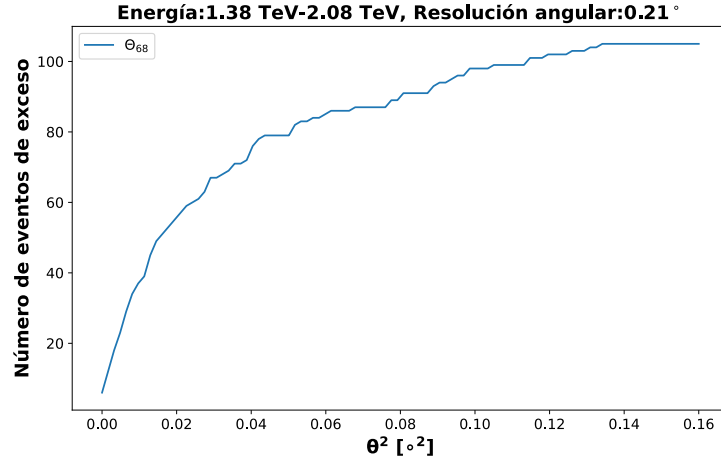


(a)



(b)

**Figura 5.15:** Resultados de la resolución angular obtenida con el método del ajuste gaussiano (a) con de los datos de la muestra de *prueba* de la Nebulosa del Cangrejo (véase la tabla 5.4) en color *magenta*. Se muestra también el requerimiento de CTA-Norte para la resolución angular en *negro*. (b) Resolución angular por intervalo de energía, obtenida para la muestra de rayos  $\gamma$  *puntuales* de Monte Carlo *ajustado al Crab*, con una separación de  $0.4^\circ$ , para ajustarse a observaciones de tipo *wobble* en *azul*. En *verde* se muestran los resultados de la resolución angular por el método del percentil 68% obtenido con la muestra de *prueba* de datos de la Nebulosa del Cangrejo (véase la tabla 5.4). Se muestra también el requerimiento de CTA-Norte para la resolución angular en *negro*.



**Figura 5.16:** Obtención de la resolución angular con el método del percentil 68%. En este caso se obtiene una resolución angular de  $0.21^\circ$ , en el intervalo de energía entre 1.38 y 2.08 TeV.

Para este estudio se ha estimado la sensibilidad del telescopio LST-1, tanto con una muestra de simulaciones de Monte Carlo como con datos reales de la Nebulosa del Cangrejo. A continuación se describe el procedimiento seguido para cada análisis.

#### 5.4.1 Estimación de la sensibilidad con simulaciones de Monte Carlo

La muestra de simulaciones Monte Carlo utilizada en la estimación de la sensibilidad, es la muestra *estándar* definida en la sección 5.2.1, la cual ha sido generada siguiendo una ley de potencias de índice espectral -2.0. Esto exige que al realizar comparaciones entre los datos reales y las simulaciones de Monte Carlo sea necesario realizar una ponderación del espectro simulado relativo al espectro de la fuente analizada, en este caso el la Nebulosa del Cangrejo. Para ello, se ha aplicado a cada evento de Monte Carlo el siguiente peso:

$$w_i = \frac{\Phi_{\text{objetivo}}(E_i)}{\Phi_{\text{simulado}}(E_i)} \quad (5.6)$$

donde  $\Phi_{\text{objetivo}}(E_i)$  es el espectro objetivo. Para el caso de los rayos  $\gamma$  se ha utilizado el espectro de la Nebulosa del Cangrejo medido por HEGRA [31]:

$$\frac{d\Phi_{\text{objetivo},\gamma}}{dE} = 2.83 \cdot 10^{-11} \left( \frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-2.62} \text{ TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (5.7)$$

y para los protones el espectro definido por [133]:

$$\frac{d\Phi_{\text{objetivo}, \text{ protones}}}{dE} = 9.8 \cdot 10^{-6} \left( \frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-2.62} \text{ TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (5.8)$$

$\Phi_{\text{simulado}}(E_i)$  es el espectro con el cual se produjeron las simulaciones de Monte Carlo. Para la simulación de los rayos  $\gamma$  se utilizó el siguiente espectro:

$$\frac{d\Phi_{\text{simulado},\gamma}}{dE} = 2.06 \cdot 10^{-4} \left( \frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-2} \text{ TeV}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (5.9)$$

$E_{media}$ [TeV]	$gammaness$	$\theta^2$
0.07	0.56	0.25
0.11	0.65	0.10
0.18	0.66	0.05
0.29	0.69	0.03
0.48	0.76	0.02
0.78	0.83	0.02
1.273	0.86	0.01
2.09	0.85	0.01
3.42	0.84	0.01
5.60	0.82	0.01
9.16	0.74	0.01
15.01	0.70	0.02
24.58	0.57	0.03
40.26	0.83	0.10

**Tabla 5.9:** Cortes óptimos de sensibilidad por intervalo de energía obtenidos con la muestra de Monte Carlo *estándar*.

y para protones:

$$\frac{d\Phi_{\text{simulado, protones}}}{dE} = 6.91 \cdot 10^{-7} \left( \frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-2} \text{TeV}^{-1} \text{m}^{-2} \text{s}^{-1} \quad (5.10)$$

Se ha dividido la muestra de eventos Monte Carlo en una muestra de *entrenamiento* para optimizar los cortes de  $gammaness$  y  $\theta^2$ , y una muestra de *prueba* a la cual se han aplicado estos cortes para obtener los valores de sensibilidad. Los cortes óptimos de  $gammaness$  corresponden a los cortes con los cuales se obtiene la mejor sensibilidad posible, y los cortes óptimos de  $\theta^2$  son los que mantienen el 68% de los eventos supervivientes a los cortes anteriores. En ambos casos los cortes han sido calculados por intervalo de energía. La tabla 5.9 muestra los valores de los cortes en  $gammaness$  y  $\theta^2$  que optimizan la sensibilidad en cada intervalo de energía, obtenidos a partir de las simulaciones Monte Carlo. La significancia ha sido calculada utilizando el método de Li&Ma, descrito en la sección 5.3.1.

Una vez aplicados los cortes óptimos, se han obtenido los valores de sensibilidad para la muestra de Monte Carlo, que se resumen en la tabla 5.10. La figura 5.17 muestra los resultados obtenidos para la sensibilidad de la muestra de Monte Carlo en *azul*.

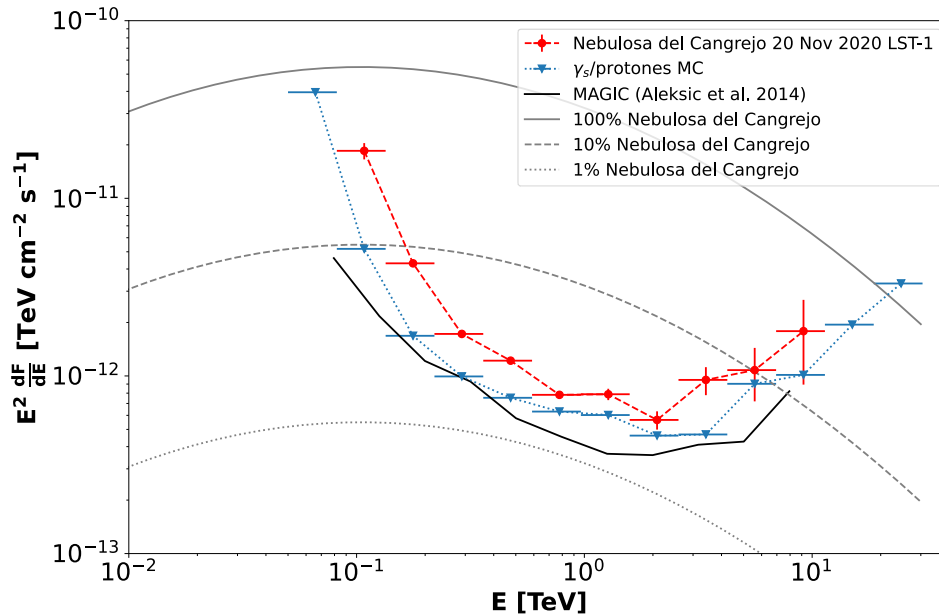
#### 5.4.2 Estimación de la sensibilidad con observaciones de la Nebulosa del Cangrejo

Para la estimación de la sensibilidad del telescopio LST-1 con datos reales, se han obtenido primero los cortes óptimos de los parámetros  $gammaness$  y  $\theta^2$  que den la mejor sensibilidad posible por intervalo de energía. Se ha utilizado para esto la muestra de *entrenamiento* de datos de la Nebulosa del Cangrejo comprendida entre los meses de noviembre del 2020 y marzo de 2021 (aproximadamente 32 horas), descrita en la sección 5.3.1 (véase la tabla 5.5). Los cortes óptimos de  $gammaness$  y  $\theta^2$  obtenidos se resumen en la tabla 5.11.

Una vez obtenidos los cortes óptimos se han aplicado a la muestra de datos de la Nebulosa del Cangrejo de *prueba* de la tabla 5.4. La significancia ha sido calculada, al igual que para la muestra de Monte Carlo, con el método de Li&Ma,

$E_{media}$ [TeV]	Eventos $\gamma$	Eventos $\gamma$ pesados	Eventos de fondo	Eventos de fondos pesados	Significancia	Sensibilidad relativa [% U. C.]	Flujo de sensibilidad [ $1/cm^2 s TeV$ ]
0.07	458	933	83	93350	6.18	26	9.1e-09
0.11	481	744	80	74426	5.52	5	4.5e-10
0.18	491	591	71	57023	5.00	2	5.411e-11
0.29	379	340	29	18570	5.00	2	1.2e-11
0.48	269	178	10	4939	5.00	2	3.3e-12
0.78	200	97	4	1396	5.00	2	1.0e-12
1.27	148	53	1	367	5.00	3	3.7e-13
2.09	89	24	0	53	5.00	3	1.1e-13
3.42	66	13	0	9	5.00	4	4.0-14
5.60	104	15	0	14	5.00	9	2.9e-14
9.16	95	10	0	0	5.99	14	1.2e-14
15.01	131	10	0	0	5.99	37	8.6e-15
24.58	173	10	0	0	5.99	85	5.5e-15

**Tabla 5.10:** Sensibilidad obtenida en cada intervalo de energía tras aplicar los cortes óptimos a la muestra de Monte Carlo de *prueba*. Se muestra el número de rayos  $\gamma$  simulados, el número de eventos de fondo (protones simulados) y sus ponderaciones respectivas al espectro de la Nebulosa del Cangrejo, la significancia calculada con el método de Li&Ma, la sensibilidad relativa al flujo de la Nebulosa del Cangrejo y el flujo de sensibilidad calculado. La sensibilidad ha sido calculada cumpliendo las restricciones de la sensibilidad usada por CTA-Norte (significancia mínima de  $5 \sigma$ , en 5 intervalos de energía por década, y requiriendo 10 eventos de rayos  $\gamma$  sobre el nivel de fondo por intervalo de energía en 50 horas de observación).



**Figura 5.17:** Sensibilidad del telescopio LST-1 en función de la energía, obtenida para la muestra de Monte Carlo (*azul*) y para la muestra datos de *prueba* de la Nebulosa del Cangrejo de la tabla 5.4 (*rojo*). Se muestra también como referencia la sensibilidad obtenida con MAGIC [99] (*negro*). La sensibilidad ha sido calculada cumpliendo las restricciones de la sensibilidad usada por CTA-Norte (significancia mínima de  $5 \sigma$ , en 5 intervalos de energía por década, y requiriendo un mínimo de 10 eventos de rayos  $\gamma$  sobre el nivel de fondo por intervalo de energía en 50 horas de observación).

$E_{media}$ [TeV]	$gammaness$	$\theta^2$
0.07	0.50	0.07
0.11	0.65	0.03
0.18	0.65	0.03
0.29	0.75	0.03
0.48	0.80	0.03
0.78	0.85	0.03
1.27	0.85	0.03
2.09	0.85	0.03
3.42	0.75	0.04
5.60	0.90	0.07
9.16	0.65	0.08
15.01	0.95	0.03
24.58	0.50	0.03
40.26	0.50	0.03

**Tabla 5.11:** Cortes óptimos de sensibilidad obtenidos para la muestra de datos de la Nebulosa del Cangrejo de *entrenamiento* (véase la tabla 5.5).

descrito en la sección 5.3.1. Se ha utilizado únicamente una zona OFF del modo *wobble*, la localizada a  $180^\circ$  de la posición ON, para evitar contaminación de rayos  $\gamma$  provenientes de la fuente (véase la figura 3.8). Se ha multiplicado el número de eventos OFF por un factor 5, utilizando una relación señal/fondo de  $1/5$ , lo cual satisface la definición de la sensibilidad usada en CTA-Norte. La tabla 5.12 resume los resultados obtenidos para la sensibilidad con la muestra de datos de la Nebulosa del Cangrejo de *prueba*, la cual es mostrada en la figura 5.17 en *rojo*. Se muestra como referencia la sensibilidad de MAGIC [99] en *negro*. La figura 5.18 muestra la sensibilidad obtenida relativa al flujo de la Nebulosa del cangrejo. Por comparación se muestra también la sensibilidad de MAGIC. Se debe tener en cuenta que la sensibilidad obtenida con MAGIC corresponde a un sistema estereoscópico, que supera en sensibilidad a un telescopio aislado. No obstante, los resultados de sensibilidad alcanzados por el telescopio LST-1 muestran una diferencia menor de un factor 2 entre los dos resultados. Es de esperar una ostensible mejora con respecto a los resultados de MAGIC, una vez que entren en funcionamiento el resto de telescopios LST de CTA-Norte.

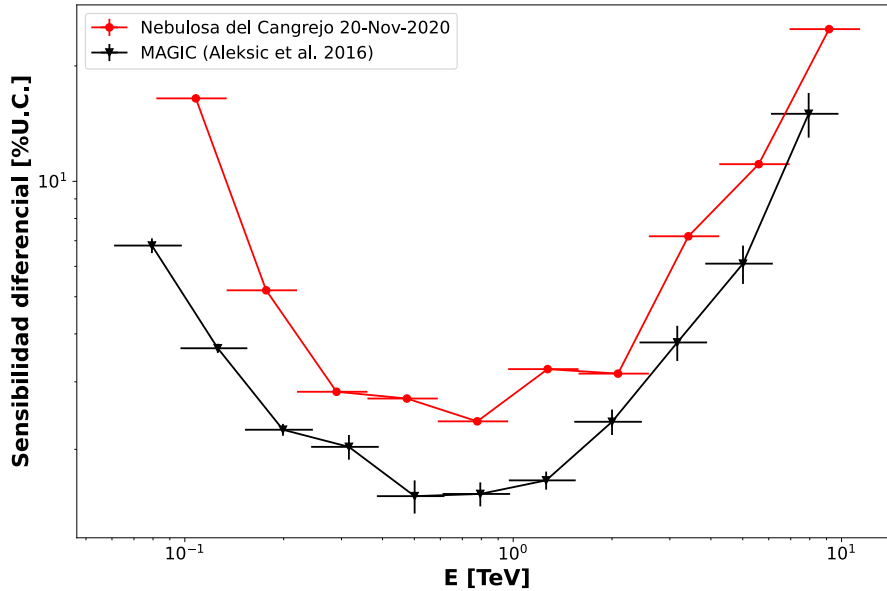
## 5.5 Análisis de las primeras observaciones de AGNs

Durante la puesta a punto del telescopio LST-1 se han podido detectar algunas fuentes intensas de rayos  $\gamma$  conocidas. Se trata de objetos de tipo AGN, como lo son Markarian 421, Markarian 501 y 1ES1959+560. A continuación se presentarán los resultados obtenidos del primer análisis de estas fuentes.

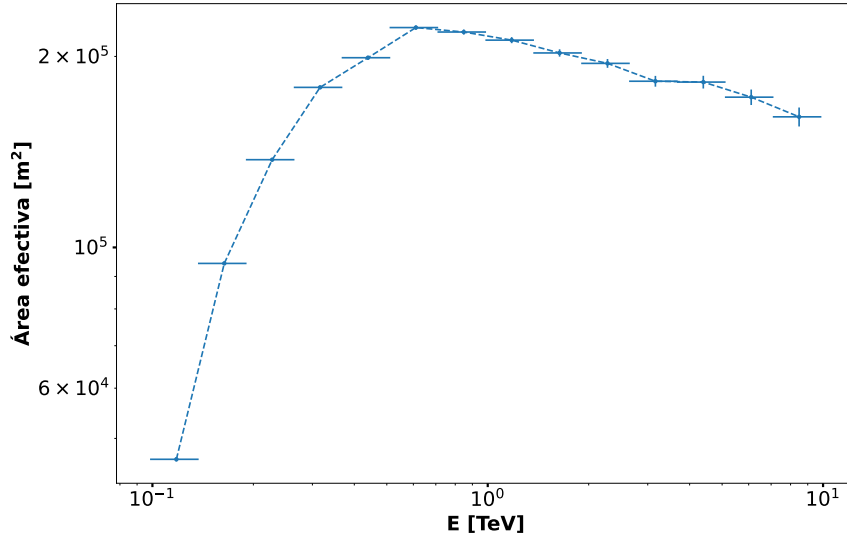
El análisis de AGNs se ha realizado siguiendo la metodología detallada en la sección 5.3, utilizando el mismo análisis "independiente de la fuente" que para los datos de la Nebulosa del Cangrejo. Se ha obtenido la significancia de la señal (véase la sección 5.3.1), el espectro de emisión (véase la sección 5.3.3) y el mapa del cielo (véase la sección 5.3.2) de cada fuente analizada. Todo este análisis ha sido realizado con el objetivo de comprobar y optimizar el funcionamiento del telescopio. Los modelos de *Random Forest* utilizados para la reconstrucción de la dirección de llegada de los rayos  $\gamma$ , la estimación de la energía y para la separación  $\gamma$ /hadrón, han sido

$E_{media}$ [TeV]	Eventos $\gamma$	Eventos $\gamma$ pesados	Eventos de fondo	Eventos de fondos pesados	Significancia	Sensibilidad relativa [% U. C.]	Flujo de sensibilidad [ $1/cm^2 s TeV$ ]
0.07	--	--	20520	205680	--	--	--
0.11	274	2746	6385	63999	21.31	17	1.6e-09
0.18	134	1346	6585	66004	10.50	5	1.4e-10
0.29	42	418	1675	16789	6.44	3	2.0e-11
0.48	25	248	695	6966	5.88	3	5.4e-12
0.78	12	117	175	1754	5.36	2	1.3e-12
1.27	7	67	55	551	5.26	3	4.9e-13
2.09	2	23	5	50	5.06	3	1.3e-13
3.42	2	24	5	50	5.13	7	8.1e-14
5.60	1	10	0	0	5.99	11	3.4e-14
9.16	1	10	0	0	5.99	25	2.1e-14

**Tabla 5.12:** Sensibilidad obtenida en cada intervalo de energía con la muestra de *prueba* de datos reales de la Nebulosa del Cangrejo (véase la tabla 5.4). Se muestra el número de eventos de rayos  $\gamma$  de la Nebulosa del Cangrejo, así como el número de eventos correspondientes al fondo residual y sus ponderaciones respectivas al espectro de la Nebulosa del Cangrejo, la significancia calculada con el método de Li&Ma, la sensibilidad relativa al flujo de la Nebulosa del Cangrejo y el flujo de sensibilidad calculado.



**Figura 5.18:** Sensibilidad obtenida con la muestra de datos de *prueba* de la Nebulosa del Cangrejo de la tabla 5.4 (rojo), relativa al flujo de la misma. Se muestra también como referencia la sensibilidad relativa obtenida para MAGIC [99] (negro).



**Figura 5.19:** Área efectiva obtenida con la muestra de Monte Carlo *estándar* con un ángulo cenital de  $20^\circ$ , utilizada para el análisis espectral de AGNs.

entrenados con la muestra de Monte Carlo *estándar* (véase la sección 5.2.1)<sup>2</sup>. Los datos han sido procesados con *LSTOSA*, utilizando la versión de *cta-lstchain* v.0.7.3 y la configuración de limpieza de imagen estándar (véase la sección 3.3.2).

La significancia de las señales ha sido obtenida para todas las fuentes con los mismos cortes fijos: *intensity* > 50 phe, *leakage* < 0.2, *width/length* > 0.1, *gammaness* > 0.75 y  $\theta^2 < 0.035^\circ^2$ . Se trata de cortes que ofrecen buenos resultados a bajas energías y son adecuados para comparar con otros análisis. El área de normalización escogida para el parámetro  $\alpha$  del método de Li&Ma está entre  $0.1^\circ^2$  y  $0.3^\circ^2$ . Para las fuentes analizadas se ha utilizado únicamente la zona OFF de  $180^\circ$ , rotada desde la posición ON de la fuente, con el fin de evitar contaminación de rayos  $\gamma$  procedentes de la fuente en la estimación del fondo (véase la figura 3.8). Para el cálculo del espectro se han utilizado los siguientes cortes: *intensity* > 50 phe, *leakage* < 0.2, *gammaness* > 0.6 y  $\theta^2 < 0.06^\circ^2$ . Estos cortes son menos estrictos que los anteriores, a fin de retener una mayor estadística en cada intervalo de energía. En la figura 5.19 se muestra el área efectiva utilizada para el cálculo del espectro de las fuentes analizadas. Los mapas del cielo para cada AGN analizado fueron obtenidos utilizando los siguientes cortes de separación:  $\gamma$ /hadron, *intensity* > 300 phe, *leakage* < 0.2, *gammaness* > 0.7 y  $\theta^2 < 0.03^\circ^2$ . Estos cortes han sido seleccionados para minimizar posibles desviaciones en la reconstrucción de la dirección de los eventos con respecto a la dirección real de la fuente. En la tabla 5.13 se presenta información relevante sobre las observaciones de las fuentes analizadas.

### 5.5.1 Markarian 421

Markarian 421 es una de las fuentes de rayos  $\gamma$  más estudiadas por los observatorios de altas energías, por lo cual su estudio es de relevancia para evaluar el comportamiento

<sup>2</sup>La muestra *estándar* de Monte Carlo no ha sido modificada como la muestra de Monte Carlo *ajustada al Crab*.

Fuente	Fecha de Observación	Tiempo Efectivo [min]	Ángulo Cenital [°]
Markarian 421	17-03-2021	157	11- 45
Markarian 501	05-04-2021	105	18 - 43
1ES1959+560	09-08-2021 11-08-2021	130	36 - 38

**Tabla 5.13:** Información sobre las fuentes analizadas.

del telescopio LST-1 (para más detalles sobre Markarian 421 véase la sección 1.7). En este trabajo se han analizado los datos de Markarian 421 tomados en modo *wobble* por el telescopio LST-1 el 17 de marzo de 2021, con una duración de 157 minutos. La distribución del ángulo cenital de los datos varía entre 11° y 45° (véase la tabla 5.13). Este día ha sido seleccionado por que las condiciones climatológicas y atmosféricas fueron buenas para la observación. La fuente no se encontraba en estado de alta actividad en este periodo.

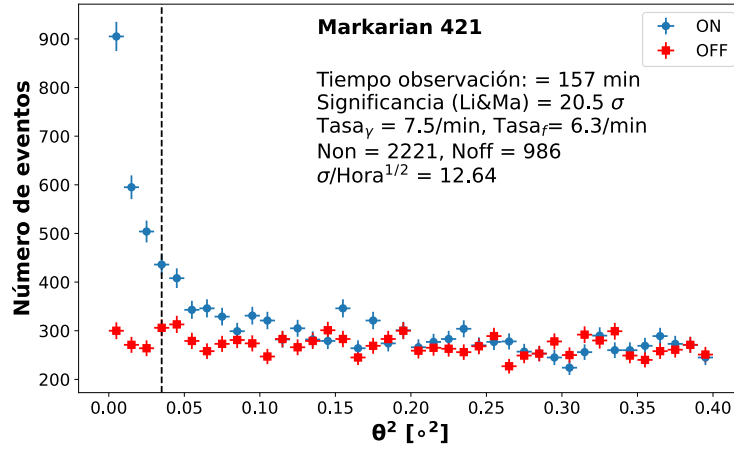
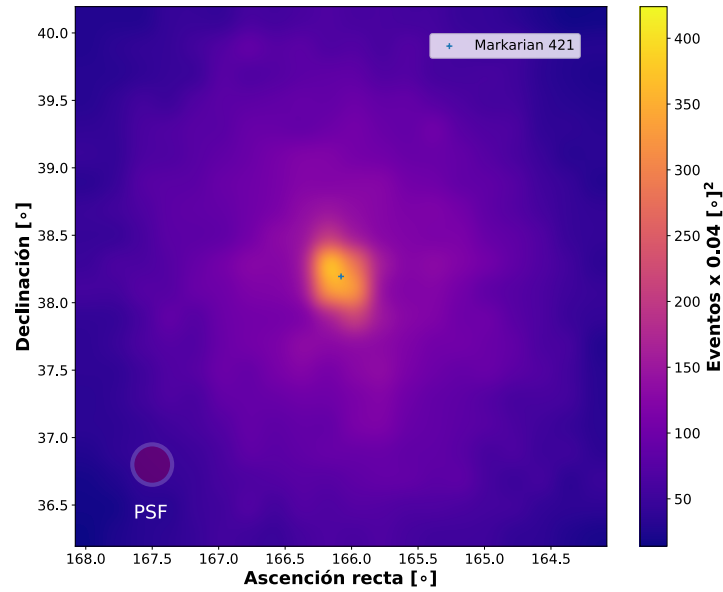
En la figura 5.20a se puede observar la distribución del parámetro de imagen  $\theta^2$  utilizada para la obtención de la significancia de la señal, obtenida tras aplicar los cortes fijos mencionados anteriormente. La significancia es de 21  $\sigma$ , observándose un claro exceso procedente de la dirección de la fuente. La figura 5.20b muestra el mapa del cielo obtenido tras la reconstrucción de los eventos de Markarian 421 cerca de la posición de la fuente. En las figuras 5.21a y 5.21b se muestran respectivamente el espectro diferencial y la distribución espectral de energía, obtenidos para los datos de Markarian 421 analizados. En estas figura se muestra también como referencia el espectro diferencial y la distribución espectral de energía obtenida para Markarian 421 por MAGIC [134]. La diferencia entre ambos espectros puede ser debida a que la fuente se encontrase en estados de distinta actividad.

En la figura 5.22 se puede observar la curva de luz obtenida para la misma muestra de datos. Se aprecia en estas figuras un pequeño aumento del flujo seguido de un decaimiento hacia mitad de las observaciones, que podría ser debido a variaciones atmosféricas, cambios del comportamiento del telescopio, o a variabilidad intrínseca de la fuente. Un análisis detallado de esta posible variabilidad incluiría estudios de correlación con MAGIC y otros instrumentos, los cuales quedan fuera de los objetivos de este trabajo.

## 5.5.2 Markarian 501

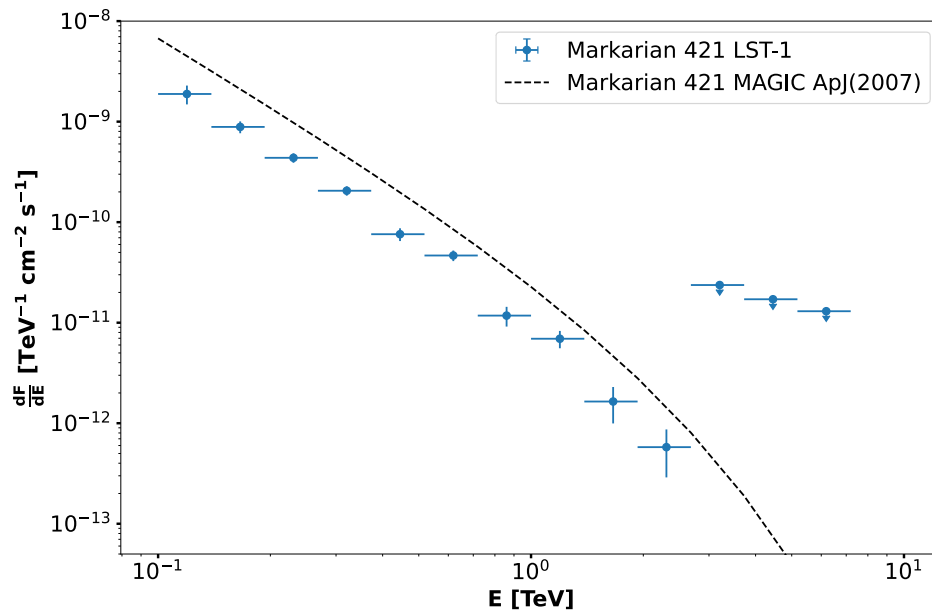
Markarian 501 es otra de las fuentes de rayos  $\gamma$  que ha sido estudiada por distintos instrumentos de altas energías (véase la sección 1.7 para más información sobre las principales características de Markarian 501). La muestra de datos seleccionada corresponde al 5 de abril de 2021, fecha en la que se tuvieron condiciones climatológicas y atmosféricas buenas para la observación y en la que la fuente no presentaba una actividad alta. Estas observaciones fueron de tipo *wobble* con una duración de 105 minutos y una distribución del ángulo cenital entre 18° y 43° (véase la tabla 5.13).

En la figura 5.23a se puede observar la distribución del parámetro  $\theta^2$  utilizada para la obtención de la significancia de la señal. Se han utilizado los cortes detallados anteriormente. La significancia obtenida para Markarian 501 es de 17  $\sigma$ , observándose un claro exceso en la región cercana a la posición real de la fuente. En la figura 5.23b se muestra el mapa del cielo obtenido tras la reconstrucción de los eventos de Markarian 501 cerca de la posición de la fuente. En las figuras 5.24a y 5.24b se detallan el espectro diferencial y la distribución espectral de energía respectivamente. En estas figuras se muestran también como referencia el espectro diferencial y la

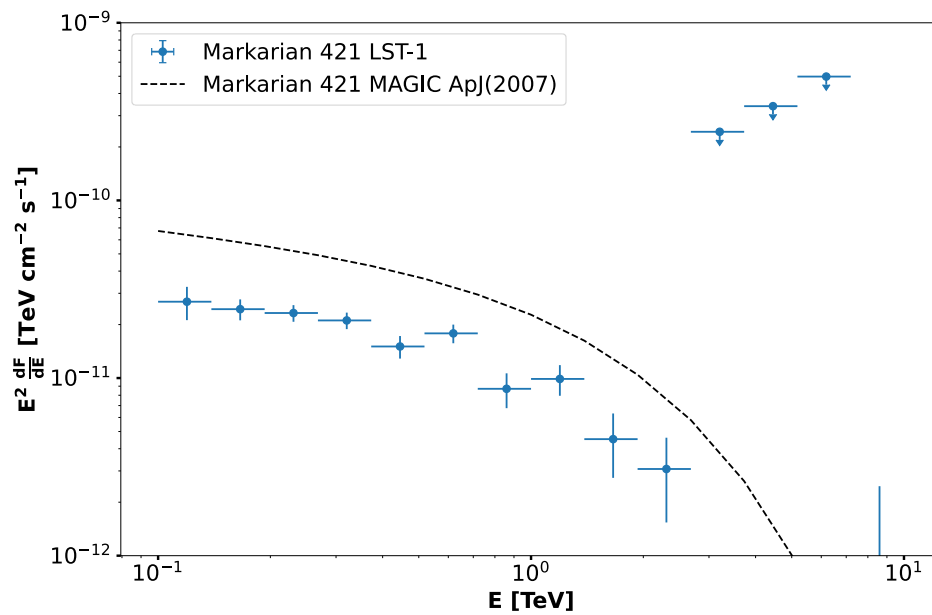
(a) Distribución de  $\theta^2$  y mapa del cielo de Markarian 421

(b)

**Figura 5.20:** (a) Distribución del parámetro  $\theta^2$  (distancia angular entre la posición verdadera y la posición reconstruida de la fuente al cuadrado) de la señal y el fondo para los datos de Markarian 421 analizados. Se muestran además los valores de significancia, tasa de rayos  $\gamma$  y del fondo de rayos cósmicos por tiempo de observación, número de eventos en las regiones ON y número de eventos en las regiones OFF y la significancia por raíz cuadrada de hora de observación. La línea discontinua vertical muestra el corte en  $\theta^2$  utilizado para el cálculo de la significancia. (b) Mapa del cielo de Markarian 421 obtenido con la dirección reconstruida de los eventos supervivientes a los cortes de separación  $\gamma$ /hadrón. La cruz central indica la posición nominal de Markarian 421 y el círculo en la esquina inferior izquierda muestra el tamaño aproximado de la PSF del telescopio. La barra de color indica el número de eventos en cada región de  $0.04^\circ$ .



(a) Espectro diferencial de energía.



(b) Distribución espectral de energía (SED).

**Figura 5.21:** Espectro diferencial (a) y distribución espectral de energía (SED) (b), obtenidos para los datos analizados de Markarian 421. Se muestra también como referencia el espectro diferencial y la distribución espectral de energía obtenida para Markarian 421 por MAGIC [134]. Las flechas indican límites superiores de la emisión.

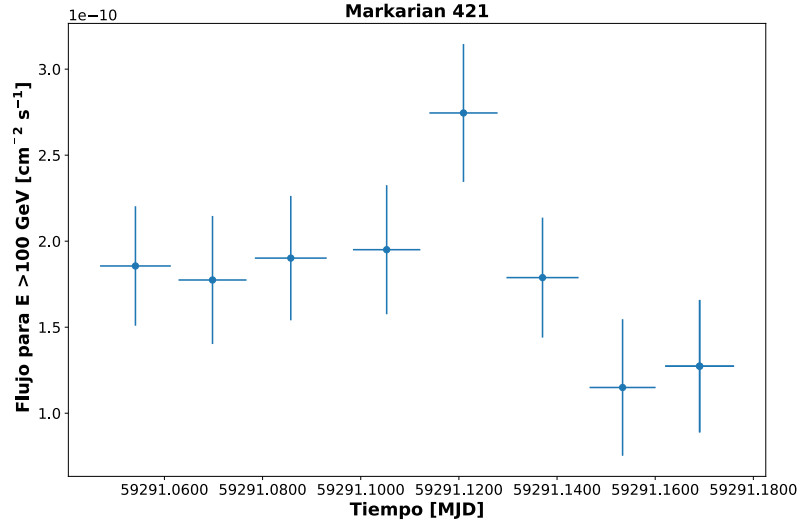
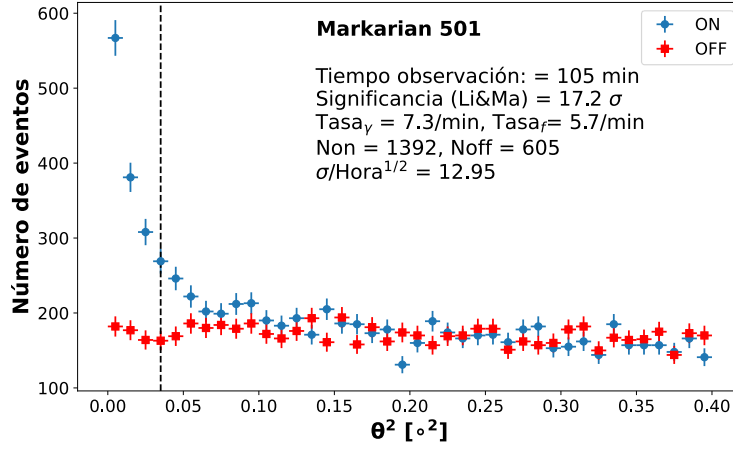


Figura 5.22: Curva de luz en intervalos de tiempo de 20 minutos obtenida para Markarian 421.

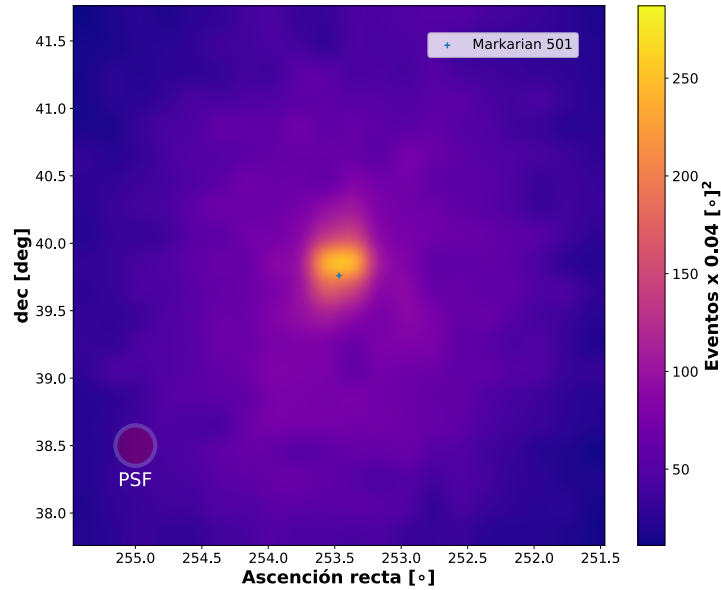
distribución espectral de energía obtenida para Markarian 501 por MAGIC [74]. En la figura 5.25 se muestra la curva de luz obtenida para Markarian 501.

### 5.5.3 1ES1959+560

Otra fuente de rayos  $\gamma$  que ha sido muy estudiada es 1ES1959+560 (véase la sección 1.7 para más detalles sobre ella). Para el análisis de 1ES1959+560 se han seleccionado dos días de observación en modo *wobble* correspondientes al 9 y 11 de agosto de 2020, con una duración total de 130 minutos y un ángulo cenital entre  $36^\circ$  y  $37.5^\circ$ . De igual manera que para las fuentes anteriores, estos días han sido seleccionados debido a las buenas condiciones de observación y a que la fuente no presentaba una actividad alta. La figura 5.26a presenta las distribuciones del parámetro  $\theta^2$  utilizadas para la obtención de la significancia de la señal. Se han utilizado los mismos cortes que para el análisis de los otros dos AGNs. La significancia obtenida es de  $16\sigma$ . La figura 5.26b muestra el mapa del cielo. Las figuras 5.27a y 5.27b muestran respectivamente el espectro diferencial y la distribución espectral de energía obtenida para los datos de 1ES1959+560 analizados, y como referencia el espectro diferencial y la distribución espectral de energía obtenida para 1ES1959+560 por MAGIC [82]. En las figuras 5.28a y 5.28b se muestran las curvas de luz para el 9 y 11 de agosto de 2021. En estas últimas figuras se puede observar una variación del flujo de la fuente, especialmente durante la mitad de la primera noche. Como se ha mencionado anteriormente, un análisis detallado de esta posible variabilidad de la fuente durante estas observaciones queda fuera de los objetivos de este trabajo, e incluso de las capacidades actuales del LST-1. Por ejemplo, aún no está operativo el sistema que registrará la evolución de la transmisión atmosférica durante las observaciones del LST-1.

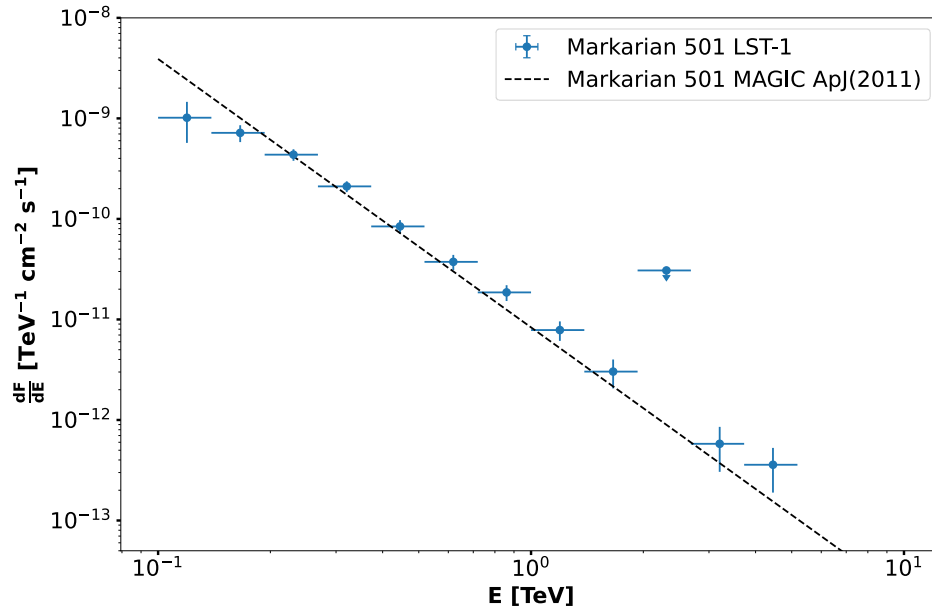


(a)

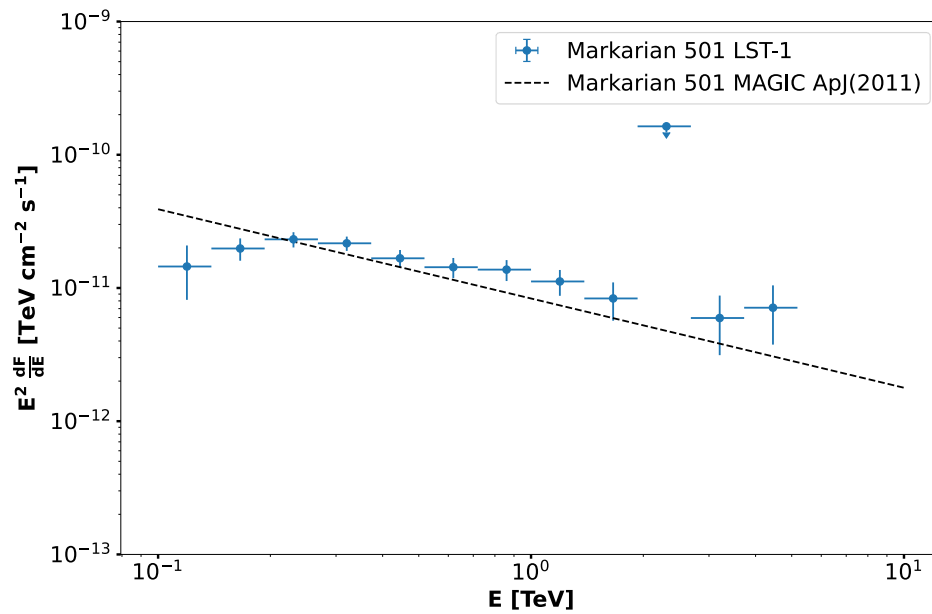


(b)

**Figura 5.23:** (a) Distribución del parámetro  $\theta^2$  (distancia angular entre la posición verdadera y la posición reconstruida de la fuente al cuadrado) de la señal y el fondo para los datos de Markarian 501 analizados. Se muestran además los valores de significancia, tasa de rayos  $\gamma$  y del fondo de rayos cósmicos por tiempo de observación, número de eventos en las regiones ON y número de eventos en las regiones OFF y la significancia por raíz cuadrada de hora de observación. La línea discontinua vertical muestra el corte en  $\theta^2$  utilizado para le cálculo de la significancia. (b) Mapa del cielo de Markarian 501 obtenido con la dirección reconstruida de los eventos supervivientes a los cortes de separación  $\gamma$ /hadrón. La cruz central indica la posición nominal de Markarian 501 y el círculo en la esquina inferior izquierda muestra el tamaño aproximado de la PSF del telescopio. La barra de color indica el número de eventos en cada región de  $0.04^2$ .



(a) Espectro diferencial de energía.



(b) Distribución espectral de energía (SED).

**Figura 5.24:** Espectro diferencial (a) y distribución espectral de energía (SED) (b), obtenidos para los datos analizados de Markarian 501. Se muestra también como referencia el espectro diferencial y la distribución espectral de energía obtenida para Markarian 501 por MAGIC [74]. Las flechas indican límites superiores de la emisión.

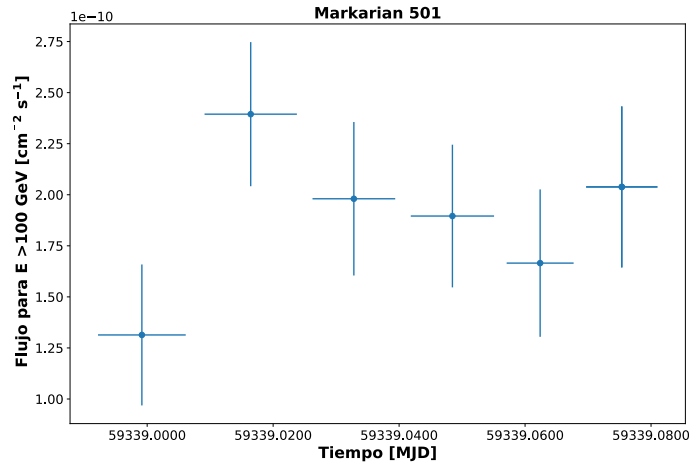


Figura 5.25: Curva de luz en intervalos de tiempo de 20 minutos obtenida para Markarian 501.

## 5.6 Resumen y conclusiones

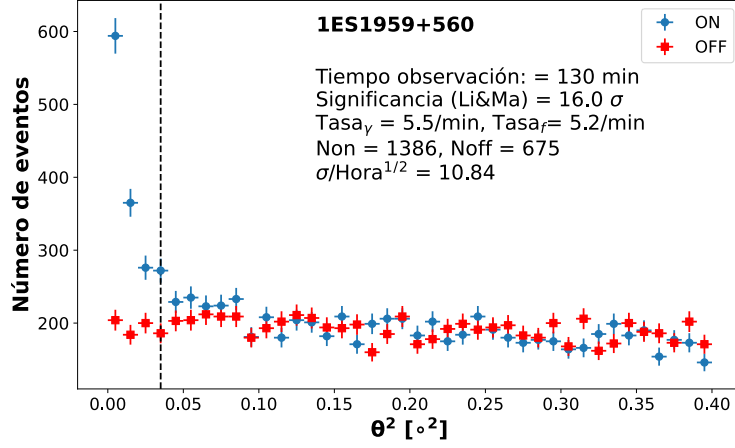
En este capítulo se han descrito los resultados obtenidos en el análisis de los principales parámetros que sirven para evaluar el funcionamiento del telescopio LST-1. Ha continuación se resumirán estos resultados.

Del análisis de las simulaciones de Monte Carlo se ha obtenido que el umbral de energía del telescopio LST-1 es de  $28.7 \pm 1.4$  GeV, que su resolución de energía es del orden del 20% para energías entre 1 a 10 TeV, y que su resolución angular está por debajo de  $0.2^\circ$  en el rango de los TeV. El área efectiva calculada es del orden de los  $10^5$  m<sup>2</sup>, para eventos de aproximadamente 300 GeV y cae ligeramente para altas energías debido al limitado campo de visión del telescopio y al corte aplicado en el parámetro *leakage*. En cuanto a la separación  $\gamma$ /hadrón, se ha evaluado el área bajo la curva ROC, que muestra resultados superiores al 87% desde 0.1 a 25 TeV. Además se ha podido calcular la sensibilidad, la cual ha sido comparada con la del sistema estereoscópico de los telescopios MAGIC. La sensibilidad relativa al flujo de la Nebulosa del Cangrejo es del 5% a 0.1 TeV y del 3% a 1.27 TeV.

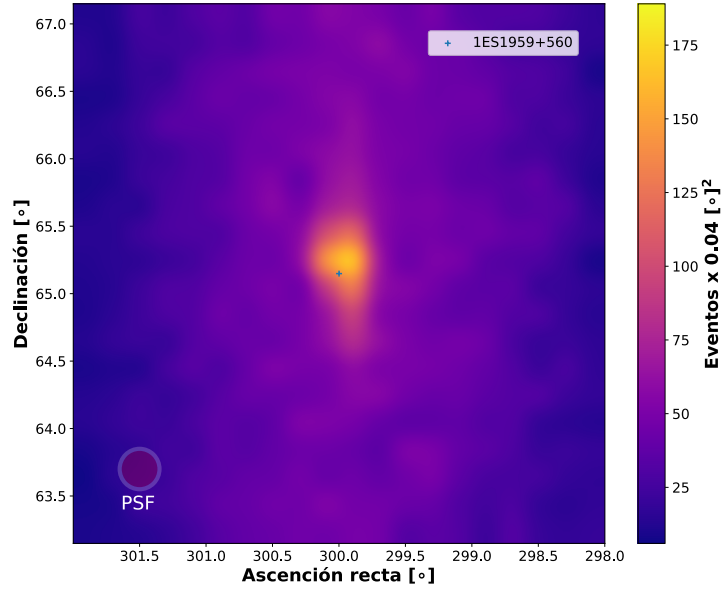
El análisis con datos reales de la Nebulosa del Cangrejo ha permitido obtener una señal con una significancia de  $38 \sigma$  con cortes fijos. Con el uso de cortes optimizados en intervalos de energía se detecta señal desde los 0.08 TeV hasta los 3.15 TeV. La significancia máxima de  $21 \sigma$  se alcanza en el intervalo de energía entre los 0.24 y 0.67 TeV. El espectro obtenido de la Nebulosa del Cangrejo concuerda con el obtenido por MAGIC. De esta forma hemos podido corroborar el buen funcionamiento del telescopio de manera integral. El mapa del cielo obtenido muestra un claro exceso de eventos, cuya dirección reconstruida se encuentra en la posición nominal de la Nebulosa del Cangrejo, sin que se observen desplazamientos o distorsiones, indicando un correcto funcionamiento del sistema de apuntado.

Se ha estimado la sensibilidad del telescopio con datos reales de la Nebulosa del Cangrejo, observándose que la sensibilidad actual del telescopio LST-1 es un factor 2 peor que la de MAGIC en el rango de energías intermedias (0.5 a 2 TeV). Esto es razonable teniendo en cuenta que CTA-Norte cuenta por el momento con un solo telescopio, en comparación con el sistema estereoscópico de MAGIC.

Se ha estimado la resolución angular usando datos de la Nebulosa del Cangrejo, por el método del ajuste gaussiano bidimensional y el del percentil del 68% del

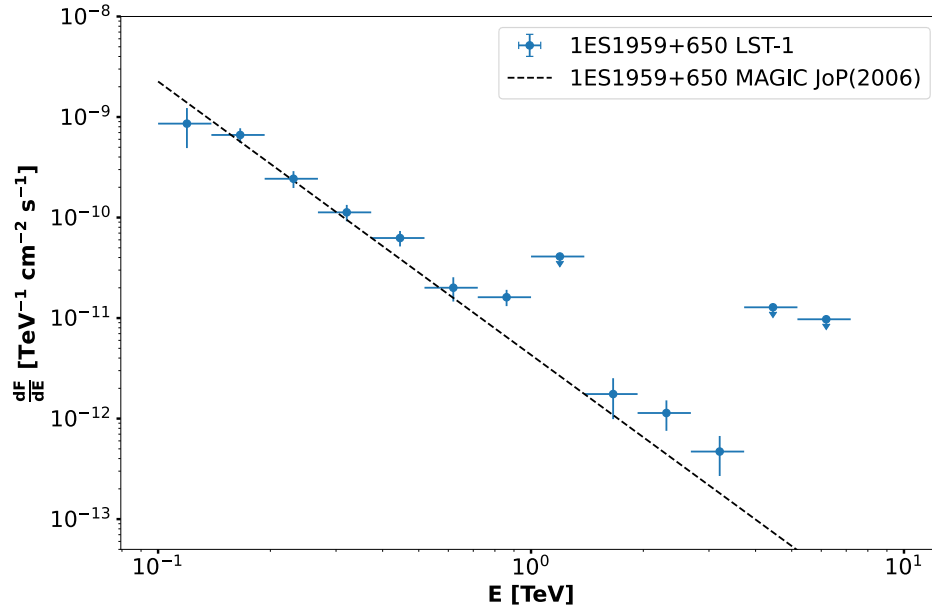


(a)

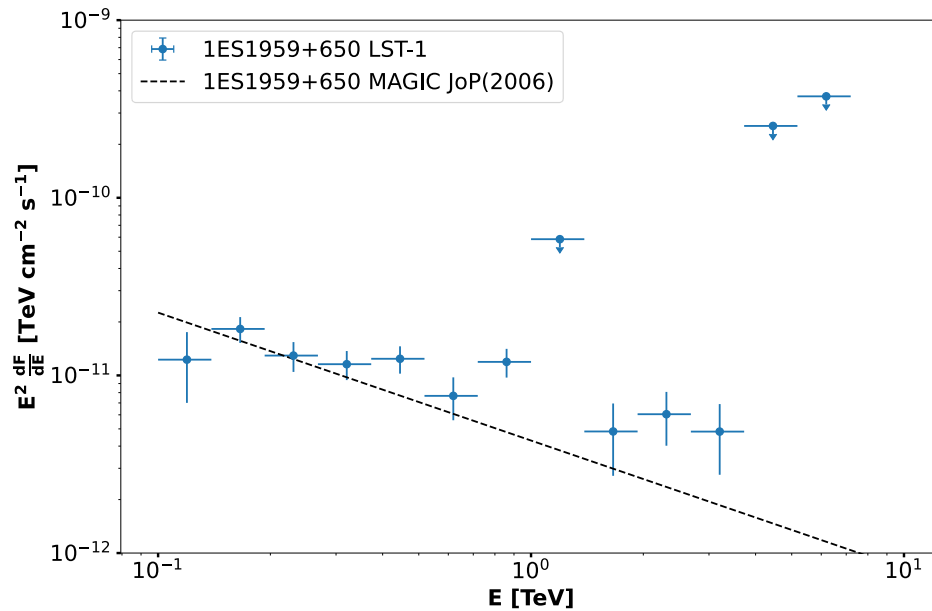


(b)

**Figura 5.26:** (a) Distribución del parámetro  $\theta^2$  (distancia angular entre la posición verdadera y la posición reconstruida de la fuente al cuadrado) de la señal y el fondo para los datos de 1ES1959+560 analizados. Se muestran además los valores de significancia, tasa de rayos  $\gamma$  y del fondo de rayos cósmicos por tiempo de observación, número de eventos en las regiones ON y número de eventos en las regiones OFF y la significancia por raíz cuadrada de hora de observación. La línea discontinua vertical muestra el corte en  $\theta^2$  utilizado para le cálculo de la significancia. (b) Mapa del cielo de 1ES1959+560 obtenido con la dirección reconstruida de los eventos supervivientes a los cortes de separación  $\gamma$ /hadrón. La cruz central indica la posición nominal de 1ES1959+560 y el círculo en la esquina inferior izquierda muestra el tamaño aproximado de la PSF del telescopio. La barra de color indica el número de eventos en cada región de  $0.04^2$ .

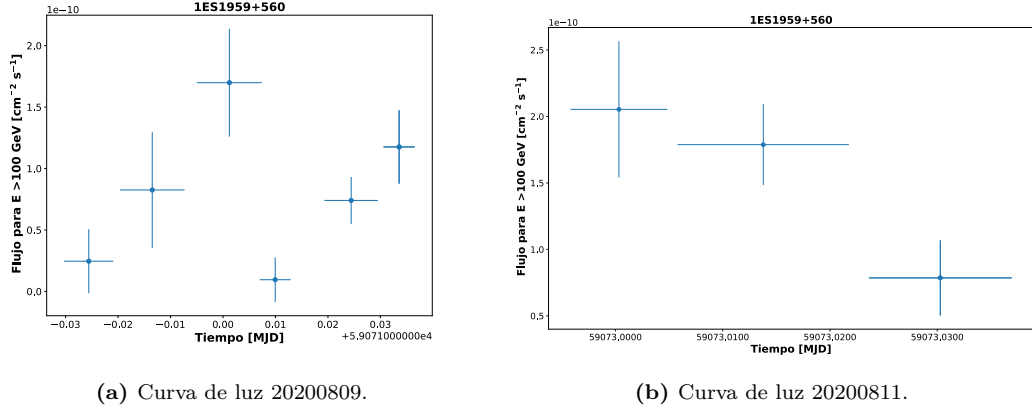


(a) Espectro diferencial de energía.



(b) Distribución espectral de energía (SED).

**Figura 5.27:** Espectro diferencial (a) y distribución espectral de energía (SED) (b), obtenidos para los datos analizados de 1ES1959+560. Se muestra también como referencia el espectro diferencial y la distribución espectral de energía obtenida para 1ES1959+560 por MAGIC [82].



(a) Curva de luz 20200809.

(b) Curva de luz 20200811.

**Figura 5.28:** Curva de luz de 1ES1959+560 para el 9 de agosto de 2020 (a) y para el 11 de agosto de 2020 (b). Los intervalos de tiempo corresponden a 20 minutos.

contenido de eventos cercanos a la posición de la fuente. Los resultados obtenidos podrían calificarse de razonables, aunque aún son de peor calidad que los que se obtiene con la muestra de Monte Carlo para este segundo método. Los resultados obtenidos con el método del ajuste gaussiano resultan demasiado optimistas debido a una posible subestimación de la resolución angular, ya que el método no tiene en cuenta las largas colas de la distribución de la dirección reconstruida. En cambio el método del percentil del 68% se ve afectado por las fluctuaciones presentes en las colas largas de la distribución y la poca estadística a partir de 1 TeV.

Se ha podido además analizar y corroborar la detección de tres AGNs, a saber, Markarian 421, Markarian 501 y 1ES1959+560. Se han calculado sus espectros y curvas de luz, además se han obtenido los mapas del cielo correspondientes, mostrando el exceso de eventos esperado en la dirección nominal de cada fuente observada. Estos resultados están dentro de lo esperado, para su emisión basal, siendo comparables con los resultados conocidos de dichas fuentes, y por lo tanto útiles para corroborar el buen funcionamiento del telescopio.

De manera general, se puede concluir que el comportamiento del telescopio LST-1 es el esperable en esta fase de puesta a punto. Su comportamiento se espera que mejore ostensiblemente cuando entren en funcionamiento los otros tres telescopios LST, planificados para ser parte de CTA-Norte.

Parte de los resultados presentados en este capítulo han sido incluidos en la publicación "Physics Performance of the Large-Sized Telescope prototype of the Cherenkov Telescope Array", presentada en la 37<sup>a</sup> Conferencia Internacional de Rayos Cósmicos 2021 (International Cosmic Ray Conference - ICRC) [128], de la cual el autor de esta tesis es uno de los autores principales.

# 6

## Incertidumbres en los parámetros de Hillas

### Índice

---

<b>6.1</b>	<b>Introducción</b>	98
<b>6.2</b>	<b>Incertidumbre de los parámetros <i>length</i> y <i>width</i></b>	98
<b>6.3</b>	<b>Implementación del cálculo de las incertidumbres de los parámetros de Hillas</b>	99
6.3.1	Preparación de la muestra Monte Carlo y entrenamiento de los modelos de RF	99
6.3.2	Comparación de las distribuciones de los parámetros de entrenamiento utilizados	100
<b>6.4</b>	<b>Pruebas de consistencia</b>	101
6.4.1	Estimación de la incertidumbre de <i>length</i>	101
6.4.2	Consistencia de la incertidumbre de <i>alpha</i>	103
<b>6.5</b>	<b>Resultados</b>	105
6.5.1	Resultados de la reconstrucción de energía	105
6.5.2	Resultados de la reconstrucción de la dirección	106
6.5.3	Resultados de la separación $\gamma$ /hadrón	108
6.5.4	Resultados con datos reales de la Nebulosa del Cangrejo	115
<b>6.6</b>	<b>Resumen y conclusiones</b>	117

---

## 6.1 Introducción

En la sección [3.3.2](#) se describió la importancia de los parámetros de imagen de las cascadas atmosféricas, también llamados parámetros de Hillas [\[135\]](#) (descritos en el apéndice [A](#)), a la hora de analizar los datos tomados con IACTs. Tener en cuenta las incertidumbres asociadas a dichos parámetros, podría tener un peso relevante en el análisis y discriminación del tipo de cascada. En este capítulo se describirán las incertidumbres asociadas a los parámetros de Hillas, *length* y *width*. Se detallará además cómo incorporar estas incertidumbres en el método de aprendizaje automático de *Random Forest* (véase apéndice [B](#)), y su adaptación a la cadena de análisis del telescopio LST-1. Finalmente se presentarán los resultados obtenidos incorporando las incertidumbres de los parámetros de Hillas, en la estimación de la energía, la reconstrucción de la dirección de las cascadas y en la separación  $\gamma$ /hadrón. Estos resultados son comparados con los obtenidos utilizando el análisis estándar de LST-1. Los resultados detallados en este capítulo corresponden al estado que presentaba la cadena de análisis con la versión de *cta-lstchain* 0.6.3 y el telescopio LST-1 en el invierno de 2020, por lo que no reflejan lo alcanzado actualmente, ya que tanto el telescopio como su cadena de análisis han sufrido mejoras posteriores a este análisis.

## 6.2 Incertidumbre de los parámetros *length* y *width*

Como se describió en la sección [3.3](#), una vez calibrada y limpiada, la imagen de la cascada atmosférica está constituida por el número de fotones Cherenkov  $N_i$  registrados en cada píxel  $i$  de la cámara. La deducción de las fórmulas matemáticas, que representan las incertidumbres de estos parámetros ha sido descrita por W. Wittek [\[136\]](#), y se ha reproducido en el apéndice [A](#).

En el apéndice [A](#) se deducen las expresiones de los parámetros de Hillas *length* y *width* en términos del número de fotones  $N_l$  de cada píxel  $l$  de la cámara. El cuadrado de estos parámetros se puede expresar de la siguiente manera:

$$L^2 = c_{xx} \cdot \frac{1 \pm \cos(2\delta)}{2} \pm \sin(2\delta) \cdot c_{xy} + c_{yy} \cdot \frac{1 \mp \cos(2\delta)}{2} \quad (6.1)$$

donde el signo superior se refiere a *length*<sup>2</sup> y el signo inferior a *width*<sup>2</sup>. Se define entonces la incertidumbre de los parámetros *length*<sup>2</sup> y *width*<sup>2</sup> como:

$$(\Delta L^2)^2 = \left( \sum_l \frac{\partial(L^2)}{\partial N_l} \cdot \Delta N_l \right)^2 = \sum_{jl} \frac{\partial(L^2)}{\partial N_j} \frac{\partial(L^2)}{\partial N_l} \cdot \Delta N_j \Delta N_l \quad (6.2)$$

La deducción completa de estas incertidumbres se encuentra en la sección [A.1](#) del apéndice [A](#). Ya que las fluctuaciones del número de fotones en cada píxel siguen una distribución de Poisson, se tiene que  $\Delta N_l \sim \sqrt{N_l}$ . Por otro lado,  $\Delta L^2 = 2L\Delta L$ , de donde podemos obtener la expresión para la incertidumbre de los parámetros *length* y *width* en términos de las incertidumbres de sus cuadrados dada por la expresión [6.2](#):

$$\Delta L = \frac{\Delta L^2}{2L} \quad (6.3)$$

## 6.3 Implementación del cálculo de las incertidumbres de los parámetros de Hillas

La técnica de aprendizaje automático de *Random Forest* (RF) (véase el apéndice B) se utiliza para la reconstrucción de la dirección y energía de la cascada original de rayos  $\gamma$  y para la separación  $\gamma$ /hadrón (véase las secciones 3.3.3 y 3.3.4). En esta sección se explicará cómo se ha realizado la implementación del cálculo de las incertidumbres de los parámetros de Hillas en la cadena de análisis del telescopio LST-1 y en los modelos de RF.

La cadena de análisis del telescopio LST-1, descrita en la sección 3.3, está compuesta en su parte medular por el software *ctapipe*, que contiene la función que realiza el cálculo de los parámetros de Hillas<sup>1</sup>. El cálculo de las incertidumbres de dichos parámetros fue implementado en esta función a través de una petición de contribución (*Pull Request*)<sup>2</sup> al repositorio de *ctapipe*. Al incluir estos cálculos en la cadena de análisis se tienen además de los valores de los parámetros de Hillas, los valores para las incertidumbres de *length* y *width* para cada evento procesado.

### 6.3.1 Preparación de la muestra Monte Carlo y entrenamiento de los modelos de RF

Para entrenar los modelos de RF que reconstruyen la energía y dirección de la cascada, es necesaria una muestra de simulaciones Monte Carlo. En el entrenamiento del modelo de clasificación se ha utilizado una mezcla de rayos  $\gamma$  difusos<sup>3</sup> y protones. Tanto los rayos  $\gamma$  como los protones utilizados fueron procesados hasta el nivel de datos DL1 (véase la tabla 3.1), obteniéndose los parámetros de Hillas con sus correspondientes incertidumbres. Para evaluar el rendimiento de los modelos entrenados, se ha utilizado una muestra de Monte Carlo de *prueba* compuesta por rayos  $\gamma$  puntuales<sup>4</sup> y protones.

El procesamiento de las simulaciones Monte Carlo se ha realizado utilizando *lstmcpipe*<sup>5</sup>, el cual es un repositorio de programas basados en *cta-lstchain* que facilitan la reducción de datos Monte Carlo, preservando el resto de parámetros utilizados en la producción estándar. Este análisis ha sido realizado utilizando la versión de *ctapipe* v.0.9.1, que incluye nuestro cálculo de las incertidumbres de Hillas. Se ha adaptado la versión de *cta-lstchain* v.0.6.3 para que tenga en cuenta las incertidumbres de los parámetros de Hillas.

Para este estudio se han utilizado los parámetros considerados estándar en la cadena de análisis del telescopio LST-1, a los cuales se han añadido las incertidumbres de los parámetros de Hillas<sup>6</sup>. Estos parámetros se detallan en la tabla 6.1.

<sup>1</sup><https://github.com/cta-observatory/ctapipe/blob/master/ctapipe/image/hillas.py>

<sup>2</sup><https://github.com/cta-observatory/ctapipe/pull/1443>

<sup>3</sup>Los rayos  $\gamma$  difusos se generan con direcciones que están distribuidas isotrópicamente en el campo de visión de la cámara. Se utilizan rayos  $\gamma$  difusos para realizar un análisis independiente de la fuente.

<sup>4</sup>La dirección simulada para estos rayos  $\gamma$  es la misma a la que apunta el telescopio con una desviación de  $0.4^\circ$  respecto del centro de la cámara, para simular las observaciones de tipo *wobble* de una fuente puntual.

<sup>5</sup><https://github.com/cta-observatory/lstmcpipe>

<sup>6</sup>El entrenamiento de los modelos de RF se ha realizado utilizando también *lstmcpipe*, que a su vez corre el script de *cta-lstchain*, *lstchain\_mc\_trainpipe.py* y que utiliza *scikit-learn*. De esta forma se han obtenido dos modelos RF de regresión que se utilizarán para reconstruir la dirección y la energía de las cascadas, y un tercer modelo de clasificación utilizado para la separación  $\gamma$ /hadrón. Para más detalles sobre *scikit-learn* y los tipos de modelos de RF véase la sección 3.3.3. El programa utilizado

Parámetros	Definición	Regresión	Clasificación
log_intensity o size	Logaritmo de la intensidad (número total de foto-electrones)	✓	✓
width	Longitud del semieje menor de la elipse.	✓	✓
length	Longitud del semieje mayor de la elipse.	✓	✓
x	Coordenada $x$ del centro de gravedad de la imagen.	✓	✓
y	Coordenada $y$ del centro de gravedad de la imagen.	✓	✓
psi o $\delta$	Ángulo que forma la elipse con el eje $x$	✓	✓
phi o $\beta$	Coordenada polar del centro de gravedad de la imagen.	✓	✓
wl	width/length	✓	✓
skewness	Medida de la simetría de la imagen a lo largo de su eje mayor.	✓	✓
kurtosis	Dispersión relativa de la imagen a lo largo de su eje mayor.	✓	✓
r	Coordenada radial del centro de gravedad de la imagen.	✓	✓
time_gradient	Gradiente de tiempo a lo largo del eje mayor en la cámara.	✓	✓
leakage_intensity_2	Fracción de intensidad de los 2 anillos más exteriores con respecto al total. de la cámara	✓	✓
width_uncertainty	Incertidumbre de <i>width</i> .	✓	✓
length_uncertainty	Incertidumbre de <i>length</i>	✓	✓
log_reco_energy	Energía reconstruida en escala logarítmica.		✓
reco_disp_dx	Coordenada $x$ del vector disp.		✓
reco_disp_dy	Coordenada $y$ del vector disp.		✓

Tabla 6.1: Parámetros usados en el entrenamiento y prueba de los modelos de RF.

### 6.3.2 Comparación de las distribuciones de los parámetros de entrenamiento utilizados

La figura 6.1 muestra las distribuciones de *intensity*, *width*, *length*, y *wl* para rayos  $\gamma$  difusos y protones de Monte Carlo, procesados con la cadena de análisis estándar y con la que incluye nuestro cálculo de las incertidumbres de los parámetros de Hillas. Se ha hecho esta comparación con el fin de verificar que no haya discrepancias en el procesamiento de los datos hasta el nivel DL1.

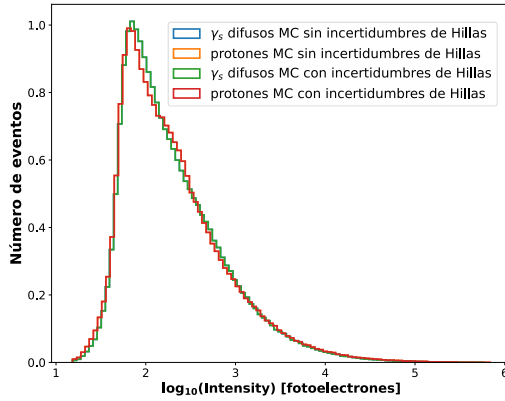
Los modelos de clasificación que realizan la separación  $\gamma$ /hadrón han sido entrenados añadiendo la energía reconstruida y las coordenadas del vector *disp* como parámetros adicionales, respecto a los que se han utilizado en el entrenamiento de los modelos de regresión. La figura 6.2 muestra las distribuciones de la energía reconstruida y la norma del vector *disp*. Se puede observar en las figuras que las distribuciones de estos parámetros son muy similares, verificándose que la modificación del código para introducir el cálculo de los parámetros de Hillas no produce efectos indeseados.

Las distribuciones de las incertidumbres de los parámetros de Hillas de la muestra de entrenamiento para los modelos de regresión y clasificación se muestran en la figura 6.3. Se puede ver que las distribuciones de las incertidumbres de *width* y *length* se comportan de forma diferente para los rayos  $\gamma$  difusos y los protones. Esto tiene sentido, ya que las cascadas generadas por cada tipo de partícula producen diferentes tipos de imágenes en la cámara del telescopio. Aunque al comparar resultados globales es muy difícil ver diferencias concretas, ya que se utilizan eventos de todo el espectro de energía. Teniendo en cuenta esto, es posible inferir que las incertidumbres de los parámetros de Hillas pueden contener información que sirva para la clasificación del tipo de cascada.

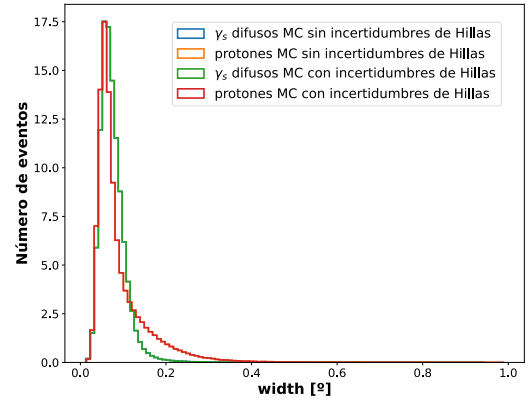
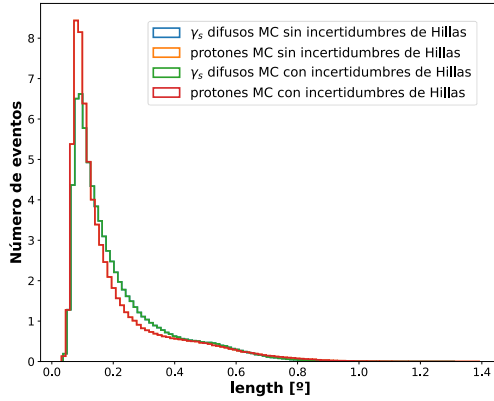
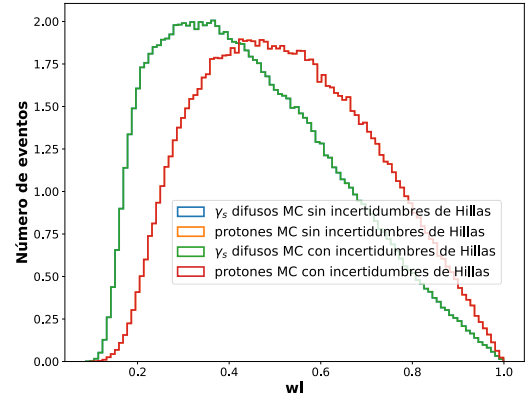
para el entrenamiento de los modelos se encuentra en: [https://github.com/cta-observatory/cta-lstchain/blob/master/lstchain/scripts/lstchain\\_mc\\_trainpipe.py](https://github.com/cta-observatory/cta-lstchain/blob/master/lstchain/scripts/lstchain_mc_trainpipe.py)

<sup>7</sup>Estos parámetros han sido definidos en el apéndice A.

<sup>8</sup>Se han omitido las distribuciones de la muestra de protones, ya que la dirección y energía no se reconstruyen correctamente, debido a que los modelos han sido entrenados únicamente con rayos  $\gamma$ .



(a) Distribución de intensidad.

(b) Distribución de *width*.(c) Distribución de *length*.(d) Distribución de *wl*.

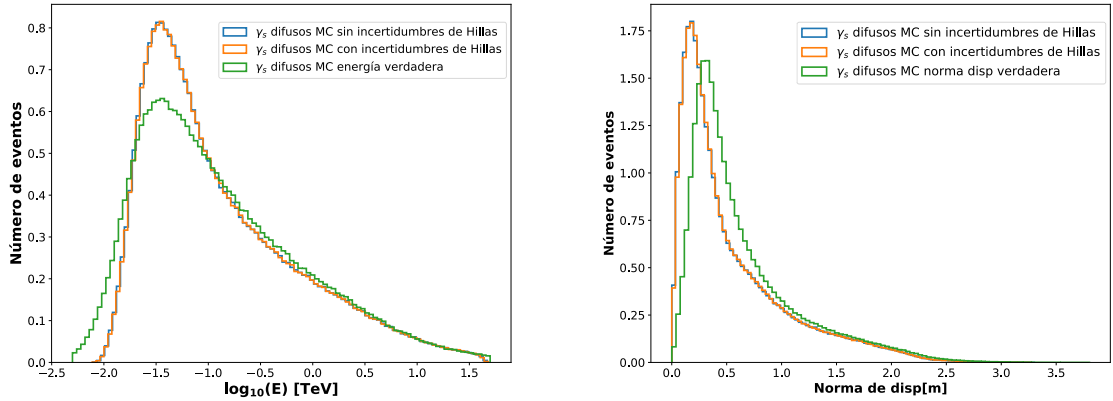
**Figura 6.1:** Distribuciones de los principales parámetros utilizados en el entrenamiento de los modelos RF, obtenidas con la cadena de análisis original y con la modificada que incluye el cálculo de las incertidumbres de los parámetros de Hillas. Se observa que las distribuciones de los parámetros generados con las dos versiones del código se superponen en todos los casos.

## 6.4 Pruebas de consistencia

Con el fin de verificar la implementación del cálculo de las incertidumbres de Hillas, se ha realizado una prueba de la estimación de la incertidumbre del parámetro *length* con un modelo simplificado utilizando sucesos simulados. Se ha realizado además una comparación entre la incertidumbre estimada y el error total del parámetro *alpha* ( $\alpha$ ), el cual contiene información sobre la dirección de las cascadas (véase en el apéndice [A](#) la definición del parámetro *alpha*).

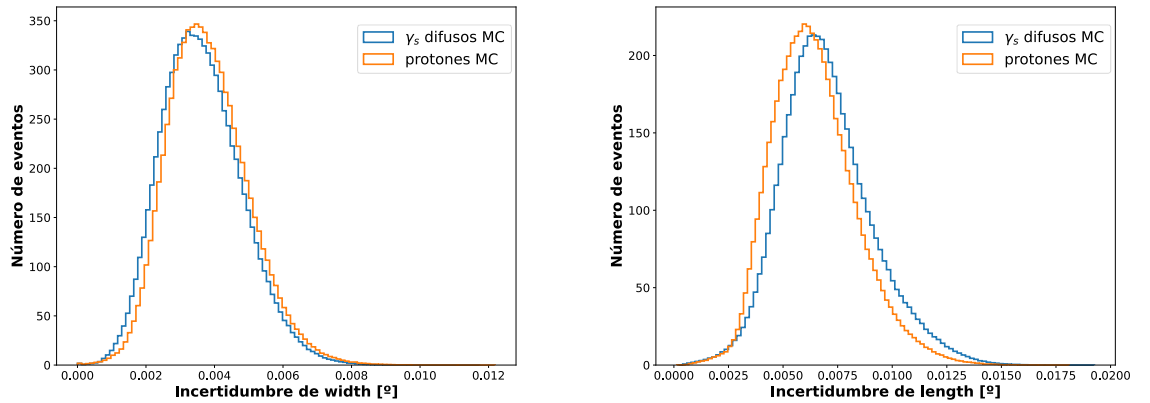
### 6.4.1 Estimación de la incertidumbre de *length*

Se ha diseñado un modelo de "juguete" con el que estimar la incertidumbre del parámetro *length* y compararla con la obtenida al usar la cadena de análisis modificada. El modelo de "juguete" utilizado consiste en fijar las posiciones de



(a) Distribuciones de la energía reconstruida y la energía verdadera de rayos  $\gamma$  difusos. (b) Distribución de la la norma del vector  $disp$  para rayos  $\gamma$  difusos.

**Figura 6.2:** Distribuciones de los parámetros adicionales utilizados para el entrenamiento de los modelos de clasificación, obtenidas con la cadena de análisis original y con la modificada que incluye el cálculo de las incertidumbres de los parámetros de Hillas.



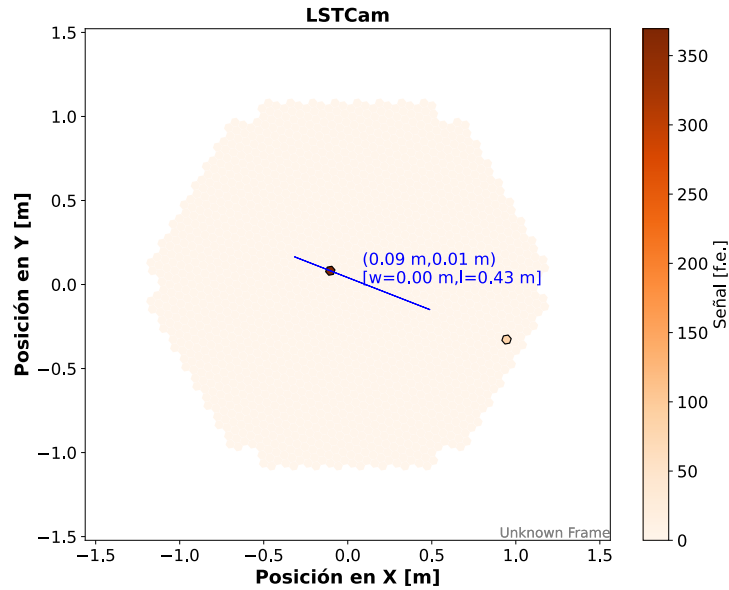
(a) Distribución de la incertidumbre de  $width$ .

(b) Distribución de la incertidumbre de  $length$ .

**Figura 6.3:** Distribuciones de las incertidumbres de los parámetros de Hillas.

dos píxeles en la cámara del telescopio LST-1, y generar, usando números aleatorios, distribuciones gaussianas para el número de fotones detectado en cada uno de los píxeles. En este caso se han generado 10.000 números aleatorios que proporcionan para el primer píxel una media de 100 foto-electrones y una desviación estándar de  $\pm 10$  foto-electrones, y para el segundo píxel una media de 400 foto-electrones y una desviación estándar de  $\pm 20$  foto-electrones. Tras generar las imágenes, se les ha aplicado un limpiado de imagen de umbrales  $6 - 3$  (véase la sección 3.3.2), para luego calcular el parámetro  $length$  y su incertidumbre asociada. La figura 6.4 muestra una de las imágenes de la cámara que contiene los dos píxeles con su carga generada aleatoriamente.

La figura 6.5a ilustra la distribución de los valores de  $length$  calculados para el modelo de "juguete" y el ajuste a la función gaussiana. Por su parte en la figura 6.5b se muestra la distribución de las incertidumbres del parámetro  $length$  obtenida



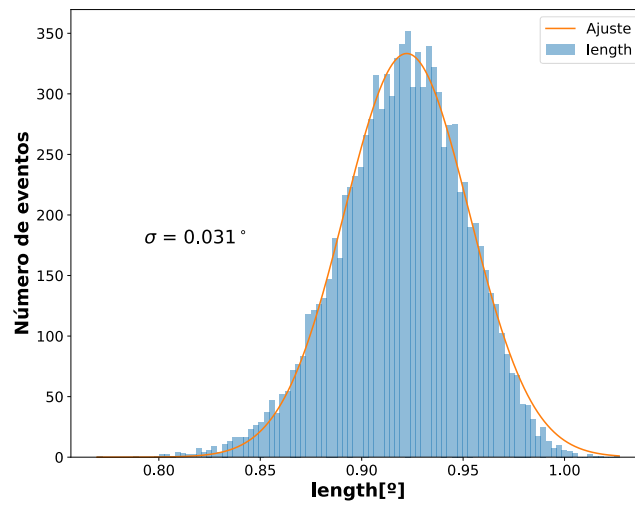
**Figura 6.4:** Imagen en la cámara del telescopio LST-1 formada por solo dos píxeles, cuya carga ha sido simulada según una distribución gaussiana. La barra de color de la derecha muestra la carga de cada píxel. Se muestran además las coordenadas del centro de gravedad de la elipse, y los valores de *width* y *length* calculados.

con el modelo de "juguete". Se puede apreciar en las figuras antes referidas que la desviación estándar del ajuste gaussiano y el valor medio de los valores de la incertidumbre de *length* coinciden, por lo que se demuestra la validez de la estimación de la incertidumbre según la ecuación 6.3 implementada en la nueva cadena de análisis. Se debe recalcar que en el modelo de "juguete" utilizado no se han tenido en cuenta ni los efectos de las fluctuaciones del ruido del cielo nocturno (NSB, Night Sky Background) ni los del limpiado de imagen cuando el número de píxeles activos es mayor, los cuales podrían afectar a la estimación de la incertidumbre.

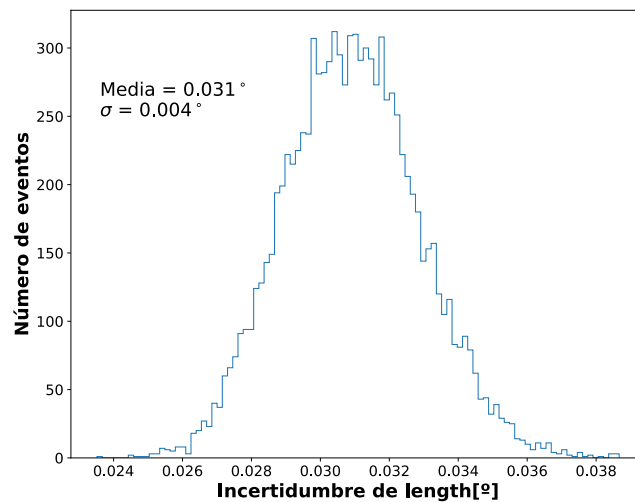
#### 6.4.2 Consistencia de la incertidumbre de *alpha*

El parámetro *alpha* ( $\alpha$ ), descrito en el apéndice A, se define como el ángulo entre la dirección del eje principal de la imagen y la dirección desde el centro de la cámara al centro de gravedad de la imagen. Para partículas provenientes de la dirección a la que apunta el telescopio,  $\alpha$  debería ser exactamente cero. Por tanto, si se generan fotones provenientes de la fuente, el valor de  $\alpha$  debería reflejar únicamente el error en la estimación de la dirección de la cascada a partir de la imagen registrada por la cámara del telescopio. Comparando el valor de  $\alpha$  con su incertidumbre estimada, se puede evaluar si la estimación es correcta.

La deducción de la incertidumbre del parámetro  $\alpha$  se encuentra detallada en el apéndice A.1.1. Se han utilizado las ecuaciones A.44 y A.49 definidas en el apéndice A.1.1, con el fin de calcular  $\alpha$  y su incertidumbre en una muestra de rayos  $\gamma$  puntuales de Monte Carlo. Posteriormente, se ha realizado un ajuste a la función gaussiana de la distribución del cociente entre el parámetro  $\alpha$  y su incertidumbre asociada para cada evento. Este ajuste se puede observar en la figura 6.6, donde la desviación estándar del ajuste gaussiano tiene un valor de aproximadamente 5. Esto implica que



(a)

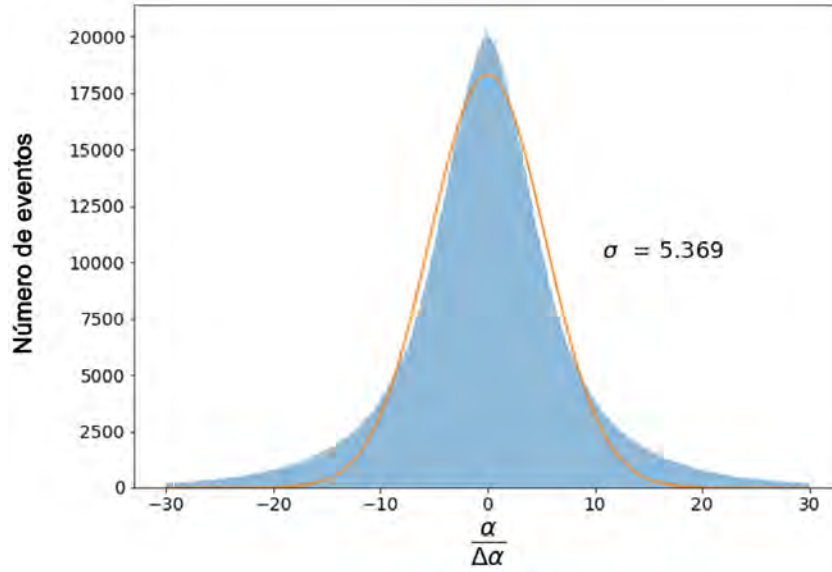


(b)

**Figura 6.5:** (a) Distribución del parámetro  $length$  obtenido con la ecuación 6.3 y su ajuste a una función gaussiana. Se muestra el valor de su desviación estándar  $\sigma$ . (b) Distribución de la incertidumbre del parámetro  $length$  de las imágenes simuladas con el modelo de "juguete". Se muestran los valores de la media y la desviación estándar de la distribución.

se ha subestimado la incertidumbre de  $\alpha$  en un factor 5. Se debe tener en cuenta que este factor engloba todos los efectos que repercuten en la estimación de la dirección del rayo  $\gamma$  que originó la cascada detectada, como pueden ser el desarrollo de la cascada en la atmósfera y la resolución angular del telescopio, entre otras. Además, la forma aproximadamente gaussiana de la distribución sugiere que existe una fuerte correlación entre el error en  $\alpha$  y su incertidumbre estimada.

Se ha realizado una comprobación adicional sobre el comportamiento de la incertidumbre de  $\alpha$  calculada, comparada con una medición directa del error asociado



**Figura 6.6:** Ajuste gaussiano a la distribución del cociente entre el parámetro *alpha* de cada cascada simulada y la incertidumbre de *alpha*.

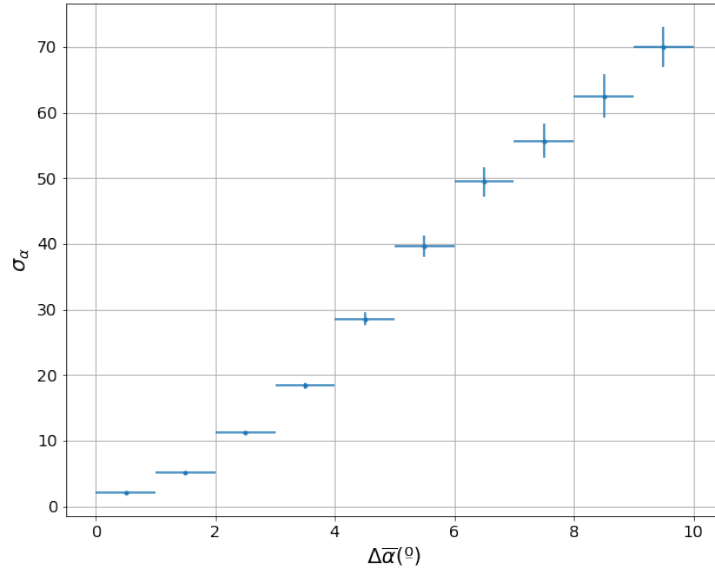
a esta incertidumbre. Para ello se ha obtenido la distribución de los valores de  $\alpha$  por intervalo de incertidumbre estimada y se ha ajustado cada distribución a una función gaussiana. En la figura 6.7 se ha representado la desviación estándar del ajuste en función del valor medio de la incertidumbre en cada intervalo. Esta figura revela que, aunque la incertidumbre estimada es solo un 20% de la incertidumbre real, la fuerte correlación entre ambas permite usarla como indicador de la incertidumbre real, funcionando como un estimador de la calidad de la reconstrucción de la dirección de la cascada. De esta forma se verifica que se está realizando una medición de la incertidumbre conforme al comportamiento del experimento real.

## 6.5 Resultados

En esta sección se muestran los resultados obtenidos comparando los modelos de *RF* entrenados con y sin incertidumbres de los parámetros de Hillas. La evaluación de los resultados para la reconstrucción de la energía y dirección obtenidos ha sido realizada con una muestra de Monte Carlo de rayos  $\gamma$  puntuales, mientras que para el estudio de la separación  $\gamma$ /hadrón se ha utilizado una mezcla de rayos  $\gamma$  puntuales y protones de Monte Carlo. Se describen además los resultados obtenidos al utilizar estos nuevos modelos en el análisis de datos reales de la Nebulosa del Cangrejo tomados con el telescopio LST-1.

### 6.5.1 Resultados de la reconstrucción de energía

Una de las primeras comparaciones que se pueden realizar entre los dos modelos entrenados es verificar el peso o importancia que han tenido las incertidumbres de los parámetros de Hillas. En este caso se ha realizado la comparación para el modelo de regresión, encargado de la reconstrucción de la energía. Las figuras 6.8a y 6.8b, muestran las distribuciones del índice de Gini (véase el apéndice B), para todos los parámetros usados en el modelo estándar y para los del modelo que incluye las



**Figura 6.7:** Distribución del parámetro  $\alpha$  en intervalos de incertidumbre de  $\alpha$ . El eje  $x$  representa el valor medio de cada intervalo de incertidumbre, y el eje  $y$  la  $\sigma$  de un ajuste gaussiano a la distribución del parámetro  $\alpha$  en cada intervalo.

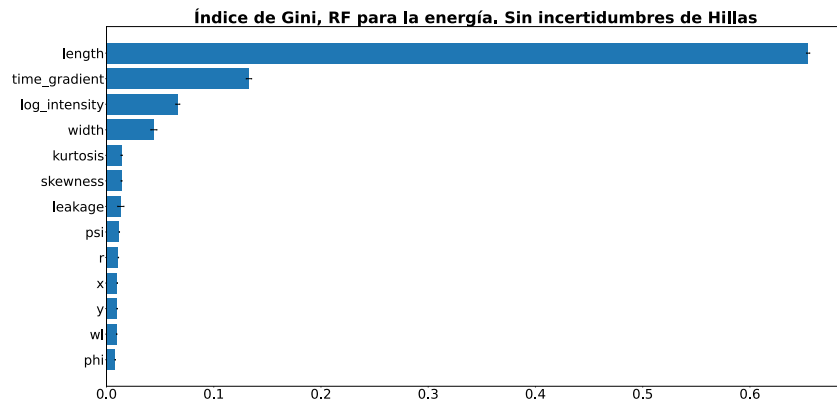
incertidumbres de los parámetros de Hillas. En las figuras mencionadas se puede observar claramente que el parámetro  $length$  es el de mayor importancia, seguido por  $time\_gradient$ ,  $log\_intensity$  y  $width$  para los dos modelos. El parámetro  $length\_uncertainty$  aparece en quinto lugar con mucho menos peso que  $width$ , por lo que según el índice de Gini, para el modelo de regresión que reconstruye la energía este parámetro es poco relevante. Se aprecia también que la relevancia de  $width\_uncertainty$  es incluso menor.

Otra medida de la calidad del modelo de  $RF$  la da la resolución de la energía reconstruida, definida en la sección 5.2.3. En esta parte del análisis se han utilizado los siguientes cortes:  $intensity > 50$  phe,  $leakage < 0.2$ ,  $gammaness > 0.5$  y  $\theta^2 < 0.1^{\circ 2}$ . Se han escogido estos cortes ya que preservan la mayor parte de los sucesos y eliminan posibles efectos sistemáticos. La resolución de la energía reconstruida tanto con los modelos  $RF$  que incluyen las incertidumbres de los parámetros de Hillas como con los que no la incluyen, se muestran en la figura 6.9 y se resumen en la tabla 6.2. Igualmente se puede apreciar que no existe una diferencia sustancial entre un modelo y otro.

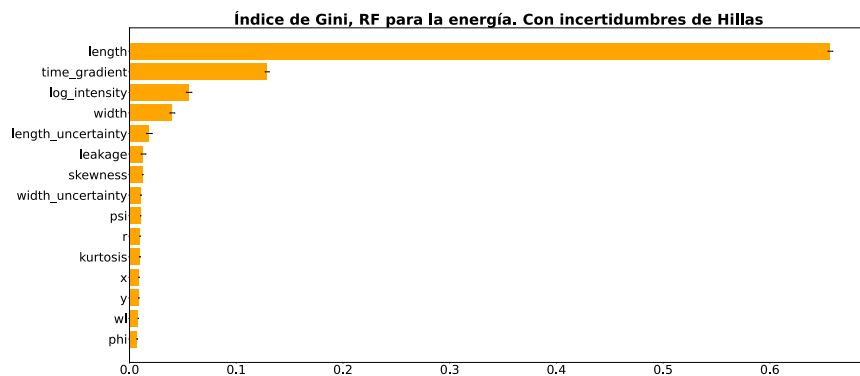
### 6.5.2 Resultados de la reconstrucción de la dirección

Se ha realizado un análisis sobre el modelo de  $RF$  utilizado para la reconstrucción de la dirección similar al presentado en la sección anterior para la energía. La figura 6.10 muestra las distribuciones del índice de Gini para los parámetros usados en los modelos mencionados con y sin las incertidumbres de los parámetros de Hillas. Se puede comprobar en la figura que  $length\_uncertainty$  y  $width\_uncertainty$  aparecen en séptimo y octavo lugar de importancia en el modelo entrenado con la incertidumbres de los parámetros de Hillas, indicando que no son relevantes.

En la figura 6.11a se muestran los resultados en función de la energía de la



(a) Modelo estándar sin incertidumbre en los parámetros de Hillas

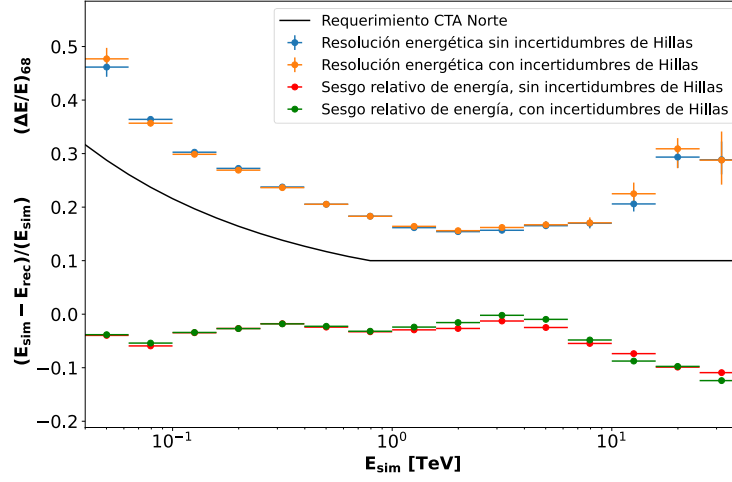


(b) Modelo con incertidumbres de los parámetros de Hillas

**Figura 6.8:** Comparación de la importancia relativa de los parámetros usados para los modelos de regresión que reconstruyen la energía sin incluir (a) e incluyendo (b) las incertidumbres de los parámetros de Hillas.

resolución angular, definida en la sección 5.2.4, y en la figura 6.11b la distribución del parámetro  $\theta^2$  de la muestra de rayos  $\gamma$  puntuales de Monte Carlo. Estas dos figuras fueron obtenidas con los modelos de  $RF$  de regresión con y sin las incertidumbres de los parámetros de Hillas, utilizando los mismos cortes que se usaron para el estudio de la resolución energética. En cuanto a la resolución angular, se observa que en la mayoría de intervalos de energía el comportamiento es bastante similar entre las dos muestras, aunque difiere ligeramente en los intervalos de menor y mayor energía. Esto puede deberse a la falta de estadística, ya que existen pocos eventos en esos rangos de energía. En la tabla 6.3 se resumen estos resultados.

La distribución de la distancia angular  $\theta^2$ , entre la posición reconstruida y la posición real de los eventos de rayos  $\gamma$  simulados, sirve como medida de la precisión de la reconstrucción de la dirección obtenida. En la gráfica 6.11b se puede observar que la diferencia en la reconstrucción de la dirección de la cascada es mínima entre los dos modelos. En la resolución angular promedio existe una diferencia muy pequeña en favor del análisis que incluye las incertidumbres de los parámetros de Hillas. Se puede concluir entonces que las incertidumbres de los parámetros de Hillas no son relevantes en la reconstrucción de la dirección de la cascada.



**Figura 6.9:** Resolución energética para una muestra de rayos  $\gamma$  puntuales de Monte Carlo obtenida con el modelo de RF que no incluye incertidumbres en los parámetros de Hillas (*azul*) y con el que las incluye (*naranja*). Se muestra también como referencia la resolución energética requerida para la red completa de CTA-Norte (*negro*). En la parte inferior se muestra el sesgo de la energía reconstruida relativa a la energía verdadera para el modelo estándar (*rojo*) y para el que incluye las incertidumbres de los parámetros de Hillas (*verde*).

### 6.5.3 Resultados de la separación $\gamma$ /hadrón

Se ha evaluado también el comportamiento de los modelos de clasificación utilizados en la separación  $\gamma$ /hadrón. En este caso se ha utilizado la muestra de prueba que contiene una mezcla de rayos  $\gamma$  puntuales y protones de Monte Carlo. Nuevamente se han obtenido las distribuciones del índice de Gini de los parámetros utilizados, mostrados en la figura 6.12. La incertidumbre de *length* y *width* se ubica en quinto y sexto lugar de preponderancia respectivamente. Estas posiciones son similares a las alcanzadas en el modelo de regresión de la energía, pero en este caso con un peso mayor, debido a que la distribución de la importancia relativa de los parámetros utilizados es mucho más homogénea en comparación con los modelos de regresión. Se puede concluir entonces que para este modelo de clasificación llegan a tener relevancia las incertidumbres de los parámetros de Hillas.

Continuando con la comparación de estos modelos se analizaron las distribuciones de *gamanness* (véase la sección 3.3.4) representadas en las figuras 6.13 y 6.14. Estas distribuciones se han obtenido con un corte en *intensity*  $> 500$  en el primer caso, y utilizando los siguientes cortes: *intensity*  $> 100$ , *n\_pixel*  $< 1800$ , *leakage*  $< 0.2$ , *wl*  $\geq 0.01$ , *r*  $\leq 1$ , *gammaness*  $> 0.6$ ,  $\theta^2 < 0.05$ , en el segundo caso. Estos cortes fueron seleccionados para analizar el comportamiento de *gamanness* a altas energías en el primer caso y en el segundo caso se trata del conjunto de cortes estándar. En ambas figuras se puede observar cierta diferencia entre las dos distribuciones, llamando la atención que existen más eventos con *gammaness* cercana a 1 para la distribución de los datos de Monte Carlo generados con el modelo que incluye las incertidumbres de los parámetros de Hillas.

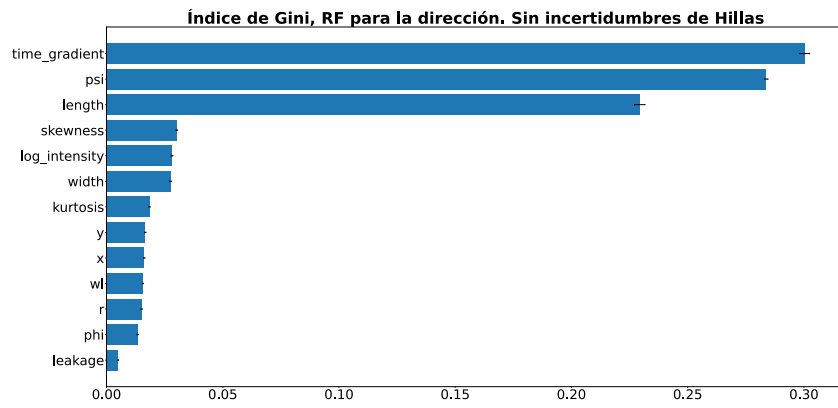
En la figura 6.15 se muestran los resultados del área bajo la curva ROC para el modelo estándar y para el modelo con las incertidumbres de los parámetros de Hillas. Se advierte en la figura que para todos los intervalos de energía se tiene un mejor resultado con el modelo que incluye las incertidumbres de los parámetros de Hillas.

E [TeV]	$(\Delta E/E_{sim})_{68\%}$	Sesgo	$(\Delta E/E_{sim})_{68\%}$	Sesgo
	sin incertidumbres de Hillas	sin incertidumbres de Hillas	con incertidumbres de Hillas	con incertidumbres de Hillas
0.03	46	0.08	48	0.01
0.05	46	-0.04	48	-0.04
0.082	36	-0.06	36	-0.05
0.13	30	-0.03	30	-0.03
0.21	27	-0.03	27	-0.03
0.32	24	-0.02	24	-0.02
0.51	21	-0.02	21	-0.02
0.82	18	-0.03	18	-0.03
1.30	16	-0.03	16	-0.02
2.05	15	-0.03	16	-0.02
3.25	16	-0.01	16	-0.00
5.14	17	-0.02	17	-0.01
8.15	17	-0.06	17	-0.05
12.92	21	-0.07	23	-0.09
20.48	29	-0.10	31	-0.10
32.46	29	-0.11	29	-0.12
51.45	0	-0.18	0.00	-0.17
81.55	0	0.000	0.00	0.00

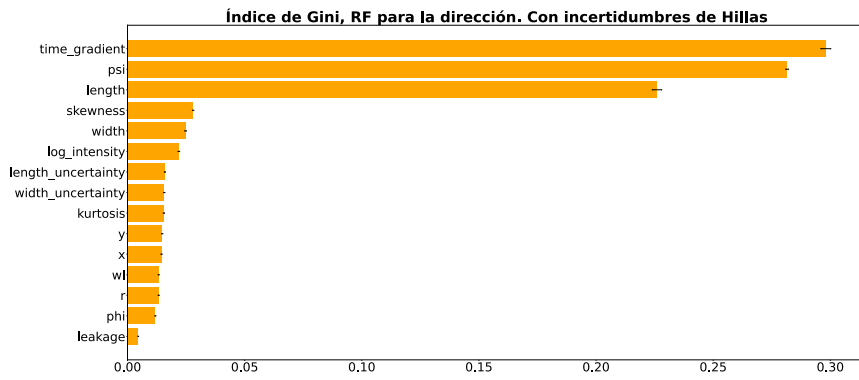
**Tabla 6.2:** Resultados de la resolución energética y del sesgo de energía para la muestra de rayos  $\gamma$  puntuales de Monte Carlo, obtenidos con los modelos con y sin las incertidumbres de los parámetros de Hillas. Los valores de la energía son el punto medio de cada intervalo.

$E_{medio}$ [TeV]	$\sigma_{68}$	$\sigma_{68}$
	sin incertidumbres de Hillas [°]	con incertidumbres de Hillas [°]
0.03	0.30	0.29
0.05	0.28	0.28
0.08	0.25	0.25
0.13	0.22	0.22
0.20	0.20	0.20
0.32	0.18	0.18
0.51	0.16	0.16
0.82	0.14	0.14
1.29	0.13	0.13
2.05	0.12	0.12
3.25	0.11	0.11
5.14	0.11	0.11
8.15	0.11	0.11
12.92	0.14	0.13
20.48	0.14	0.13
32.46	0.16	0.15
51.45	0.17	0.15

**Tabla 6.3:** Resultados de la resolución angular de una muestra de rayos  $\gamma$  puntuales de Monte Carlo para las producciones, sin incluir e incluyendo las incertidumbres de los parámetros de Hillas.

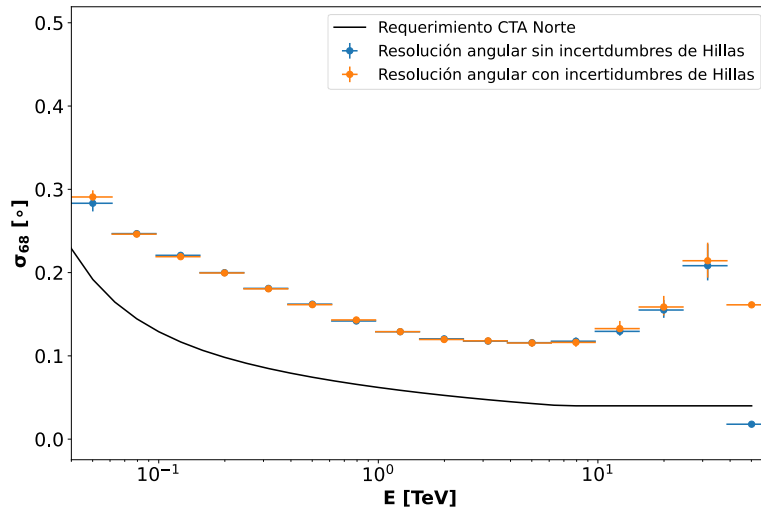


(a) Modelo estándar

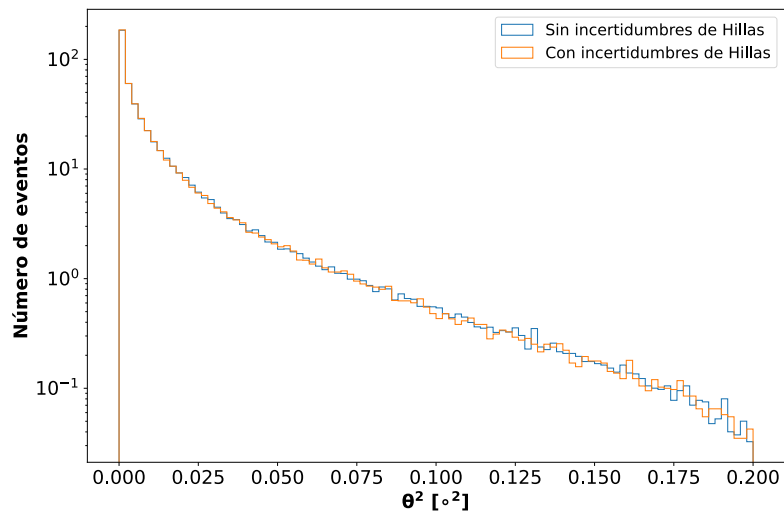


(b) Modelo con incertidumbres de los parámetros de Hillas

**Figura 6.10:** Comparación de la importancia de los parámetros usados en los modelo de regresión que reconstruyen la dirección, sin incluir (a) e incluyendo (b) las incertidumbres de los parámetros de Hillas.

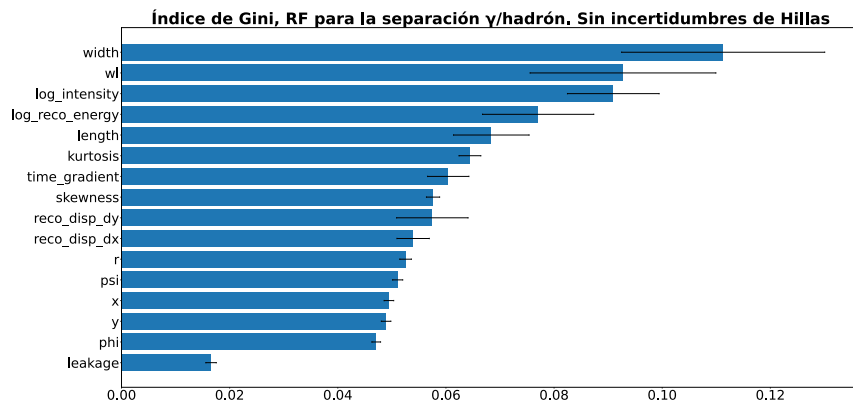


(a) Resolución angular en función de la energía reconstruida para una muestra de rayos  $\gamma$  puntuales de Monte Carlo sin y con las incertidumbres de los parámetros de Hillas. Se muestra también como referencia la resolución angular requerida para la matriz completa de CTA-Norte.

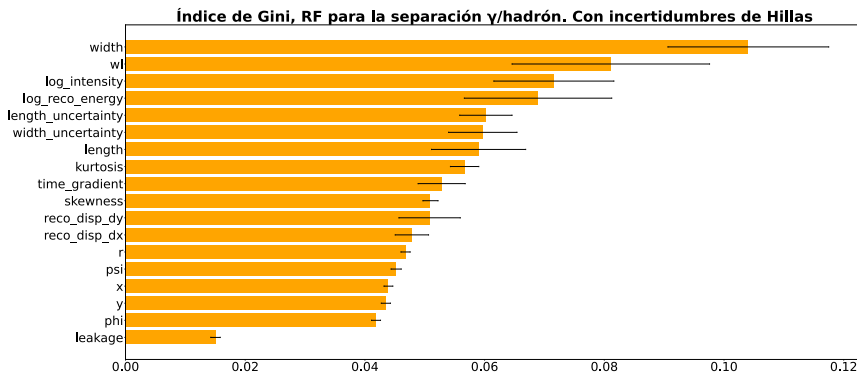


(b) Distribución de la dirección reconstruida para una muestra de rayos  $\gamma$  puntuales de Monte Carlo.

**Figura 6.11:** Comparación de la reconstrucción de la dirección con y sin incluir la incertidumbre de los parámetros de Hillas.

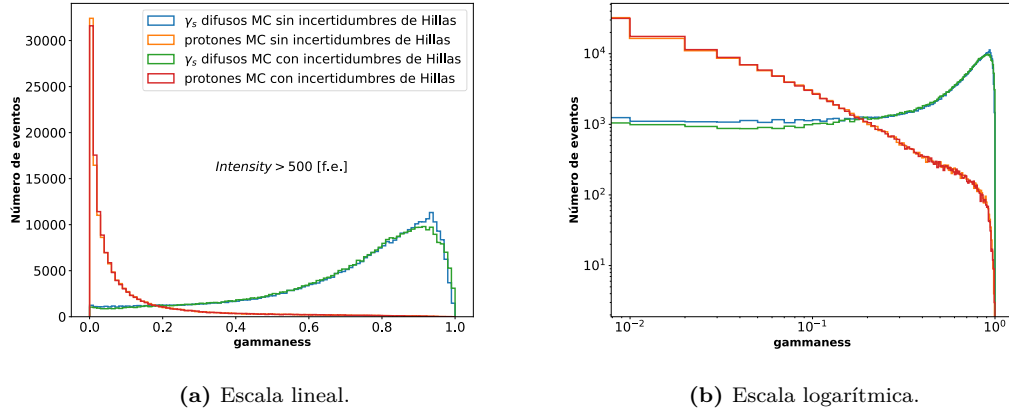


(a) Modelo estándar

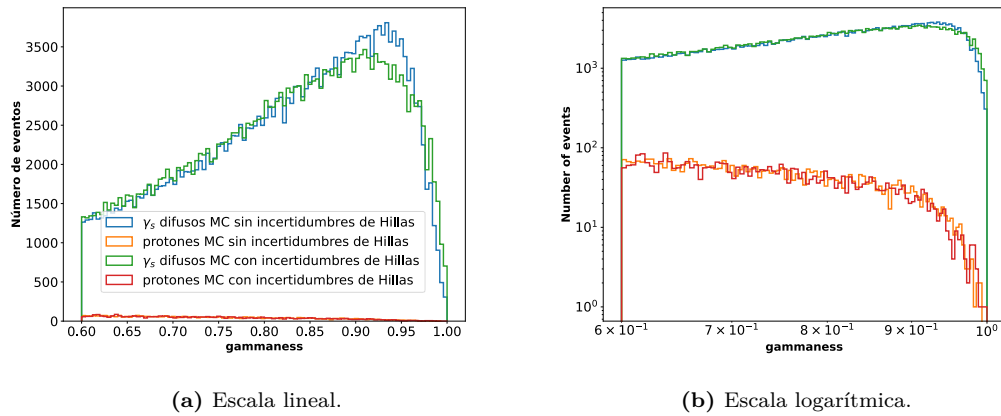


(b) Modelo con incertidumbres de los parámetros de Hillas

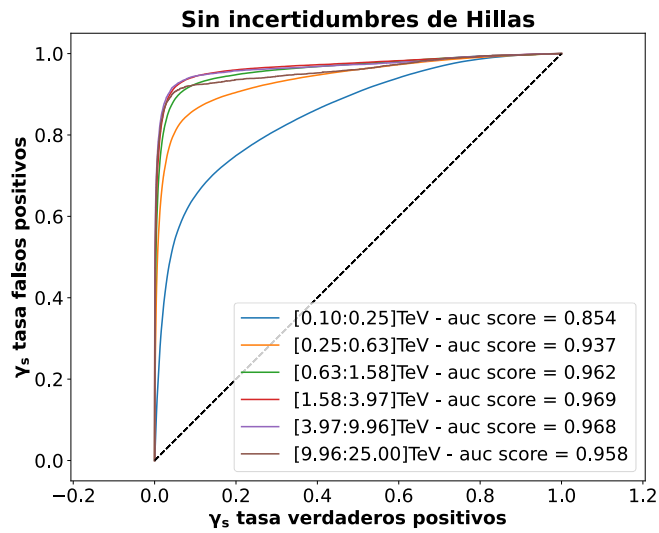
**Figura 6.12:** Comparación de la importancia de los parámetros usados para los modelo de clasificación, sin incluir (a) e incluyendo (b) las incertidumbres de los parámetros de Hillas.



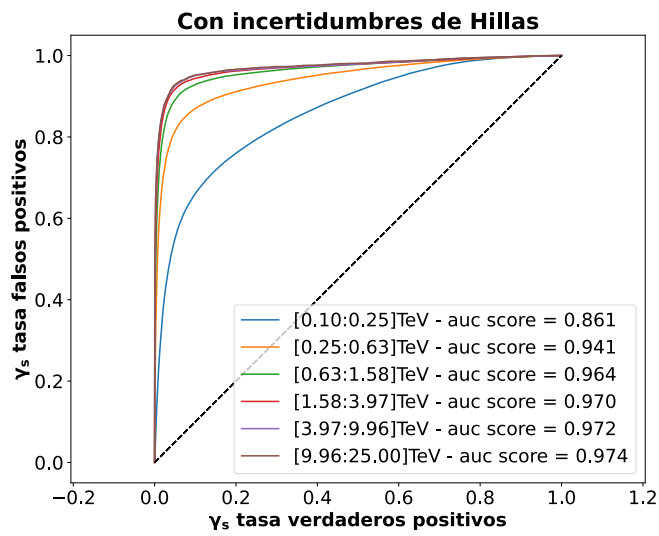
**Figura 6.13:** Distribuciones de  $gammaness$  para los modelos con y sin incertidumbres en los parámetros de Hillas, en escala lineal (izquierda) y logarítmica (derecha). Se ha aplicado en ambos casos un corte en  $intensity > 500$ . Se obtiene una mayor cantidad de eventos con  $gammaness$  cercana a 1 para el modelo que incluye las incertidumbres de Hillas.



**Figura 6.14:** Distribuciones de  $gammaness$  para los modelos con y sin incertidumbres en los parámetros de Hillas, en escala lineal (izquierda) y logarítmica (derecha). Se han aplicado los siguientes cortes:  $intensity > 100, n\_pixel < 1800, leakage < 0.2, wl \geq 0.01, r \leq 1, gammaness > 0.6, \theta^2 < 0.05$ . Se obtiene una mayor cantidad de eventos con  $gammaness$  cercana a 1 para el modelo que incluye las incertidumbres de Hillas.



(a) Resultados del área bajo la curva ROC para el modelo estándar sin incertidumbres de los parámetros Hillas.



(b) Resultados del área bajo la curva ROC para el modelo que incluye incertidumbres de los parámetros de Hillas.

**Figura 6.15:** Resultados del área bajo la curva ROC para los modelos con y sin incertidumbres en los parámetros de Hillas para varios intervalos de energía.

### 6.5.4 Resultados con datos reales de la Nebulosa del Cangrejo

En esta sección se compararán los resultados obtenidos incluyendo y sin incluir las incertidumbres de los parámetros de Hillas en el análisis de datos reales de la Nebulosa del Cangrejo. Se han escogido observaciones de la nebulosa del Cangrejo realizadas por el telescopio LST-1 el 21 de noviembre del 2020, correspondientes a 94 minutos de observación (véase la tabla 5.5) en modo *wobble* (véase la sección 3.3.5). Se han seleccionado además los *runs* de datos con una distancia cenital menor a  $35^\circ$ , ya que la muestra de Monte Carlo utilizada fue generada para una distancia cenital de  $20^\circ$ .

#### Extracción de la señal de la Nebulosa del Cangrejo

Se ha extraído la señal de la Nebulosa del Cangrejo y su significancia con la muestra de datos reales procesada con los dos modelos mencionados, siguiendo la metodología descrita en la sección 5.3.1, usando la fórmula 17 de Li&Ma [130] para calcular la significancia de la señal y aplicando los siguientes cortes fijos:  $intensity > 50$  phe,  $leakage < 0.2$ ,  $width/length > 0.1$ ,  $r > 1$ ,  $gammaness > 0.75$  y  $\theta^2 < 0.035^\circ$ . Estos cortes han sido seleccionados para minimizar el efecto de posibles errores sistemáticos en el análisis. El área de normalización escogida para el parámetro  $\alpha$  está entre  $0.1^\circ$  y  $0.3^\circ$ , ya que se ha utilizado únicamente la zona OFF de  $180^\circ$  rotada desde la posición ON de la fuente (véase la sección 5.3.1).

En las figuras 6.16a y 6.16b se muestran las distribuciones del parámetro  $\theta^2$  con y sin utilizar las incertidumbres de los parámetros de Hillas. Se puede observar que la significancia es mayor en algo más de una unidad para el modelo que incluye las incertidumbres de los parámetros de Hillas.

#### Distribuciones de *gammaness*

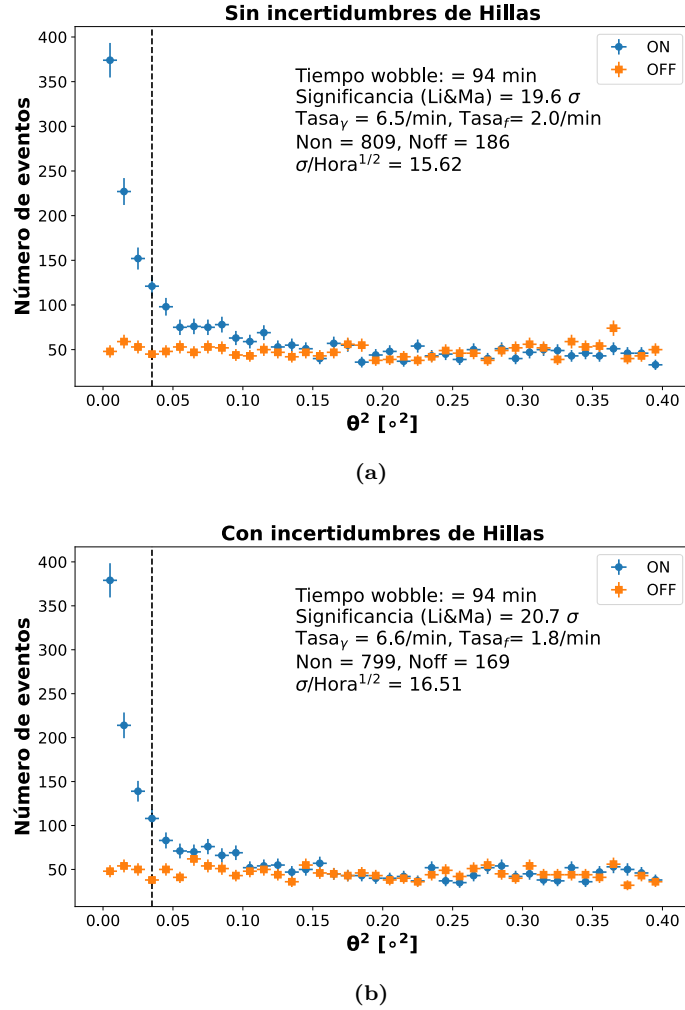
En las figuras 6.17a y 6.17b se pueden ver las distribuciones de *gammaness*, con los cortes fijos utilizados para el cálculo de la significancia de la señal. Se puede observar que para los dos modelos comparados la distribución de *gammaness* es muy similar.

#### Significancia por intervalos de energía

Otro análisis realizado con la finalidad de entender las diferencias entre los dos modelos es el análisis de la significancia obtenida por intervalo de energía. En la figura 6.18 se muestra la gráfica de la significancia calculada en diferentes intervalos de energía, usando los siguientes cortes:  $intensity > 200$  phe,  $leakage < 1$ ,  $width/length > 0.1$ ,  $r > 1$ ,  $gammaness > 0.6$  y  $\theta^2 < 0.1^\circ$ , siendo estos cortes más "suaves" que los utilizados para la significancia total (véase la sección 6.5.4). Se evidencia al analizar la significancia por intervalo de energía que el comportamiento es variable, dependiendo del intervalo de energía. Para los intervalos de menor energía se obtiene una significancia mayor para el modelo estándar que no incluye las incertidumbres de los parámetros de Hillas, y para energías mayores se da una alternancia entre los dos modelos.

#### Análisis espectral

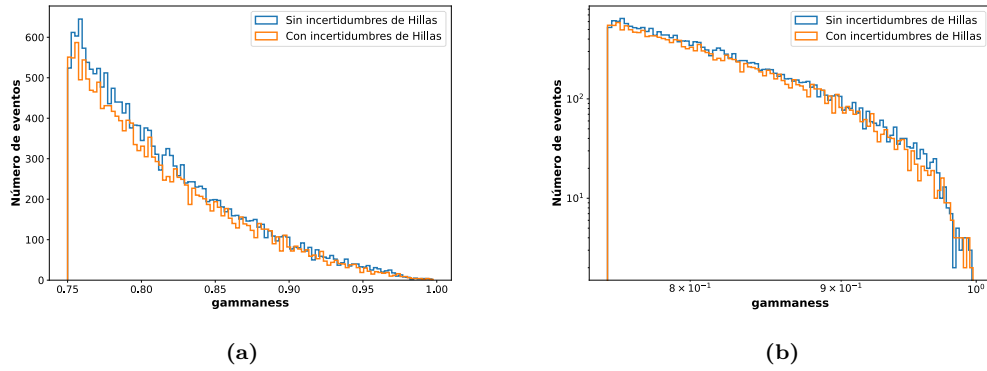
Finalmente se ha realizado una comparación del espectro diferencial de la Nebulosa del Cangrejo obtenido con los modelos de RF con y sin las incertidumbres de los parámetros de Hillas. La figura 6.19a, muestra el área efectiva utilizada para el cálculo del espectro obtenida en ambos casos. Al tratarse de observaciones de tipo



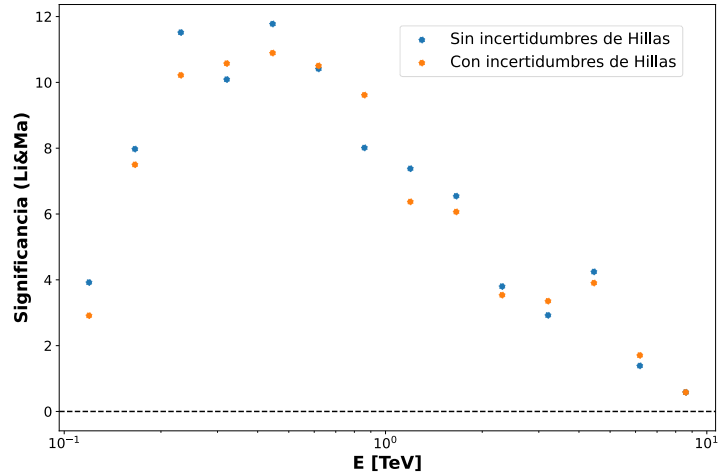
**Figura 6.16:** Distribución del parámetro  $\theta^2$  para los dos modelos estándar sin incertidumbres (a) y (b) con incertidumbres de los parámetros de Hillas. Se muestran además el tiempo de observación, el valor de la significancia de la señal, la tasa de rayos  $\gamma$  por minuto, la tasa del fondo por minuto, las cuentas de eventos en las zonas "ON" y "OFF" dentro del área seleccionada por el corte en  $\theta^2$ , y la significancia por la raíz cuadrada del tiempo de observación.

*wobble*, se han utilizado rayos  $\gamma$  puntuales con un *offset* de  $0.4^\circ$  respecto del centro de la cámara. Debido a las inconsistencias existentes entre las muestras de Monte Carlo y datos reales (véase la sección 5.2.1), hemos utilizado para el cálculo del área efectiva y del espectro los mismos cortes "suaves" empleados para la obtención de la significancia por intervalos de energía descritos en el apartado anterior.

El espectro diferencial para los dos modelos se muestra en la figura 6.19b. No existen diferencias significativas entre incluir o no las incertidumbres de los parámetros de Hillas en el análisis, dado que la diferencia total en el exceso es pequeña entre los dos modelos y al dividirse entre los intervalos de energía se vuelve despreciable. Otro aspecto a recalcar es que en ambos casos el espectro obtenido no coincide con el de MAGIC [27]. Esto se debe principalmente a que este análisis es anterior al realizado en la sección 5.3.3, y en el momento de la realización de este análisis, aún no se disponía de una muestra de Monte Carlo optimizada (*ajustada al Crab*), dando lugar a las discrepancias entre los datos reales y las simulaciones de Monte



**Figura 6.17:** Distribución de *gammaness* para los modelos con y sin incertidumbres de los parámetros de Hillas en escala lineal (a) y en escala logarítmica (b).



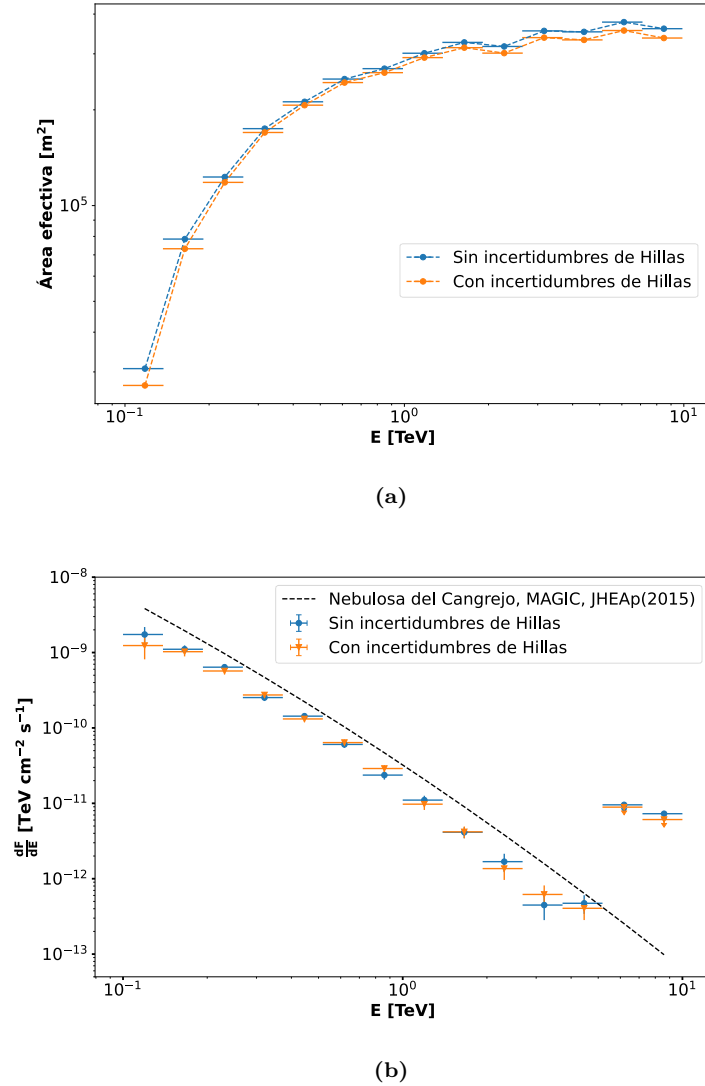
**Figura 6.18:** Significancia por intervalo de energía para los dos modelos comparados.

Carlo descritas en la sección [5.2.1](#)

## 6.6 Resumen y conclusiones

En este capítulo se han descrito las formulas que permiten estimar las incertidumbres de los parámetros de Hillas. Se ha detallado el procedimiento seguido para la implementación del calculo de estos parámetros en la cadena de análisis del telescopio LST-1, y se ha descrito el proceso llevado a cabo para el entrenamiento de los modelos de *RF* con y sin las incertidumbres de los parámetros de Hillas.

Para validar la implementación del cálculo de las incertidumbres de los parámetros de Hillas en la cadena de análisis de LST-1, se han realizado pruebas sobre la estimación de la incertidumbre del parámetro *length* utilizando un modelo de "juguete", obteniéndose resultados coherentes. Se ha realizado además una comparación de la estimación de la incertidumbre del parámetro  $\alpha$ . En este caso, se ha obtenido que la incertidumbre se subestima en un factor 5, lo cual puede deberse al efecto de los



**Figura 6.19:** (a) Área efectiva y (b) espectro diferencial de la nebulosa del Cangrejo con los datos del 2020-11-21 tomados con el telescopio LST-1, obtenido con el análisis estándar que no incluye incertidumbres de los parámetros de Hillas y con el análisis que las incluye. Como referencia se muestra el espectro obtenido por MAGIC [27]. El espectro obtenido no coincide con el de MAGIC debido a que cuando realizamos este análisis no se contaba con Monte Carlo *ajustado al Crab* (véase las secciones 5.2.1 y 5.3.3).

pasos del desarrollo de la cascada que no han sido tenidos en cuenta en este análisis, donde únicamente se ha estimado la incertidumbre relativa al error experimental del número de fotones detectados en cada píxel de la cámara del telescopio.

También se ha realizado un análisis comparativo entre los modelos estándar y los modelos con nuestra modificación que incluyen los parámetros de Hillas. Para esto, se han utilizado tanto simulaciones de Monte Carlo como datos reales de la Nebulosa del Cangrejo. En cuanto a la reconstrucción de la energía y de la dirección, no se ha evidenciado una mejora sustancial al utilizar los modelos que incluyen las incertidumbres de los parámetros de Hillas. Teniendo en cuenta los resultados obtenidos de dicha comparación, es posible concluir que los modelos que incluyen las

incertidumbres de los parámetros de Hillas producen cierta mejora en la separación  $\gamma$ /hadrón. Esto se ha evidenciado en los resultados del área bajo la curva (ROC) con las muestras Monte Carlo, y en una mejora de  $1 \sigma$  para la significancia de la señal de la nebulosa del Cangrejo.

Estos resultados han sido presentados en las reuniones del grupo de trabajo de análisis y simulaciones de la colaboración CTA. Nuestro cálculo de las incertidumbres de los parámetros de Hillas aparece a partir de la versión de *ctapipe* v.0.9.1. También ha sido aprobada su inclusión, y será parte de la cadena de análisis, en la próxima versión de *cta-lstchain*<sup>9</sup>.

---

<sup>9</sup>Al momento de la escritura de esta tesis, la última versión de *cta-lstchain* es la v.0.7.3.

# 7

## Observaciones ópticas con los píxeles centrales de MAGIC

### Índice

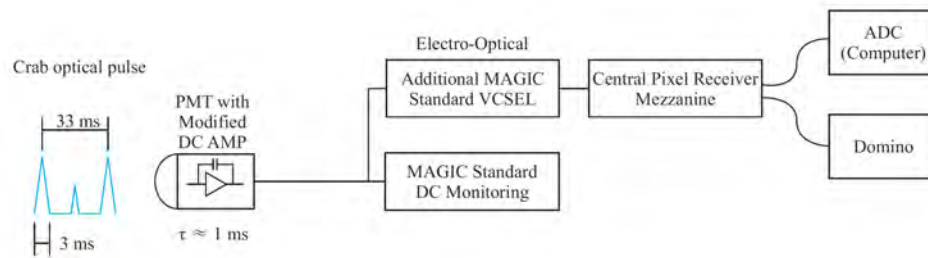
---

<b>7.1</b> <b>Introducción</b> . . . . .	<b>120</b>
<b>7.2</b> <b>Los píxeles centrales de MAGIC</b> . . . . .	<b>121</b>
<b>7.3</b> <b>Observaciones con los píxeles centrales</b> . . . . .	<b>123</b>
7.3.1 <b>Detección del púlsar del Cangrejo</b> . . . . .	123
7.3.2 <b>Ocultaciones de estrellas por asteroides</b> . . . . .	124
<b>7.4</b> <b>Resumen y conclusiones</b> . . . . .	<b>129</b>

---

### 7.1 Introducción

Aunque los telescopios MAGIC han sido diseñados para astronomía de rayos  $\gamma$ , se han realizado modificaciones en los píxeles centrales de sus cámaras para poder hacer astronomía óptica con ellos. De esta forma, se ha podido detectar la pulsación del púlsar del Cangrejo en el óptico [137], [138], y realizar la búsqueda de contrapartidas ópticas de fenómenos transitorios como las ráfagas rápidas de radio FRB (Fast Radio Burst) [139], [140], [141] o la emisión en sistemas estelares binarios [142]. Los estudios citados únicamente usaban el píxel central de uno de los telescopios. La puesta en marcha en febrero de 2020 de un segundo píxel central en MAGIC-I ha abierto la posibilidad de poder realizar observaciones simultáneas con los dos telescopios MAGIC en el óptico. En esta tesis se presentan por primera vez medidas realizadas con ambos píxeles centrales. Dentro de este capítulo se describirán las principales características de los píxeles centrales de MAGIC. A continuación se



**Figura 7.1:** Representación esquemática del sistema de lectura de los píxeles centrales de MAGIC. Figura tomada de [143].

presentará la detección de la pulsación óptica del pulsar del Cangrejo con ellos, y por último, se mostrarán los primeros resultados de las observaciones de ocultaciones de estrellas por asteroides con estos instrumentos, los cuales han dado lugar a la primera detección positiva de este tipo de fenómenos transitorios con MAGIC. El análisis de la señal de los píxeles centrales ha sido realizado utilizando código desarrollado por el autor de esta tesis, principalmente en *Python*, y para el análisis del pulsar se ha usado el software *psearch* dentro de *MARS*.

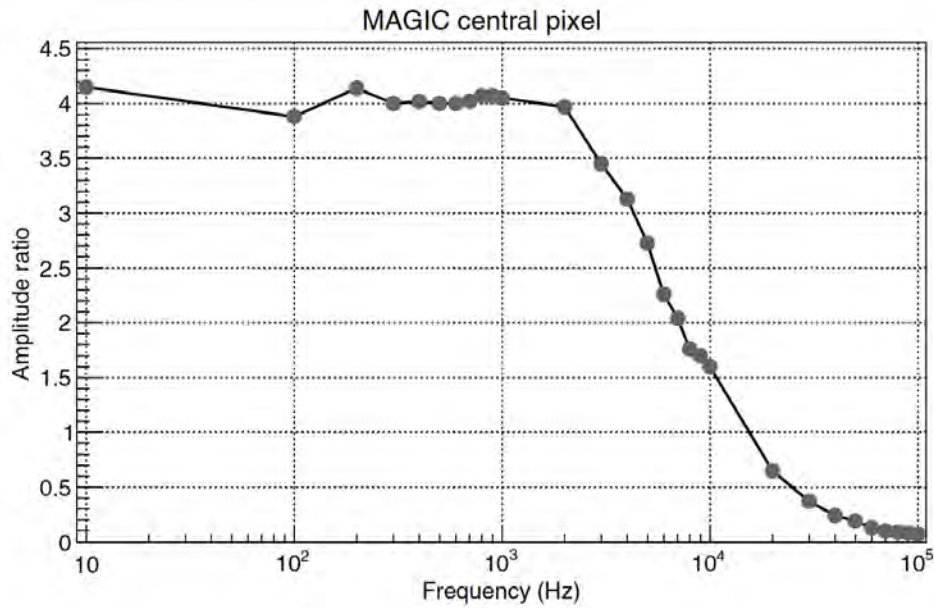
## 7.2 Los píxeles centrales de MAGIC

La cámara de cada uno de los telescopios MAGIC cuenta actualmente con un *píxel central* instalado en su centro, especialmente modificado para permitir la observación de fenómenos transitorios en el óptico. En 2006 se instaló el primer píxel central en el telescopio MAGIC-I [138]. Tras la actualización realizada en 2012 en la cámara de MAGIC-I [99], se desinstaló este primer píxel central y se instaló uno nuevo en la cámara de MAGIC-II. Finalmente, en febrero de 2020 entró en funcionamiento un píxel central análogo al de MAGIC-II en MAGIC-I, por lo que actualmente es posible realizar observaciones en el óptico y en rayos  $\gamma$  simultáneamente con ambos telescopios.

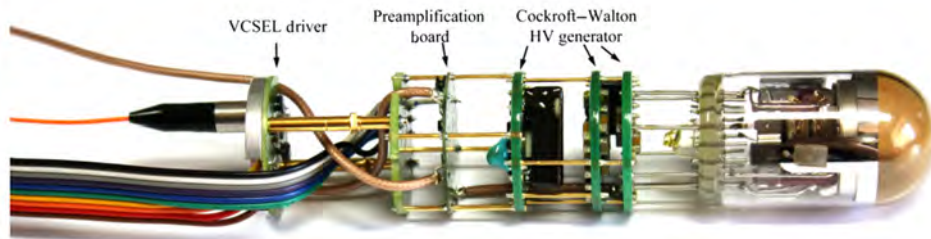
El sistema del píxel central ha sido diseñado para poder detectar las variaciones en el flujo óptico de diferentes tipos. Las observaciones se realizan apuntando directamente a la fuente, a diferencia de las observaciones de rayos  $\gamma$  que suelen ser en modo *wobble* (véase sección 3.3.5). La luz de la fuente es reflejada al el centro de la cámara, transmitiéndose las variaciones de intensidad a un sistema de adquisición dedicado, conectado tanto a la salida óptica del píxel central, como al sistema de adquisición estándar de MAGIC. La figura 7.1 ilustra el sistema de lectura de cada píxel central.

El foto-multiplicador instalado en cada píxel central es el mismo que utilizan el resto de píxeles de la cámara de MAGIC (véase la sección 2.3). La diferencia es que a éste se le ha modificado la electrónica de la rama de corriente continua, con la finalidad de extender el ancho de banda desde los 8 Hz nominales hasta por encima de los 3 kHz. En la figura 7.2 se muestra el ancho de banda medido después de las modificaciones de la rama de corriente continua, el cual alcanza aproximadamente 3 kHz a la altura de 3 dB.

En la figura 7.3 se pueden observar las distintas placas acopladas al foto-multiplicador. De derecha a izquierda se sitúan las tres placas electrónicas que contienen los multiplicadores de voltaje Cockroft-Walton. Estas placas vienen instaladas por el fabricante Hammamatsu, y son las encargadas de generar el alto voltaje para alimentar al foto-multiplicador. La cuarta placa contiene el pre-



**Figura 7.2:** Ancho de banda medido para el píxel central después de las modificaciones de la rama de corriente continua. Figura tomada de [141].



**Figura 7.3:** Foto-multiplicador instalado en el píxel central. De derecha a izquierda se muestran: las tres placas que contienen los multiplicadores de voltaje Cockroft-Walton, la cuarta placa contiene el pre-amplificador y la circuitería de corriente continua, y la quinta placa contiene los sensores de temperatura y los controladores VCSEL (vertical-cavity surface-emitting laser), utilizados para la transmisión de la señal de la rama de corriente alterna a la casa de control mediante fibras ópticas. Figura tomada de [141].

amplificador de corriente alterna y la circuitería modificada de corriente continua. La última placa contiene sensores de temperatura y los emisores VCSEL (Vertical Cavity Surface Emitting Laser), utilizados para la transmisión de la señal a la casa de control, mediante fibras ópticas. Este circuito de transmisión está acoplado a corriente alterna, es decir, elimina la componente continua, por lo que el valor absoluto de la iluminación óptica del foto-multiplicador no puede ser obtenido directamente [141].

La señal óptica de salida del píxel central es digitalizada por una tarjeta receptora dedicada. Debido a que la señal de baja frecuencia del píxel central, del orden de unos pocos kHz, es incompatible con los canales receptores estándar de MAGIC, ya que estos cuentan con filtros pasa alto de varios MHz. Esto hizo necesario reemplazar uno de los canales de la tarjeta por un canal especial dedicado a la señal óptica de salida del píxel central. Este canal ha sido implementado en una tarjeta *mezzanine*, la cual a su vez se encuentra conectada a una tarjeta receptora programable llamada *monster board* [141]. La tarjeta receptora *mezzanine* se encarga de convertir la señal óptica del píxel central en una señal de corriente eléctrica, la cual es proporcional a la luz

```

#VERSION 4.0 TIME_MIN 10.000000 SAMPLING_PERIOD_SEC 0.000100 VOLTAGE_RANGE_MILLIVOLTS 2000
#Starting readout at Year 2021, Month 4, Day 18, Hour 1, Minute 19, Second 27.95707561000000
59322 0.05518518541667 -0.1073673653 0.4054679150 1.0558450373 423
59322 0.05518518657407 -0.1047584383 0.4058866418 1.0558450373 424
59322 0.05518518773148 -0.1061756332 0.4083345837 1.0558450373 425
59322 0.05518518888889 -0.1068198127 0.4089143595 1.0558450373 426
59322 0.05518519004630 -0.1057569165 0.4066274663 1.0558450373 427
59322 0.05518519120370 -0.1081403807 0.4075937591 1.0558450373 428
59322 0.05518519236111 -0.1098474564 0.4078514372 1.0558450373 429
59322 0.05518519351852 -0.1057247076 0.4073038712 1.0558450373 430

```

**Figura 7.4:** Ejemplo de los datos tomados de los píxeles centrales de MAGIC. La cabecera del fichero muestra en la primera línea la versión del programa, la duración de la observación, el periodo de muestreo y el rango de voltaje. En la segunda fila se muestra la fecha del inicio de la observación. Para la descripción de las columnas del fichero véase la tabla [7.1](#).

Columna	Descripción
1	Parte entera de la fecha juliana modificada (MJD Modified Julian Date)
2	Parte fraccionaria de la fecha juliana modificada
3	Señal Píxel Central MAGIC I [Voltios]
4	Señal Píxel CentralMAGIC II [Voltios]
5	Contador de la señal eléctrica PPS (pulsos por segundo), marca el segundo de la medida
6	Contador de muestra

**Tabla 7.1:** Detalle de los campos de los ficheros de datos del sistema de los píxeles centrales de MAGIC.

entrante. Esto lo hace mediante un foto-diodo. Posteriormente, esta señal eléctrica pasa a través de un condensador de acoplamiento, que suprime la componente de corriente continua. Finalmente la señal es amplificada y duplicada. Una copia es digitalizada por la DAQ de MAGIC, y la otra se envía a una tarjeta ADC (National Instrument PCIe 6251 M Series), llamada *PC-ADC*. Esta tarjeta se encuentra instalada en un ordenador dedicado, instalado en la casa de control de MAGIC, desde el cual se activa la toma de datos de los píxeles centrales y se almacenan los datos tomados con ellos. La toma de datos se la realiza a través de un programa escrito en el lenguaje de programación *C* [\[144\]](#), el cual gestiona la comunicación con la tarjeta PC-ADC y el almacenamiento de los datos de la señal guardada con una frecuencia de muestreo de 10 kHz. El programa genera dos ficheros, uno con los datos y otro de tipo .log, con información referente a la observación, como los parámetros de entrada y de salida utilizados por el programa y el tiempo de observación. La figura [7.4](#) muestra una captura de pantalla del contenido de un fichero de datos de los píxeles centrales, y en la tabla [7.1](#) se describe el contenido de cada columna del fichero.

## 7.3 Observaciones con los píxeles centrales

Como parte de la comprobación del funcionamiento del nuevo píxel central instalado en MAGIC-1, se ha realizado el análisis de la señal pulsada del púlsar del Cangrejo (véase la sección [1.6.1](#)). Por otra parte se ha logrado la primera detección de una ocultación de una estrella por un asteroide realizada con MAGIC. A continuación se detallará el procedimiento seguido para estas observaciones y los resultados alcanzados.

### 7.3.1 Detección del púlsar del Cangrejo

Tras la instalación del nuevo píxel central de MAGIC, durante la noche del 16 de noviembre de 2020 se observó el púlsar del Cangrejo (véase la sección [1.6.1](#)) en

modo *ON* durante de 10 minutos. La obtención de la señal pulsada en esta muestra de datos se ha realizado siguiendo un procedimiento similar al descrito por [141] y [138], y el cual se resume a continuación.

Los pulsos ópticos del púlsar del Cangrejo se encuentran inmersos en ruido tanto óptico como electrónico. Se ha utilizado el software dedicado *psearch* [145] para encontrar la señal del púlsar del Cangrejo. En primer lugar, los tiempos de cada medida<sup>1</sup> son transformados al sistema de referencia del baricentro del sistema solar para eliminar el efecto del movimiento de la Tierra. Después se obtiene la fase correspondiente a cada tiempo usando las efemérides conocidas del púlsar, para lo cual se han utilizando efemérides contemporáneas suministradas por el radio telescopio Jodrell Bank [146]. Finalmente se superponen las fases, obteniendo un faseograma que representa el perfil de la emisión óptica radiada por el púlsar en cada rotación. Hay que tener en cuenta que dado el rápido giro de púlsar, con un periodo de unos 33 ms, el tiempo de observación de 10 minutos corresponde a cerca de 20.000 revoluciones que se superponen en un solo faseograma para cada telescopio. Los resultados obtenidos se muestran en las figuras 7.5a) y 7.5b) para los píxeles centrales de MAGIC-I y MAGIC-II, respectivamente.

El perfil de emisión se puede distinguir claramente en las figuras antes mencionadas y coincide con el conocido. Además se puede comprobar que los picos de emisión se encuentran en la misma fase para MAGIC-I y MAGIC-II. Se obtiene una significancia de  $79.2 \sigma$  para MAGIC-I y  $80.6 \sigma$  para MAGIC-II con el test estadístico  $Z_{10}^2$ . Con los test estadísticos  $H$  y  $\chi^2/ndf$  se obtienen significancias superiores a  $80 \sigma$ , para ambos casos. Para una descripción de estos test estadísticos se puede consultar [145].

Este estudio ha permitido concluir que el nuevo sistema funciona correctamente y que, a pesar de que las señales presentan una línea base y ruido diferentes (véase la figura 7.9, en las zonas sin señal), los dos píxeles centrales obtienen significancias similares para el púlsar del Cangrejo. Esto se debe a que al superponer muchos periodos del púlsar, el ruido aleatorio queda fuertemente suprimido.

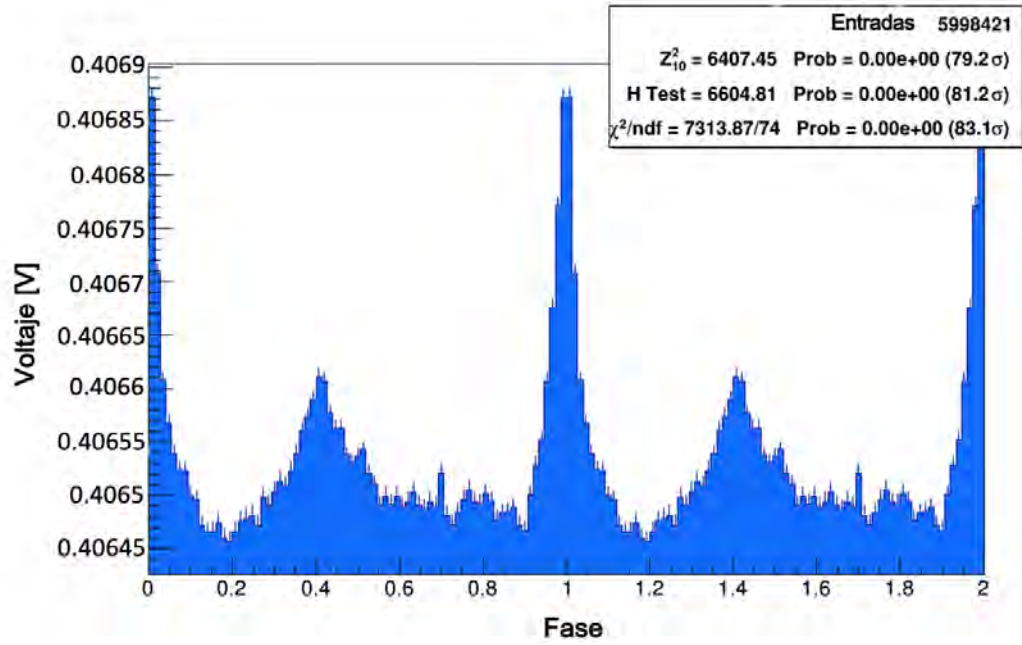
### 7.3.2 Ocultaciones de estrellas por asteroides

Una ocultación por un asteroide en astronomía se refiere al fenómeno observado cuando un asteroide pasa por delante de un cuerpo más lejano, en este caso una estrella, pudiéndose observar una disminución total o parcial en la luminosidad de la combinación de los dos objetos. Esta disminución de la luminosidad de la estrella depende de la relación entre su brillo y el del asteroide, y puede ser desde fracciones de magnitud hasta 8 o 10 magnitudes. A esto se le conoce como caída de magnitud.

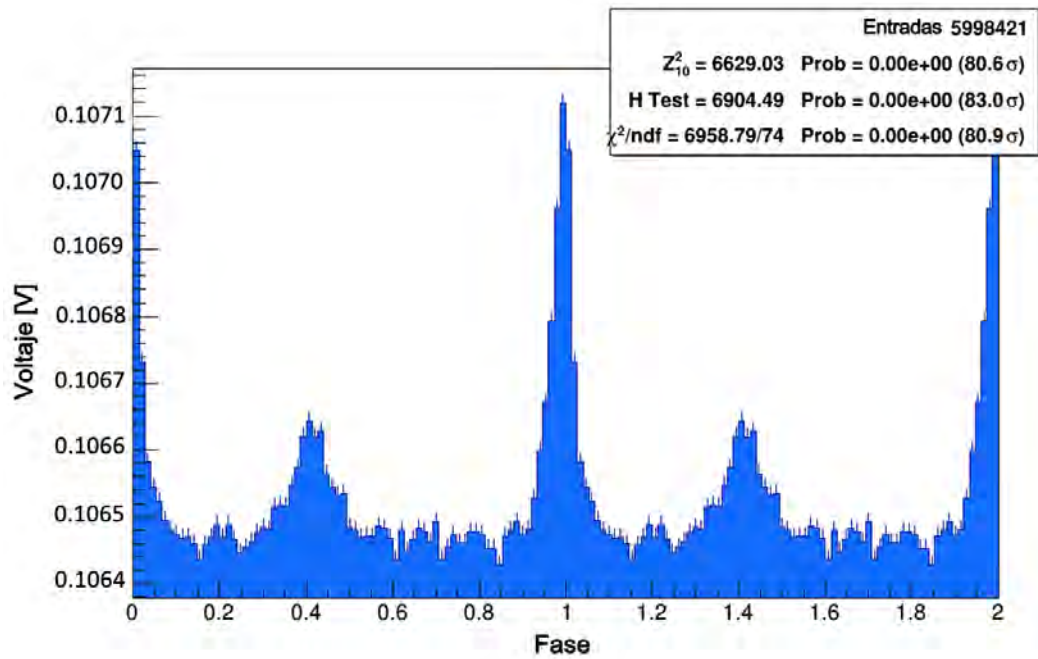
La figura 7.6) muestra un diagrama de la geometría de la ocultación de una estrella por un asteroide. Al producirse la ocultación se proyecta una sombra del asteroide en la superficie de la Tierra, la cual depende del tamaño del asteroide. La sombra proyectada tiene casi el mismo tamaño que el asteroide, por lo que los rayos de la luz de la estrella llegan básicamente paralelos entre sí, es decir, que mientras menor sea el tamaño del objeto menor será el tamaño de la sombra proyectada.

Es difícil predecir el momento exacto en el que se producirá una ocultación, ya que se necesita conocer con gran precisión tanto la posición de la estrella ocultada como la órbita y forma del asteroide [147]. Usualmente estas ocultaciones duran desde pocos segundos hasta un minuto, dependiendo de las diferencias de la velocidad angular entre la Tierra y el asteroide. La predicción de la zona en la que será observable la ocultación depende en cambio de las incertidumbres en las posiciones de la estrella y el asteroide. La incertidumbre en la posición de la sombra suele ser mayor que su tamaño, por lo que las predicciones son de carácter estadístico, proporcionando una probabilidad asociada a la ocultación. Para el presente trabajo,

<sup>1</sup>La señal óptica de los píxeles centrales se muestra a una frecuencia de 10 kHz.

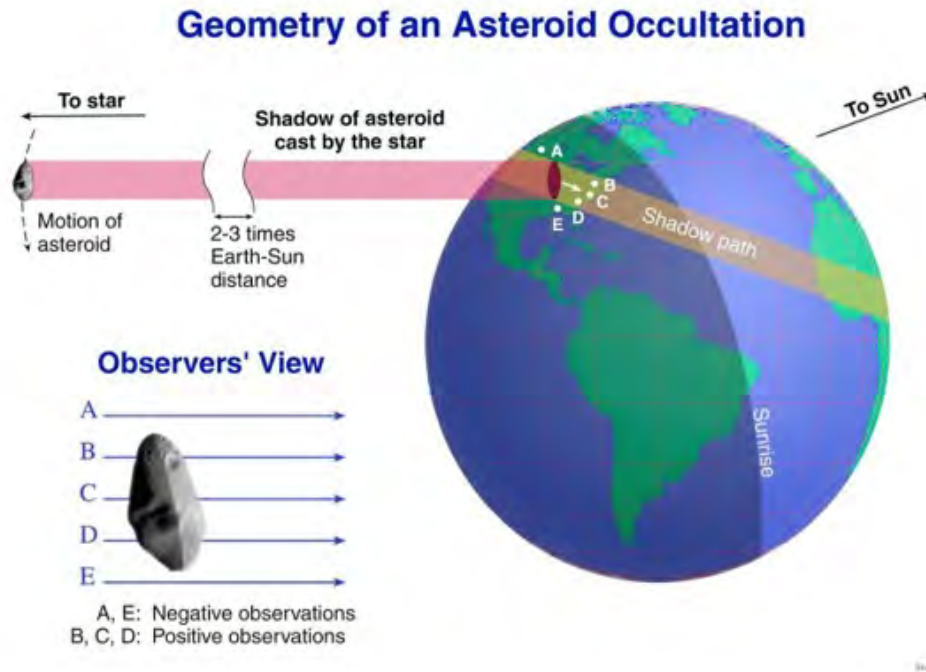


(a) Curva de luz de MAGIC-I.



(b) Curva de luz de MAGIC-II.

**Figura 7.5:** Curvas de luz en el óptico del púlsar del Cangrejo, obtenidas a partir del análisis de los datos tomados por los píxeles centrales de los telescopios MAGIC-I y MAGIC-II. Se muestran dos periodos de rotación del púlsar.



**Figura 7.6:** Diagrama de la ocultación de una estrella por un asteroide, y su sombra proyectada en la superficie de la Tierra. Figura tomada de [148].

se han utilizado las predicciones publicadas por Steve Preston<sup>2</sup>. En la figura 7.7 se muestra el mapa de la predicción de una ocultación. En este caso se trata de la ocultación por el asteroide Tombecka vista desde el Observatorio del Roque de los Muchachos, que más tarde será analizada.

Las ocultaciones han demostrado ser una herramienta de gran utilidad para el estudio de las características físicas de los dos cuerpos en interacción, en este caso la estrella y el asteroide [150]. La aplicación más directa es medir el tamaño y la forma del asteroide, mediante la observación de su sombra con conjuntos de pequeños telescopios distribuidos en una zona. Al mismo tiempo se caracteriza su órbita. Sin embargo, también se pueden medir propiedades de la estrella. Cómo se mencionó anteriormente, el asteroide al seguir su órbita va generando una sombra de la luz de la estrella en la superficie de la Tierra. Los bordes de la sombra muestran un patrón de interferencia de Fresnel ocasionado por los bordes del asteroide. Estudiando el patrón de difracción se puede estimar el tamaño angular de la estrella y del asteroide.

Otra aplicación del estudio de las ocultaciones por asteroides es la identificación de sistemas estelares binarios, mediante el estudio del patrón de difracción, ya que es posible alcanzar la resolución angular suficiente para identificar sistemas en los que las dos estrellas se encuentren extremadamente cerca [151].

La principal dificultad para la detección de ocultaciones de asteroides es poder alcanzar una gran resolución temporal y sensibilidad, lo cual es posible al utilizar telescopios de gran tamaño, como los telescopios de tipo IACT. Se han realizado estudios con este tipo de telescopios, como con *VERITAS*, donde mediante un ajuste de la intensidad de la luz de las franjas de difracción, se ha logrado la medición directa del tamaño angular de la estrella [152].

<sup>2</sup><https://www.asteroidoccultation.com/>

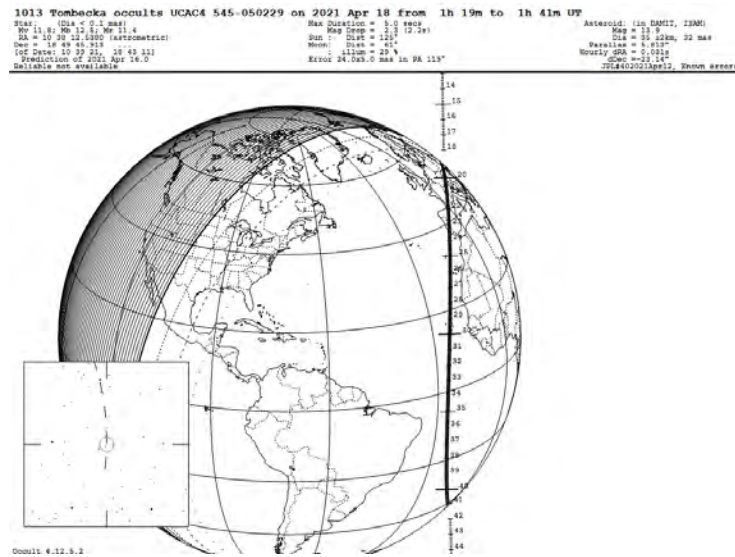


Figura 7.7: Mapa de la predicción de la ocultación por el asteroide Tombecka [149].

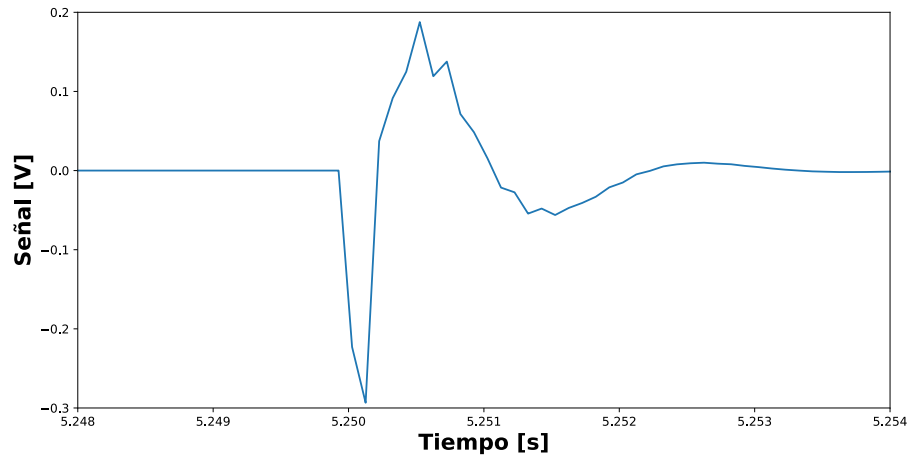
Como se describió en la sección 7.2, el píxel central instalado en cada uno de los telescopios MAGIC ha sido diseñado para la detección de pulsos ópticos y tiene una frecuencia de muestreo de 10 kHz, lo cual hace posible alcanzar una alta resolución temporal. Otra de las ventajas que posee MAGIC para este tipo de detecciones es su gran superficie reflectante (véase la sección 2.3), lo que le confiere una alta eficiencia de detección de fotones comparada con cámaras de tipo CCD, y reduce el efecto del centelleo atmosférico que afecta a los instrumentos ópticos terrestres [153]. De esta forma, MAGIC podría ser competitivo con los mayores instrumentos ópticos de la actualidad para la detección de ocultaciones de asteroides.

### Simulación de la observación de una ocultación con los píxeles centrales

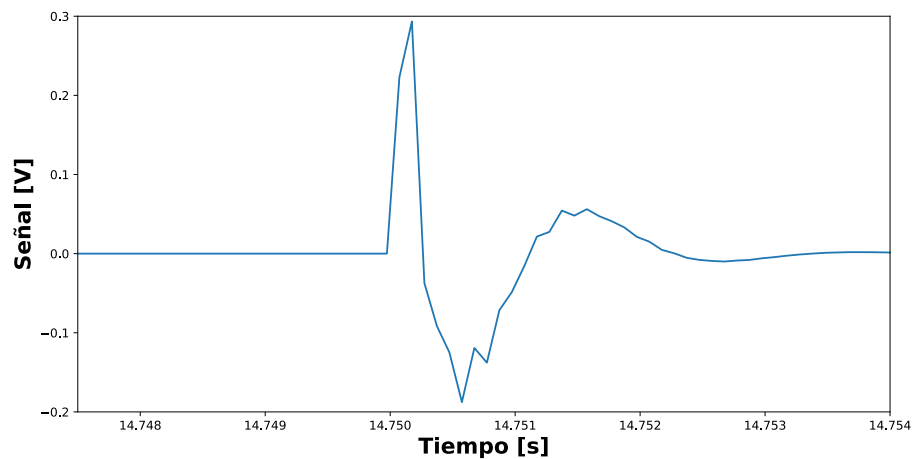
En las figuras 7.8a y 7.8b se muestran la formas que tendría la señal al momento del ingreso y egreso de una ocultación, respectivamente, de acuerdo a una simulación que se ha realizado para esta tesis. Para estas simulaciones se ha utilizado un modelo muy simplificado que usa un filtro pasa banda de Butterworth, con el fin de simular la respuesta a una ocultación de la electrónica de los píxeles centrales de MAGIC. Se puede apreciar en estas figuras que la ocultación comienza con una brusca caída de la señal, seguida de un aumento de la misma hasta que vuelve a estabilizarse. Esto es debido al inicio del paso de la sombra del asteroide por los píxeles centrales. En el momento del egreso, la señal sufre un comportamiento simétricamente opuesto, donde se da primeramente un aumento brusco en la señal y luego una caída hasta que se estabiliza la señal de nuevo.

### Observación de ocultaciones de asteroides con los píxeles centrales de MAGIC

En esta sección se describirán los resultados obtenidos de la observación de ocultaciones por asteroides con los píxeles centrales de los telescopios MAGIC. En la campaña de observación, en la que colaboró el autor de esta tesis, se han realizado observaciones de 9 ocultaciones de asteroides, desde el 13 de febrero de 2020 hasta el 19 de abril de 2021. La tabla 7.2 detalla los nombres y brillo correspondientes



(a) Simulación del ingreso de una ocultación.



(b) Simulación del egreso de una ocultación

**Figura 7.8:** Simulaciones del ingreso y egreso de una ocultación.

al asteroide y la estrella, la caída de magnitud, la fecha y tiempo predichos para la ocultación, la duración máxima y la probabilidad de cada ocultación<sup>3</sup>.

De entre todas las observaciones realizadas destaca la ocultación del asteroide (1013) Tombecka<sup>4</sup> sobre la estrella UCAC4 545-050229, ya que ha dado lugar a la primera detección positiva de una ocultación observada con los telescopios MAGIC. En la figura 7.9 se muestra la señal de los dos píxeles centrales en *azul* y de una media móvil de cada 50 muestras de la señal en *rojo*, en una ventana de tiempo cercana al momento predicho para la ocultación de (1013) Tombecka / UCAC4 545-050229, instante que se indica con una línea vertical discontinua. Se puede observar en la figura que se producen dos transitorios en la señal, los cuales corresponden al ingreso y egreso de la ocultación. No se observa una caída de intensidad durante

<sup>3</sup>Las ocultaciones de (28)Beatrix y (83)Bellona fueron observadas únicamente con el píxel central del telescopio MAGIC-II, ya que aún no se tenía instalado el píxel central del telescopio MAGIC-I.

<sup>4</sup>Nomenclatura de acuerdo al Centro de Planetas Menores (Minor Planet Center MPC) <https://www.minorplanetcenter.net/iau/mpc.html>

Asteroide	Estrella	Brillo Asteroide [mag]	Brillo Estrella [mag]	Caída de Magnitud [mag]	Fecha y Tiempo [UT]	Duración Máxima [seg]	Probabilidad [%]
(28) Beatrix	TYC 1946-00982-1	11.9	10.8	1.4	13-02-2020 05:28:53	9.4	99
(83) Bellona	UCAC4 518-009258	11.6	11.4	0.85	13-02-2020 22:56:11	12.3	99
(2996) Bowman	TYC 1885-00444-1	17.4	11.4	5.7	09-03-2021 23:14:44	2.4	15
(383) Janina	UCAC4 547-007612	15.4	12.4	3	21-03-2021 21:15:36	1.2	22.3
(31826) 1999 VM2	UCAC4 440-021728	17.9	11.5	6.4	01-04-2021 22:28:14	0.8	11.2
(2237) Melnikov	UCAC4 344-113967	18.1	10.9	7.2	04-04-2021 05:40:44	3.6	12.5
(9967) Awanoyumi	UCAC4 482-051515	15.6	12.2	3.5	10-04-2021 23:21:26	1.1	10.1
(1013) Tombecka	UCAC4 545-050229	13.9	11.7	2.3	18-04-2021 01:26:04	5	47.9
(24417) 2000 BK5	UCAC4 436-057986	16.7	12.2	4.5	19-04-2021 21:28:56	0.7	10.2

**Tabla 7.2:** Ocultaciones observadas con los píxeles centrales de los telescopios MAGIC.

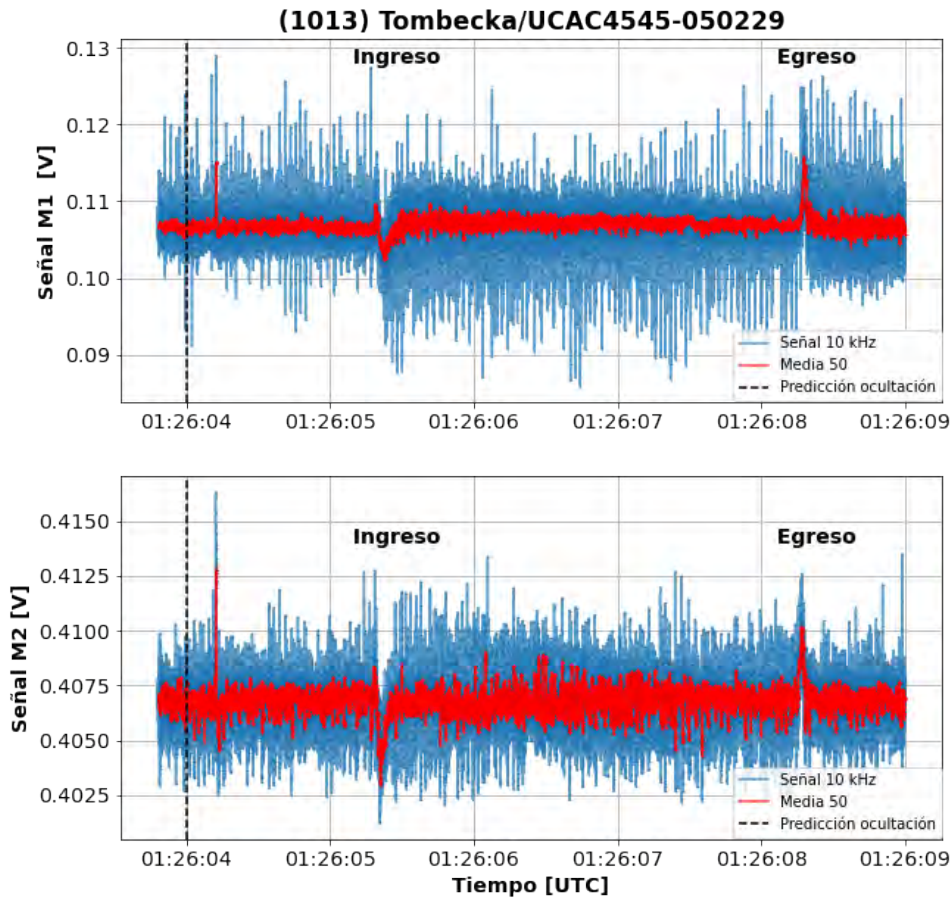
la ocultación, debido a que la electrónica de los píxeles centrales filtra la corriente continua (véase la sección 7.2). Se puede ver en la figura 7.9 que el ingreso se da con un retardo de aproximadamente 1.3 segundos en relación al tiempo predicho para el comienzo de la ocultación, y que la duración es aproximadamente 2 segundos menor al tiempo de duración máximo de 5 segundos que había sido predicho. Observaciones posteriores ayudarán a refinar los parámetros de la órbita del asteroide.

En las figuras 7.10a y 7.10b, se muestra el detalle del momento del ingreso y del egreso de la ocultación, respectivamente. Se evidencia en estas dos figuras que la forma de la señal corresponde a lo esperado, de acuerdo a lo mostrado por las simulaciones de la respuesta de los píxeles centrales a una ocultación (véase las figuras 7.8a y 7.8b), con un decaimiento en la señal y un posterior pico en el ingreso, y un comportamiento simétricamente opuesto en el egreso. De esta forma se ha corroborado que la respuesta de los píxeles centrales de MAGIC a una ocultación de estrella por un asteroide se ajusta a lo esperado.

## 7.4 Resumen y conclusiones

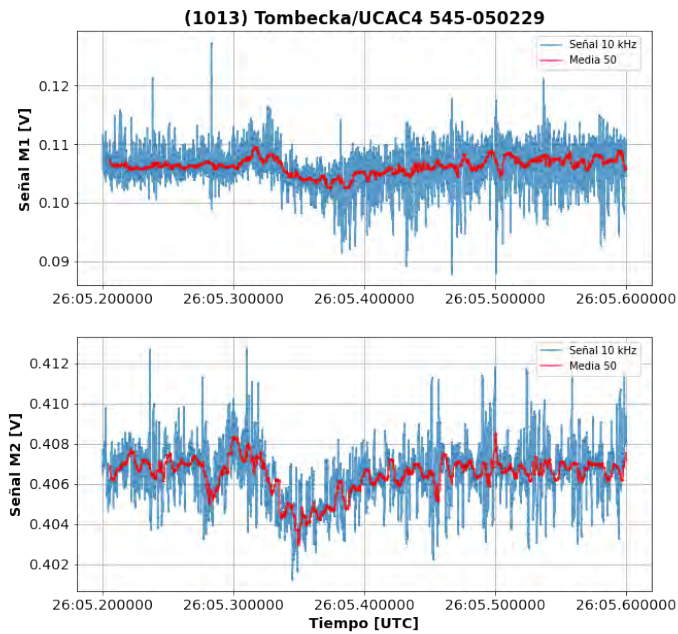
En este capítulo se han descrito las características principales y el sistema de toma de datos de los píxeles centrales de los telescopios MAGIC. Para verificar el funcionamiento del nuevo sistema estereoscópico de píxeles centrales, se han realizado observaciones del púlsar del Cangrejo. La pulsación óptica de este púlsar ha sido detectada con ambos píxeles con una significancia alrededor de  $80\sigma$ . De esta forma se ha podido demostrar el correcto funcionamiento de los píxeles centrales de MAGIC. A continuación, se ha llevado a cabo una campaña de observación de ocultaciones de estrellas por asteroides. Esta ha dado lugar a la primera detección positiva de una ocultación con MAGIC, correspondiente a la de la estrella UCAC4 545-050229 por el asteroide (1013) Tombecka. De esta forma se ha podido constatar la alta sensibilidad de los píxeles centrales de MAGIC para el estudio de fenómenos transitorios en el óptico. La detección de la ocultación de Tombecka extiende las capacidades de MAGIC hacia el campo de la astronomía óptica. Futuras observaciones permitirán estudiar las características físicas y obtener efemérides más precisas de los cuerpos en interacción en las ocultaciones de estrellas por asteroides.

El estudio presentado aquí aún no es completo. El motivo principal es que resulta difícil conocer la respuesta detallada de los píxeles centrales de MAGIC. Sabemos que debido a la falta de un acoplo de corriente continua se pierden las frecuencias bajas de la señal, pero se desconoce la forma exacta de la respuesta. Esto complica el análisis del patrón de interferencia que se espera obtener de las ocultaciones, lo cual es necesario para la medición del radio de la estrella y de las características físicas del asteroide. En consecuencia, es importante realizar más estudios sobre

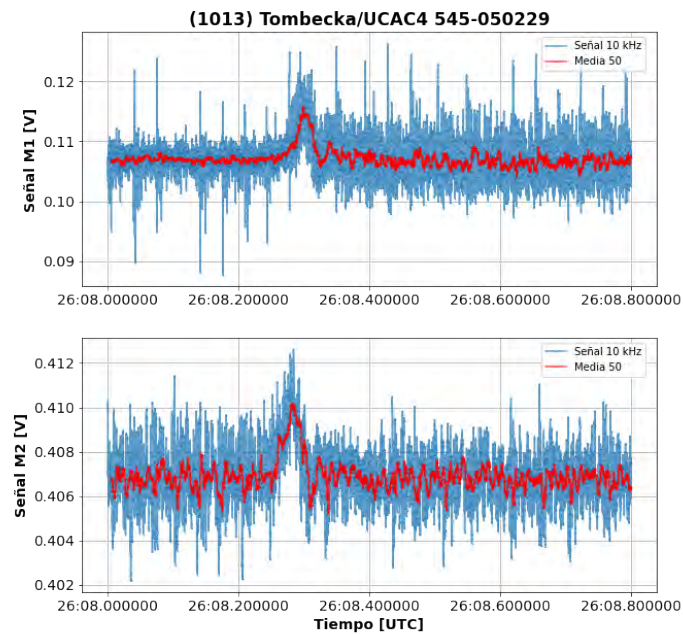


**Figura 7.9:** Señal de los píxeles centrales de MAGIC I (arriba) y MAGIC II (abajo) durante la ocultación de (1013) Tombecka / UCAC4 545-050229 en azul. En rojo se muestra la media móvil de cada 50 muestras. La línea vertical negra discontinua indica el instante predicho para el comienzo de la ocultación.

la caracterización de la respuesta de los píxeles centrales, usando generadores de señal adecuados, acoplados a fuentes de luz, que permitan medir la respuesta del sistema y con un mayor número de ocultaciones.



(a)



(b)

**Figura 7.10:** Detalle del ingreso (arriba) y egreso (abajo) de la ocultación de (1013) Tombecka / UCAC4 545-050229 observada con MAGIC. En azul se muestra la señal de cada píxel central (MAGIC-I arriba, MAGIC-II abajo). En rojo se muestra la media móvil de cada señal cada 50 muestras.

# 8

## Conclusiones

La principal contribución de esta tesis ha sido participar en la puesta en marcha del telescopio LST-1 y en su caracterización. En este trabajo se han analizado los principales parámetros que permiten estimar el comportamiento del telescopio, tanto con simulaciones Monte Carlo como con observaciones de la Nebulosa del Cangrejo, la candela estándar en este rango de energías.

Con simulaciones de Monte Carlo se ha obtenido un umbral de energía de 28.7 GeV con una incertidumbre de  $\pm 1.4$  GeV, y un área efectiva de alrededor de  $10^5$  m<sup>2</sup> a 300 GeV. La resolución en la reconstrucción de la energía es del orden del 20% para energías entre 1 y 10 TeV, y del 40% a energías cercanas al umbral de observación del telescopio. En cuanto a la resolución angular, se obtienen valores por debajo de  $0.2^\circ$  en el rango de los TeV. La separación  $\gamma$ /hadrón muestra resultados por encima del 87% en el área bajo la curva (ROC) desde 0.1 a 25 TeV.

Con las observaciones de la Nebulosa del Cangrejo realizadas se obtuvo una señal de  $20 \sigma$  por hora de observación aplicando cortes independientes de la energía. El espectro obtenido de la Nebulosa del Cangrejo concuerda con el obtenido por MAGIC. Para la obtención de los cortes optimizados se utilizaron observaciones de la Nebulosa del Cangrejo entre noviembre de 2020 y marzo de 2021, sumando un total de 32 horas de tiempo de observación.

Se ha estimado la sensibilidad del telescopio LST-1 con las observaciones de la Nebulosa del Cangrejo. Respecto a la de MAGIC, la sensibilidad del LST-1 llega a ser un factor 2 peor, lo cual es razonable al operar MAGIC en modo estereoscópico. La resolución angular se ha estimado a partir de dos métodos distintos, obteniéndose resultados que aún no son de la misma calidad que los predichos por las simulaciones de Monte Carlo.

Los resultados obtenidos muestran de manera general que el telescopio LST-1 presenta ya un comportamiento cercano al de su diseño. Hay que tener en cuenta que el LST-1 opera en modo monoscópico, esperándose por tanto una mejora sustancial cuando entren en funcionamiento los tres telescopios restantes de tipo LST planificados para el emplazamiento norte de CTA. También hay que resaltar que estos resultados no son definitivos, ya que las continuas mejoras tanto en el telescopio como en su cadena de análisis permitirán avances en los próximos años.

Como parte de esta tesis se ha estudiado la posibilidad de mejorar el análisis de los datos mediante la inclusión del cálculo de la incertidumbre de los parámetros de Hillas, utilizados tanto para estimar la energía y dirección de los rayos  $\gamma$  detectados, como para eliminar el fondo de rayos cósmicos. En cuanto a la reconstrucción de la energía y de la dirección, no se ha obtenido una mejora sustancial al utilizar modelos de Random Forest que incluyen las incertidumbres de los parámetros de Hillas. En cambio, en lo referente a la separación  $\gamma$ /hadrón, sí que observa una mejora. Esto se ha evidenciado en los resultados del área bajo la curva (ROC) en simulaciones de Monte Carlo y en una mejora de  $1 \sigma$  para la significancia de la señal de la Nebulosa del Cangrejo. El autor ha colaborado en el desarrollo de la cadena de análisis del telescopio LST-1, incorporando el cálculo de las incertidumbres de los parámetros de Hillas a dicha cadena.

Otro de los temas desarrollados en la presente tesis es el análisis de las observaciones en el óptico realizadas con los píxeles centrales de los telescopios MAGIC. Se ha verificado el buen funcionamiento del nuevo sistema estereoscópico de píxeles centrales, detectando la señal del púlsar del Cangrejo con ellos. Como resultado principal, se ha logrado la primera detección de la ocultación de una estrella por un asteroide con MAGIC, correspondiente al asteroide (1013) Tombecka y a la estrella UCAC4 545-050229. Con estos resultados se ha evidenciado la capacidad de los píxeles centrales de MAGIC para detectar este tipo de fenómenos transitorios, así como su potencial para estudiar las características físicas y efemérides de los cuerpos en interacción en las ocultaciones de estrellas por asteroides. Este ha sido un análisis preliminar, pues aún resulta difícil conocer la respuesta detallada de los píxeles centrales, para lo cual se está construyendo un dispositivo específico de calibración.

El autor de esta tesis ha colaborado así mismo en el mantenimiento de la cadena de análisis On-Site *OSA* de MAGIC y en el desarrollo del sistema de análisis On-Site *LSTOSA* para el telescopio LST-1. Además, ha participado en 2020 en un turno de observación de 4 semanas con los telescopios MAGIC.

# Apéndices

# A

## Parámetros de Hillas

En 1985 Michael Hillas [135] planteó que sería posible distinguir las cascada atmosféricas iniciadas por rayos  $\gamma$ , de las iniciadas por hadrones cósmicos, basándose en ciertos parámetros denominados en su honor como *Parámetros de Hillas*. Estos parámetros indican la forma, tamaño y dirección de la imagen de la cascada, la cual generalmente tiene forma de elipse para cascadas originadas por rayos  $\gamma$ .

Los Parámetros de Hillas se pueden clasificar en dos grupos, aquellos que describen el tamaño y la forma de la imagen, y los que describen la orientación de la imagen en relación a la posición de la fuente en el plano de la cámara [145]. Las figuras A.1 y A.2 ilustran la interpretación geométrica de los principales parámetros de Hillas y su aplicación a la imagen de una cascada grabada con el telescopio LST-1.

Entre los parámetros de Hillas relacionados con la forma y tamaño de la elipse tenemos:

- ***Size o Intensity***: Describe el número total de fotones de la imagen obtenida de la cascada. Es el resultado de la suma de todos los fotones registrados en cada píxel de la cámara, tras el limpiado de imagen. Este parámetro está relacionado con la energía del rayo  $\gamma$  que originó la cascada.
- ***Length***: Es la longitud del semieje mayor de la elipse, calculada a partir de la media cuadrática de la distribución de la luz a lo largo de este semieje de la imagen. Está relacionado con el desarrollo longitudinal de la cascada.
- ***Width***: Es la longitud del semieje menor de la elipse, obtenida a partir de la media cuadrática de la distribución de la luz a lo largo de este semieje de la imagen. Está relacionado el desarrollo lateral de la cascada.
- ***wl***: Es el cociente entre los parámetros *width* y *length*.
- ***Leakage***: Es la fracción de fotones contenida en los pixeles cercanos a los extremos de la cámara. Valores altos de *leakage* indican que la imagen ha sido truncada debido al limitado campo de visión de la cámara.
- ***Skewness***: Estima la asimetría de la distribución de fotones a lo largo del eje principal de la imagen. Cuando la imagen apunta hacia la posición de la fuente

en la cámara su valor es positivo.

- **Kurtosis:** Estima si la distribución de fotones a lo largo del eje principal de la imagen tiene un máximo o es plana.

Los parámetros relacionados con la dirección de la imagen son:

- **Delta:** Es el ángulo  $\delta$  entre el eje principal de la imagen y el eje  $x$  de la cámara. Este parámetro es independiente de la posición de la cabeza o cola de la elipse.
- **Dist:** Es la distancia desde el centro de gravedad de la imagen a la posición de la fuente en la cámara.
- **Miss:** Es la distancia perpendicular desde el eje principal de la imagen a la posición de la fuente en la cámara.
- **Alpha:** Es el ángulo  $\alpha$  entre el eje principal de la imagen y la línea que une el centro de gravedad de la imagen con la posición de la fuente en la cámara.
- **Beta o Phi:** Es el ángulo  $\beta$  entre el eje  $x$  de la cámara y la línea que une el centro de gravedad de la imagen con la posición de la fuente en la cámara.
- **Theta<sup>2</sup>:** Es el ángulo  $\theta^2$ , definido como la distancia angular entre la posición verdadera y la posición reconstruida de la fuente al cuadrado.
- **Impact:** Distancia más corta entre el eje de la cascada y el telescopio.
- **r:** Coordenada radial del centroide de la imagen.

Adicionalmente, se definen los siguientes parámetros temporales:

- **Time gradient:** Derivada del ajuste lineal de los tiempos de llegada como función de la posición a lo largo del eje principal de la elipse. Describe la dirección del desarrollo de la cascada, por lo que sirve para identificar la cola y cabeza de la elipse.
- **Time RMS :** Media cuadrática de la distribución de los tiempos de llegada en toda la imagen.

## Definición de los momentos de imagen

A continuación daremos la definición de los parámetros de imagen que se obtienen directamente del cálculo de los momentos de la imagen de la cascada registrada en la cámara.

El momento de orden cero define el parámetro *size*:

$$size = \sum q_i \quad (\text{A.1})$$

siendo  $q$  la señal en foto-electrones detectada en cada píxel  $i$  o carga.

Sean  $(X_i, Y_i)$  las coordenadas del píxel  $i$  en el sistema original de la cámara,  $(X_0, Y_0)$  las coordenadas del centro de gravedad de la imagen, y  $w_i$  los pesos por píxel:

$$w_i = \frac{N_i}{\sum_k N_k} \quad (\text{A.2})$$

Los primeros momentos se definen como:

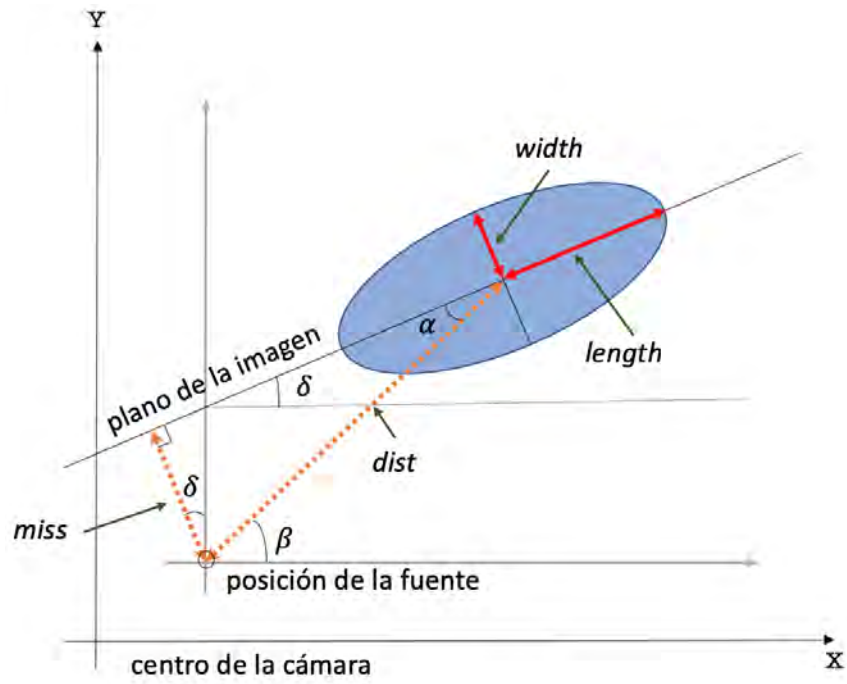


Figura A.1: Interpretación geométrica de los parámetros de Hillas.

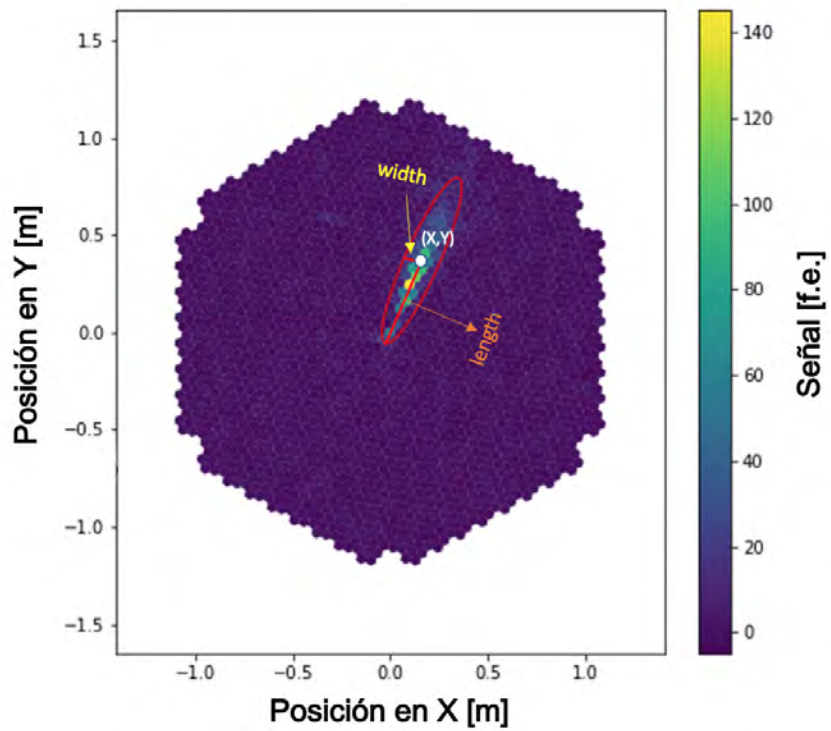


Figura A.2: Parametrización del tamaño de una imagen grabada con el LST-1, utilizando los parámetros de Hillas.

$$\begin{aligned}
\bar{x} &= \sum_i w_i \cdot x_i & \bar{y} &= \sum_i w_i \cdot y_i \\
\overline{x^2} &= \sum_i w_i \cdot x_i^2 & \overline{y^2} &= \sum_i w_i \cdot y_i^2 & \overline{xy} &= \sum_i w_i \cdot x_i \cdot y_i \\
\overline{x^3} &= \sum_i w_i \cdot x_i^3 & \overline{y^3} &= \sum_i w_i \cdot y_i^3 \\
\overline{xy^2} &= \sum_i w_i \cdot x_i y_i^2 & \overline{x^2 y} &= \sum_i w_i \cdot x_i^2 y_i
\end{aligned} \tag{A.3}$$

Se pueden definir además las siguientes correlaciones:

$$c_{xx} = \overline{(x - \bar{x})^2} = \overline{x^2} - \bar{x}^2 \quad c_{yy} = \overline{(y - \bar{y})^2} = \overline{y^2} - \bar{y}^2 \tag{A.4}$$

$$c_{xy} = \overline{(x - \bar{x})(y - \bar{y})} = \overline{xy} - \bar{x} \cdot \bar{y} \tag{A.5}$$

La matriz bidimensional de correlación  $C_{orig}$  en el sistema original de la cámara viene dada por:

$$C_{original} = \begin{pmatrix} c_{xx} & c_{xy} \\ c_{xy} & c_{yy} \end{pmatrix} \tag{A.6}$$

Al rotar el sistema de coordenadas por el ángulo  $\delta$ , para hacerlo coincidir con los ejes de la elipse, se introduce un nuevo sistema de coordenadas en dirección antihoraria. La relación entre ambos sistemas de coordenadas es:

$$v = \begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\delta & \sin\delta \\ -\sin\delta & \cos\delta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = A \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = Au \tag{A.7}$$

La matriz de correlación  $C_{rotada}$  en el sistema de coordenadas rotado viene a ser:

$$\begin{aligned}
C_{rotada} &= \begin{pmatrix} c_{x'x'} & c_{x'y'} \\ c_{x'y'} & c_{y'y'} \end{pmatrix} = \overline{(v - \bar{v})(v - \bar{v})^T} = \overline{vv^T} - \bar{v}\bar{v}^T \\
&= A(\overline{uu^T} - \bar{u}\bar{u}^T)A^T = A\overline{u(u - \bar{u})^T}A^T \\
&= A \cdot C_{original} \cdot A^T
\end{aligned} \tag{A.8}$$

La rotación se puede escoger tal que la matriz de correlación sea diagonalizable ( $c_{x'y'} = 0$ )

$$\begin{aligned}
c_{x'y'} &= (\cos\delta \quad \sin\delta) \begin{pmatrix} c_{xx} & c_{xy} \\ c_{xy} & c_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -\sin\delta \\ \cos\delta \end{pmatrix} \\
&= -\frac{1}{2}\sin(2\delta) \cdot (c_{xx} - c_{yy}) + \cos(2\delta) \cdot c_{xy} = 0
\end{aligned} \tag{A.9}$$

lo que da como resultado:

$$\tan(2\delta) = \frac{2c_{xy}}{c_{xx} - c_{yy}} = \frac{2\tan\delta}{1 - \tan^2\delta} \quad (\text{A.10})$$

Reemplazando  $d = c_{yy} - c_{xx}$  se obtiene:

$$\tan\delta = \frac{d \pm \sqrt{d^2 + 4c_{xy}^2}}{2c_{xy}} \quad (\text{A.11})$$

Los dos signos para  $\tan\delta$  se debe a que  $\delta$  puede ser  $\pm 90^\circ$ .

Los segundos momentos de la imagen definen *length* y *width* como:

$$\begin{aligned} \text{length}^2 &= c_{x'x'} = \cos^2\delta \cdot c_{xx} + 2\sin\delta \cos\delta \cdot c_{xy} + \sin^2\delta \cdot c_{yy} \\ &= c_{xx} \cdot \frac{1 + \cos(2\delta)}{2} + \sin(2\delta) \cdot c_{xy} + c_{yy} \cdot \frac{1 - \cos(2\delta)}{2} \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

$$\begin{aligned} \text{width}^2 &= c_{y'y'} = \sin^2\delta \cdot c_{xx} - 2\sin\delta \cos\delta \cdot c_{xy} + \cos^2\delta \cdot c_{yy} \\ &= c_{xx} \cdot \frac{1 - \cos(2\delta)}{2} - \sin(2\delta) \cdot c_{xy} + c_{yy} \cdot \frac{1 + \cos(2\delta)}{2} \end{aligned} \quad (\text{A.13})$$

El tercer momento en  $x$  define la asimetría a lo largo del eje principal de la imagen como:

$$\begin{aligned} \text{asym}^3 &= c_{x^3x'} \\ &= \cos^3\delta \cdot c_{x^3} + 3\cos^2\delta \sin\delta \cdot c_{x^2y} + 3\cos\delta \sin^2\delta \cdot c_{xy^2} + \sin^3\delta \cdot c_{y^3} \end{aligned} \quad (\text{A.14})$$

Así mismo, podemos definir los parámetros *dist*, *miss*,  $\beta$  y  $\alpha$  como:

$$\text{dist}^2 = (\bar{x} - x_0)^2 + (\bar{y} - y_0)^2 \quad (\text{A.15})$$

$$\text{miss} = \bar{y} - y_0 - \tan\delta \cdot (\bar{x} - x_0) \cdot \cos\delta \quad (\text{A.16})$$

$$\alpha = \arcsin\left(\frac{\text{miss}}{\text{dist}}\right) \quad (\text{A.17})$$

$$\sin\beta = \frac{\bar{y} - y_0}{\text{dist}} \quad \cos\beta = \frac{(\bar{x} - x_0)}{\text{dist}} \quad (\text{A.18})$$

con  $-180^\circ < \beta < 180^\circ$

## A.1 Dedución de las incertidumbres de $\text{length}^2$ y $\text{width}^2$

La deducción de las fórmulas matemáticas, que representan las incertidumbres de  $\text{length}^2$  y  $\text{width}^2$  ha sido descrita por W. Wittek [136] y se reproduce en esta sección.

De [A.12] y [A.13] se puede obtener la siguiente expresión común para  $\text{length}^2$  y  $\text{width}^2$ :

$$L^2 = c_{xx} \cdot \frac{1 \pm \cos(2\delta)}{2} \pm \sin(2\delta) \cdot c_{xy} + c_{yy} \cdot \frac{1 \mp \cos(2\delta)}{2} \quad (\text{A.19})$$

en la cual el signo superior se refiere a *length*<sup>2</sup> y el signo inferior a *width*<sup>2</sup>.  $L^2$  puede considerarse como una función del ángulo de rotación de la elipse  $\delta$ , (véase la figura [A.1](#)). A su vez, se pueden definir las variables  $(q_1, q_2, q_3) = (c_{xx}, c_{yy}, c_{xy})$ , las cuales como  $L^2$  también dependen de  $N_l$ , el número de fotones en cada píxel  $l$ . Se hará entonces la aproximación de que la incertidumbre de  $L^2$ ,  $\Delta L^2$ , depende únicamente de las fluctuaciones de  $N_l$ , pudiéndose definir la incertidumbre de  $L^2$  de la siguiente forma:

$$(\Delta L^2)^2 = \left( \sum_l \frac{\partial(L^2)}{\partial N_l} \cdot \Delta N_l \right)^2 = \sum_{jl} \frac{\partial(L^2)}{\partial N_j} \frac{\partial(L^2)}{\partial N_l} \cdot \Delta N_j \Delta N_l \quad (\text{A.20})$$

$$\frac{\partial(L^2)}{\partial N_l} = \frac{\partial(L^2)}{\partial \delta} \cdot \frac{\partial \delta}{\partial N_l} + \sum_i \frac{\partial(L^2)}{\partial q_i} \cdot \frac{\partial q_i}{\partial N_l} \quad (\text{A.21})$$

$$\frac{\partial(L^2)}{\partial \delta} = \mp \sin(2\delta) \cdot (c_{xx} - c_{yy}) \pm 2\cos(2\delta) \cdot c_{xy} = 0 \quad (\text{A.22})$$

$$\frac{\partial \delta}{\partial N_l} = \sum_i \frac{\partial \delta}{\partial q_i} \cdot \frac{\partial q_i}{\partial N_l} \quad (\text{A.23})$$

$$\frac{\partial \delta}{\partial q_1} = \frac{\partial \delta}{\partial c_{xx}} = \frac{-c_{xy}}{d^2 + 4c_{xy}^2} \quad (\text{A.24})$$

$$\frac{\partial \delta}{\partial q_2} = \frac{\partial \delta}{\partial c_{yy}} = \frac{c_{xy}}{d^2 + 4c_{xy}^2} \quad (\text{A.25})$$

$$\frac{\partial \delta}{\partial q_3} = \frac{\partial \delta}{\partial c_{xy}} = \frac{c_{xy}}{-d^2 + 4c_{xy}^2} \quad (\text{A.26})$$

$$\frac{\partial q_i}{\partial N_l} = \sum_k \frac{\partial q_i}{\partial w_k} \cdot \frac{\partial w_k}{\partial N_l} \quad (\text{A.27})$$

$$\frac{\partial q_1}{\partial w_k} = \frac{\partial c_{xx}}{\partial w_k} = x_k^2 - 2\bar{x}x_k = (x_k - \bar{x})^2 - \bar{x}^2 \quad (\text{A.28})$$

$$\frac{\partial q_2}{\partial w_k} = \frac{\partial c_{yy}}{\partial w_k} = y_k^2 - 2\bar{y}y_k = (y_k - \bar{y})^2 - \bar{y}^2 \quad (\text{A.29})$$

$$\frac{\partial q_3}{\partial w_k} = \frac{\partial c_{xy}}{\partial w_k} = x_k y_k - \bar{y}x_k - \bar{x}y_k = (x_k - \bar{x})(y_k - \bar{y}) - \bar{x}\bar{y} \quad (\text{A.30})$$

$$\frac{\partial w_k}{\partial N_l} = \frac{\delta_{kl}}{\sum_j N_j} - \frac{N_k}{\left(\sum_j N_j\right)^2} = \frac{1}{\sum_j N_j} \cdot \left( \delta_{kl} - \frac{N_k}{\sum_j N_j} \right) = \frac{1}{\sum_j N_j} \cdot (\delta_{kl} - w_k) \quad (\text{A.31})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \delta}{\partial N_l} &= \sum_i \frac{\partial \delta}{\partial q_i} \cdot \frac{\partial q_i}{\partial N_l} \\ &= \frac{1}{d^2 + 4c_{xy}^2} \cdot \frac{1}{\sum_j N_j} \cdot \{-d(x_l - \bar{x})(y_l - \bar{y}) + c_{xy}[(y_l - \bar{y})^2 - (x_l - \bar{x})^2]\} \end{aligned} \quad (\text{A.32})$$

$$\frac{\partial L^2}{\partial q_1} = \frac{\partial L^2}{\partial c_{xx}} = \frac{1 \pm \cos(2\delta)}{2} \quad (\text{A.33})$$

$$\frac{\partial L^2}{\partial q_2} = \frac{\partial L^2}{\partial c_{yy}} = \frac{1 \mp \cos(2\delta)}{2} \quad (\text{A.34})$$

$$\frac{\partial L^2}{\partial q_3} = \frac{\partial L^2}{\partial c_{xy}} = \pm \sin(2\delta) \quad (\text{A.35})$$

$$\frac{\partial q_1}{\partial N_l} = \sum_k \frac{\partial q_1}{\partial w_k} \cdot \frac{\partial w_k}{\partial N_l} = \frac{1}{\sum_j N_j} \cdot \{(x_l - \bar{x})^2 - c_{xx}\} \quad (\text{A.36})$$

$$\frac{\partial q_2}{\partial N_l} = \sum_k \frac{\partial q_2}{\partial w_k} \cdot \frac{\partial w_k}{\partial N_l} = \frac{1}{\sum_j N_j} \cdot \{(y_l - \bar{y})^2 - c_{yy}\} \quad (\text{A.37})$$

$$\frac{\partial q_3}{\partial N_l} = \sum_k \frac{\partial q_3}{\partial w_k} \cdot \frac{\partial w_k}{\partial N_l} = \frac{1}{\sum_j N_j} \cdot \{(x_l - \bar{x})(y_l - \bar{y}) - c_{xy}\}. \quad (\text{A.38})$$

La derivada parcial de  $L^2$  con respecto a  $\delta$  en la ecuación [A.22](#) es igual a cero, ya que  $length^2$  es un máximo y el valor de  $width^2$  un mínimo para  $L^2(\delta)$ . Por tanto en ambos casos la primera derivada con respecto a  $\delta$  es nula. De esta forma la ecuación [A.21](#) se simplifica a la siguiente expresión:

$$\frac{\partial(L^2)}{\partial N_l} = \sum_i \frac{\partial(L^2)}{\partial q_i} \cdot \frac{\partial q_i}{\partial N_l} \quad (\text{A.39})$$

Asumiendo que  $N$  sigue una distribución de Poisson se puede definir también:

$$(\Delta N_l)^2 \approx (\sqrt{N_l})^2 = N_l \quad (\text{A.40})$$

Finalmente,

$$\Delta L^2 = 2L\Delta L \quad (\text{A.41})$$

de donde:

$$\Delta L = \frac{\sqrt{(\Delta L^2)^2}}{2L} \quad (\text{A.42})$$

### A.1.1 Definición de la incertidumbre de *alpha*

Se define el parámetro *alpha* ( $\alpha$ ) a través de la expresión:

$$\tan \alpha = \frac{\cos \delta(\bar{y} - y_0) - \sin \delta(\bar{x} - x_0)}{\sin \delta(\bar{y} - y_0) + \cos \delta(\bar{x} - x_0)}, \quad (\text{A.43})$$

donde  $\alpha$  depende del ángulo de rotación de la elipse  $\delta$  a través de los momentos  $\bar{x}$ ,  $\bar{y}$  y el peso por píxel  $\bar{w}_k$ . Anteriormente se estableció que  $\delta$  y  $w_k$  dependen de  $N_l$ , el número de fotones en el píxel  $l$ , por tanto la incertidumbre de  $\alpha$  dependerá también de  $N_l$ , tal como las incertidumbres de *length* y *width*. Su expresión concreta, ha sido descrita por W. Wittek [136] y ha sido adaptada en el apéndice de la siguiente forma:

$$(\Delta\alpha)^2 = \left( \sum_l \frac{\partial\alpha}{\partial N_l} \cdot \Delta N_l \right)^2 = \sum_{jl} \frac{\partial\alpha}{\partial N_j} \cdot \frac{\partial\alpha}{\partial N_l} \cdot \Delta N_j \Delta N_l \quad (\text{A.44})$$

$$\frac{\partial\alpha}{\partial N_l} = \frac{\partial\alpha}{\partial\delta} \cdot \frac{\partial\delta}{\partial N_l} + \sum_k \frac{\partial\alpha}{\partial w_k} \cdot \frac{\partial w_k}{\partial N_l} \quad (\text{A.45})$$

$$\frac{\partial\alpha}{\partial\delta} = -1 \quad (\text{A.46})$$

$$\frac{\partial\alpha}{\partial w_k} = \frac{1}{dist^2} \cdot \{y_k(\bar{x} - x_0) - x_k(\bar{y} - y_0)\} \quad (\text{A.47})$$

$$\sum_k \frac{\partial\alpha}{\partial w_k} \cdot \frac{\partial w_k}{\partial N_l} = \frac{1}{\sum_j N_j} \cdot \frac{(x_l - \bar{x})(y_0 - \bar{y}) - (y_l - \bar{y})(x_0 - \bar{x})}{dist^2} \quad (\text{A.48})$$

$$\frac{\partial\alpha}{\partial N_l} = -\frac{\partial\delta}{\partial N_l} + \frac{1}{\sum_j N_j} \cdot \frac{(x_l - \bar{x})(y_0 - \bar{y}) - (y_l - \bar{y})(x_0 - \bar{x})}{dist^2} \quad (\text{A.49})$$

# B

## Método de Random Forest (RF)

El método conocido como *Random Forest* (RF), es un método de aprendizaje automático supervisado basado en un conjunto de árboles de decisión construidos de manera independiente y paralela. El promedio de las predicciones obtenidas por cada árbol de decisión da como resultado un meta estimador.

Existen dos tipos de algoritmos de Random Forest, los de *regresión*, que obtienen una estimación o predicción de la variable independiente evaluada, y los de *clasificación*, que estiman un parámetro de clase que define la probabilidad de que la variable independiente evaluada pertenezca o no a dicha clase.

La aplicación de este método consiste en el entrenamiento de árboles de decisión con una muestra de datos dividida en sub-muestras aleatorias, que son evaluadas por cada nodo de los árboles de decisión conforme a parámetros independientes a la variable que se requiere estimar o clasificar. Los parámetros utilizados por cada árbol son permutados de manera aleatoria, escogiéndose el mejor corte de acuerdo a un criterio de bifurcación. El criterio de bifurcación mayormente utilizado en cada nodo, se basa en la reducción de la varianza como criterio de selección del mejor corte al evaluar varios parámetros dentro de cada nodo.

Para el algoritmo de clasificación se utiliza el índice de Gini, el cual mide la probabilidad de que un parámetro específico sea clasificado erróneamente al ser seleccionado de manera aleatoria. El índice de Gini varía entre 0 y 1, indicando 0 que todos los eventos han sido clasificados dentro de una sola clase, y 1 que los eventos se han distribuido aleatoriamente entre todas las clases posibles. La definición del índice de Gini es la siguiente:

$$G_i = 1 - \sum_{i=1}^n (P_i)^2, \quad (\text{B.1})$$

siendo  $P_i$  la probabilidad de que un evento pertenezca a la clase  $i$ .

Finalmente se calcula la predicción final al promediar las predicciones de todos los árboles de decisión. Tanto los métodos de RF de clasificación como los de regresión pueden ser optimizados al variar los valores de ciertos hiper-parámetros, los cuales se describen en la tabla [B.1](#)

Hiper-parámetro	Descripción
n_estimators	Número de árboles del bosque aleatorio
criterion	Función que mide la calidad de la bifurcación
max_depth	Profundidad máxima del árbol
min_samples_split	Número mínimo de muestras requerido para dividir un nodo interno
min_samples_leaf	Número mínimo de muestras requeridas para ser un nodo final de hoja
n_jobs	Número de núcleos que se puede usar en el entrenamiento
max_features	Número de parámetros considerados al evaluar la mejor bifurcación. La opción "auto" establece que max_features = n_features
max_leaf_nodes	Número máximo de nodos finales
random_state	Controla la aleatoriedad de la selección de las sub-muestras de entrenamiento.

**Tabla B.1:** Hiper-parámetros de los modelos de RF. Tomado de [\[154\]](#)

Para obtener información más completa sobre el método de Random Forest, se recomienda la lectura de [\[155\]](#), [\[156\]](#).

## Lista de figuras

1.1	Espectro de rayos cósmicos	6
1.2	Tipos de colisiones del modelo de aceleración de Fermi	7
1.3	Mapa del cielo de fuentes de TeV	12
1.4	SED de la nebulosa del Cangrejo	13
1.5	Espectro diferencial de la nebulosa del Cangrejo	13
1.6	Espectro de la luz de fondo extragaláctica	15
1.7	Ilustración de AGN	16
1.8	Ilustración de progenitores de GRBs	17
1.9	SED de Markarian 421 en varias longitudes de onda	19
1.10	SED de energía de Markarian 501	20
1.11	SED de 1ES1959+650	20
2.1	Ventanas atmosféricas	22
2.2	Ilustración del telescopio <i>Fermi</i>	23
2.3	Desarrollo longitudinal de una cascada electromagnética	25
2.4	Perfil longitudinal de tres cascadas simuladas al interactuar con la atmósfera	27
2.5	Esquema de la emisión de luz Cherenkov	28
2.6	Técnica de imagen atmosférica de telescopios Cherenkov	29
2.7	Fotografía de los telescopios MAGIC	30
2.8	Fotografías de un panel de espejos y la cámara de uno de los telescopios MAGIC	31
2.9	Fotografía del telescopio LST-1	32
2.10	Diseño del telescopio LST-1 y sus componentes	34
2.11	Esquema y fotografía de la estructura del prototipo de telescopio MST	35
2.12	Diseño del telescopio SST	36
3.1	Reconstrucción de la dirección de la cascada utilizando el método <i>DISP</i>	40
3.2	Señal de alta y baja ganancia en un píxel	42
3.3	Imagen de una cascada con y sin limpieza	43
3.4	Índice <i>Gini</i> para el modelo de reconstrucción de la dirección	44
3.5	Índice <i>Gini</i> modelo de reconstrucción de la energía	45
3.6	Distribución de <i>gammaness</i> para protones y rayos $\gamma$ de Monte Carlo	46
3.7	Índice <i>Gini</i> modelo de clasificación $\gamma$ /hadrón	46
3.8	Modo Wobble	48
4.1	Esquema del flujo de datos de los telescopios MAGIC	51
4.2	Esquema del flujo de trabajo de OSA	52
4.3	Captura de pantalla del contenido de la página web de OSA	53
4.4	Volumen de datos procesados por OSA	53
4.5	Distribución del tiempo de procesamiento total de OSA por noche	54

4.6	Productos de alto nivel de OSA	55
4.7	Gráfica de <i>Datacheck</i> de LSTOSA para la distancia cenital, tasa de adquisición de la cámara y corriente	56
4.8	Gráfica del <i>Datacheck</i> de LSTOSA de información de pedestales	57
4.9	Esquema del flujo de trabajo de LSTOSA	58
4.10	Captura de pantalla del contenido de la página web de LSTOSA	58
5.1	Distribución de la energía verdadera de rayos $\gamma$ de MC <i>ajustado al Crab</i> con un ajuste a una distribución de Landau	62
5.2	Resolución energética de rayos $\gamma$ de MC <i>ajustado al Crab</i>	63
5.3	Resolución angular por intervalo de energía de rayos $\gamma$ de MC <i>ajustado al Crab</i>	64
5.4	Área bajo la curva ROC	65
5.5	Área efectiva calculada con la muestra de rayos $\gamma$ de Monte Carlo <i>ajustado al Crab</i>	66
5.6	Zd de la muestra de datos de observación de la Nebulosa del Cangrejo	67
5.7	Distribución de $\theta^2$ y de exceso de la Nebulosa del Cangrejo.	69
5.8	Significancia de la señal de la Nebulosa del Cangrejo por intervalo de energía.	71
5.9	Distribuciones del parámetro $\theta^2$ para la muestra de la Nebulosa del Cangrejo por intervalo de energía	72
5.10	Distribuciones del exceso de eventos sobre el nivel de fondo en la distribución de $\theta^2$ por intervalo de energía	73
5.11	Mapa del cielo obtenido de la Nebulosa del Cangrejo	74
5.12	Espectro diferencial y SED obtenido de la Nebulosa del Cangrejo.	76
5.13	Curvas de luz de la Nebulosa del Cangrejo $E > 100$ y $E > 300$ GeV	77
5.14	Ajuste a una función gaussiana de la distribución de $\theta^2$	79
5.15	Resolución angular por intervalo de energía de rayos $\gamma$ de MC <i>ajustado al Crab</i> y con datos del Crab para el método del percentil 68 y el ajuste <i>gaussiano</i>	80
5.16	Obtención de la resolución angular con el método del percentil 68%. En este caso se obtiene una resolución angular de $0.21^\circ$ , en el intervalo de energía entre 1.38 y 2.08 TeV.	81
5.17	Sensibilidad obtenida para el telescopio LST-1	83
5.18	Sensibilidad relativa obtenida para el telescopio LST-1	85
5.19	Área efectiva utilizada para el análisis espectral de las AGNs	86
5.20	Distribución de $\theta^2$ y mapa del cielo de Markarian 421	88
5.21	Espectro diferencial y SED Markarian 421.	89
5.22	Curva de luz y mapa del cielo de Markarian 421	90
5.23	Distribución de $\theta^2$ y mapa del cielo de Markarian 501	91
5.24	Espectro diferencial y SED Markarian 501.	92
5.25	Curva de luz y mapa del cielo de Markarian 501	93
5.26	Distribución de $\theta^2$ y mapa del cielo de 1ES1959+560	94
5.27	Espectro diferencial y SED 1ES1959+560.	95
5.28	Curvas de luz de 1ES1959+560	96
6.1	Distribuciones de los principales parámetros utilizados en el entrenamiento de los modelos RF	101
6.2	Distribuciones de los parámetros adicionales utilizados para el entrenamiento de los modelos de clasificación.	102
6.3	Distribuciones de las incertidumbres de los parámetros de Hillas.	102

6.4	Imagen en la cámara del telescopio LST-1 con los píxeles fijados en el modelo de "juguete" . . . . .	103
6.5	Distribución del parámetro $length$ y de su incertidumbre calculado para el modelo de "juguete" . . . . .	104
6.6	Ajuste gaussiano a la distribución del ratio de valores de $\alpha$ . . . . .	105
6.7	Valores de la desviación estándar $\sigma$ vs. los valores medios de cada intervalo de la incertidumbre de $alpha$ . . . . .	106
6.8	Índice Gini reconstrucción de energía con y sin incertidumbres de Hillas	107
6.9	Resolución energética para los modelos con y sin incertidumbres de Hillas. . . . .	108
6.10	Índice Gini para los modelo de regresión que reconstruyen la dirección	110
6.11	Resultados de la reconstrucción de la dirección. . . . .	111
6.12	Índice Gini para el modelo de clasificación . . . . .	112
6.13	Distribuciones de $gammaness$ para los modelos con y sin incertidumbres en los parámetros de Hillas, en escala lineal (izquierda) y logarítmica (derecha). Se ha aplicado en ambos casos un corte en $intensity > 500$ . Se obtiene una mayor cantidad de eventos con $gammaness$ cercana a 1 para el modelo que incluye las incertidumbres de Hillas. . . . .	113
6.14	Distribuciones de $gammaness$ para los modelos con y sin incertidumbres	113
6.15	Área bajo la curva ROC para los modelos con y sin incertidumbres de los parámetros de Hillas . . . . .	114
6.16	Distribución del parámetro $\theta^2$ para los dos modelos con y sin incertidumbres de los parámetros de Hillas . . . . .	116
6.17	Distribución de $gammaness$ para los modelos con y sin incertidumbres de los parámetros de Hillas con los cortes fijos utilizados. . . . .	117
6.18	Significancia por intervalo de energía . . . . .	117
6.19	Área efectiva y espectro diferencial de energía, para la muestra con y sin incertidumbres de los parámetros de Hillas . . . . .	118
7.1	Sistema de lectura de los píxeles centrales de MAGIC . . . . .	121
7.2	Ancho de banda medido para el píxel central . . . . .	122
7.3	Foto-multiplicador instalado en el píxel central . . . . .	122
7.4	Ejemplo de los datos tomados de los píxeles centrales de MAGIC . . . . .	123
7.5	Curvas de luz del púlsar del Cangrejo para M1 y M2 . . . . .	125
7.6	Diagrama de la ocultación de una estrella por un asteroide . . . . .	126
7.7	Mapa de la predicción de la ocultación por el asteroide Tombecka . . . . .	127
7.8	Simulaciones del ingreso y egreso de una ocultación. . . . .	128
7.9	Señal de los píxeles centrales de MAGIC I y II durante la ocultación de (1013) Tombecka / UCAC4 545-050229 . . . . .	130
7.10	Detalle del ingreso y egreso de la ocultación (1013) Tombecka / UCAC4 545-050229 . . . . .	131
A.1	Interpretación geométrica de los parámetros de Hillas . . . . .	137
A.2	Parametrización del tamaño de una imagen grabada con el LST-1, utilizando los parámetros de Hillas . . . . .	137

## Lista de tablas

2.1 Principales parámetros del telescopio LST-1. Tabla tomada de [104].	33
3.1 Modelo de datos LST-1, basado en [118].	41
3.2 Hiper-parámetros de los modelos de RF utilizados.	47
5.1 Parámetros principales de la muestra de Monte Carlo utilizada.	60
5.2 Resolución energética $(\Delta E/E_v)_{68}$ y sesgo en función de la energía, para la muestra de rayos $\gamma$ puntuales de Monte Carlo simulados con una desviación de $0.4^\circ$ desde el centro de la cámara.	63
5.3 Resolución angular en función de la energía para la muestra de Monte Carlo, $\sigma_{68,MC}$ , y para los datos de la muestra de prueba (véase la tabla 5.4) de la Nebulosa del Cangrejo con los métodos del ajuste gaussiano $\Theta_{Gauss}$ y del percentil $\Theta_{68}$ .	65
5.4 Datos de la fecha de observación y su correspondiente tiempo efectivo para la muestra de prueba.	68
5.5 Datos de la fecha de observación de la Nebulosa del Cangrejo con el telescopio LST-1 y su correspondiente tiempo efectivo, utilizados como muestra de entrenamiento.	70
5.6 Cortes optimizados <i>gammaness</i> y $\theta^2$	70
5.7 Resultados de la significancia de la señal para la muestra de prueba de la Nebulosa del Cangrejo (véase la tabla 5.4) por intervalo de energía. Se muestran además los valores del número de eventos en las zonas ON y OFF, y el factor de normalización $\alpha$ utilizado en la fórmula de Li&Ma.	71
5.8 Cortes óptimos de <i>gammaness</i> utilizados para la estimación de la resolución angular	78
5.9 Cortes óptimos de sensibilidad por intervalo de energía obtenidos con la muestra de Monte Carlo estándar.	82
5.10 Sensibilidad obtenida en cada intervalo de energía tras aplicar los cortes óptimos a la muestra de Monte Carlo de prueba. Se muestra el número de rayos $\gamma$ simulados, el número de eventos de fondo (protones simulados) y sus ponderaciones respectivas al espectro de la Nebulosa del Cangrejo, la significancia calculada con el método de Li&Ma, la sensibilidad relativa al flujo de la Nebulosa del Cangrejo y el flujo de sensibilidad calculado. La sensibilidad ha sido calculada cumpliendo las restricciones de la sensibilidad usada por CTA-Norte (significancia mínima de $5\sigma$ , en 5 intervalos de energía por década, y requiriendo 10 eventos de rayos $\gamma$ sobre el nivel de fondo por intervalo de energía en 50 horas de observación).	83
5.11 Cortes óptimos de sensibilidad obtenidos para la muestra de datos de la Nebulosa del Cangrejo de entrenamiento (véase la tabla 5.5).	84

5.12	Sensibilidad obtenida en cada intervalo de energía con la muestra de prueba de datos reales de la Nebulosa del Cangrejo (véase la tabla 5.4). Se muestra el número de eventos de rayos $\gamma$ de la Nebulosa del Cangrejo, así como el número de eventos correspondientes al fondo residual y sus ponderaciones respectivas al espectro de la Nebulosa del Cangrejo, la significancia calculada con el método de Li&Ma, la sensibilidad relativa al flujo de la Nebulosa del Cangrejo y el flujo de sensibilidad calculado.	85
5.13	Información sobre las fuentes analizadas.	87
6.1	Parámetros usados en el entrenamiento y prueba de los modelos de RF	100
6.2	Resultados de la resolución energética y del sesgo de energía	109
6.3	Resultados de la resolución angular	109
7.1	Detalle de los campos de los ficheros de datos del sistema de los píxeles centrales de MAGIC.	123
7.2	Ocultaciones observadas con los píxeles centrales de los telescopios MAGIC	129
B.1	Hiper-parámetros de los modelos de RF. Tomado de [154]	144

## Bibliografía

- [1] P. Villard, “Sur la réflexion et la refraction des rayons cathodiques et des rayons déviables du radium,” *Compt. Rend. Hebd. Séances Acad. Sci.*, no. 130, pp. 1110–1012, 1900.
- [2] K. S. Cheng and G. E. Romero, *Cosmic Gamma-Ray Sources*, vol. 304. 2004.
- [3] M. S. Longair, *High Energy Astrophysics*. 2011.
- [4] V. Hess, “Observations of the penetrating radiation on seven balloon flights,” *Physikalische Zeitschrift*, vol. 13, no. 1084, 1912.
- [5] W. Kolhörster, “Messungen der durchdringenden strahlung im freiballon in grösseren höhen,” *Physikalische Zeitschrift*, vol. 14, no. 1153, pp. 1153–1156, 1913.
- [6] R. A. Millikan and R. M. Otis, “High frequency rays of cosmic origin ii. mountain peak and airplane observations,” *Phys. Rev.*, vol. 27, pp. 645–658, Jun 1926.
- [7] J. Clay and H. Berlage, “Variation der ultrastrahlung mit der geographischen breite und dem erdmagnetismus,” *Die Naturwissenschaften*, no. 20, pp. 687–688, 1932.
- [8] B. Rossi, “Misure sulla distribuzione angolare di intensita della radiazione penetrante all’asmara,” *Ricerca Scientifica*, no. 5(1), p. 579, 1934.
- [9] P. Auger, P. Ehrenfest, R. Maze, J. Daudin, and A. F. Robley, “Extensive cosmic ray showers,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 11, pp. 288–291, 1939.
- [10] T. K. Gaisser, R. Engel, and E. Resconi, *Cosmic Rays and Particle Physics*. Cambridge University Press, 2 ed., 2016.
- [11] M. Spurio, *Probes of Multimessenger Astrophysics*. 2018.
- [12] P. Blasi, “The origin of galactic cosmic rays,” *A&A Rev.*, vol. 21, p. 70, Nov. 2013.
- [13] R. Blandford, P. Simeon, and Y. Yuan, “Cosmic Ray Origins: An Introduction,” *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, vol. 256, pp. 9–22, Nov. 2014.
- [14] V. Zirakashvili, “Particle acceleration and nonthermal radiation in supernova remnants,” in *Journal of Physics Conference Series*, vol. 409 of *Journal of Physics Conference Series*, p. 012012, Feb. 2013.
- [15] “Updating cosmic ray spectrum 2015.” <http://www.physics.utah.edu/%7Ewhanlon/spectrum.html>. Consultado: 2021-03-04.

- [16] R. Alves Batista et al., “Open questions in cosmic-ray research at ultrahigh energies,” *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*, vol. 6, p. 23, June 2019.
- [17] R. U. Abbasi et al., “First Observation of the Greisen-Zatsepin-Kuzmin Suppression,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 100, p. 101101, Mar. 2008.
- [18] E. Fermi, “On the origin of the cosmic radiation,” *Phys. Rev.*, vol. 75, pp. 1169–1174, Apr 1949.
- [19] E. Fermi, “Galactic Magnetic Fields and the Origin of Cosmic Radiation.,” *Astrophys. J.*, vol. 119, pp. 1–6, 1954.
- [20] T. Piran, “The physics of gamma-ray bursts,” *Reviews of Modern Physics*, vol. 76, pp. 1143–1210, Oct. 2004.
- [21] B. B. Rossi, *High-energy particles*. Prentice-Hall physics series, New York, NY: Prentice-Hall, 1952.
- [22] V. L. Ginzburg and S. I. Syrovatskii, *The Origin of Cosmic Rays*. 1964.
- [23] W. Heitler, *Quantum theory of radiation*. 1954.
- [24] F. A. Aharonian, *Very high energy cosmic gamma radiation : a crucial window on the extreme Universe*. 2004.
- [25] S. P. Wakely and D. Horan, “TeVcat: An online catalog for Very High Energy Gamma-Ray Astronomy,” *International Cosmic Ray Conference*, vol. 3, pp. 1341–1344, 2008.
- [26] B. J. McNamara, “A Positional Determination of NP 0532,” *PASP*, vol. 83, p. 491, Aug. 1971.
- [27] J. Aleksić et al., “Measurement of the Crab Nebula spectrum over three decades in energy with the MAGIC telescopes,” *Journal of High Energy Astrophysics*, vol. 5, pp. 30–38, Mar. 2015.
- [28] L. Kuiper et al., “The Crab pulsar in the 0.75–30 MeV range as seen by CGRO COMPTEL. A coherent high-energy picture from soft X-rays up to high-energy gamma-rays,” *A&A*, vol. 378, pp. 918–935, Nov. 2001.
- [29] O. C. de Jager and A. K. Harding, “The Expected High-Energy to Ultra-High-Energy Gamma-Ray Spectrum of the Crab Nebula,” *ApJ*, vol. 396, p. 161, Sept. 1992.
- [30] A. M. Atoyan and F. A. Aharonian, “On the mechanisms of gamma radiation in the Crab Nebula,” *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 278, pp. 525–541, 01 1996.
- [31] F. Aharonian, et al, “The Crab Nebula and Pulsar between 500 GeV and 80 TeV: Observations with the HEGRA Stereoscopic Air Cerenkov Telescopes,” *ApJ*, vol. 614, pp. 897–913, Oct. 2004.
- [32] F. Aharonian, et al, “Observations of the Crab nebula with HESS,” *A&A*, vol. 457, pp. 899–915, Oct. 2006.

- [33] A. McCann, “Detection of the Crab Pulsar with VERITAS above 100 GeV,” in *International Cosmic Ray Conference*, vol. 7 of *International Cosmic Ray Conference*, p. 208, Jan. 2011.
- [34] A. A. Korochkin and G. I. Rubtsov, “Constraining the star formation rate with the extragalactic background light,” *MNRAS*, vol. 481, pp. 557–565, Nov. 2018.
- [35] R. J. Gould and G. Schröder, “Opacity of the Universe to High-Energy Photons,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 16, pp. 252–254, Feb. 1966.
- [36] E. Dwek and F. Krennrich, “The extragalactic background light and the gamma-ray opacity of the universe,” *Astroparticle Physics*, vol. 43, pp. 112–133, Mar. 2013.
- [37] H. Mo, F. C. van den Bosch, and S. White, *Galaxy Formation and Evolution*. 2010.
- [38] C. K. Seyfert, “Nuclear Emission in Spiral Nebulae.,” *ApJ*, vol. 97, p. 28, Jan. 1943.
- [39] E. Y. Khachikian and D. W. Weedman, “An atlas of Seyfert galaxies.,” *ApJ*, vol. 192, pp. 581–589, Sept. 1974.
- [40] M. Schmidt, “3C 273 : A Star-Like Object with Large Red-Shift,” *Nature*, vol. 197, p. 1040, Mar. 1963.
- [41] R. W. Klebesadel, I. B. Strong, and R. A. Olson, “Observations of Gamma-Ray Bursts of Cosmic Origin.,” in *Bulletin of the American Astronomical Society*, vol. 5 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, p. 322, June 1973.
- [42] C. Kouveliotou et al., “Identification of two classes of gamma-ray bursts,” *Apj*, vol. 413, pp. L101–L104, Aug. 1993.
- [43] D. Eichler, M. Livio, T. Piran, and D. N. Schramm, “Nucleosynthesis, neutrino bursts and gamma-rays from coalescing neutron stars,” *Nat*, vol. 340, pp. 126–128, July 1989.
- [44] A. Levinson and D. Eichler, “Baryon Purity in Cosmological Gamma-Ray Bursts as a Manifestation of Event Horizons,” *ApJ*, vol. 418, p. 386, Nov. 1993.
- [45] S. E. Woosley, “Gamma-ray bursts from stellar mass accretion disks around black holes,” *Apj*, vol. 405, pp. 273–277, Mar. 1993.
- [46] A. I. MacFadyen and S. E. Woosley, “Collapsars: Gamma-Ray Bursts and Explosions in “Failed Supernovae”,” *Apj*, vol. 524, pp. 262–289, Oct. 1999.
- [47] J. Hjorth and J. S. Bloom, “The Gamma-Ray Burst - Supernova Connection,” pp. 169–190, Nov. 2012.
- [48] “Long and short gamma-ray burst models.” <https://hubblesite.org/content/media/images/2006/20/1916-Image.html?news=true>. Consultado: 2021-03-26.
- [49] E. Nakar and T. Piran, “The Observable Signatures of GRB Cocoon,” *ApJ*, vol. 834, p. 28, Jan. 2017.

- [50] W. Zhang, S. E. Woosley, and A. Heger, “The Propagation and Eruption of Relativistic Jets from the Stellar Progenitors of Gamma-Ray Bursts,” *ApJ*, vol. 608, pp. 365–377, June 2004.
- [51] E. Costa et al., “Discovery of an X-ray afterglow associated with the  $\gamma$ -ray burst of 28 February 1997,” *Nature*, vol. 387, pp. 783–785, June 1997.
- [52] M. J. Rees and P. Mészáros, “Relativistic fireballs: energy conversion and time-scales,” *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 258, pp. 41P–43P, 09 1992.
- [53] M. J. Rees and P. Meszaros, “Unsteady Outflow Models for Cosmological Gamma-Ray Bursts,” *ApJ*, vol. 430, p. L93, Aug. 1994.
- [54] B. Zhang and H. Yan, “The Internal-collision-induced Magnetic Reconnection and Turbulence (ICMART) Model of Gamma-ray Bursts,” *ApJ*, vol. 726, p. 90, Jan. 2011.
- [55] M. K. Vyas, A. Pe’er, and D. Eichler, “Predicting spectral parameters in the backscattering dominated model for the prompt phase of GRBs,” *arXiv e-prints*, p. arXiv:2103.06201, Mar. 2021.
- [56] R. D. Blandford and C. F. McKee, “Fluid dynamics of relativistic blast waves,” *Physics of Fluids*, vol. 19, pp. 1130–1138, Aug. 1976.
- [57] P. Mészáros, “Theories of gamma-ray bursts,” *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, vol. 40, no. 1, pp. 137–169, 2002.
- [58] P. Kumar and B. Zhang, “The physics of gamma-ray bursts & relativistic jets,” *Phys. Rep.*, vol. 561, pp. 1–109, Feb. 2015.
- [59] MAGIC Collaboration et al., “Teraelectronvolt emission from the  $\gamma$ -ray burst GRB 190114C,” *Nature*, vol. 575, pp. 455–458, Nov. 2019.
- [60] R. Mirzoyan, “First time detection of a GRB at sub-TeV energies; MAGIC detects the GRB 190114C,” *The Astronomer’s Telegram*, vol. 12390, p. 1, Jan. 2019.
- [61] A. L. Fey, C. Ma, E. F. Arias, P. Charlot, M. Feissel-Vernier, A. M. Gontier, C. S. Jacobs, J. Li, and D. S. MacMillan, “The Second Extension of the International Celestial Reference Frame: ICRF-EXT.1,” *AJ*, vol. 127, pp. 3587–3608, June 2004.
- [62] M. Punch et al., “Detection of TeV photons from the active galaxy Markarian 421,” *Nature*, vol. 358, pp. 477–478, Aug. 1992.
- [63] M. H. Ulrich, T. D. Kinman, C. R. Lynds, G. H. Rieke, and R. D. Ekers, “Nonthermal continuum radiation in three elliptical galaxies,” *ApJ*, vol. 198, pp. 261–266, June 1975.
- [64] MAGIC Collaboration et al., “Multiwavelength variability and correlation studies of Mrk 421 during historically low X-ray and  $\gamma$ -ray activity in 2015–2016,” *arXiv e-prints*, p. arXiv:2012.01348, Dec. 2020.
- [65] M. Böttcher, A. Reimer, K. Sweeney, and A. Prakash, “Leptonic and Hadronic Modeling of Fermi-detected Blazars,” *ApJ*, vol. 768, p. 54, May 2013.

- [66] A. A. Abdo et al., “Fermi Large Area Telescope Observations of Markarian 421: The Missing Piece of its Spectral Energy Distribution,” *ApJ*, vol. 736, p. 131, Aug. 2011.
- [67] J. P. van den Berg, M. Böttcher, A. Domínguez, and M. López-Moya, “Systematic Physical Characterization of the  $\gamma$ -Ray Spectra of 2FHL Blazars,” *ApJ*, vol. 874, p. 47, Mar. 2019.
- [68] V. A. Acciari et al., “TeV and Multi-wavelength Observations of Mrk 421 in 2006-2008,” *ApJ*, vol. 738, p. 25, Sept. 2011.
- [69] J. Aleksić et al., “Unprecedented study of the broadband emission of Mrk 421 during flaring activity in March 2010,” *A&A*, vol. 578, p. A22, June 2015.
- [70] K. J. Johnston et al., “A Radio Reference Frame,” *AJ*, vol. 110, p. 880, Aug. 1995.
- [71] J. Quinn et al., “Detection of Gamma Rays with  $E > 300$  GeV from Markarian 501,” *ApJ*, vol. 456, p. L83, Jan. 1996.
- [72] A. P. Marscher and W. K. Gear, “Models for high-frequency radio outbursts in extragalactic sources, with application to the early 1983 millimeter-to-infrared flare of 3C 273,” *ApJ*, vol. 298, pp. 114–127, Nov. 1985.
- [73] M. Sikora, M. C. Begelman, and M. J. Rees, “Comptonization of Diffuse Ambient Radiation by a Relativistic Jet: The Source of Gamma Rays from Blazars?,” *ApJ*, vol. 421, p. 153, Jan. 1994.
- [74] A. A. Abdo et al., “Insights into the High-energy  $\gamma$ -ray Emission of Markarian 501 from Extensive Multifrequency Observations in the Fermi Era,” *ApJ*, vol. 727, p. 129, Feb. 2011.
- [75] M. Catanese et al., “Multiwavelength Observations of a Flare from Markarian 501,” *ApJ*, vol. 487, pp. L143–L146, Oct. 1997.
- [76] M. L. Ahnen et al., “Extreme HBL behavior of Markarian 501 during 2012,” *A&A*, vol. 620, p. A181, Dec. 2018.
- [77] A. J. Beasley, D. Gordon, A. B. Peck, L. Petrov, D. S. MacMillan, E. B. Fomalont, and C. Ma, “The VLBA Calibrator Survey-VCS1,” *ApJS*, vol. 141, pp. 13–21, July 2002.
- [78] R. H. Becker, R. L. White, and A. L. Edwards, “A New Catalog of 53,522 4.85 GHz Sources,” *ApJS*, vol. 75, p. 1, Jan. 1991.
- [79] J. F. Schachter et al., “Ten New BL Lacertae Objects Discovered by an Efficient X-Ray/Radio/Optical Technique,” *ApJ*, vol. 412, p. 541, Aug. 1993.
- [80] T. Nishiyama, “Detection of a new TeV gamma-ray source of BL Lac object 1ES 1959+650,” in *26th International Cosmic Ray Conference (ICRC26), Volume 3*, vol. 3 of *International Cosmic Ray Conference*, p. 370, Aug. 1999.
- [81] J. Holder et al., “Detection of TeV Gamma Rays from the BL Lacertae Object 1ES 1959+650 with the Whipple 10 Meter Telescope,” *ApJ*, vol. 583, pp. L9–L12, Jan. 2003.

- [82] J. Albert et al., “Observation of Very High Energy Gamma-Ray Emission from the Active Galactic Nucleus 1ES 1959+650 Using the MAGIC Telescope,” *ApJ*, vol. 639, pp. 761–765, Mar. 2006.
- [83] S. R. Patel et al., “Broadband study of blazar 1ES 1959+650 during flaring state in 2016,” *A&A*, vol. 611, p. A44, Mar. 2018.
- [84] S. Buson, J. D. Magill, D. Dorner, A. Biland, R. Mirzoyan, R. Mukherjee, Fermi-LAT Collaboration, FACT Collaboration, MAGIC Collaboration, and VERITAS Collaboration, “Fermi-LAT, FACT, MAGIC and VERITAS detection of increasing gamma-ray activity from the high-energy peaked BL Lac object 1ES 1959+650,” *The Astronomer’s Telegram*, vol. 9010, p. 1, Apr. 2016.
- [85] F. Aharonian et al., “Detection of TeV gamma-rays from the BL Lac 1ES 1959+650 in its low states and during a major outburst in 2002,” *A&A*, vol. 406, pp. L9–L13, July 2003.
- [86] F. A. Aharonian, “TeV gamma rays from BL Lac objects due to synchrotron radiation of extremely high energy protons,” *New A*, vol. 5, pp. 377–395, Nov. 2000.
- [87] MAGIC Collaboration et al., Fermi-Lat Collaboration et al., and M. Hayashida, “Broadband characterisation of the very intense TeV flares of the blazar 1ES 1959+650 in 2016,” *A&A*, vol. 638, p. A14, June 2020.
- [88] R. Engel, D. Heck, and T. Pierog, “Extensive air showers and hadronic interactions at high energy,” *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, vol. 61, no. 1, pp. 467–489, 2011.
- [89] H. J. Bhabha and W. Heitler, “The Passage of Fast Electrons and the Theory of Cosmic Showers,” *Proceedings of the Royal Society of London Series A*, vol. 159, pp. 432–458, Apr. 1937.
- [90] T. K. Gaisser, R. Engel, and E. Resconi, *Cosmic Rays and Particle Physics*. 2016.
- [91] K. Greisen, “The extensive Air Showers,” *Prog. Cosmic Ray Physics* 3, pp. 1–141, 1956.
- [92] I. Oya Vallejo, *Observations of Active Galactic Nuclei with the MAGIC Telescope*. PhD thesis, Universidad Complutense de Madrid, 2010.
- [93] J. Nishimura, “Theory of Cascade Showers,” *Handbuch der Physik*, vol. 46, pp. 1–114, Jan. 1967.
- [94] P. K. F. Grieder, *Extensive Air Showers: High Energy Phenomena and Astrophysical Aspects - A Tutorial, Reference Manual and Data Book*. 2010.
- [95] M. de Naurois and D. Mazin, “Ground-based detectors in very-high-energy gamma-ray astronomy,” *Comptes Rendus Physique*, vol. 16, pp. 610–627, Aug. 2015.
- [96] M. Amenomori et al. and Tibet AS $\gamma$  Collaboration, “Tibet air shower array: results and future plan,” in *Journal of Physics Conference Series*, vol. 120 of *Journal of Physics Conference Series*, p. 062024, July 2008.

- [97] A. H. Albert et al., “A Survey of Active Galaxies at TeV Photon Energies with the HAWC Gamma-Ray Observatory,” *ApJ*, vol. 907, p. 67, Feb. 2021.
- [98] “Detectan estallidos cósmicos en un nuevo sistema binario de rayos gamma.” <http://https://www.uab.cat/web/sala-de-prensa/detalle-noticia/detectan-estallidos-cosmicos-en-un-nuevo-sistema-binario-de-rayos-gamma.html>. Consultado: 2021-04-13.
- [99] J. Aleksić et al., “The major upgrade of the MAGIC telescopes, Part I: The hardware improvements and the commissioning of the system,” *Astroparticle Physics*, vol. 72, pp. 61–75, Jan. 2016.
- [100] Aleksić et al., “The major upgrade of the MAGIC telescopes, Part II: A performance study using observations of the Crab Nebula,” *Astroparticle Physics*, vol. 72, pp. 76–94, Jan. 2016.
- [101] “The magic telescopes, technical implementations, mirrors.” <https://magic.mpp.mpg.de/newcomers/technical-implementation/mirrors/>. Consultado: 2021-04-26.
- [102] “The magic telescopes, technical implementations, camera.” <https://magic.mpp.mpg.de/newcomers/technical-implementation/camera/>. Consultado: 2021-04-26.
- [103] “Cta observatory site.” <https://www.cta-observatory.org/>. Consultado: 2021-04-13.
- [104] J. Cortina and C. I. Project, “Status of the Large Size Telescopes of the Cherenkov Telescope Array,” in *36th International Cosmic Ray Conference (ICRC2019)*, vol. 36 of *International Cosmic Ray Conference*, p. 653, July 2019.
- [105] J. Cortina and M. Teshima, “Status of the Cherenkov Telescope Array Large Size Telescopes,” in *34th International Cosmic Ray Conference (ICRC2015)*, vol. 34 of *International Cosmic Ray Conference*, p. 943, July 2015.
- [106] G. Ambrosi et al., “The Cherenkov Telescope Array Large Size Telescope,” in *International Cosmic Ray Conference*, vol. 33 of *International Cosmic Ray Conference*, p. 1139, Jan. 2013.
- [107] D. Mazin, J. Cortina, and M. Teshima, “Large size telescope report,” in *6th International Symposium on High Energy Gamma-Ray Astronomy*, vol. 1792 of *American Institute of Physics Conference Series*, p. 080001, Jan. 2017.
- [108] J. F. Glicenstein, “Status of the Davies Cotton and Schwarzschild-Coude Medium Sized Telescopes for the Cherenkov Telescope Array,” in *36th International Cosmic Ray Conference (ICRC2019)*, vol. 36 of *International Cosmic Ray Conference*, p. 269, July 2019.
- [109] G. C. Pareschi et al., “The Dual-mirror Small Size Telescope for the Cherenkov Telescope Array,” in *International Cosmic Ray Conference*, vol. 33 of *International Cosmic Ray Conference*, p. 1151, Jan. 2013.
- [110] “Cherenkov telescope array observatory, small-sized telescope.” <https://www.cta-observatory.org/project/technology/sst/>. Consultado: 2021-04-26.

- [111] R. Zanin et al., “MARS, The MAGIC Analysis and Reconstruction Software,” in *International Cosmic Ray Conference*, vol. 33 of *International Cosmic Ray Conference*, p. 2937, Jan. 2013.
- [112] J. Albert et al., “FADC signal reconstruction for the MAGIC telescope,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. 594, pp. 407–419, Sept. 2008.
- [113] R. Mirzoyan, “On the Calibration Accuracy of Light Sensors in Atmospheric Cherenkov Fluorescence and Neutrino Experiments,” in *International Cosmic Ray Conference*, vol. 7 of *International Cosmic Ray Conference*, p. 265, Jan. 1997.
- [114] M. T. Rissi, *Detection of pulsed very high energy Gamma-rays from the Crab Pulsar with the MAGIC telescope using: an analog sum trigger*. PhD thesis, Zurich, ETH, 2009.
- [115] J. Aleksić et al., “Search for an extended VHE  $\gamma$ -ray emission from Mrk 421 and Mrk 501 with the MAGIC Telescope,” *A&A*, vol. 524, p. A77, Dec. 2010.
- [116] J. Aleksić et al., “Performance of the MAGIC stereo system obtained with Crab Nebula data,” *Astroparticle Physics*, vol. 35, pp. 435–448, Feb. 2012.
- [117] A. Acharyya et al., “Monte Carlo studies for the optimisation of the Cherenkov Telescope Array layout,” *Astroparticle Physics*, vol. 111, pp. 35–53, Sept. 2019.
- [118] J. L. Contreras et al., “Data model issues in the Cherenkov Telescope Array project,” in *34th International Cosmic Ray Conference (ICRC2015)*, vol. 34 of *International Cosmic Ray Conference*, p. 960, July 2015.
- [119] K. Bernlöhr, “Simulation of imaging atmospheric Cherenkov telescopes with CORSIKA and sim\_telarray,” *Astroparticle Physics*, vol. 30, pp. 149–158, Oct. 2008.
- [120] “The hdf group.” <https://www.hdfgroup.org/solutions/hdf5/>. Consultado: 2021-05-24.
- [121] “Image extraction.” [https://cta-observatory.github.io/ctapipe/ctapipe\\_api/image/extractor.html?highlight=extractor](https://cta-observatory.github.io/ctapipe/ctapipe_api/image/extractor.html?highlight=extractor). Consultado: 2021-05-24.
- [122] Palatiello et al., “Performance of the INFN Camera calibration device of the first Large Size Telescope in the Cherenkov Telescope Array,” *arXiv e-prints*, p. arXiv:1909.08475, Sept. 2019.
- [123] “scikit-learn.” <https://scikit-learn.org/>. Consultado: 2021-05-24.
- [124] D. Fidalgo et al., “Data processing activities at the MAGIC site,” in *34th International Cosmic Ray Conference (ICRC2015)*, vol. 34 of *International Cosmic Ray Conference*, p. 742, July 2015.
- [125] R. Brun and F. Rademakers, “ROOT: An object oriented data analysis framework,” *Nucl. Instrum. Meth. A*, vol. 389, pp. 81–86, 1997.

- [126] J. E. Ruiz, D. Morcuende, L. Saha, A. Baquero, J. L. Contreras, and I. Aguado, “LSTOSA: Onsite processing pipeline for the CTA Larged-Sized Telescope prototype,” *arXiv e-prints*, p. arXiv:2101.09690, Jan. 2021.
- [127] M. Shayduk, O. Kalekin, K. Mase, N. Pavel, and MAGIC Collaboration, “Calibration of the MAGIC Telescope Using Muon Ring Images,” in *International Cosmic Ray Conference*, vol. 5 of *International Cosmic Ray Conference*, p. 2951, July 2003.
- [128] R. López-Coto et al., “Physics Performance of the Large-Sized Telescope prototype of the Cherenkov Telescope Array,” *PoS*, vol. ICRC2021, p. 806, 2021.
- [129] J. Moyal, “Xxx. theory of ionization fluctuations,” *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, vol. 46, no. 374, pp. 263–280, 1955.
- [130] T. P. Li and Y. Q. Ma, “Analysis methods for results in gamma-ray astronomy,” *ApJ*, vol. 272, pp. 317–324, Sept. 1983.
- [131] F. Aharonian et al., “The Energy Spectrum of TEV Gamma Rays from the Crab Nebula as Measured by the HEGRA System of Imaging Air Cerenkov Telescopes,” *ApJ*, vol. 539, pp. 317–324, Aug. 2000.
- [132] “Cta performance.” <https://www.cta-observatory.org/science/cta-performance/#1472563157332-1ef9e83d-426c>. Consultado: 2021-06-24.
- [133] “Description of cta instrument response functions (production 3b simulation), section 4.3.1.” [https://gitlab.cta-observatory.org/cta-consortium/aswg/documentation/internal\\_reports/irfs-reports/prod3b-irf-description/-/blob/master/cta-aswg-IRFreport.pdf](https://gitlab.cta-observatory.org/cta-consortium/aswg/documentation/internal_reports/irfs-reports/prod3b-irf-description/-/blob/master/cta-aswg-IRFreport.pdf). Consultado: 2021-08-10.
- [134] J. Albert et al., “Observations of Markarian 421 with the MAGIC Telescope,” *ApJ*, vol. 663, pp. 125–138, July 2007.
- [135] A. M. Hillas, “Cerenkov Light Images of EAS Produced by Primary Gamma Rays and by Nuclei,” in *19th International Cosmic Ray Conference (ICRC19), Volume 3*, vol. 3 of *International Cosmic Ray Conference*, p. 445, Aug. 1985.
- [136] W. Wittek, “MAGIC-TDAS - 02-03 Image Parameters,” 2003.
- [137] F. Lucarelli et al., “Development and first results of the MAGIC central pixel system for optical observations.,” in *29th International Cosmic Ray Conference (ICRC29), Volume 5*, vol. 5 of *International Cosmic Ray Conference*, p. 367, Jan. 2005.
- [138] F. Lucarelli et al., “The central pixel of the MAGIC telescope for optical observations,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. 589, pp. 415–424, May 2008.
- [139] V. A. Acciari et al, “Constraining very-high-energy and optical emission from FRB 121102 with the MAGIC telescopes,” *MNRAS*, vol. 481, pp. 2479–2486, Dec. 2018.

- [140] J. Hoang et al., “Searching for optical and VHE counterparts of fast radio bursts with MAGIC,” in *36th International Cosmic Ray Conference (ICRC2019)*, vol. 36 of *International Cosmic Ray Conference*, p. 697, July 2019.
- [141] J. Hoang et al., “MAGIC-II’s central pixel system for simultaneous optical and gamma-ray observation,” *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, vol. 6, p. 036002, July 2020.
- [142] J. Hoang et al., “Multiwavelength observation of MAXI J1820+070 with MAGIC, VERITAS and H.E.S.S.,” in *36th International Cosmic Ray Conference (ICRC2019)*, vol. 36 of *International Cosmic Ray Conference*, p. 696, July 2019.
- [143] T. Hassan et al., “MAGIC sensitivity to millisecond-duration optical pulses,” in *35th International Cosmic Ray Conference (ICRC2017)*, vol. 301 of *International Cosmic Ray Conference*, p. 807, Jan. 2017.
- [144] B. W. Kernighan and D. M. Ritchie, *The C programming language*. 2006.
- [145] M. Lopez, *Astronomía Gamma con el Telescopio MAGIC: Observaciones de la Nebulosa y Pulsar del Cangrejo*. PhD thesis, Universidad Complutense de Madrid, 2006.
- [146] “Jodrell bank crab pulsar timing results, monthly ephemeris.” <http://www.jb.man.ac.uk/~pulsar/crab.html>. Consultado: 2020-10-25.
- [147] J. Ferreira, *A new approach to stellar occultations in the Gaia era*. Theses, Université Côte d’Azur ; Universidade de Lisboa. Faculdade de ciências (Lisboa, Portugal), Dec. 2020.
- [148] “Iota geometry of an asteroid occultation.” <https://occultations.org/wp/wp-content/uploads/2021/01/AstOccDiagram.jpg>. Consultado: 2021-07-21.
- [149] “<https://www.asteroidoccultation.com/>” [https://www.asteroidoccultation.com/2021\\_04/0418\\_1013\\_73880\\_Map.gif](https://www.asteroidoccultation.com/2021_04/0418_1013_73880_Map.gif). Consultado: 2021-07-26.
- [150] F. Roques, M. Moncuquet, and B. Sicardy, “Stellar occultations by small bodies - Diffraction effects,” *AJ*, vol. 93, pp. 1549–1558, June 1987.
- [151] A. Richichi, O. Fors, F. Cusano, and V. D. Ivanov, “Final Binary Star Results from the ESO VLT Lunar Occultations Program,” *AJ*, vol. 147, p. 57, Mar. 2014.
- [152] W. Benbow et al., “Direct measurement of stellar angular diameters by the VERITAS Cherenkov telescopes,” *Nature Astronomy*, vol. 3, pp. 511–516, Apr. 2019.
- [153] L. Mortara and A. Fowler, “Evaluations of Charge-Coupled Device / CCD / Performance for Astronomical Use,” in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, vol. 290 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, p. 28, Jan. 1981.

- [154] “scikit-learn, randomforestclassifier.” <https://scikit-learn.org/stable/modules/generated/sklearn.ensemble.RandomForestClassifier.html#sklearn.ensemble.RandomForestClassifier/>. Consultado: 2021-05-24.
- [155] L. Breiman, “Random Forests.,” *Machine Learning*, vol. 45, pp. 5–32, Jan. 2001.
- [156] J. Albert et al., “Implementation of the Random Forest method for the Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope MAGIC,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. 588, pp. 424–432, Apr. 2008.