## Desarrollo de una estrategia de observación de características espectrales en blázares con CTA

Máster en Astrofísica Especialidad Observacional - Instrumental

> Trabajo de Fin de Máster Curso Académico 2019/2020



Autora: Antía Graña González antia1996@gmail.com

Tutora: Josefa Becerra González jbecerra@iac.es

Cotutora: Alicia López Oramas alicia.lopez@iac.es

## Índice

1.	Sun	Summary					
2.	Introducción						
	2.1.	Rayos	gamma	5			
	2.2.	Intera	cción de la radiación gamma con la luz de fondo extragaláctica.	6			
	2.3.	Deteco	ción de rayos gamma mediante la técnica Cherenkov	8			
	2.4.	. Cherenkov Telescope Array					
3.	Motivación del trabajo. Detección de una característica espectral estrecha en el blazar Markarian 501.						
4.	Obj	$\mathbf{etivos}$		13			
5.	Met	odolog	gía	<b>14</b>			
	5.1.	Softwa	are ctools	14			
	5.2.	Simula	ación de eventos	14			
	5.3.	Ajuste	e de los datos simulados	16			
	5.4.	Caract	terización de la distribución espectral de energía (SED)	17			
6.	Res	ultado	S	18			
	6.1.	Detece	ción de la característica estrecha del espectro de Markarian 501 con CTA.	18			
	6.2.	Deteco	ción de características espectrales estrechas con CTA.	20			
		6.2.1.	Variación de la significancia con la configuración de telescopios	21			
		6.2.2.	Variación de la significancia con el ángulo cenital	22			
		6.2.3.	Variación de la significancia con la localización del observatorio y el ángulo azimutal.	25			
		6.2.4.	Variación de la significancia con la resolución espectral	26			
	6.3. Detección de características estrechas con CTA dependiendo del estado de la fuente y la posición de la NSC.						
	6.4.	Detece la fuer	ción de características estrechas con CTA dependiendo del redshift de nte	31			

#### 7. Conclusiones

## 1. Summary

Gamma rays are the most energetic type of electromagnetic radiation in the Universe, generated by non-thermal mechanisms that take place during the most energetic processes in the cosmos. The gamma-ray sky is dominated by blazars, a subclass of active galactic nucleus (AGN) in which one of its relativistic jets points towards the Earth. The gamma radiation is attenuated in its path to Earth by interacting with the extragalactic background light (EBL) via pair production. This attenuation is more pronounced for sources located at high redhifts and for very energetic gamma rays, producing the absorption and distortion of the gamma ray spectrum specially at very high energies (VHE, E>100 GeV). Therefore, to study the intrinsic spectrum emitted by the source, we must first correct this effect on the observed spectrum.

Gamma rays cannot be detected directly from terrestrial observatories, since when they pass through the atmosphere they interact with air molecules producing a cascade of subatomic particles. The way to detect gamma rays from the ground is through the detection of the so-called 'Cherenkov radiation', which results from the generated electromagnetic cascade. Cherenkov radiation is in the range of blue and ultraviolet light whose peak emission occurs at  $\sim 350$  nm. This type of radiation is produced when a charged particle passes through a dielectric medium at speeds exceeding those of light in that medium. This is what happens to the electrons and relativistic positrons in the cascade when they interact with air molecules. Cherenkov telescopes that detect this radiation are known as 'IACTs' (Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes). The Cherenkov Telescope Array (CTA) is a scientific project which aims at building more than 100 new generation IACTs for the detection of VHE gamma rays. CTA will consist of two large telescope arrays, one in the southern hemisphere (Paranal Observatory, Chile) and one in the northern (Roque de los Muchachos Observatory, La Palma, Spain). Three types of telescopes with different sizes and sensitivities will be distributed: the LSTs (Large Size Telescopes) for the study of low energy gamma rays (30 - 150 GeV), the MSTs (Medium Size Telescopes) for intermediate energy gamma rays (150 GeV - 5 TeV) and the SSTs (Small Size Telescopes) for higher energy gamma rays (1 - 300 TeV). These are the energy ranges where the sensitivity is optimized, but they can actually detect higher and lower energies depending on the telescope.

The Markarian 501 blazar (Mrk 501) is a well known source of VHE gamma rays, located at a redshift of z=0.034. In July 2014, Mrk 501 was observed during an active state, showing a historical level of high emission in the X-ray band during a flare also detected in gamma rays (Acciari et al., 2020). During this state, on the night of July 19th (MJD 56857.98), a hint of a narrow spectral component (NSC) centered at approximately 3 TeV was detected by the MAGIC gamma-ray telescopes, located at the Roque de los Muchachos Observatory (La Palma). The fits of the gamma ray spectral energy distribution (SED) by means of the standard functions used in blazars such as power law (PL), log parabola (LP) and exponentially log parabola (ELP) were rejected at significance values ranging from  $3.3\sigma$  to  $4.6\sigma$  in the observed spectra, and from  $2.9\sigma$  to  $3.1\sigma$  in the EBL corrected spectra. Due to the difficulties in fitting the SED with the standard functions, the possibility of including a new spectral component was tested. This is the sum of an LP+EP, composed of an LP and another more curved LP known as 'Eplogpar' or 'EP' (Tramacere et al., 2007), which represents this extra component. The likelihood ratio test (LRT) obtained in the study of Acciari et al. (2020) shows us how this new function fits better than a LP with a significance

of  $4.5\sigma$  in the observed spectrum and a significance of  $3.9\sigma$  in the EBL corrected spectrum.

The aim of this work is the development of an observational strategy for spectral features from gamma-ray blazars with CTA North, similar to the one detected from Mrk 501. This will be done by simulating the response of CTA North under different assumptions of observability conditions and intrinsic spectrum emitted by the source. As there will be no SST telescopes in CTA North, we also simulate the detection with the SSTs of CTA South for different cases. The simulations are performed using the ctools software package, which allows us to create a unique event list from a given astrophysical source model and generate its SED.

In this study, it is first performed a simulation of the detection of the same NSC observed with MAGIC in Mrk 501. For this purpose, the same spectral points obtained that night are used, and the results show a detection significance of more than  $5\sigma$  for all the telescope configurations tested. The detection is achieved for relatively short exposure times, between 17 minutes and 2 hours depending on the type and number of telescopes used. Similarly, when simulating a NSC generated by the LP+EP function describing the MAGIC spectrum and extrapolated to the CTA energy range, detection exceeds  $5\sigma$  for all configurations for even shorter exposure times, between 10 and 70 minutes. By studying the observability conditions, it can be seen how the zenith angle of arrival of the gamma rays can significantly influence the detection significance of the NSC. The most favorable zenith angle is 40°, while for very low or very high zenith angles it is necessary to increase the observation time in some cases to reach  $5\sigma$  of significance. A study is also carried out on the importance of the Earth's geomagnetic field in the detection of NSCs, since the cascade produced by gamma rays is composed of charged particles and can be deflected by magnetic fields. The results show how geomagnetic field differences between North and South CTAs do not significantly affect the detection of NSCs. Neither do small variations in local geomagnetic field when the pointing direction varies. In the study of the significance of NSCs detection for different intrinsic spectra, those occurring at lower energies are favored, reaching two maximums of significance, one at approximately 80 GeV and the other between 200 and 400 GeV. The  $5\sigma$  detection is reached for NSCs between 60 GeV and 5 TeV with 15 minutes of exposure using the full array configuration, even assuming a broadband emission a factor 2 higher than de NSC emission. NSCs occurring at 3 TeV as in the case of Mrk 501 produced at distant sources can be detected up to a maximum redshift of z=0.2 using CTA North full array configuration. However, for a redhift of z=0.15, CTA North is able to detect a NSC with only 5 MST telescopes for an exposure time of 2.5 hours.

## 2. Introducción

#### 2.1. Rayos gamma

Los rayos gamma son el tipo de radiación electromagnética más energética del Universo. La mayor parte de la radiación emitida en otras bandas del espectro suele ser radiación térmica, generada en procesos en los que el sistema alcanza el equilibrio térmico y sigue una distribución de Planck de cuerpo negro, como la procedente de las estrellas. Sin embargo, no es posible que los objetos se calienten lo suficiente como para ser capaces de emitir rayos gamma. Estos deben de generarse a través de un mecanismo no-térmico, en el cual la radiación escapa sin alcanzar la termalización, lo que permite que las partículas no se repartan la energía de forma equitativa, y una pequeña fracción de estas puede tomar una cantidad de energía mayor que el resto y acelerarse a velocidades relativistas. Estos mecanismos no-térmicos tienen lugar en grandes aceleradores cósmicos de partículas durante los procesos más energéticos y violentos del Universo, tales como la acreción en galaxias con núcleos activos (AGNs), los remanentes de supernova, los púlsares y los sistemas binarios entre otros. Se consideran rayos gamma de alta energía cuando superan  $\sim 1$  GeV de energía, y rayos gamma de muy alta energía (VHE, de las siglas en inglés Very High Energy) a aquellos que superan los  $\sim 100$  GeV. El cielo observado en rayos gamma está dominado por blázares, una subclase de AGN en la cual uno de sus chorros de energía (jet) apunta en dirección a la Tierra. Los jets se producen en las cercanías del agujero negro, donde la materia emerge en un estado relativista, dando lugar a varios mecanismos de producción de radiación gamma.



Figura 1: SED característico de un blazar (Mrk 501). Datos de Abdo et al. (2011).

Como podemos ver en la Figura 1, la distribución espectral de energía (SED, del inglés

Spectral Energy Distribution) de los blázares muestra un de doble pico, el primero entre el visible y rayos X (dependiendo del tipo de blazar) mientras que el segundo se localiza en rayos gamma, desde varios cientos de MeV hasta TeV, en el caso de los blázares más energéticos. El primer pico está dominado por la radiación sincrotrón que emiten las partículas relativistas cargadas en su interacción con el campo magnético del jet. También encontramos una pequeña contribución de radiación térmica procedente del disco y una componente visible-UV de la broad line region en algunos tipos de blázares. Para el segundo pico se plantean dos posibles escenarios de producción de rayos gamma: el leptónico y el hadrónico. En el escenario leptónico, el segundo pico está dominado por el efecto Compton inverso, en el cual los fotones incrementan su energía al interaccionar con electrones relativistas. Este efecto puede tener lugar de dos formas dependiendo de la procedencia de los fotones: el 'Synchrotron Self Compton' (SSC, Maraschi et al., 1992), producido entre los electrones del jet y los fotones producidos por el propio efecto sincrotrón en el jet, y el 'External Compton' (EC, Dermer et al., 1997) producido por los electrones del jet y fotones exteriores a él, como por ejemplo los prodecedentes del disco de acreción. En el escenario hadrónico, los rayos gamma podrían estar siendo producidos en la interacción protón-protón y protón-fotón, así como en el decaimiento de  $\pi^0$  en dos fotones. Los flares o estallidos que muestran variabilidad rápida se ajustan mejor con modelos leptónicos porque los procesos hadrónicos son más lentos.

#### 2.2. Interacción de la radiación gamma con la luz de fondo extragaláctica.

La luz de fondo extragaláctica o 'EBL' (Extragalactic Background Light) está constituída por toda la radiación emitida durante los procesos de formación y evolución estelar. Se propaga a través del Universo en el rango de longitudes de onda visible y en infrarrojo después ser absorbida y reemitida por el polvo. Los rayos gamma emitidos en fuentes lejanas se verán atenuados en su viaje hacia la Tierra debido a su interacción con estos fotones de fondo. Por lo tanto, el espectro de rayos gamma que medimos no es el mismo que el espectro intrínseco que está emitiendo la fuente. Este fenómeno afecta predominantemente a los blázares que emiten entre los 10 GeV y los 10 TeV, y necesitamos tener en cuenta el espectro y la intensidad de la EBL para poder conocer el espectro intrínseco de nuestra fuente de rayos gamma.

La interacción de un fotón gamma de una fuente a redshift z y energía  $E = E_0(1 + z)$ con un fotón de la EBL con energía  $\epsilon = \epsilon_0(1 + z)$  puede dar lugar a la creación de un par electrón-positrón. Esto sucederá cuando en el centro de momentos del sistema la energía total supere a la energía en reposo del par electrón-positrón:  $E\epsilon(1 + \cos\theta) \ge 2m_e^2 c^4$ , donde  $m_e$ es la masa del electrón y  $\theta$  define el ángulo de interacción entre los dos fotones. De esta forma se define una energía límite de los fotones de la EBL para la creación del par:  $\epsilon \ge \frac{2m_e^2 c^4}{E(1+\cos\theta)}$ 

En la ecuación 1 observamos como el espectro observado es el espectro intrínseco emitido por la fuente multiplicado por el factor de atenuación  $(exp[-\tau(E,z)])$  del espectro asumido para la EBL.

$$\left(\frac{dF}{dE}\right)_{obs} = \left(\frac{dF}{dE}\right)_{int} exp[-\tau(E,z)] \tag{1}$$

Donde  $\tau$  es la profundidad óptica:

$$\tau(E,z) = \int_0^z \left(\frac{dl}{dz}\right) dz \int_0^2 d\mu \frac{\mu}{2} \int_{\epsilon_{th}}^\infty d\epsilon \sigma_{\gamma\gamma}(\beta) n(\epsilon,z) \tag{2}$$

En el primer término se integra sobre el redshift la cantidad  $\left(\frac{dl}{dz}\right) = c \left|\frac{dt}{dz}\right|$ , que representa la variación del tiempo con el redshift teniendo en cuenta la cosmología aplicada. En el segundo término se integra sobre el ángulo de interacción de los dos fotones, con  $\mu = 1 - \cos\theta$ . La última integral recorre todo el rango de energías posibles de la EBL para la producción de un par electrón-antielectrón, empezando por lo tanto en la energía límite. Se multiplica el número propio de densidad de fotones de EBL por unidad de energía n(E,z) por la sección eficaz de interacción de los dos fotones  $\sigma_{\gamma\gamma}$ . La probabilidad de interacción dependerá de  $\beta = \frac{2m_e^2c^4}{E\epsilon\mu(1+z)^2}$ , la velocidad de los componentes del par en el centro de momentos del sistema.



Figura 2: Coeficiente de atenuación en función de la energía de los rayos gamma, medido para diferentes redshifts (Mazin, 2009).

En la Figura 2 se muestra el coeficiente de atenuación, es decir, el factor por el que se multiplica el espectro intrínseco de la fuente para obtener el observado. Podemos ver como la atenuación se hace más importante conforme aumentamos en energía, por lo tanto a altas energías nos llegarán menos fotones de la fuente y el espectro que detectemos tendrá una mayor incertidumbre en ese rango. También observamos como conforme aumenta el redshift, la energía de corte a la cual la interacción con la EBL comienza a ser notable, se desplaza hacia energías más bajas. De este modo, cuanto más distante se encuentre la fuente, menos fotones recibiremos de altas energías.

El modelo utilizado en este trabajo para tratar la interacción de la radiación gamma con la EBL es el de Domínguez et al. (2011).

#### 2.3. Detección de rayos gamma mediante la técnica Cherenkov

A diferencia de la radiación visible, desde la superficie de la Tierra no es posible observar directamente la radiación gamma, puesto que cuando ésta llega a la atmósfera interactúa con las moléculas de aire, principalmente nitrógeno y oxígeno. Una solución evidente es observar con satélites, como en el caso de Fermi-LAT. El inconveniente de este método es que el área de colección es muy pequeña, y como el flujo de rayos gamma de muy alta energía es muy bajo, se necesita precisamente de grandes áreas de colección, por lo que para detectar rayos gamma VHE se requieren telescopios terrestres. Como los rayos gamma no alcanzarán la superficie de la Tierra, la forma de detectarlos es en realidad detectar la radiación Cherenkov producida como consecuencia de la interacción del rayo gamma con la atmósfera, convirtiéndola de esta forma en parte de nuestro instrumento de observación.

La radiación Cherenkov es un tipo de radiación electromagnética en el rango de la luz azul y ultravioleta cuyo pico de emisión tiene lugar a 350 nm a 2000 m de altitud sobre el nivel del mar. Se produce cuando partículas cargadas atraviesan un medio dieléctrico a velocidades superiores a las de la luz en ese medio. En condiciones normales, la polarización del medio debido a la carga sería simétrica, por lo que después de su paso el medio radiaría de forma simétrica al despolarizarse y las contribuciones de la radiación se cancelarían. No obstante, si la carga es más rápida que su propio campo eléctrico, las partículas del medio que están por delante de la carga todavía no se han polarizado mientras que las de atrás sí lo han hecho. La polarización es asimétrica, por lo que al despolarizarse el medio la radiación que emitirá también lo será, y en vez de hacer interferencia destructiva sus contribuciones se incrementarán. Es por ello que en este caso sí observamos la radiación que emite el medio, que es la denominada luz Cherenkov.



Figura 3: Cascadas de rayos gamma (electromagnética) en la izquierda y de rayos cósmicos (hadrónica) a la derecha. Imagen reproducida por Konrad Bernlöhr.

Los rayos gamma interactúan con las partículas de la atmósfera, produciendo una cascada de partículas subatómicas como la representada en la Figura 3 en la imagen de la izquierda. La primera interacción se trata de la creación de un par positrón-electrón. Después, el positrón y el electrón pueden dar lugar a nuevos rayos gamma, de cada vez menor energía, por Bremsstrahlung al interaccionar de nuevo con moléculas de aire. La energía crítica por debajo de la cual la cascada no se continúa desarrollando es de 83 MeV, que es la energía a la cual las pérdidas por ionización se igualan a las de Bremsstrahlung. La luz Cherenkov la producirán las moléculas de nitrógeno y oxígeno cuando se despolaricen tras el paso de uno de esos electrones o positrones ultrarelativistas.

La radiación Cherenkov asociada a una cascada de partículas toma el aspecto de un cono de luz que comienza a una altura de 10-20 Km de altura (Figura 4), dura entre 5 y 20 ns y el área total iluminada en el suelo por este flash es de varios cientos de  $m^2$ , por lo que el área efectiva de los telescopios debe ser grande. Los telescopios Cherenkov 'IACTs' (las siglas de Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes) que detectan estos flash están formados por un gran espejo segmentado que enfoca la radiación en una matriz de tubos fotomultiplicadores, y la imagen registrada de la cascada en el plano focal es una elipse. La forma de esta elipse y su orientación en el plano focal determina la dirección de incidencia del fotón que originó la cascada.



Figura 4: Dimensiones del cono de luz Cherenkov producido por un rayo gamma (Sidro Martín, 2008).

La mayor dificultad en la detección de rayos gamma es que los rayos cósmicos (partículas cargadas que llegan del espacio) producen unas cascadas de partículas que en ocasiones pueden ser muy similares, aunque en general se distinguen por mostrar cascadas más anchas e irregulares, con mayor variedad de partículas (Figura 3, imagen de la derecha). Estas cascadas, que se producen en mayor proporción que las originadas por rayos gamma, no nos ofrecen información relevante para nuestro experimento, ya que han sido desviados por los campos magnéticos desde que salieron de la fuente emisora y son consideradas ruido de fondo.

### 2.4. Cherenkov Telescope Array

Actualmente existen 3 observatorios dotados de telescopios IACT en funcionamiento: HESS (en Namibia), VERITAS (Observatorio Fred Lawrence, Arizona, USA) y MAGIC (Observatorio del Roque de los Muchachos, La Palma, España). La próxima generación de IACTs será la red Cherenkov Telescope Array (CTA), un proyecto científico que contará con más de 100 IACTs de nueva generación para la detección de rayos gamma VHE. Las ventajas técnicas de CTA permitirán mejorar la sensibilidad de los telescopios IACT en un orden de magnitud, además de su resolución angular, energética y temporal. Asimismo, aumentan el campo de visión y el rango de energías observable. CTA estará compuesto por dos grandes redes de telescopios, una en el hemisferio sur (Observatorio de Paranal, Chile) y otra en el norte (Observatorio del Roque de los Muchachos, La Palma, España). Se distribuirán 3 tipos de telescopios con diferente sensibilidad y tamaño: los LST (Large Size Telescopes), los MST (Medium Size Telescopes) y los SST (Small Size Telescopes).

Se necesitan telescopios de diferentes tamaños debido a que tenemos también diferentes tamaños de cascadas Cherenkov. El tamaño de la cascada depende de la energía del rayo gamma. Cuanto mayor sea la energía del rayo gamma, mayores serán las energías de los productos generados, dando pie a que sucedan un mayor número de interacciones y por lo tanto resultando en una cascada de mayor tamaño. Los rayos gamma de bajas energías proyectan elipses más pequeñas. Las cascadas pequeñas son más débiles, por lo que para rayos gamma de bajas energías se precisan telescopios más grandes y sensibles, los LST, con un rango de sensibilidad óptima entre 30 y 150 GeV. Contrariamente, los rayos gamma de altas energías tienen elipses demasiado grandes como para poder crear telescopios con áreas de colección que recojan la elipse completa, por eso los telescopios especializados en altas energías son más pequeños pero se coloca un mayor número de ellos ocupando un área mayor. Para un rango de energías intermedio, entre 150 GeV y 5 TeV, se utilizan los MST y para un rango de energías muy elevadas, de entre 5 y 300 TeV se utilizan los pequeños SST. Estos ocupan un área de varios  $km^2$ , ya que cuando el rayo gamma es muy energético, la elipse proyectada puede ser tan grande que no quepa entera en la cámara de los telescopios y sólo estemos detectando un fragmento. Los rangos de sensibilidad energética aquí expuestos se tratan de los rangos donde la sensibilidad del aparato es máxima, pero en realidad pueden detectar hasta energías más altas y más bajas dependiendo del telescopio.

La red de telescopios del hemisferio norte estará compuesta por 4 LST y 15 MST, cubriendo un área total de aproximadamente 0.6  $km^2$ . Abarcará un rango de energías desde 30 GeV hasta más de 20 TeV, dirigido sobre todo al estudio de fuentes extragalácticas a la más baja energía alcanzable. Es por ello que contarán con LST y MST, pero no con SST, que son los más sensibles a las altas energías. Los telescopios más sensibles a estas bajas energías serán los LST, con 23 m de diámetro y seguidos por los MST, con 12 m.

La red de telescopios del hemisferio sur contará con 4 LST, 25 MST y 70 SST, cubriendo un área de 4  $km^2$ . Abarcará todo el rango de energías desde 30 GeV hasta 300 TeV. Llegará a tan altas energías puesto que tiene el propósito de centrarse en el estudio de fuentes galácticas, las cuales pueden emitir a energías extremas y que además no se ven afectadas por la absorción de la EBL. Este es el motivo por el que los 70 SST se ubicarán en el sur, porque

es desde donde mejor se observa nuestra galaxia. Los SST serán los telescopios más sensibles a altas energías, con un diámetro de 4 m.

La configuración de telescopios indicada en este trabajo se trata del diseño inicial de CTA, y será el utilizado en este trabajo. No obstante, todavía se está trabajando en el diseño final de la red. La construcción de CTA se llevará a cabo en dos fases. En la fase 1 se construirá lo que se conoce como 'implementación umbral' o 'TS' (Threshold Implementation), que será el número mínimo de telescopios con los que contará CTA. La configuración TS de CTA Norte cuenta con 5 telescopios MST y 4 LST, mientras que la de CTA Sur cuenta con 15 MST y 50 SST. En la fase 2 se instalarán el resto de telescopios necesarios para completar la red.

## 3. Motivación del trabajo. Detección de una característica espectral estrecha en el blazar Markarian 501.

El blazar Markarian 501 (Mrk 501) es una conocida fuente de rayos gamma de altas energías, ubicado a z=0.034. Es lo que se conoce como un BL Lac object, un blazar que no presenta señales de tener una región de líneas anchas (BLR) demasiado intensa ni una estructura toroidal polvorienta que emita en infrarojo (IR), por lo que la prácticamente toda la emisión proviene del jet. Como tampoco hay fotones provenientes de fuentes externas interactuando con el jet, dentro del escenario leptónico, este tipo de blázares pueden describirse bien utilizando un modelo SSC.

En julio de 2014 se observó Mrk 501 durante un estado activo, mostrando un nivel históricamente alto de rayos X y rayos gamma (Acciari et al., 2020). Durante este estado, la noche del 19 de julio (MJD 56857.98) se realizó una observación de 1.54 h en la que se detectó el indicio de una característica espectral estrecha centrada en 3.03 TeV por los telescopios MAGIC, un inusual incremento de flujo por encima del continuo. Con motivo de abreviar la notación y dar fluidez a la lectura, en lo siguiente nos referiremos a este fenómeno mediante las siglas NSC provenientes del término en inglés 'Narrow Spectral Component'.

Normalmente el espectro de rayos gamma de alta energía puede describirse de forma fidedigna utilizando una Ley de potencias o 'PL' (Power Law, ecuación 3) o una parábola logarítmica o 'LP' (Log Parabola, ecuación 4). En ocasiones, también se utiliza una parábola logarítmica exponencial 'ELP' (Exponential Log Parabola, ecuación 5), cuando la curva del espectro cae más rápido a partir de una cierta energía de corte  $E_c$ . No obstante, ninguna de estas 3 funciones estándar es capaz de ajustar correctamente el espectro VHE de Mrk 501 observado la noche del 19 de julio con los telescopios MAGIC. Como podemos comprobar en la tabla 1, estas 3 funciones no alcanzan los  $5\sigma$  de significancia en el ajuste.

$$\frac{dF}{dE} = f0 \left(\frac{E}{500 \, GeV}\right)^{\Gamma} \tag{3}$$

	PL	LP	ELP
Espectro observado	$4.6\sigma$	$3.5\sigma$	$3.3\sigma$
Espectro corregido de EBL	$3.1\sigma$	$3.0\sigma$	$2.9\sigma$

Tabla 1: Valores de significancia para descartar el ajuste de las funciones tradicionales PL, LP y ELP.

	$\frac{f_0 \cdot 10^{10}}{[TeV^{-1}cm^{-2}s^{-1}]}$	Г	b	$\frac{K \cdot 10^5}{[TeV^{-1}cm^{-2}s^{-1}]}$	β	Ep [TeV]
Espectro observado	$2.54{\pm}0.10$	$2.26 \pm 0.04$	$0.14{\pm}0.03$	7.7±1.7	$9.1 \pm 3.2$	$3.04{\pm}0.10$
Espectro corregido de EBL	2.99±0.11	$2.08 \pm 0.04$	$0.10 \pm 0.03$	$13.0{\pm}3.0$	10.0±3.6	$3.03 \pm 0.10$

Tabla 2: Valores de los parámetros de la función LP+EP para el ajuste del espectro observado y corregido por EBL. Los parámetros  $f_0$  y K representan, respectivamente, los factores de normalización de la parte de la LP y de la NSC. Ep representa la energía en la que está centrada la NSC y  $\beta$  la curvatura. Valores extraídos de Acciari et al. (2020)

$$\frac{dF}{dE} = f0 \left(\frac{E}{500 \, GeV}\right)^{\Gamma - b \cdot log\left(\frac{E}{500 \, GeV}\right)} \tag{4}$$

$$\frac{dF}{dE} = f0 \left(\frac{E}{500 \, GeV}\right)^{\Gamma - b \cdot log\left(\frac{E}{500 \, GeV}\right)} e^{-\frac{E}{E_c}} \tag{5}$$

$$\frac{dF}{dE} = f0 \left(\frac{E}{500 \, GeV}\right)^{\Gamma - b \cdot log\left(\frac{E}{500 \, GeV}\right)} + \frac{K}{E^2} 10^{-\beta log^2\left(\frac{E}{Ep}\right)} \tag{6}$$

Debido a la dificultad de realizar el ajuste con las funciones tradicionales, Acciari et al. (2020) en su estudio, buscaron una nueva función analítica para describir el espectro, una suma de la LP y una LP más curvada que reproduciría la NSC, conocida como 'Eplogpar' o 'EP' (Tramacere et al., 2007). El likelihood ratio test (LRT) nos muestra como esta nueva función LP+EP (ecuación 6, valores de los parámetros en la tabla 2) ajusta mejor que la LP con una significancia de  $4.5\sigma$  en el espectro observado y una significancia de  $3.9\sigma$  en el espectro corregido de EBL. En la Figura 5 puede apreciarse de forma visual cómo la función LP por sí sola no es suficiente para describir el espectro.

No hay constancia en la literatura sobre características estrechas como esta en los espectros de VHE. En este caso, es necesario introducir una componente extra para describir la SED. Teniendo en cuenta que la significancia está próxima al umbral de detección de los  $5\sigma$ , es razonable plantearse escenarios teóricos que hayan podido producir esta componente. Se plantean 3 escenarios diferentes que puedan producir espectros compatibles con el observado la noche del 19 de julio. Uno de ellos se basa en que la aceleración estocástica podría conllevar a la formación de una acumulación en la distribución energética de electrones a altas energías



Figura 5: SED de Mrk 501 observado el 19 de julio de 2014 (MJD 56857.98) con los telescopios MAGIC (Acciari et al., 2020). Espectro observado en la parte superior y espectro intrínseco en la parte inferior, tiempo de exposición de 1.54 h.

(Virtanen & Vainio, 2005). Por otro lado, podría deberse a la existencia de 2 zonas diferentes de SSC dentro del jet con emisión en VHE. La segunda región sería más pequeña y se trataría de la responsable de la NSC. Es lo que se conoce como modelo de jet estructurado o 'modelo del jet dentro del jet' (Giannios et al., 2009). Por último, se plantea la posibilidad de que esta característica espectral estrecha se deba a la emisión en VHE resultante de la cascada electromagnética iniciada por los electrones que son acelerados en un vacío magnetosférico cercano al agujero negro central. Este tipo de cascadas fue discutido por primera vez por Zdziarski (1988) y tratado numéricamente por Wendel et al. (2017).

## 4. Objetivos

El objetivo de este trabajo es el desarrollo de una estrategia de observación de características estrechas en blázares con CTA Norte. Para ello simulamos la respuesta de CTA bajo diferentes supuestos de las condiciones de observabilidad, como la configuración de telescopios, tiempo de exposición y direcciones de apuntado. Simulamos la respuesta esperada de CTA para la observación de la NSC de Mrk 501 captada por MAGIC la noche del 19 de julio de 2014. Se utiliza para ello el espectro medido por MAGIC aquella noche y se simula para diferentes telescopios y tiempos de exposición. De esta forma averigüamos si de haber sido medido con CTA este mismo evento (aunque en el rango de energías de MAGIC) la detección hubiese superado lo 5 $\sigma$  de significancia y para qué configuración de la red. A continuación se realizará el mismo estudio pero esta vez simulando el espectro mediante la función LP+EP extrapolada al rango de energías de CTA. También se exploran diferentes posibilidades de NSC, variando para ello características del espectro intrínseco emitido por la fuente como

posición de la NSC, valor de flujo, morfología de la NSC y redshift.

Con este trabajo pretendemos concluir para qué tipo de espectros y condiciones de observación podemos distinguir una característica estrecha con una significancia superior a los  $5\sigma$  en el futuro CTA.

## 5. Metodología

#### 5.1. Software ctools

Para realizar la simulación de la detección de rayos gamma con CTA utilizamos el paquete de software ctools<sup>1</sup> (Knödlseder et al., 2016), desarrollado por un equipo de astrónomos de rayos gamma e ingenieros para realizar el análisis científico de los datos de CTA y otros telescopios que utilizan la técnica Cherenkov tales como MAGIC, HESS y VERITAS. Este software trabaja con la librería Gammalib, que permite también el análisis de datos astronómicos de otros telescopios de rayos gamma o satélites como Fermi. Ctools comprende un conjunto de ejecutables binarios que incluye módulos de Python, lo que permite redactar un script con todas las tareas que precisemos para nuestro análisis.

#### 5.2. Simulación de eventos

La tarea *ctobssim* de ctools utiliza un generador de números aleatorios para simular una lista de eventos única a partir de un modelo dado de fuente astrofísica. Para correr *ctobssim* especificamos las coordenadas de la fuente, el radio en grados de la región del cielo en la que simulamos, el tiempo de exposición, el intervalo de energía, la función respuesta del instrumento (IRF) y el modelo de la fuente.

La IRF proporciona una descripción matemática de la relación entre las cantidades medidas por el instrumento de un evento y las cantidades físicas de un fotón incidente. Tenemos una función respuesta del instrumento diferente para la red de telescopios de cada hemisferio, variando el tipo de telescopios que interviene, el cénit y el azimut de llegada del rayo gamma y el tiempo aproximado de exposición, como se muestra en la tabla 3.

Hemisferio: North, South			
Telescopios: Full array, TS, LST, MST, SST, TS-MST			
Ángulo cenital: $20^{\circ}$ , $40^{\circ}$ , $60^{\circ}$			
Orientación azimutal: North, South, Average			
Tiempo de exposición: 100 s, 30 min, 5 h, 50 h			

Tabla 3: IRFs utilizados en este trabajo.

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>http://cta.irap.omp.eu/ctools/

El modelo espectral del objeto que se introduce de entrada en *ctobssim* debe de estar en un formato xml como el indicado en la Figura 6. Este es un ejemplo dado por el propio **ctools** para un espectro definido como la ley de potencias descrita en la ecuación 7. Consta de tres partes, en la primera se describe el espectro de los fotones de la fuente parámetro por parámetro. En 'SpatialModel' se describen las coordenadas de la fuente y por último se describe el espectro de los fotones de background. Tomaremos para todos los casos el modelo 'CTABackgroundModel' que nos facilita el propio paquete de **ctools**. Este fondo instrumental se reproduce utilizando la información del fondo proporcionada por la función respuesta del instrumento.

```
<?xml version="1.0" standalone="no"?>
<source library title="source library">
  <source name="Mrk501" type="PointSource" tscalc="1">
   <spectrum type="PowerLaw">
      <parameter name="Prefactor"</pre>
                                   scale="1e-16" value="5.7" min="1e-07" max="1000.0" free="1"/>
      <parameter name="Index" scale="-1" value="2.48" min="0.0" max="+5.0" free="1"/>
      <parameter name="PivotEnergy" scale="1e6" value="0.3" min="0.01" max="1000.0" free="0"/>
    </spectrum>
    <spatialModel type="SkyDirFunction">
      <parameter name="RA" scale="1.0" value="253.4675" min="-360" max="360" free="0"/>
      <parameter name="DEC" scale="1.0" value="39.7602" min="-90" max="90"</pre>
                                                                            free="0"/>
    </spatialModel>
  </source>
  <source name="CTABackgroundModel" type="CTAIrfBackground" instrument="CTA">
    <spectrum type="PowerLaw">
     <parameter name="Prefactor" scale="1.0" value="1.0" min="1e-3" max="1e+3"</pre>
                                                                                      free="1"/>
      <parameter name="Index"
                                   scale="1.0" value="0.0" min="-5.0" max="+5.0"
                                                                                     free="1"/>
      <parameter name="PivotEnergy" scale="1e6"</pre>
                                                value="100.0" min="0.01" max="1000.0" free="0"/>
    </spectrum>
  </source>
</source_library>
```

Figura 6: Ejemplo de modelo de entrada de *ctobssim* para una PL. El valor final de cada parámetro de la función que describe el espectro se obtiene haciendo el producto de los valores introducidos en 'value' y 'scale'. Especificamos <spectrum type='FileFunction' file=file.txt> para definir un espectro de fuente a partir de una lista 'file.txt' de pares de puntos energía-flujo en lugar de por parámetros.

$$\frac{dN}{dE} = N_0 \left(\frac{E}{E_0}\right)^{\gamma} \left[ph \, cm^{-2} s^{-1} M e V^{-1}\right] \tag{7}$$

Sin embargo, para estudiar una característica espectral estrecha como la de Mrk 501 del 19 de julio no sirven las funciones comúnmente usadas de la PL ni de la LP, por lo tanto no se pueden utilizar ninguno de los modelos xml que proporciona ctools.

Serán utilizados dos modelos de fuente diferentes como input de *ctobssim* dependiendo de lo que queramos estudiar. Para examinar cómo se hubiese visto con CTA el mismo indicio de NSC detectado con MAGIC la noche del 19 de julio de 2014, y por lo tanto, en el rango de energías que detectó MAGIC (70 GeV-7 TeV), utilizaremos como modelo de entrada un xml en el que se tome como espectro la propia lista de pares de puntos energía-flujo observados por MAGIC esa noche.

En cambio, para simular detecciones en el rango de energías que cubre CTA (30 GeV- 300

TeV), o si buscamos estudiar cómo se detectaría con CTA una NSC de diferentes características y morfología, utilizaremos la función LP+EP (6). Para ello se tomará la función LP+EP con los parámetros de ajuste del espectro corregido de EBL expuestos en la tabla 2 y se extrapola la función en el rango de energía 70 GeV-7 TeV a 30 GeV-50 TeV. A esta función extrapolada le aplicamos el coeficiente de atenuación,  $exp[-\tau(E, z)]$ , del modelo de EBL de Domínguez et al. (2011). De esta forma obtenemos el espectro observado en lugar del espectro intrínseco de la fuente. Guardamos este espectro en un fichero de texto que importaremos en el xml. En la Figura 7 puede apreciarse el efecto de la interacción con la EBL al compararse los espectros observados e intrínsecos. Para las energías más altas, el espectro observado cae en picado debido a la interacción de los fotones gamma con la EBL. Finalmente, *ctobssim* nos devuelve como resultado una archivo .fits con la lista de eventos observados, cada uno de ellos con su energía, coordenadas de ascensión recta y declinación, el tiempo en MJD y las incertidumbres.



Figura 7: SED para el espectro observado (función LP+EP sin corregir de EBL) y para el espectro intrínseco emitido por la fuente (función LP+EP corregida de EBL). En ambos casos la función LP+EP ha sido extrapolada en energía de 70 GeV-7 TeV a 30 GeV-50 TeV.

#### 5.3. Ajuste de los datos simulados

A continuación procederemos al ajuste de los datos simulados mediante la tarea *ctlike* de ctools. Puede utilizarse de dos modos: realizando un análisis bineado o sin binear. Aunque la agrupación de cuentas en bines está asociada con una pérdida de información, reduce la cantidad de datos a ser procesados, agilizando el análisis. Si quisiéramos llevar a cabo un análisis bineado, utilizaríamos previamente la tarea ctbin de ctools que nos genera un cubo

de cuentas 3D con ejes ascensión recta, declinación y energía.

No obstante, los eventos de rayos gamma no suceden con suficiente frecuencia, por lo tanto, a no ser que usemos un tiempo de exposición de varias horas, los cubos de cuentas pueden contener muchos píxeles vacíos, sobre todo si trabajamos a altas energías. Para tiempos de observación más cortos es preferible realizar el ajuste sobre la lista completa de eventos.

El modelo utilizado para hacer el ajuste es el mismo que el representado en la Figura 6, una PL. Ajustamos los datos con una PL a pesar de que los datos hayan sido simulados con un modelo de entrada de LP+EP. Hacemos esto porque si el ajuste de la PL da una significancia de detección superior a  $5\sigma$ , eso significa que la fuente se ha detectado y entonces podremos pasar a estudiar si se detecta una NSC. Obtener una significancia menor que  $5\sigma$ , significaría que no hemos detectado la fuente, y por lo tanto no tendría sentido pasar a estudiar si se detecta la característica estrecha. Los parámetros que van a ser sometidos a ajuste son los que en el modelo especifican free='1', mientras que los free='0' son parámetros fijos. Los valores de 'max' y 'min' acotan el rango de variación del valor del parámetro. La herramienta *ctlike* puede calcular el valor del 'test estadístico', cuya raíz cuadrada nos da aproximadamente la significancia de detección de la fuente en sigmas gaussianos. De este modo, un test estadísti-co mayor de 25 implica que la detección de la fuente es significativa, puesto que supera los 5  $\sigma$ .

#### 5.4. Caracterización de la distribución espectral de energía (SED)

Si en el análisis del test estadístico obtenemos una significancia mayor de  $5\sigma$  para el ajuste de la PL, entonces pasaremos a calcular la distribución espectral de energía con la tarea *csspec* de **ctools**. Para correr *csspec* especificamos el modelo de ajuste, la IRF, el rango de energías, el número de bines, el método de ajuste y el tipo de binning. En este trabajo se ha utilizado el método 'SLICES', que divide el intervalo de energía definido por emin y emax en bines y realiza el ajuste de máxima probabilidad del modelo fuente en cada uno de ellos con *ctlike*. Seleccionamos la opción 'ebinalg = LOG' para que los bines se extiendan logarítmicamente desde emin hasta emax.

El siguiente paso a realizar es ajustar la SED con diferentes funciones analíticas. Lo ajustaremos en primer lugar con una LP como la de la ecuación 4, que junto con la PL es la función más comúnmente utilizada para describir los espectros de blázares detectados en VHE. Después lo ajustaremos con dos funciones candidatas de describir un espectro con una NSC de forma fidedigna, la ya mencionada función LP+EP (ecuación 6) y una LP+gaussiana (ecuación 8). Introducimos la función LP+gaussiana para saber si es posible distinguir la forma espectral de la NSC o si por el contrario hay varias funciones que podrían ajustarla.

$$\frac{dF}{dE} = f0 \left(\frac{E}{500 \, GeV}\right)^{\Gamma - b \cdot log\left(\frac{E}{500 \, GeV}\right)} + K \, e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{E-\mu}{\sigma}\right)^2} \tag{8}$$

Para realizar el ajuste utilizamos la tarea *curve\_fit* del módulo *scipy.optimize* de python. Esta herramienta permite introducir unos valores iniciales a la función para realizar el ajuste. No utilizaremos esta modalidad para la LP, pero sí para las otras dos funciones. Para LP+EP introducimos como valores inciales de f0,  $\Gamma$  y b<br/> los resultados para estos paŕametros del anterior ajuste a la LP, y tomamos <br/>  $\beta = 4,5$  para la curvatura. Cuando simulamos con una NSC centrado en 3.03 TeV, como en el caso de Acciari et al. (2020), tomamos Ep=3.03 TeV para la posición de la NSC . En el caso de la LP+gaussianaa, tomamos de nuevo como valores iniciales los resultados f0,  $\Gamma$  y b<br/> de la LP y después <br/>  $\mu = 4,5$  para la media y <br/>  $\sigma = 3$  para la desviación típica. Estos son valores iniciales, pero los parámetros se dejan libres durante el ajuste.

A continuación se realiza un LRT para calcular con qué nivel de significancia se prefiere el ajuste de la LP+EP y de LP+gaussiana con respecto de la tradicional LP. Para ello en primer lugar se calcula la diferencia de  $\chi^2$  entre ajustes, como está indicado en las ecuaciones 9 y 10. Con la diferencia de  $\chi^2$  y de número de grados de libertad se calcula el valor P del ajuste, que nos da la probabilidad de que los resultados hayan sido obtenidos suponiendo cierta la hipótesis nula, que es la función LP. Valores altos de P indican que no podemos descartar la hipótesis nula, mientras que los valores bajos nos permiten rechazarla. A partir del valor de P calculamos la significancia en  $\sigma$  gaussianos, y tomaremos 5 $\sigma$  como valor mínimo para poder rechazar la hipótesis nula. Por lo tanto, significancias superiores a 5 $\sigma$  nos indican que se prefiere la función con NSC antes que la función sin NSC, lo que implica que la NSC ha sido detectada.

$$\Delta \chi^2 = \chi^2_{LP} - \chi^2_{LP+EP}, \ Grados \ de \ libertad : \ df = df_{LP} - df_{LP+EP} \tag{9}$$

$$\Delta \chi^2 = \chi^2_{LP} - \chi^2_{LP+gauss}, \ Grados \ de \ libertad : \ df = df_{LP} - df_{LP+gauss} \tag{10}$$

Realizamos el estudio tanto para la SED observada como para la SED intrínseca de la fuente, por lo que implementamos de nuevo la corrección de EBL en los puntos espectrales. El resultado será un ajuste de las 3 funciones para el espectro observado y el corregido de EBL como se muestra en la Figura 8. En ella podemos apreciar cómo la curva corregida y sin corregir de EBL se solapan para bajas energías, mientras que conforme aumentamos la energía, la atenuación debida al EBL va cobrando importancia y las curvas comienzan a diferir. La EBL hace que se pierdan más fotones de altas energías, lo cual se refleja en la SED como un decrecimiento del flujo. En el margen derecho de la Figura se indican los resultados del LRT para LP+EP y LP+gaussiana con respecto a la LP en el espectro observado y en el corregido de EBL.

#### 6. Resultados

#### 6.1. Detección de la característica estrecha del espectro de Markarian 501 con CTA.

Estudiamos en primer lugar cómo se vería la misma característica estrecha del espectro de Mrk 501 de la noche del 19 de julio de 2014 de haber sido detectada con CTA en vez de con MAGIC. Para ello introducimos como modelo de entrada del programa los puntos reales

medidos aquella noche. Debemos de tener en cuenta que, aunque estemos simulando la detección con CTA, en este apartado sólo habrá medidas en el rango de energías en el que detectó MAGIC Mrk 501 durante esa noche (70 GeV - 7 TeV). En este primer apartado se asume un ángulo cenital de llegada del fotón gamma de  $\theta_z = 20^{\circ}$ .

En la Figura 8 mostramos el ajuste de la SED que obtenemos cuando simulamos una observación con la red completa de telescopios de CTA Norte en un tiempo de exposición de 40 minutos. Se aprecia claramente la NSC centrada en 3.03 TeV, tanto para el espectro corregido de EBL como para el observado. Es visible cómo las funciones LP+EP y LP+gaussiana difieren fuertemente de la LP. Los ajustes de estas nuevas funciones se ven favorecidos frente a la clásica LP por un nivel de confianza superior a  $5\sigma$ , obteniendo una significancia levemente superior para el espectro observado.



Figura 8: Ajuste de la SED para la red completa de CTA Norte para un tiempo de exposición de 40 minutos, usando como modelo de entrada el espectro medido por MAGIC durante la noche del 19 de julio de 2014.

En la Figura 9 representamos el valor de la significancia del ajuste de la SED con las funciones LP+EP y LP+gaussiana en sigmas gaussianos frente al tiempo de exposición para diferentes configuraciones de la red de telescopios. En esta gráfica, y también en el resto de las gráficas para el estudio de la significancia, los puntos se unirán con líneas para mayor comodidad del lector a la hora de seguir la tendencia de cada configuración, pero en ningún caso representan un ajuste de los puntos. Como observamos en la Figura, la significancia de la detección de la NSC mejora al incrementar el tiempo de exposición, puesto que se detectan más fotones, pero distintas configuraciones de la red de CTA requieren tiempos de exposición diferentes. Para los IRFs de North MST, North all y los South SST se han tomado tiempos de entre 10-40 minutos. Las configuraciones de South SST y North all alcanzan una significancia de detección de la NSC superior a los 5 $\sigma$  aproximadamente para los 17 minutos de exposición y la de North MST a los 25. Como es de esperar, la configuración North all (todos los telescopios de CTA norte: 15 MST y 4 LST) muestra una significancia levemente superior a la de MST (15 MST). La diferencia entre ambas no es más pronunciada porque

a pesar de que North all cuenta con 4 LST, estos están especializados en bajas energías, mientras que la NSC se encuentra centrada en 3 TeV. Por lo tanto, los LST para tiempos de exposición tan cortos no captarán muchos fotones a energías cercanas a la NSC, aunque sí contribuirá a mejorar el ajuste de la parte de LP a bajas energías. La IRF de South SST (70 SST) es la que alcanza una mejor significancia, ya que se trata de 70 telescopios especializados en detectar fotones a energías tan altas como las de la NSC.



Figura 9: Comparación de la significancia de detección de la NSC del espectro observado con MAGIC para distintas configuraciones de la red de telescopios CTA.

La implementación umbral o fase 1 cuenta con un menor número de telescopios que el diseño final: 5 MST y 4 LST para CTA Norte. Con el IRF de TS hacemos pruebas para la configuración umbral completa y con TS-MST sólo los 5 MST. Como cuentan con un número menor de telescopios, precisaremos un tiempo de exposición mayor que en las configuraciones anteriores para detectar el mismo número de fotones, por lo que asumiremos tiempos de entre 30 minutos y 1 hora. En la gráfica podemos observar cómo superan los  $5\sigma$  para aproximadamente los 50 minutos de exposición. La configuración North LST es la que precisa los tiempos de exposición más largos, entre 45 minutos y 2 horas. Esto se debe a que sólo cuenta con 4 LST, y a que como habíamos comentado, estos telescopios están especializados en detectar fotones gamma de bajas energías (30-150 GeV), por lo que la configuración sólo con LST sin apoyo de MST tendrá muy pocos fotones de altas energías como el de nuestra NSC centrada en 3.03 TeV. La detección de la NSC alcanza un nivel de confianza superior a los  $5\sigma$  para aproximadamente los 80 minutos de tiempo de exposición.

#### 6.2. Detección de características espectrales estrechas con CTA.

En este apartado realizamos un análisis de la variación de la significancia de detección de características estrechas en el espectro dependiendo de la configuración del observatorio. Para ello jugamos con las diferentes posibilidades de IRFs mostradas en la tabla 3, como el tipo y la cantidad de telescopios utilizados, la dirección de apuntado y también el ángulo cenital

de llegada del rayo gamma.

A partir de ahora no realizaremos los estudios para el espectro observado de Mrk 501 la noche del 19 de julio de 2014. Tomaremos como modelo de entrada la función LP+EP que describe el espectro para poder extrapolar el rango de energías en el que detectó MAGIC Mrk 501 durante esa noche. (70 GeV - 7 TeV) hasta 30 GeV - 50 TeV, que sí alcanza CTA. En la Figura 10 mostramos el ajuste de la SED obtenido mediante las función LP+EP extrapolada, para el espectro corregido de EBL y el espectro intrínseco. Se puede observar cómo la NSC es más pronunciada que en el apartado 6.1, puesto que al ampliar el rango de energías de MAGIC al de CTA obtenemos un mayor número de fotones de la parte de la LP para energías superiores e inferiores a las de la NSC. De nuevo, difieren más los resultados obtenidos de los ajustes para el espectro observado que para el corregido por EBL. No obstante, las diferencias entre las funciones LP+EP y LP+gaussiana son mínimas, lo que significa que no se puede distinguir la forma espectral puesto que ambos ajustes dan resultados comparables.



Figura 10: Ajuste de la SED para la red completa de CTA Norte para un tiempo de exposición de 30 minutos, usando como modelo de entrada la función LP+EP que reproduce el espectro de Mrk 501 medido con MAGIC extrapolada al rango de energías de CTA.

#### 6.2.1. Variación de la significancia con la configuración de telescopios.

En esta sección realizamos el estudio de la variación de la significancia con la configuración de telescopios, es decir, el tipo y número de telescopios empleados. En la Figura 11 mostramos el valor de la significancia frente al tiempo de exposición para las diferentes configuraciones. Es el mismo análisis que ya habíamos realizado en el apartado 6.1, sólo que ahora se toma como modelo de entrada la LP+EP extrapolada al rango de energías de CTA en lugar de los puntos espectrales medidos por MAGIC. En esta ocasión, tomaremos tiempos de exposición de entre 5 y 30 minutos para todas las configuraciones, excepto para LST (45 min - 2 h), puesto que como veremos, la significancia superior a 5 $\sigma$  se alcanzan ahora para tiempos de exposición más cortos. Se realizarán las gráficas para un ángulo cenital fijo de 40°, porque como veremos en la sección 6.2.2 suele ser el que muestra mejores resultados.

el apuntado azimutal 'Average', aunque podríamos haber escogido 'North' o 'South', puesto que como veremos en la sección 6.2.3 los 3 apuntados azimutales disponibles muestran resultados similares.

La configuración TS-MST sólo cuenta con 5 telescopios MST, por lo que es la que muestra peor significancia en comparación con el resto de telescopios de su mismo rango de tiempos. Cruza el límite de los  $5\sigma$  aproximadamente a los 25 minutos. Le sigue TS con 5 MST y 4 LST, cruzando el límite de los  $5\sigma$  un poco antes de los 20 minutos, dado que aunque sus LST no estén tomando el tiempo de exposición necesario para detectar fotones de altas energías, contribuyen a mejorar el ajuste de la parte de bajas energías. Esto también es importante para que la NSC se haga notar por encima del continuo de la LP. Los resultados de MST y North all (la red de telescopios completa de CTA Norte) se encuentran prácticamente a la par (la detección está dominada por los 15 MST), y de nuevo SST alcanza significancias mucho mayores que el resto debido a que es el especializado para las energías más altas. Las configuraciones MST, North all y SST superan los  $5\sigma$  para aproximadamente los 70 minutos. En esta gráfica observamos cómo la significancia alcanzada es mejor en este apartado que en el apartado 6.1, puesto que hemos aumentado el rango de energías al de CTA.



Figura 11: Comparación de la significancia de detección de la NSC del espectro obtenido mediante la LP+EP extrapolada en energía para distintas configuraciones de la red de telescopios CTA.

#### 6.2.2. Variación de la significancia con el ángulo cenital

El ángulo cenital es el ángulo con el que inciden los rayos gamma en la atmósfera con respecto a la vertical del observatorio. Es un parámetro de vital importancia, puesto que junto con la energía del rayo gamma incidente, determina el tamaño de la elipse que proyecta la cascada de partículas. Conforme aumenta el ángulo cenital, se atraviesa una mayor capa de atmósfera y las cascadas se hacen más pequeñas. Las cascadas que ya eran pequeñas generadas por rayos gamma de bajas energías se harán todavía más pequeñas, dificultando su detección, mientras que las cascadas de rayos gamma muy energéticos que antes proyectaban elipses demasiado grandes, ahora se hacen más pequeñas y pueden caber enteras en la cámara. Es por ello que cuanto mayor sea el ángulo cenital perderemos fotones a bajas energías, pero ganaremos en detección de fotones a altas energías.

Investigamos las significancias de detección para distintos telescopios para los 3 ángulos cenitales disponibles de la IRF:  $20^{\circ}$ ,  $40^{\circ}$  y  $60^{\circ}$ . Comenzamos en la Figura 12a con los telescopios MST de CTA Norte. Mientras que  $\theta_z=20^{\circ}$  y  $\theta_z=60^{\circ}$  se encuentran más o menos equiparados,  $\theta_z=40^{\circ}$  muestra unos resultados ligeramente mejores que los dos anteriores, con una diferencia media de  $0.6\sigma$  con  $\theta_z=20^{\circ}$  y de  $1.5\sigma$  con  $\theta_z=60^{\circ}$ . Aunque son diferencias muy pequeñas, serían comprensible que  $\theta_z=40^{\circ}$  fuese mejor que  $\theta_z=20^{\circ}$ , puesto que los telescopios de talle mediano podrán albergar ahora una mayor fracción de la elipse total de los rayos gamma más energéticos al atravesar una mayor cantidad de atmósfera. También sería razonable que  $\theta_z=40^{\circ}$  mostrase una significancia mejor que  $\theta_z=60^{\circ}$ , ya que aunque se ganen fotones de alta energía al incrementar  $\theta_z$ , también perdemos muchos fotones de baja energía que nos ayudan a ajustar el continuo que hay antes de la NSC.

En la figura 12b mostramos los resultados para los telescopios de CTA Norte especializados en bajas energías, los LST. El ángulo zenital  $\theta_z=60^{\circ}$  muestra en este caso mejores resultados que el  $\theta_z=20^{\circ}$  para tiempos de exposición cortos. Esto se debe a que como los LST apenas detectan a energías tan altas como las de nuestra característica estrecha, un incremento de fotones a estas energías debido al aumento de  $\theta_z$  supone una ayuda muy significativa. Y de nuevo, el ángulo  $\theta_z=40^{\circ}$  muestra resultados mejores que los otros dos, dado que se encuentra en el punto del compromiso entre cantidad de fotones a altas y bajas energías.

En la Figura 12c estudiamos la significancia para la configuración TS-MST. Comprobamos satisfactoriamente cómo a pesar de de contar sólo con 5 MST la detección supera los 5  $\sigma$  para menos de 25 minutos de tiempo de exposición. Al igual que con la configuración con 15 MST, se obtiene una mejor significancia para el ángulo zenital  $\theta_z=40^{\circ}$ . En la Figura 12d mostramos los resultados para la configuración TS (5MST y 4 LST). El resultado de juntar los telescopios MST con los LST es que las diferencias de significancia entre distintos ángulos cenitales se minimizan. La significancia de detección supera los 5 $\sigma$  en los 3 casos para un tiempo de exposición inferior a los 20 minutos. La introducción de los 4 LST siempre supone una mejoría, puesto que contribuye a ajustar la LP, pero en este caso su aportación se ve más acentuada al tener solo 5 MST.

En la Figura 12e exponemos los resultados para la red completa de telescopios de CTA Norte. Nuevamente, debido a la contribución conjunta de los MST y los LST, los resultados no difieren tanto los unos de los otros. De todos modos, los ángulos  $\theta_z=20^{\circ}$  y  $\theta_z=40^{\circ}$  siguen siendo mejores que  $\theta_z=60^{\circ}$  como sucedía en la gráfica de los MST (al fin y al cabo la red completa de telescopios contiene una mayoría de 15 MST frente a 4 LST).

Finalmente en la Figura 12f mostramos los resultados para los telescopios de CTA Sur especializados en altas energías, los SST. En este caso no supone mucha diferencia un ángulo



(a) Comparación de ángulos cenitales para NorthMST



(c) Comparación de ángulos cenitales para North TS-MST



(e) Comparación de ángulos cenitales para la red completa de telescopios de CTA norte



(b) Comparación de ángulos cenitales para North LST



(d) Comparación de ángulos cenitales para North TS



(f) Comparación de ángulos cenitales para South SST

Figura 12

de incidencia de  $\theta_z=20^{\circ}$  con uno de  $\theta_z=40^{\circ}$ , ya que los SST cubren un gran espacio y por lo tanto no necesitan un aumento demasiado significativo de  $\theta_z$  para observar la cascada completa. No obstante, los resultados observando a  $\theta_z=60^{\circ}$  reducen drásticamente la significancia. Esto se debe a que como los SST recogen pocos fotones de bajas energías, llegar hasta un  $\theta_z$  tan elevado supondría perder prácticamente la detección del continuo de baja energía antes de la NSC, que también es necesario para realizar el ajuste.

#### 6.2.3. Variación de la significancia con la localización del observatorio y el ángulo azimutal.

Las cascadas producidas por rayos gamma están compuestas por partículas cargadas, por lo que son susceptibles de ser desviadas por el campo magnético de la Tierra. Las instalaciones de CTA Sur se construirán en el Observatorio de Paranal, Chile, por lo que se encontrará dentro de la conocida como 'Anomalía del Atántico Sur' (Figura 13). Esta región se caracteriza por mostrar una intensidad de campo geomagnético mucho menos intenso de lo habitual, por lo que el efecto de la desviación de las cargas será menor.



Figura 13: Instensidad total (nT) de las líneas de campo geomagnético. Crédito: https://archive.epa.gov/esd/archive-geophysics/web/html/geomagnetic\_field.html

Contrariamente, CTA Norte se encuentra en una zona de campo geomagnético más intenso, por lo que podría haber cierta diferencia entre los dos emplazamientos. Por ello estudiamos la variación en la significancia de detección para el mismo número y tipo de telescopios de CTA Norte y CTA Sur. Los resultados se muestran en la Figura 14, donde tomamos la configuración TS-MST del Sur y la configuración MST del Norte, de este modo tendremos 15 MST para ambos. Como podemos observar, la diferencia en la significancia de deteción de la NSC es muy pequeña (menor de medio sigma en promedio), por lo tanto, la diferencia de emplazamiento no ha influído negativamente para CTA Norte a pesar de encontrarse en una región de campo geomagnético más intenso.

A continuación estudiamos la variación de la significancia al variar la dirección de apuntado sobre el eje azimutal para CTA Norte (Figura 15a) y CTA Sur (Figura 15b). Tenemos 3



Figura 14: Comparación de la significancia de detección de la NSC con CTA Norte y CTA Sur para el mismo número de telescopios (15 MST).

IRFs disponibles diferentes: norte (N), sur (S) y promedio (Average). En ambas gráficas, las diferencias entre los 3 IRFs son muy pequeñas y no muestran una tendencia clara, por lo que podemos concluír que las diferencias locales de campo geomagnético no afectan a la significancia de detección de una NSC de estas caratcerísticas.



Figura 15: Comparación de la significancia de detección de la NSC para diferentes direcciones de apuntado en CTA Norte y Sur.

#### 6.2.4. Variación de la significancia con la resolución espectral

En este apartado estudiamos la variación de la significancia de detección al variar la resolución espectral. La cantidad de bines que introduzcamos para realizar la SED no debe nunca de dar lugar a una resolución menor que la resolución de energía del instrumento. Como la resolución de cada tipo de telescopio es diferente, también será diferente el número máximo de bines que podemos utilizar dependiendo del rango de energía. El límite tomado para la resolución es de 5% en el caso de Full array y TS, de 15% para LST y SST y de % para MST y TS-MST. En la Figura 16 mostramos la significancia de detección de la NSC frente al tiempo de exposición para 15, 25, 35 y 45 bines con la configuración MST.



Figura 16: Comparación de la significancia de detección de la NSC para diferente número de bines.

En general, un mayor número de bines implicaría un mayor número de puntos para ajustar, y por lo tanto, un mejor ajuste. No obstante, debemos de tener en cuenta que para tiempos de exposición cortos no tendremos tantas detecciones, por lo que un número elevado de bines provocaría que hubiese pocas detecciones por bin y por lo tanto incertidumbres más grandes, sobre todo a altas energías. Es por ello que en la gráfica se ve cómo a partir de aproximadamente los 17 minutos de exposición, como ya hay suficientes fotones, las mejores significancias se obtienen para el mayor número de bines.

# 6.3. Detección de características estrechas con CTA dependiendo del estado de la fuente y la posición de la NSC.

En este apartado estudiamos cómo se vería con CTA una característica estrecha como la de Mrk 501 pero habiendo sucedido bajo condiciones físicas diferentes (a otras energías y/o con otros valores de flujo). Para ello modificamos en la función LP+EP que introducimos al modelo de entrada los parámetros que definen la morfología de la NSC, como el factor de normalización K, la localización en energía de la NSC, Ep, su curvatura,  $\beta$  y el factor de normalización de la parte que describe el continuo, f0 (ecuación 6). Las principales preguntas que cabe plantearse son: ¿Se observaría la NSC si en vez de a 3.03 TeV hubiese sucedido a una energía más baja, o quedaría oculta en el continuo?¿Y si por el contrario, hubiese sucedido a una mayor energía, las incertidumbres en la medida del flujo nos dejarían detectarla? Para responder a estas cuestiones podemos desplazar la NSC desde Ep=3.03 TeV a otros valores dentro del rango de energías y observar hasta que valor de energía la significancia

sigue superando los  $5\sigma$ . ¿Y si la NSC hubiera alcanzado valores de flujo aún más elevados?¿O si por lo contrario, hubiese sido más elevada la emisión de flujo del continuo?¿Seguiríamos entonces detectando la NSC? Para responder a esta pregunta multiplicamos los parámetros de normalización del continuo (f0) y de la NSC (k) por diferentes factores para subir el flujo de cualquiera de las dos partes sobre la otra y observar hasta qué punto la significancia sigue superando los  $5\sigma$ .



(c) CTA Norte, configuración TS-MST

Figura 17: Comparación de la significancia de detección de la NSC para diferentes posiciones en energía de la NSC y diferentes factores de normalización.

En la Figura 17 respondemos a las preguntas anteriores para la configuración de North MST (Figura 17a), la red completa de telescopios de CTA Norte (Figura 17b) y la configuración TS-MST (Figura 17c), que funciona con tan sólo 5 telescopios MST. La gráfica muestra la significancia frente a la posición en energía de la NSC (Ep) para 3 situaciones diferentes: el caso en el que el valor de flujo del continuo se multiplica por un factor 2 (2f0, línea azul), el caso en el que el valor de flujo de la NSC se multiplica por un factor 1.5 (1.5k, línea verde) y el caso en el que no se multiplican los parámetros f0 y k por ningún factor (línea roja), uti-



Figura 18: Ajuste de la SED para los MST de CTA Norte para un tiempo de exposición de 15 minutos y con la NSC centrada en 400 GeV.

lizado como referencia. La mejor significancia de la detección se da para el caso 1.5k, puesto que la NSC muestra un flujo todavía más elevado sobre el continuo. Menor significancia tiene el caso de referencia en el que ni f0 ni k se multiplican, y por último las significancias más bajas son para el caso en el que el valor del continuo dobla su flujo, haciendo que la NSC parezca menos resaltable.

Observamos en la Figura 17a como la línea roja del caso estándar comienza con un mínimo de significancia en los 180 GeV, para pasar a un máximo en 400 GeV y de nuevo caer progresivamente hacia otro mínimo en 5 TeV. Comenzamos las detecciones en 180 GeV porque la energía mínima empleada para la simulación con MST ha sido de 100 GeV. Aunque el rango óptimo de detección con MSTs comienza en 150 GeV, también se detectan fotones hasta 100 GeV. En la gráfica no se ven detecciones de la NSC para energías menores de 180 GeV porque el flujo del continuo eclipsa prácticamente todo el flujo de la NSC y la función no es capaz de realizar el ajuste. Por otro lado, a bajas energías detectamos un mayor número de fotones, lo que hace que los errores se minimicen y la detección mejore notablemente. Es por ello que en el entorno de los 400 GeV obtenemos el máximo de la significancia: alcanzamos el punto óptimo de compromiso entre errores bajos y visibilidad de la NSC por encima del continuo (Figura 18). Desde los 400 GeV en adelante hasta aproximadamente los 5 TeV la significancia desciende dado que a altas energías tenemos un menor número de fotones y los errores aumentan. Aún así, con la NSC situado en 4 TeV, todavía obtenemos una significancia superior a los  $5\sigma$  (Figura 19). Las otras dos curvas siguen la misma tendencia que la del caso estándar, aunque alcanzan el máximo de significancia para 200 GeV en lugar de en 400 GeV.

El comportamiento de las curvas de la Figura 17b para la red completa de telescopios es el mismo que el descrito para MST desde los 100 GeV en adelante. Para energías más bajas de 100 GeV, la significancia alcanza otro máximo en 80 GeV y luego vuelve a caer a menos de 5 $\sigma$  para 60 GeV. Esto se debe a que la función LP presenta un decrecimiento progresivo



Figura 19: Ajuste de la SED para los MST de CTA Norte para un tiempo de exposición de 15 minutos y con la NSC centrada en 4 TeV.

de flujo a bajas energías, produciendo así que la NSC vuelva a destacar sobre la LP en 80 GeV. No obstante, al llegar a 60 GeV, la suma LP+EP decrece más en flujo que a los 80 GeV, dando lugar a que la parte de la NSC que está centrada en 60 GeV quede oculta tras la LP y por lo tanto se reduce de nuevo la significancia de detección. Por último, en la Figura 17c observamos los resultados para la configuración TS-MST. A pesar de usar tan sólo 5 telescopios MST en 15 minutos de exposición, podemos detectar una NSC entre 200 GeV y 4 TeV para el caso estándar. Con el 1.5k somos capaces de alcanzar los 5 TeV y con 2f0 los 2 TeV. De todas formas, habíamos visto en la Figura 11 como para 17 minutos de exposición sólo se alcanzaban los  $4\sigma$  para la observación de la NSC a 3.03 TeV con TS-MST. Esto se trata de una fluctuación razonable ( $\sim 1,15\sigma$ ) cuando estamos simulando cerca del límite de detección. Por lo tanto, si se pretende observar NSC de energías de hasta 3 TeV es mejor usar tiempos de exposición del orden de 20-25 minutos para asegurar una mejor detección.

En la Figura 20 estudiamos cómo varía la significancia con el parámetro de curvatura  $\beta$ . Hasta el momento, se había tomado  $\beta =10$  para todos los casos, puesto que es el valor que ajusta los datos de MAGIC en Acciari et al. (2020). Cuanto mayor es el valor del parámetro  $\beta$ , la curva que describe la NSC se vuelve más estrecha. Aunque gracias a esto parezca más picuda sobre la LP, realmente se están tomando un menor número de detecciones para describir la NSC, por lo que puede comenzar a asemejarse más a un fenómeno aleatorio que una componente extra, lo cual empeora la significancia de detección como puede verse en la Figura 20 para valores mayores de  $\beta=2$ . Contrariamente, cuanto más pequeño es  $\beta$ , la NSC se vuelve más ancha y abarca una extensión mayor en el rango de energías, tomando más detecciones y obteniendo así una mejor significancia de detección. Esto funciona hasta alcanzar el máximo de significancia, aproximadamente en  $\beta=2$ . Para valores de  $\beta$  menores, la NSC se hace tan ancha que pasa de ajustar bien la función de la componente estrecha a confundirse con la LP. En la Figura 20 el punto con menor  $\beta$  alcanzado es 0.4, puesto que por debajo de este valor, la función no es capaz de realizar el ajuste.



Figura 20: Comparación de la significancia de detección de la NSC para diferentes valores del parámetro de curvatura  $\beta$ .

# 6.4. Detección de características estrechas con CTA dependiendo del redshift de la fuente.

En este apartado estudiamos la significancia de detección de una característica estrecha al aumentar el redshift al que se encuentra la fuente. Como hemos comprobado en la gráfica 2, la energía a la que se empieza a producir la atenuación disminuye con el redshift, así como la propia atenuación se vuelve más fuerte. Para z=0.10 el factor de atenuación es del orden de 10 para 3.03 TeV, y del orden de 100 para z=0.2. Por lo tanto, no obtendremos significancias por encima de 5 $\sigma$  para redshifts mucho mayores de 0.2. Esto se hace patente en la Figura 21, en la cual vemos cómo conforme vamos aumentando el redshift precisamos de tiempos de exposición más largos para cruzar el umbral de detección de los 5 $\sigma$ . Conseguimos detectar la NSC hasta un redshift de z=0.2, valor límite para el cual se superan los 5 $\sigma$  con un tiempo de exposición de aproximadamente 3 horas.

Para fuentes situadas a redshifts superiores a 0.2 con una NSC centrada en 3.03 TeV la significancia de detección no supera los  $5\sigma$  aunque se aumente el tiempo de exposición hasta valores de aproximadamente 7 horas. De nuevo, como habíamos comprobado en el apartado 6.3 la significancia de la detección mejora al descender la posición de la NSC y al aumentar su flujo, como podemos ver para un tiempo de exposición de 30 minutos en la Figura 22a. A pesar de que para redshifts altos es más difícil detectar la NSC, todavía podemos detectarla con la configuración de tan sólo los 5 MST para un redshift máximo de z=0.15, como podemos observar en la Figura 22b. Cruza la línea de detección de los  $5\sigma$  para un tiempo de exposición de aproximadamente 2 horas y media.



Figura 21: Comparación de la significancia de detección de la NSC con la red completa de CTA Norte para fuentes ubicadas a diferentes redshifts.



(a) Comparación de la significancia de detección de la NSC con MST para diferentes posiciones en energía de la NSC y diferentes factores de normalización. Fuente situada a un redshift de z=0.2.



(b) Variación de la significancia de detección de la NSC para la configuración TS-MST con un redshift de z=0.15.



## 7. Conclusiones

Los estudios llevados a cabo en este trabajo pueden permitir el desarrollo de una estrategia de observación con CTA Norte y colaborar en el entendimiento de cómo son las NSCs. Una vez se ha analizado la significancia de detección de la NSC para las diferentes configuraciones posibles de la red de telescopios y para NSCs de diferentes características, se puede desarrollar una estrategia de observación con CTA Norte.

Para detectar una NSC que sucede a tan altas energías como la de Mrk 501, y a su mismo redshift, no es imprescindible utilizar la red completa de telescopios para detectarla. Como podemos observar en la Figura 11, la significancia de detección para la red completa y los 15 MST es prácticamente la misma. Aunque los 4 LST de la red completa ayudan a captar fotones de más bajas energías, como los MST detectan fotones a partir de los 150 GeV, la LP se encuentra suficientemente bien ajustada y la diferencia entre las dos configuraciones no es decisiva para este caso. Es un resultado muy favorable, puesto que observando blázares situados a redshifts próximos al de Mrk 501 se podrían encontrar NSCs a altas energías usando sólo los MST y dejando disponibles los LST para investigaciones de otros fenómenos a más bajas energías. De la misma forma, tampoco es imprescindible emplear los 15 MST para detectar la NSC en este blazar. En la Figura 11 observamos cómo con sólo 5 MST se alcanzan los  $5\sigma$  para aproximadamente 25 minutos de exposición. También es posible detectarla empleando sólo los 4 LST, aunque esta configuración sería muy ineficiente en comparación con el resto, puesto que precisaría tiempos de exposición de aproximadamente 70 minutos, y de más de hora y media para detectar los rayos gamma procedentes de ángulos cenitales de  $20^{\circ}$  o menores, como hemos visto en la Figura 12b.

Para el redshift de Mrk 501 y un tiempo de exposición de 15 minutos, se podrían detectar NSCs que sucediesen en un intervalo de energía entre 70 GeV y 5 TeV empleando la red completa de telescopios de CTA Norte y entre 180 GeV y 4 TeV con 15 MST, incluso si el flujo proveniente de la LP doblase su valor (Figuras 17a y 17b). De nuevo vemos que en muchos casos no es necesario emplear la red completa de telescopios para detectar una NSC. También se detectan NSCs comprendidas entre 200 GeV y 3 TeV utilizando sólo 5 telescopios MST (Figura 17c) en el mismo tiempo que el resto (15 minutos), aunque como se muestra en la Figura 11, es recomendable utilizar tiempos de exposición del orden de 25 minutos para asegurar una detección con significancia superior a 5 $\sigma$  con esta configuración.

Para el estudio de blázares más lejanos que Mrk 501 se pueden detectar características estrechas en fuentes situadas a redshifts de hasta z=0.2 para tiempos de exposición de aproximadamente 3 horas, tanto con la red completa de CTA Norte como con sólo los 15 MST. Si la fuente se encuentra a  $z\leq0.15$  no es necesario emplear la red completa ni la totalidad de los MST, pueden detectarse características estrechas a altas energías empleando sólo 5 telescopios MST para tiempos de exposición de 2 horas y media.

Como hemos comprobado a lo largo del trabajo, en la mayor parte de las gráficas no se diferencian los resultados obtenidos con la función LP+EP de LP+gaussiana, por lo que concluímos que actualmente no podemos discernir la forma espectral de la NSC.

El estudio ha sido realizado centrándose en la detección de características estrechas a muy altas energías, del orden de los TeV. No obstante, para estudiar características estrechas a energías inferiores a 150 GeV es necesario utilizar los telescopios LST.

Cabe mencionar la gran mejoría que CTA supone para la detección de NSCs en blazars. Mientras que con MAGIC no se alcanzaron los  $5\sigma$  de detección en el estudio de Mrk 501 para una observación de 1.54 horas, con CTA Norte se superan en tan sólo 15 minutos de exposición con Full array y MST, y para 20-25 minutos con TS. Observando sólo con los 4 LST, el tiempo de exposición al que se detecta es de ~1.5 h. Este es aproximadamente el tiempo que se usó con MAGIC, con la diferencia de que con MAGIC la detección de la NSC no alcanzaba los  $5\sigma$  mientras que con los 4 LST sí.

Tras finalizar este estudio, quedan algunas tareas que sería interesante llevar a cabo en el futuro con este mismo código. En primer lugar, podría utilizarse para desarrollar una estrategia de observación con CTA Sur. Otro ejercicio interesante sería utilizar como modelo de entrada de la simulación la función que describe el espectro de una NSC para los 3 escenarios teóricos planteados en Acciari et al. (2020) y comentados en el apartado 3. De esta forma se podría predecir bajo qué condiciones se detectaría una NSC producida por cada uno de estos 3 supuestos y estudiar la capacidad de CTA para diferenciar entre dichos escenarios. En cuanto a los estudios ya realizados en este trabajo, como tarea de perfeccionamiento se podrían llevar a cabo más simulaciones para cada uno de los casos estudiados en el entorno de los 5 $\sigma$  con el objetivo de tener más estadística a la hora de realizar una estimación sobre cuándo se cruza el umbral de detección. Un aspecto a tener en cuenta sobre este trabajo es que todas las simulaciones se han llevado acabo asumiendo observaciones sin luna. Podría incluírse la luna, lo que haría que se aumentase el umbral de energía y veríamos cómo afecta eso a la detección de la NSC.

En general, este código podría utilizarse para estudiar NSCs en blázares usando diferentes modelos de entrada y también con diferentes funciones de ajuste, de la misma forma que en este estudio además de ajustar con la LP+EP, se ha testado la LP+gaussiana. Haciendo esto se comprueba si se pueden diferenciar distintas formas espectrales de la NSC con CTA.

## Referencias

- Abdo, A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2011, The Astrophysical Journal, 727, 129, doi: 10.1088/0004-637x/727/2/129
- Acciari, V., Ansoldi, S., Antonelli, L., et al. 2020, Astronomy & Astrophysics, 637, A86, doi: 10.1051/0004-6361/201834603
- Dermer, C. D., Sturner, S. J., & Schlickeiser, R. 1997, The Astrophysical Journal Supplement Series, 109, 103, doi: 10.1086/312972
- Domínguez, A., Primack, J. R., Rosario, D., et al. 2011, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 410, 2556, doi: 10.1111/j.1365-2966.2010.17631.x
- Giannios, D., Uzdensky, D. A., & Begelman, M. C. 2009, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters, 395, L29, doi: 10.1111/j.1745-3933.2009.00635.x
- Knödlseder, J., Mayer, M., Deil, C., et al. 2016, Astronomy & Astrophysics, 593, A1, doi: 10. 1051/0004-6361/201628822
- Maraschi, L., Ghisellini, G., & Celotti, A. 1992, The Astrophysical Journal, 397, L5, doi: 10. 1086/186531
- Mazin, D. 2009, 1112, doi: 10.1063/1.3125771
- Sidro Martín, N. 2008, Discovery and characterization of the binary system LSI+ 61° 303 in very high energy gamma-rays with MAGIC (Universitat Autònoma de Barcelona,)
- Tramacere, A., Giommi, P., Massaro, E., et al. 2007, Astronomy & Astrophysics, 467, 501, doi: 10.1051/0004-6361:20066226
- Virtanen, J. J., & Vainio, R. 2005, The Astrophysical Journal, 621, 313, doi: 10.1063/1. 2141916
- Wendel, C., Glawion, D., Shukla, A., & Mannheim, K. 2017, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 1792, 6th International Symposium on High Energy Gamma-Ray Astronomy, 050026, doi: 10.1063/1.4968972
- Zdziarski, A. A. 1988, The Astrophysical Journal, 335, 786, doi: 10.1086/166967