



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

Instituto de Astronomía

POSGRADO EN ASTROFÍSICA

Estudio de la correlación entre rayos X y rayos γ de TeV en blazares

Tesis

Que para optar por el grado de
MAESTRA EN CIENCIAS (ASTROFÍSICA).

Presenta:

JOSELYN MABEL OSORIO ARCHILA

Tutor:

DRA. MARÍA MAGDALENA GONZÁLEZ SÁNCHEZ

Instituto de Astronomía

Ciudad Universitaria, Ciudad de México. Enero 2022.



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

RESUMEN

Los blazares son un tipo de AGN que se caracterizan por ser observados a un ángulo pequeño respecto al eje del chorro. Algunas de las características principales es alta variabilidad de flujo, emisión superluminal, intensidad aumentada por beaming relativista y emisión en todas las longitudes de onda del espectro electromagnético. Su distribución espectral de energía (SED, por sus siglas en inglés) muestra dos componentes, la energía de los flujos máximos de cada componente depende del tipo espectral en el que se catalogan. Los blazares de tipo High-peaked BLazar (HBL, por sus siglas en inglés) emiten la mayor parte de su potencia en rayos X suaves en la primera componente del SED y en rayos γ de muy alta energía (en el orden de TeV) en la segunda componente. La emisión de la segunda componente es afectada por la interacción con el EBL (Extragalactic Background Light, por sus siglas en inglés), la absorción depende de la energía de la emisión y de la distancia de la fuente.

Dentro del modelo leptónico Síncrotrón Compton autoinducido (SSC, por sus siglas en inglés) se espera una correlación entre rayos γ y rayos X en blazares BL Lac de tipo HBL en todos los niveles de flujo y a todas las escalas de tiempo. Observaciones de campañas previas, de intervalos relativamente cortos, han demostrado que (1) la correlación se rompe a altos niveles de flujo por un exceso en rayos γ y (2) que las correlaciones pueden ajustarse a modelos más que lineales, cuadráticos o hasta cúbicos, esto no se espera en el modelo de SSC de una zona de emisión.

En el presente trabajo se extiende el estudio de la correlación entre rayos X suaves y rayos γ de TeV del blazar BL Lac Mrk 421 reportado en González et al. (2019) [1] la cual se modela con una función lineal en varias escalas de tiempo y se observa que sufre un rompimiento a altos niveles de flujo en rayos γ . El chorro de esta fuente se describe como que está formado por 2 regiones de emisión.

El objetivo del trabajo es estudiar la correlación de fuentes parecidas a Mrk 421 para responder las preguntas sobre si existen correlaciones a largo plazo en otros objetos, si estas correlaciones son únicas, si se dispersan a altos flujos de rayos γ y si las correlaciones tienen alguna relación entre sí. La muestra de este trabajo se obtuvo estableciendo varios criterios: (1) las fuentes deben ser de tipo espectral HBL, (2) la energía de detección de la fuente debe ser >200 GeV, (3) el índice espectral promedio en rayos γ de TeV debe ser ~ 2 , (4) el corrimiento al rojo debe ser $z < 0.15$ debido al EBL y (5) que haya en la literatura trabajos multifrecuencia. La muestra final se compone por 4 blazares: Mrk 501, 1ES 1959+650, PKS 2155-304 y 1ES 2344+514.

La correlación para Mrk 501 comprende datos entre 1997 hasta 2013, la correlación de 1ES 195+650 cubre datos desde el 2002 hasta el 2016 incluyendo la ráfaga huérfana de junio del 2002. PKS 2155-304 tiene datos desde el 2006 hasta el 2016, en esta fuente se incluye la excepcional ráfaga de julio del 2006. Y por último la correlación de 1ES 2344+514 abarca el intervalo más corto de la muestra con datos desde 2007 hasta el 2008.

Se ha encontrado que las correlaciones se modelan con leyes de potencias con índices mayores que uno en las fuentes Mrk 501, 1ES 1959+650 y 1ES 2344+514. PKS 2155-304 muestra una

correlación lineal. En Mrk 501, 1ES 1959+650 y PKS 2155-304 se encontró puntos fuera de la correlación con exceso en rayos γ , mientras que 1ES 2344+514 no tiene suficientes datos para saber si el comportamiento es igual, sin embargo los puntos más altos son los que guían la correlación.

Los resultados de las correlaciones se comparan para encontrar similitudes. Para las fuentes con correlaciones mayor que lineal, el índice converge en un valor de $a \sim 1.41 \pm 0.17$ y la fuente con correlación lineal se compara con Mrk 421. La ráfaga de PKS 2155-304 de julio del 2006 es un caso particular en donde se tiene una correlación cuadrática. Comparando los modelos de correlación de las cuatro fuentes y de la ráfaga de PKS 2155-304 se tiene que todas tienen una tendencia similar a excepción de la ráfaga de PKS 2155-304. La diferencia en esta comparación es en los rangos de flujo. En rayos X en el rango de 2 a 10 keV se tiene que PKS 2155-304 y 1ES 2344+514 tienen un flujo menor en un orden de magnitud que el flujo de Mrk 421 y 1ES1959+650, mientras que en rayos γ los cuatro objetos tienen un rango similar. La ráfaga de PKS 2155-304 otra vez muestra un comportamiento singular. Con el resultado anterior se concluye que la emisión en rayos γ es menos eficiente en los blazares que muestran flujos en rayos X mayores, esto significa que el campo magnético del chorro en estas fuentes es mayor.

Otra relación encontrada fue entre la energía pico de TeV del SED y el índice de correlación. Quitando la ráfaga de PKS 2155-304 se observa que entre mayor es la energía pico en TeV, mayor es el índice de la correlación, esto da la pauta de que podría haber un mecanismo que está generando flujo sólo a altas energías. Sin embargo, con esta muestra de cuatro objetos no es posible concluir que la potencia de la correlación sea indicativa de la presencia de más zonas de emisión en el chorro.

Por último, como trabajo a futuro, para concluir mejor los resultados de este trabajo es necesario aumentar la muestra de objetos y el tiempo de monitoreo simultáneo entre bandas. Se espera lograr eso con colaboraciones como el futuro CTA.

DEDICACIÓN Y AGRADECIMIENTOS

Dedico este trabajo a mis padres.
Agradezco a mi asesora Magdalena González por toda la ayuda en este trabajo y por todo el apoyo y enseñanzas para mi vida y formación profesional. Gracias a mis padres Ros Mery Archila y Fernando Osorio por su apoyo durante todos estos años.

A mis sinodales: Rodrigo Sacahui, Omaira González, Anna Lia Longinotti, José Antonio de Diego y Daniel Rosa por el apoyo para mejorar la calidad de esta tesis.

A México: por abrirme las puertas y permitirme estudiar astrofísica en sus bellas tierras.

A Conacyt: agradezco a esta institución por otorgarme una beca durante 3 semestres de mis estudios de maestría.

A PAPIIT: agradezco al proyecto PAPIIT IG101320 por el apoyo para terminar mi grado de maestría.

CONTENIDO

	Página
Lista de Tablas	vii
Lista de Figuras	ix
1 Nucleos galácticos activos.	1
1.1 Clasificación de blazares	2
1.2 Modelo de unificación por orientación	3
1.3 Blazares	3
1.3.1 Propiedades de blazares	5
1.3.2 La Distribución Espectral de Energía (SED) de blazares	14
1.3.3 Absorción de rayos γ debido al Fondo de Luz Extragaláctica (EBL)	15
1.4 Modelos de emisión de rayos γ en blazares	18
1.4.1 Modelos Leptónicos	18
1.4.2 Correlación entre emisión a diferentes longitudes de onda	21
1.4.3 Modelo Hadrónico	22
1.4.4 Modelo Lepto-hadrónico	23
1.5 Estudio de la correlación del blazar Mrk 421	23
1.6 Objetivo	24
2 Selección y descripción de la muestra de fuentes BL Lac	25
2.1 Instrumentos de observación	26
2.2 Fuentes de la muestra	30
2.2.1 Markarian 501	30
2.2.2 Correlaciones observadas	31
2.2.3 1ES 1959+650	32
2.2.4 PKS 2155-304	34
2.2.5 1ES 2344+514	37
3 Metodología	39
3.1 Markarian 501	39

CONTENIDO

3.1.1	Periodos 1 - 3	40
3.1.2	Periodo 4	43
3.1.3	Periodo 5	44
3.1.4	Periodo 6	45
3.2	1ES 1959+659	49
3.2.1	Periodo 1	49
3.2.2	Periodo 2	51
3.2.3	Periodo 3	53
3.2.4	Periodo 4	55
3.2.5	Periodo 5	57
3.3	PKS 2155-304	62
3.3.1	Periodo 1	62
3.3.2	Periodo 2	65
3.3.3	Periodo 3	65
3.3.4	Periodo 4	67
3.3.5	Periodo 1 (flare)	68
3.4	1ES 2344+514	71
3.5	Método estadístico de D'Agostini	73
4	Resultados y discusión	79
4.1	Mrk 501	79
4.2	1ES 1959+650	83
4.3	PKS 2155-304	88
4.3.1	PKS 2155-304: ráfaga de julio de 2006.	91
4.4	1ES 2344+514	93
4.5	Correlación Global	94
5	Conclusiones	103
A	Representaciones espectrales y Metodología de conversión	105
A.1	Representaciones espectrales	105
A.1.1	Modelo espectral: Ley de potencias	106
A.2	Metodologías de conversión.	107
A.2.1	Conversión de unidades.	107
A.2.2	Cambio de umbral de energía.	107
	Bibliografía	111

LISTA DE TABLAS

TABLA	Página
2.1 Muestra inicial de blazares BL Lac de tipo espectral HBL con $z < 0.15$	26
2.2 Lista de instrumentos IACT que observaron la muestra.	28
2.3 Lista de instrumentos de rayos X que observaron la muestra.	29
3.1 Lista de trabajos para la correlación de Mrk 501.	40
3.2 Tabla de los modelos espectrales de Mrk 501.	49
3.3 Lista de trabajos para la correlación de 1ES 1959+650.	50
3.4 Tabla de los modelos espectrales de 1ES1959+650.	62
3.5 Lista de trabajos para la correlación de PKS 2155-304.	63
3.6 Tabla de los modelos espectrales para cada periodo de PKS 2155-304.	73
4.1 Tabla de parámetros de las correlaciones de Mrk 501 para una ley de potencias. . . .	81
4.2 Tabla de parámetros de las correlaciones de 1ES 1959+650 para una ley de potencias.	85
4.3 Tabla de parámetros de las correlaciones de 1ES 1959+650 para un modelo lineal. . .	85
4.4 Tabla de parámetros de las correlaciones de PKS 2155-304 para una ley de potencias y para una función lineal.	89
4.5 Parámetros de ajustes de la correlación de 1ES 2344-514.	93
4.6 Parámetros de las correlaciones totales de las 4 fuentes estudiadas modeladas con una ley de potencias.	98

LISTA DE FIGURAS

FIGURA	Página
1.1 Clasificación de las clases principales de AGNs.	4
1.2 Imagen ilustrativa de las partes de un AGN y de las clases principales de AGNs respecto al modelo de unificación por orientación.	4
1.3 Ilustración del sistema observador-blazar.	6
1.4 Diagrama observador-blazar.	7
1.5 Región superluminal mostrada como un área en el diagrama (β, θ)	8
1.6 Efecto faro de radiación en el marco de referencia en reposo de la fuente (O') y en el marco del observador (O).	10
1.7 Representación esquemática de la distribución espectral de energía (SED) de los AGNs.	16
1.8 Gráfico de la atenuación $\propto e^{-\tau}$ de fotones debido al EBL respecto a la energía.	18
1.9 Gráfico de los diferentes modelos que describen el EBL.	19
2.1 Imagen en óptico del blazar Mrk 501 tomada por el SDSS (Sloan Digital Sky Survey).	30
2.2 Correlaciones reportadas de Mrk 501.	33
2.3 Imágenes en óptico del blazar 1ES 1959+650 y de su galaxia extraída.	34
2.4 Correlación del 2002 de 1ES 1959+650.	35
2.5 Imágenes en óptico y en rayos X del blazar PKS 2155-304.	35
2.6 Correlación de julio del 2006 de PKS2155-304.	36
2.7 Mapa del cielo del blazar 1ES 2344+514.	37
3.1 Curvas de luz de Mrk 501 reportadas en Gliozzi et al, (2006).	42
3.2 Curvas de luz de Mrk 501 reportadas por Aleksic et al, (2006)	44
3.3 Curvas de luz de Mrk 501 reportadas por Ahnen et al. (2018).	46
3.4 Curvas de luz de Mrk 501 reportadas por Furnis et al. (2015).	47
3.5 Curva de luz de Mrk 501 de los 6 periodos.	48
3.6 Curvas de luz de 1ES 1959+650 reportadas por Krawczynski et al. (2004).	52
3.7 Curvas de luz de 1ES 1959+650 reportadas por Uellenbeck (2013) y Kapanadze et al, (2015).	54
3.8 Curvas de luz del blazar 1ES1959+650 reportadas por Aliu et al, (2014).	56
3.9 Curvas de luz de 1ES1959+650 reportadas por Santander et al, (2017).	58

LISTA DE FIGURAS

3.10	Curva de luz de 1ES1959+650 de Santander et al, (2017) y Accicari (2020)	60
3.11	Curva de luz de 1ES 1959+650 de los 5 periodos.	61
3.12	Curvas de luz de PKS 2155-304 estudiadas por Goyal et al, (2020).	64
3.13	Curvas de luz de PKS 2155-304 reportadas por Aharonian et al, (2009).	66
3.14	Curvas de luz de PKS 2155-304 reportadas por Abdalla et al. (2020).	67
3.15	Curvas de luz de PKS 2155-304 reportadas por Wierzcholska, et al (2019).	69
3.16	Curvas de luz de la ráfaga de julio 2006 de PKS 2155-304 reportadas por Aharonian et al. (2009, flare).	71
3.17	Curva de luz de PKS 2155-304 de los 5 periodos.	72
3.18	Curvas de luz del blazar 1ES 2344+514 reportadas por Accicari et al, (2011).	74
4.1	Correlación total de Mrk 501 ajustada con una ley de potencias.	82
4.2	Correlación de Mrk 501 sin puntos de flujo alto.	82
4.3	Correlación total de Mrk 501 ajustada con una función lineal.	83
4.4	Correlación total para 1ES1959+650 ajustada con una ley de potencias.	86
4.5	Correlación de 1ES1959+650 sin exeso de rayos γ	87
4.6	Correlación total para 1ES1959+650 ajustada con una función lineal.	88
4.7	Correlación de PKS 2155-304 sin la ráfaga de julio del 2006 ajustada con una ley de potencias.	90
4.8	Correlación de PKS 2155-304 sin la ráfaga de julio del 2006 ajustada con una función lineal.	91
4.9	Correlación de la ráfaga de 2006 de PKS 2155-304 modelada con una ley de potencias.	92
4.10	Correlación Log-Log de la ráfaga de 2006 de PKS 2155-304.	92
4.11	Correlación entre rayos X de 1ES 2344+514 ajustada con una ley de potencias.	94
4.12	Correlación entre rayos X de 1ES 2344+514 ajustada con un modelo lineal.	95
4.13	Distribuciones espectrales de las cuatro fuentes de la muestra.	97
4.14	Comparación de los índices de potencia ($\alpha \pm \delta\alpha$) de las correlaciones de las cuatro fuentes de la muestra.	99
4.15	Comparación de los modelos de correlación de una ley de potencias de las cuatro fuentes de la muestra en un gráfico Log-Log.	100
4.16	Comparación de los modelos de correlación de una ley de potencias de las cuatro fuentes de la muestra en un gráfico Log-Log entre rayos X de 2 a 10 keV de energía y rayos γ de TeV.	101
4.17	Correlación entre la energía pico de la componente de Compton inverso $E_{IC,p}$ de los objetos de la muestra con los índices de correlacion α obtenidos.	102
A.1	Ilustración de un espectro de Ley de Potencias $\Phi(E)$ vrs. (E) en un gráfico Log-Log.	108

NUCLEOS GALÁCTICOS ACTIVOS.

Los Núcleos Galácticos Activos (de ahora en adelante AGN por sus siglas en inglés) son de las fuentes más energéticas del universo. Se considera que abrieron una rama nueva en la astronomía desde el descubrimiento de los cuásares en la década de 1960 [2]. Sin embargo han sido objeto de investigación desde 1943 cuando el astrónomo estadounidense Carl Keenan Seyfert reportó 6 espectros no característicos de galaxias normales con líneas de emisión anchas y fuertes de los núcleos de “nebulosas espirales” [3].

La luminosidad emitida por los AGNs es típicamente de $L \sim 10^{12}L_{\odot}$ [4]¹, mayor a la luminosidad de las galaxias normales como la Vía Láctea ($\sim 1.5 \times 10^{10}L_{\odot}$ [5]). Su emisión no es debida a procesos termonucleares sino a la acreción gravitacional del agujero negro supermasivo (SMBH, por sus siglas en inglés) que se encuentra en su centro. Este SMBH de masa mayor a $10^6 M_{\odot}$ [6]² y dimensiones entre 10^{-7} a 10^{-3} parsecs (pc)³, es el motor central de los AGNs pues transforma la energía potencial de la materia acretada en radiación y flujo de partículas. Otras partes que conforman un AGN son el disco de acreción con dimensiones entre 10^{-7} y 1 pc, una distribución toroidal de gas y polvo en el mismo plano del disco de acreción con dimensiones entre 1 a 10 pc, nubes moleculares distribuidas aleatoriamente en los alrededores del centro. Las nubes moleculares más cercanas al centro se mueven a velocidades $\sim 1000 \text{ km s}^{-1}$ y son conocidas como las regiones de líneas anchas (Broad Line Region, BLR) y las nubes más alejadas del centro, moviéndose a velocidades $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$ se conocen como regiones de líneas delgadas (Narrow Line Region, NRL). Por último dos (u ocasionalmente uno) chorros surgiendo del centro y perpendiculares al plano del disco de acreción, con alcances entre 10^{-7} a 10^6 pc [4].

Los AGNs poseen diversas propiedades que los identifican, entre estas se incluyen la alta

¹La luminosidad solar es de $1L_{\odot} = 3.85 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$.

²Una masa solar es de $1M_{\odot} = 1.99 \times 10^{30} \text{ kg}$

³El pársec (pc) es una unidad de longitud con un valor de $1 \text{ pc} = 3.086 \times 10^{16} \text{ m}$.

luminosidad que los hace observables a altos corrimientos al rojo (para el año 2021, el cuasar más lejano detectado está a $z \approx 7.1$, [7]), la rápida variabilidad en varias bandas electromagnéticas originada en pequeñas regiones de emisión de órdenes de longitud de milipársecs ([8], [9]), y emisión en todo el espectro electromagnético.

Las propiedades intrínsecas de los AGNs como las líneas de emisión de su espectro en óptico, el continuo de la emisión espectral, la variabilidad de flujo, la eficiencia de la acreción, entre otras, conforman la clasificación principal. El modelo de unificación pretende encontrar una manera de explicar los tipos de AGNs por medio de la región en la que son observados. Entre este modelo los tipos principales son las galaxias Seyfert I y II, las radio galaxias, los cuásares y los blazares. En este capítulo se detalla el modelo de unificación y se describe a los blazares de forma detallada y sus características observadas.

1.1 Clasificación de blazares

La familia de AGNs está constituida por varios objetos (para la lista ver Tabla 1 de Padovani et al. (2017) [4]), cada uno con diferentes características. La clasificación de AGNs se debe a propiedades observables como la luminosidad, la variabilidad de flujo, el espectro continuo, el tipo de líneas del espectro en óptico y UV. Y de igual forma a efectos físicos tales como la presencia o ausencia de chorros que se refleja en la cantidad de la emisión en la banda de radio, la eficiencia de acreción del disco que se observa a través de la luminosidad y la masa del SMBH y el oscurecimiento debido al gas y polvo que suprime parte de la emisión desde el cercano infrarrojo hasta los rayos X suaves.

La presencia o ausencia de chorros relativistas en los AGNs y por consiguiente la cantidad de emisión en radio los divide en dos tipos. Se tienen AGNs “radio fuertes” cuando hay chorros relativistas prominentes y generalmente la galaxia anfitriona es elíptica, y se tienen AGNs “radio débiles” cuando la salida de flujo de materia es menos colimada y más lenta y la galaxia activa generalmente es una espiral rica en gas [10].

La razón entre la luminosidad observada en AGNs junto y la luminosidad de Eddington⁴ indica la eficiencia de la acreción del SMHB. Aquellos AGNs con una acreción eficiente son menos probables de generar chorros colimados mientras que aquellos con una acreción ineficiente muestran una eficiente producción de chorros colimados.

Por la emisión anisotrópica de los AGNs debido a la presencia de chorros y del oscurecimiento de parte de la emisión central debido al gas y polvo, se propone un modelo que pretende encontrar una manera de explicar todos los tipos de AGNs respecto a la región de observación. En la siguiente sección se detalla el modelo y los tipos de AGNs resultantes de él.

⁴La luminosidad de Eddington definida como $L_{edd} = 1.3 \times 10^{46} (M/10^8 M_{\odot}) \text{ erg s}^{-1}$, donde M_{\odot} es la masa solar.

1.2 Modelo de unificación por orientación

En 1995, Urry y Padovani [6] propusieron el modelo de unificación por orientación el cual clasifica a los AGNs por la región que se les observa (ver Figura 1.2).

Actualmente se dividen en 3 tipos que dependen de las líneas de emisión de los espectros en las bandas de óptico y UV: el tipo 2 es para AGNs con líneas delgadas de emisión, el tipo 1 son AGNs con líneas anchas de emisión y el tipo 0 es para espectros sin líneas. La anchura de las líneas depende de la región de observación, en el tipo 2 la fuente se observa desde el ecuador, interceptando el toroide de polvo y las NLR. El tipo 1 se observa a ángulos respecto al eje del chorro más cerrados, en dirección más directa al centro y hacia las BLR. Por último el tipo 0 incluye AGNs que presentan líneas de emisión muy débiles o nulas.

Los AGNs tipo 2 y 1 tienen una contraparte radio fuerte y otra radio débil, los de tipo 0 sólo tienen contraparte radio fuerte. Para AGNs radio débiles de tipo 2 y 1 se tienen a las galaxias Seyfert II y Seyfert I, respectivamente. Las radio fuertes de tipo 2 son radio galaxias de líneas delgadas o Narrow Line Radio Galaxies (NLRG, por sus siglas en inglés) que a su vez se dividen en dos tipos de diferente morfología: las Fanaroff-Riley I (FR-I) de baja luminosidad, con chorros simétricos y con la intensidad concentrada en el centro y las Fanaroff-Riley II (FR-II) de alta luminosidad y con la intensidad concentrada en los extremos de los chorros debido a la interacción de la materia con el medio intergaláctico. Usualmente los chorros en los objetos FR-II son muy tenues para ser observados en óptico [6]. Los AGNs radio fuertes de tipo 1 son galaxias de líneas anchas o Broad-Line Radio Galaxies (BLRG, por sus siglas en inglés) y los cuásares de tipo Steep Spectrum Radio Quasars (SSRQ, por sus siglas en inglés) y Flat Spectrum Radio Quasars (FSRQ, por sus siglas en inglés). Por último los objetos radio fuertes de tipo 0 son los blazares divididos en FSRQ y BL Lac (nombre tomado de su prototipo BL Lacertae), estos objetos carecen parcial o totalmente de líneas de emisión o absorción. La razón por la cual los FSRQ también son incluidos entre los AGNs de tipo 0 es porque su emisión en radio está dominada por el núcleo y su espectro está dominado por emisión no térmica como los BL Lac [11].

En la figura 1.1 se resume la clasificación para los AGNs principales, y en la figura 1.2 se muestran en forma ilustrativa. El presente trabajo se enfoca en los AGNs tipo 0 radio fuertes o blazares. A continuación una descripción de estas fuentes y sus características.

1.3 Blazares

Los blazares (nombre nacido como una contracción de “blazing quasars” [13]) son la subclase más extrema de AGNs dado a sus condiciones geométricas y a su intensa emisión. Como se mencionó en la sección anterior su espectro en óptico carece de prominentes características debido a que estos objetos se observan directamente a un ángulo pequeño respecto al eje del chorro, por lo que la emisión dominante es debido a procesos no térmicos.

Otras propiedades que definen a los blazares son la rápida y estocástica variabilidad en todo

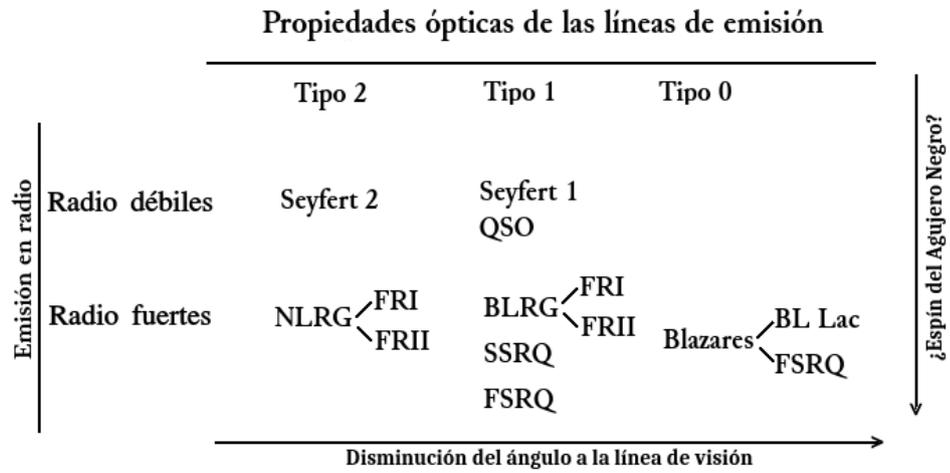


Figura 1.1: Clasificación de las clases principales de AGNs dependiendo de su emisión en radio y de sus características espectrales en la banda del óptico. Tabla modificada de Urry & Padovani, 1995 ([6]).

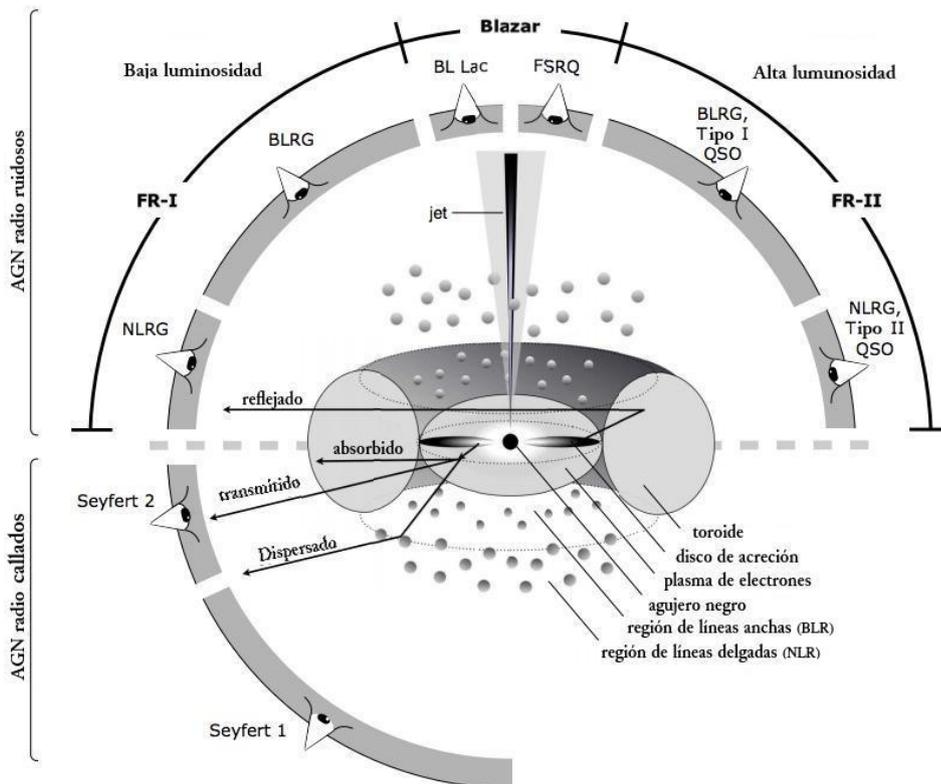


Figura 1.2: Imagen ilustrativa de las partes de un AGN y de las clases principales de AGNs respecto al modelo de unificación por orientación. El tipo de AGN que se observa depende de la cantidad de radio que emite y del ángulo de observación. Imagen modificada de [12].

el espectro electromagnético (aunque se ha observado cuasi periodicidad a energías de rayos γ en algunos blazares: por ejemplo PG 1553+113, del cual también se observó periodicidad en óptico), la emisión óptica altamente polarizada, la morfología radio dominante, el movimiento superlumínico, el *beaming* relativista y por último un espectro continuo dominado por la emisión del chorro que se extiende en todo el espectro electromagnético [14].

Los blazares se subdividen en objetos BL Lac y FSRQ según el ancho equivalente (EW) de las líneas de emisión en su espectro óptico. Los blazares FSRQ tienen líneas con $EW \geq 5\text{\AA}$ mientras que los BL Lac de $EW < 5\text{\AA}$ ([12], [15]). Esta diferencia puede deberse a dos posibilidades: (1) por diferencias intrínsecas de la fuente como la cantidad de gas presente en el núcleo o (2) a la diferencia de ángulo de observación dentro del modelo de unificación [16]. En la primera posibilidad la carencia de líneas anchas para los BL Lac señala la existencia de una cantidad menor de gas en el núcleo y por lo tanto un proceso de acreción menos eficiente que en los FSRQ [16]. En el segundo caso, bajo el modelo de unificación, los BL Lac apuntan directamente al observador por lo que el gas que circunda el chorro de las regiones de líneas anchas y las regiones de líneas delgadas (BLR y NLR, respectivamente) se opacan por la emisión de sincrotrón no térmica en el mismo, mientras que en el caso de los FSRQ el chorro apunta a mayores ángulos respecto al observador.

Sin embargo, existen más diferencias entre las fuentes FSRQ y BL Lac que no pueden ser explicadas con el cambio de ángulo de observación. Los dos máximos del espectro de los FSRQ se observan a frecuencias más bajas que los BL Lac los cuales alcanzan frecuencias de rayos X y rayos γ en TeV, respectivamente (más detalles de la distribución espectral en la sección 1.3.2), los FSRQ tienen índices espectrales en rayos X más planos, su luminosidad bolométrica y la razón entre rayos γ y luminosidad bolométrica es mayor que en los BL Lac. Dada a la correlación entre luminosidad y corrimiento al rojo, los FSRQ se encuentran en promedio a un z mayor [6].

En las siguientes subsecciones se presentan las propiedades principales de los blazares, su distribución espectral de energía para los diferentes tipos y la absorción de rayos γ debido al Fondo de Luz Extragaláctico (Extragalactic Background Light, EBL).

1.3.1 Propiedades de blazares

Los blazares son el tipo de AGN en el cual el chorro compuesto de “*blobs*” o conjuntos de plasma que se mueven en dirección del observador a velocidades aparentes con valores máximos de $v \sim 10c$, requiriendo factores de Lorentz $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ entre 10 y 20 hasta ~ 40 ([17], [18]) y un ángulo de visión $\theta \leq 10^\circ$ [19] respecto al observador. Los blazares presentan propiedades particulares como aparentes movimientos superluminales, altas densidades de flujo y luminosidades bolométricas y una rápida variabilidad de flujo, todos resultados directos de su geometría y de efectos relativistas. A continuación se da una descripción de estas tres importantes propiedades de la naturaleza de los blazares.

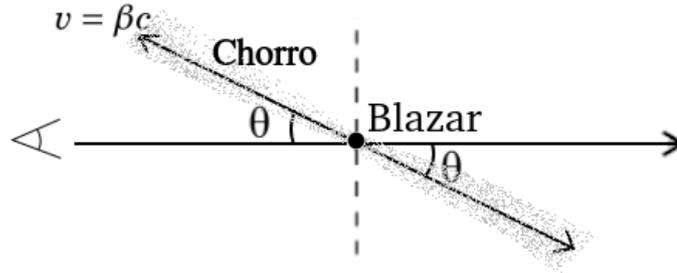


Figura 1.3: Ilustración del sistema observador-blazar. El observador estudia a un blazar que emite un chorro alejándose del núcleo a una velocidad $v = \beta c$ y con un ángulo θ de la línea de visión.

1.3.1.1 Movimiento Superluminal

El movimiento superluminal fue predicho por Rees, et al., 1966 [20]. Es un efecto aparente en el que un observador en un marco de referencia en reposo mide que un elemento de una fuente astrofísica, en este caso el chorro del AGN, tiene una velocidad transversal mayor a la velocidad de la luz. Este es un efecto totalmente clásico que resulta del hecho que la velocidad de la luz es finita y que la fuente se expande en dirección del observador. La detección por el programa MOJAVE (Monitoring Of Jets in Active galactic nuclei with VLBA Experiments) de este fenómeno es una de las observaciones clave que respaldan el modelo unificado de AGN, se observó que los chorros con las velocidades superluminales más altas tienden a tener altas luminosidades en radio aumentadas por Boosting relativista ([18], [21]).

Las fuentes que presentan movimiento superluminal son aquellas con expulsión de materia en forma de chorros como los sistemas protoestelares, púlsares, micro-cuásares, GRBs (destellos de rayos gamma o Gamma Ray Burst por sus siglas en inglés) y algunos tipos de AGNs como cuásares y blazares [22]. El arreglo geométrico del sistema observador-fuente que en este caso será un blazar se muestra en la figura 1.3.

Para probar el movimiento superluminal partimos del tiempo en que se emite la señal y del tiempo de viaje que tarda en llegar al observador. El tiempo de viaje es el enlace entre la creación de un fotón por algún proceso astrofísico y la imagen astronómica que se detecta. Se considerará que este chorro envía dos pulsos de luz hacia el observador. El primer pulso sale del punto A a un tiempo t_1 y el segundo pulso sale de B a un tiempo $t_2 = t_1 + \Delta t$, donde Δt es el intervalo de tiempo que le lleva al punto A del chorro llegar al punto B , ver el esquema de la figura (1.4).

El primer pulso en A viaja directamente hacia O , por lo que el tiempo de viaje es,

$$(1.1) \quad T_1 = t_1 + \frac{D}{c}$$

Para el segundo pulso, en B , el tiempo de viaje se define como,

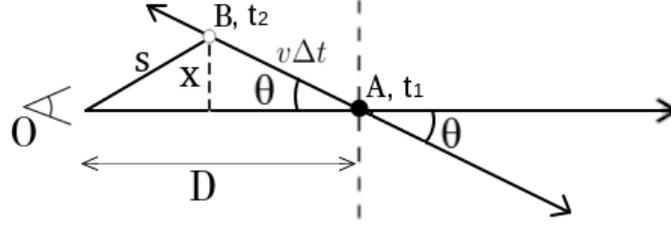


Figura 1.4: Diagrama observador-blazar. Donde el punto A es de donde sale un fotón a un tiempo t_1 en dirección hacia O y B es otro punto sobre el chorro emitiéndose en un tiempo t_2 . La distancia entre A y B es $v\Delta t$, la distancia sobre el plano del cielo es X y S es la distancia entre el observador y el punto B .

$$(1.2) \quad T_2 = t_2 + \frac{S}{c}$$

Entonces, el intervalo de tiempo $\Delta T = T_2 - T_1$ detectado por el observador es,

$$(1.3) \quad \Delta T = \Delta t + \frac{D - S}{c}$$

Geoméricamente S se define como:

$$(1.4) \quad \begin{aligned} S^2 &= X^2 + (D - v\Delta t \cos\theta)^2 \\ S^2 &= (v\Delta t \sin\theta)^2 + (D - v\Delta t \cos\theta)^2 \end{aligned}$$

La distancia del observador a la fuente D es de escalas cosmológicas mientras que el tamaño del chorro y la distancia de la materia moviéndose a través de él es $v\Delta t \ll D$. Entonces S se aproxima con gran nivel de precisión como:

$$(1.5) \quad S \approx D - v\Delta t \cos\theta.$$

Sustituyendo la expresión (1.5) en la ecuación (1.3), se tiene:

$$(1.6) \quad \Delta T \approx \Delta t \left(1 - \frac{v}{c} \cos\theta\right).$$

Si v es positiva (el chorro se dirige hacia el observador) la diferencia de tiempo entre los pulsos medida por el observador es menor que la medida en el sistema de referencia del chorro. Lo contrario sucede para el chorro que se aleja del observador, en este caso se considera la velocidad

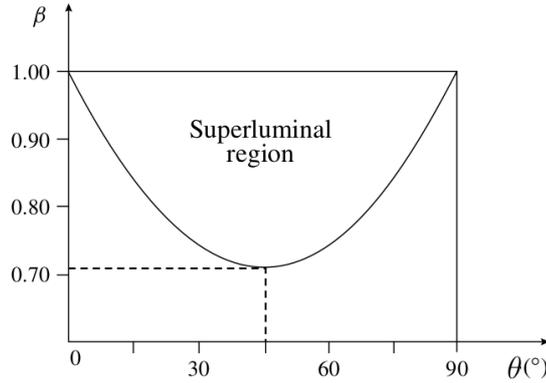


Figura 1.5: Región superluminal mostrada como un área en el diagrama (β, θ) para una fuente que se dirige hacia el observador [23].

negativa.

Para obtener la velocidad medida del chorro y su componente transversal, se necesita la distancia X y la diferencia de tiempos medida por el observador:

$$(1.7) \quad \begin{aligned} \frac{v_T}{c} &= \frac{X/c}{\Delta T} = \frac{v/c \sin \theta}{1 - v/c \cos \theta} \\ \frac{v_T}{c} &= \beta_T = \frac{\beta \sin \theta}{1 - \beta \cos \theta}, \end{aligned}$$

En donde $\beta = v/c$.

El movimiento superluminal implica que $\beta_T > 1$, entonces:

$$(1.8) \quad \frac{\beta \sin \theta}{1 - \beta \cos \theta} > 1$$

Y por lo tanto,

$$(1.9) \quad \beta(\cos \theta + \sin \theta) > 1.$$

Se sabe que $\beta \leq 1$ y graficando la ecuación (1.9) se obtienen valores para β y θ que satisfacen esta condición.

De la Figura 1.5 se observa que el límite inferior de β para que exista un movimiento superluminal ocurre cuando $\theta = 45^\circ$ y $\beta \approx 0.71$. Para que se de el efecto superluminal $\beta \sim 1$, es decir, la expansión debe ser estrictamente relativista.

1.3.1.2 *Beaming* relativista o efecto faro

El *Beaming* relativista o el efecto faro conocido en español (también llamado Boosting relativista) es un fenómeno que ocurre en el marco de referencia del observador cuando una fuente se

mueve a velocidades relativistas. Este fenómeno incluye la aberración relativista, el cambio de la geometría de la emisión de la fuente en el sistema de referencia del observador. Estos efectos que se detallan a continuación involucran el incremento en gran medida de la intensidad de flujo para el observador.

Para mostrar la aberración relativista se considera, de nuevo, el chorro moviéndose con una velocidad v en la dirección hacia el observador, así como fotones que emite el chorro con un ángulo ϕ con respecto a la línea de emisión del observador y con velocidades u y u' medidas desde el sistema de referencia del observador y del chorro, respectivamente. Las ecuaciones generalizadas que relacionan u y u' en relatividad especial son:

$$(1.10) \quad u_{\parallel} = \frac{u'_{\parallel} + v}{(1 + vu'_{\parallel}/c^2)}, \quad u_{\perp} = \frac{u'_{\perp}}{\gamma(1 + vu'_{\parallel}/c^2)}$$

donde u' indica la velocidad del chorro o sus componentes paralela (\parallel) y transersal (\perp), en el marco de referencia del chorro y γ es el factor del Lorentz del chorro respecto al observador. Para relacionar la dirección de las velocidades entre ambos marcos de referencia se usa la formula de aberración, definida como:

$$(1.11) \quad \tan\phi = \frac{u_{\perp}}{u_{\parallel}} = \frac{|u'| \sin\phi'}{\gamma(|u'| \cos\phi' + v)}$$

Donde ϕ' es el ángulo entre los fotones emitidos por el chorro y el eje del chorro respecto a su marco de referencia. Como se sabe, para los fotones $u' = c$, entonces la ecuación anterior queda:

$$(1.12) \quad \tan\phi \approx \frac{\sin\phi'}{\gamma(\cos\phi' + v/c)}$$

A manera de ejemplo, sea $\phi' = \pi/2$, la formula de aberración queda:

$$(1.13) \quad \tan\phi = \frac{1}{\gamma\beta}.$$

La ecuación (1.13) suele mostrarse como $\sin\phi = 1/\gamma$. Para velocidades relativistas $\gamma \gg 1$, entonces $\phi \sim 1/\gamma$ (ver figura (1.6)). Por lo tanto, los fotones emitidos de la mitad delantera de la esfera de emisión isotrópica por una fuente en movimiento se observan dentro de un cono de ángulo $1/\gamma$ en el marco del observador [24].

Para seguir con el análisis del *beaming* relativista es importante tener en cuenta la evolución temporal de la radiación observada por el marco O . Además de la dilatación temporal sufrida por el movimiento relativista de la fuente, i. e. $\Delta t = \gamma\Delta t'$, se tiene que considerar el tiempo que toma a los fotones emitidos llegar al observador. Anteriormente se definió $\Delta t = t_2 - t_1$ donde t_2 y t_1 son los tiempos en los que los fotones son emitidos en los puntos B y A , respectivamente y Δt es la diferencia de tiempo entre los fotones emitidos entre estos dos puntos medidos por O (ver figura 1.4). Para el punto B el tiempo que la emisión se toma para ser detectada por el observador es:

$$(1.14) \quad t_2 = \gamma t'_2,$$

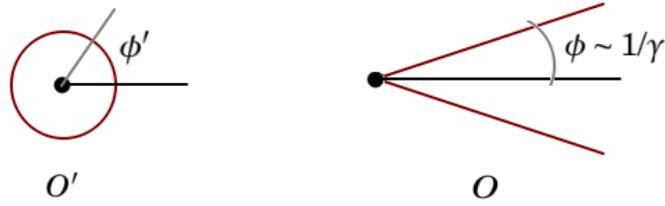


Figura 1.6: Efecto faro de radiación en el marco de referencia en reposo de la fuente (O') y en el marco del observador (O) [24]. Cuando $\phi' = \pi/2$, $\phi \sim 1/\gamma$.

donde t'_2 es el tiempo en el que sale el fotón de B respecto al marco de referencia del chorro. Para el punto A la señal viaja un factor más, entonces el tiempo en llegar a O es:

$$(1.15) \quad t_1 = \gamma t'_1 + \frac{v \cos \theta}{c} \Delta t$$

donde t'_1 es el tiempo en el que sale el fotón de A respecto al chorro. Por dilatación del tiempo se tiene:

$$(1.16) \quad t_1 = \gamma t'_1 + \frac{v \cos \theta}{c} \gamma \Delta t'.$$

Por lo que el intervalo de tiempo total en el marco O es:

$$(1.17) \quad \begin{aligned} \Delta t &= t_2 - t_1, \\ \Delta t &= \gamma t'_2 - \gamma t'_1 - \frac{v \cos \theta}{c} \gamma \Delta t' \\ \Delta t &= \gamma \left[\Delta t' - \frac{v \cos \theta}{c} \Delta t' \right] \\ \Delta t &= \gamma \Delta t' (1 - \beta \cos \theta). \end{aligned}$$

De forma más compacta se tiene:

$$(1.18) \quad \Delta t = \frac{\Delta t'}{\Gamma}.$$

Al factor $\Gamma_{\pm} = 1/\gamma(1 \pm \beta \cos \theta)$ se le conoce como el factor de Doppler relativista, el signo depende de la dirección de la velocidad, “+” si la fuente se aleja del observador y “-” si la fuente emisora se mueva hacia el observador. Este factor aparece en las cantidades físicas afectadas por el *beaming* relativista. A continuación se enlistan algunas de ellas [25]:

- (I) Los intervalos de tiempo entre los marcos de referencia del observador y del chorro como se muestra en la ecuación (1.18), el intervalo de tiempo del observador se transforma como:

$$(1.19) \quad \Delta t = \frac{\Delta t'}{\Gamma_{\pm}},$$

en donde, para θ pequeño y $v \sim c$ se tiene $\Gamma_{-} > 1$ y por lo tanto $\Delta t < \Delta t'$. Una consecuencia de este efecto se refleja en la variabilidad: en blazares la variabilidad es más rápida para un observador en la Tierra que para el marco de referencia del chorro.

(II) El cambio de la frecuencia de radiación. Sea Δt un periodo de onda en el marco de referencia del chorro y del observador respectivamente:

$$(1.20) \quad \nu' = \frac{1}{\Delta t'}, \quad \nu = \frac{1}{\Delta t}.$$

Entonces, usando ecuaciones (1.19) y (1.20) la frecuencia ($\nu = 1/\Delta t$) de la radiación para un observador es:

$$(1.21) \quad \nu = \Gamma_{\pm} \nu'.$$

Con las condiciones mencionadas en el punto (I), para una fuente que se aleja ($\Gamma_+ < 1$) se tiene una frecuencia corrida hacia el rojo y para una fuente moviéndose hacia el observador ($\Gamma_- > 1$) se observa emisión corrida al azul. Nótese que la ecuación (1.19) corresponde al efecto Doppler relativista.

(III) El ángulo sólido. Se parte de la expresión de la aberración relativista para el coseno [26]:

$$(1.22) \quad \cos\phi' = \frac{\cos\phi - v/c}{1 - v/c \cos\phi}.$$

Recordando las definiciones de ángulo sólido para los diferentes marcos de referencia: $d\Omega = \sin\phi d\phi d\theta$ y $d\Omega' = \sin\phi' d\phi' d\theta$ donde el ángulo azimutal ($d\theta$) permanece invariante. Diferenciando la ecuación (1.22), se tiene:

$$(1.23) \quad \frac{d\cos\phi'}{d\cos\phi} = \Gamma_-^2.$$

Es decir,

$$(1.24) \quad d\Omega' = \Gamma_-^2 d\Omega.$$

Con las condiciones ϕ pequeño, $v \sim c$ y $\Gamma_- > 1$ el ángulo sólido en el marco del chorro es mayor que en el del observador $d\Omega' > d\Omega$.

Con estos tres efectos mencionados, cuando el chorro se mueve hacia el observador se tiene un incremento en la frecuencia de la emisión así como la disminución en el ángulo de emisión que explican que la intensidad del chorro se vea aumentada para un observador en la Tierra.

Para describir cómo cambia el flujo por el *beaming* relativista se recuerda que la intensidad entre la frecuencia al cubo, i. e. I_{ν}/ν^3 , es una invariante de Lorentz, es decir, que se mantiene constante en todos los marcos de referencia [27]:

$$(1.25) \quad \frac{I_{\nu}}{\nu^3} = \frac{I'_{\nu'}}{\nu'^3}.$$

Entonces,

$$(1.26) \quad I(\nu) = I_{\nu} = I'_{\nu'} \left(\frac{\nu}{\nu'} \right)^3.$$

Y por la ecuación 1.21,

$$(1.27) \quad I(\nu) = I'_{\nu'} \Gamma^3.$$

Para un chorro compuesto de blobs esféricos de plasma moviéndose uniformemente a un ángulo θ del observador, el espectro usualmente se describe como una ley de potencias, $I'_{\nu'} \propto \nu'^{-\alpha}$, en donde α es el índice espectral. Considerando la ecuación (1.21) la expresión anterior para la intensidad emitida se reescribe como:

$$(1.28) \quad \begin{aligned} I'_{\nu'} &= C \nu'^{-\alpha} \\ I'_{\nu'} &= C \left(\frac{\nu}{\Gamma} \right)^{-\alpha} \\ I'_{\nu'} &= C \nu^{-\alpha} \Gamma^\alpha. \end{aligned}$$

En donde C es una constante de normalización y $C \nu^{-\alpha} = I'_\nu$ es la intensidad que se observaría a la frecuencia ν en el marco del chorro. Regresando al marco de referencia del observador:

$$(1.29) \quad I_\nu = I'_\nu \Gamma^{3+\alpha}.$$

La intensidad que mide el observador debido a los blobs del chorro está incrementada por el factor $\Gamma^{3+\alpha}$, el factor del *beaming* relativista. Dado a que el chorro de los blazares parece estar emitiendo permanentemente, es preferible asumir que los blobs de plasma están fusionados entre sí formando un chorro continuo y estacionario en el marco de referencia del observador. Para este caso es necesario considerar la emisividad en el marco del observador (j_ν), la cual mide la emisión por unidad de longitud $d\ell$. Recordando,

$$(1.30) \quad I_\nu = \int j_\nu d\ell.$$

De la ecuación (1.27):

$$(1.31) \quad \begin{aligned} \int j_\nu d\ell &= \Gamma^3 \int j'_{\nu'} d\ell' \\ \int j_\nu d\ell &= \Gamma^3 \int j'_{\nu'} \frac{d\ell}{\Gamma} \\ &\Rightarrow j_\nu = j'_{\nu'} \Gamma^2. \end{aligned}$$

Y asumiendo un espectro de fotones descrito por una ley de potencias, como en la ecuación (1.28), la emisividad queda como $j_\nu = j'_{\nu'} \Gamma^\alpha$. Entonces,

$$(1.32) \quad \begin{aligned} I_\nu &= \int j_\nu d\ell \\ I_\nu &= \Gamma^2 \int j'_{\nu'} d\ell \\ I_\nu &= \Gamma^2 \int j'_{\nu'} \Gamma^\alpha d\ell \\ I_\nu &= \Gamma^{2+\alpha} \int j'_{\nu'} d\ell \\ I_\nu &= I'_\nu \Gamma^{2+\alpha} \end{aligned}$$

Para este caso se tiene un factor de Doppler menor que para el caso de blobs en el chorro. La forma exacta del factor del *beaming* relativista es dependiente de modelos. En general, este factor se representa como Γ^δ con $\delta = \alpha + n$ donde $n \sim 2 - 3$ ([28], [29], [25]).

1.3.1.3 Variabilidad

Una de las características principales de los AGNs es la variabilidad de flujo a través del tiempo que se ha detectado en todas las longitudes de onda del espectro electromagnético. Esta variabilidad se muestra inconstante y aperiódica en un amplio rango de escalas de tiempo (desde años hasta minutos).

La distribución de la variabilidad en AGNs se describe con la Potencia de Densidad Espectral (PSD por sus siglas en inglés). Uno de los modelos de PSD es $1/\nu^\beta$ donde ν es la frecuencia temporal y β el índice que determina el tipo de variación que toma valores entre $\beta \sim 1 - 2$ [30]. Esta distribución es una forma de cuantificar la variabilidad, revela propiedades promediadas como la amplitud de variación en escalas de tiempo (o de frecuencias temporales, ν) y depende fuertemente de la banda de energía en la que se observa. Por ejemplo, para rayos X y rayos γ hay una variabilidad más rápida que para la banda en radio o en óptico, en donde se puede obtener la misma amplitud de variabilidad pero se alcanza a escalas de tiempo mayores. Esto es debido a que las partículas aceleradas a mayor energía radían -o se enfrían- en una escala de tiempo más corto que aquellas partículas con menor energía [31].

La variabilidad implica que la fuente puede encontrarse en un estado bajo, alto o de ráfaga. Para AGNs de tipo blazar en los que la emisión observada es en su mayoría debida al chorro, las variabilidades desde radio hasta rayos X y de rayos γ de MeV a GeV se deben a procesos que ocurren dentro del chorro. Las ráfagas, que se presentan en diferentes escalas temporales y niveles de intensidad de flujo, se producen en procesos como ondas de choque o inyección de partículas que producen cambios en las cantidades físicas que describen la región de emisión como la amplitud de la distribución de electrones, la energía de los electrones o la intensidad de campo magnético, entre otros [31]. Estos procesos podrían originarse por inestabilidades estocásticas en el flujo de acreción del disco. Sin embargo, no se conoce bien cómo se transfiere esta variación a los chorros. Los estados bajos, por su parte, se definen por un nivel bajo de flujo en varias longitudes de onda y por la carencia de ráfagas [32].

La rápida variabilidad observada particularmente en rayos X y rayos γ en blazares es afectada por el efecto del *beaming* relativista, como se menciona en la sección anterior. Esto se traduce en una variación mucho más rápida de flujo en el marco de referencia del observador que en el marco de referencia del chorro. La escala de tiempo de variabilidad en el marco de referencia del observador, corregido por la distancia, se define como:

$$(1.33) \quad t_{var} = \frac{t'_{var}}{\Gamma} (1 + z).$$

Donde t'_{var} es la escala de tiempo de variabilidad en el marco del chorro, z es el corrimiento al rojo de la fuente y Γ es el factor de Doppler definido en la sección anterior. Dado un factor de Doppler típico para blazares $\Gamma = 10$ [21], una ráfaga con variabilidad de una hora en el marco del chorro, se comprime a una variabilidad en orden de minutos para el observador. La mínima escala de tiempo de variabilidad da un estimado del tamaño de la región emisora en el chorro; asumiendo que esta región es esférica en su marco de referencia, el radio se determina por medio del tiempo de variación en este marco $R = ct'_{var}$, sustituyendo t'_{var} de la ecuación (1.33), para una variación observada en la escala de minutos, un $\Gamma = 10$ y un corrimiento al rojo de $z \sim 0.3$, la región de emisión tiene un tamaño del orden $R \sim 10^{13}$ cm.

1.3.2 La Distribución Espectral de Energía (SED) de blazares

Como se mencionó al inicio de la sección 1, los AGNs emiten radiación en todas las bandas del espectro electromagnético. Esto no sólo permite su detección a diferentes bandas de energía sino también facilita entender los diferentes procesos físicos que contribuyen en las diferentes regiones del espectro. El infrarrojo lejano (FIR) es más sensible al polvo y a la materia oscurecida como la que compone el toroide; la banda en el milimétrico o sub-milimétrico en su mayoría permite observar gas molecular de la galaxia en donde reside el AGN aunque últimamente se ha empezado a usar para resolver partes internas del AGN a escala de pársecs; el óptico, el ultravioleta y los rayos X suaves permiten examinar el disco de acreción. En el óptico y ultravioleta también se observan líneas de emisión de las regiones BLR y NRL. Con los rayos X suaves también se puede estudiar la emisión sincrotrón de cuásares y blazares, mientras que con los rayos X duros se estudia la emisión de la corona que es representada como una atmósfera al rededor de la región interna del disco de acreción. Por último, la banda de radio y los rayos γ proviene del chorro en AGNs de tipo Radio fuertes (ver Fig. 1.7) [4].

Como se observa en la Fig. (1.7), el flujo del SED de los AGNs Radio fuertes con presencia de chorro como los blazares, opaca la emisión de las otras componentes del AGN. El espectro de energía de fotones, νF_ν , de los blazares se caracteriza por un continuo no térmico que se extiende sobre todo el espectro electromagnético y tiene dos componentes relevantes de emisión (coloquialmente conocidas como “espalda de camello”), y ocasionalmente se presenta una componente térmica asociada al disco de acreción (“*big-blue-bump*”) y a la región BLR (solamente para los FSRQ). En la “ espalda de camello” la primera componente tiene su máximo desde infrarrojo hasta rayos X y la segunda componente alcanza el máximo en rayos γ fluctuando entre MeV y TeV. Los picos de estas componentes varían en energía entre los tipos de blazares. Para las fuentes FSRQ se observa el primer pico en la banda del infrarrojo y el segundo pico en rayos γ de MeV, mientras que los BL Lac muestran mucha variedad en los valores. Los diferentes valores de energías pico causan una clasificación adicional para los blazares tipo BL Lac:

- LBL por sus siglas en inglés Low frequency peaked BL Lac. Con el primer pico entre el lejano infrarrojo y el infrarrojo ($\nu_p \leq 10^{14}$ Hz). Su emisión en rayos X es plana ($\alpha \approx 0.4-0.7$).

- HBL o High peaked BL Lac. Clase más detectada de BL Lacs. Su emisión es máxima a $\nu_p > 10^{15}$ Hz (banda del UV/rayos X) para la primera componente del SED.
- La transición de ambas subclases es suave, teniendo de por medio a los IBL o Intermediate peaked BL Lac. Con frecuencias máximas del primer pico entre 10^{14} Hz $< \nu_p < 10^{15}$ Hz [33].
- Se han detectado casos extremos en donde el primer pico está en los rayos X duros, a frecuencias $> 10^{18}$ Hz y su correspondiente pico de altas energías alcanzando detecciones en la banda de rayos γ de TeV [34]. Estos BL Lac se catalogan como EHBL o Extreme High peaked BL Lacs. Los casos observados han sido HBL en estados de alta actividad, por lo que no se toma como un caso constante sino variante de los HBL.

Se observa que entre más alta es la frecuencia máxima del primer pico de un BL Lac, más baja es su luminosidad, es decir, para $\nu_p^{FSRQ} \leq \nu_p^{LBL} \leq \nu_p^{IBL} \leq \nu_p^{HBL}$ se tiene $\nu F_\nu^{FSRQ} > \nu F_\nu^{LBL} > \nu F_\nu^{IBL} > \nu F_\nu^{HBL}$. Esta anticorrelación es conocida como la “secuencia de los blazares” [35]. Esta secuencia aún no se entiende en el campo de investigación de blazares. Si la secuencia es una propiedad física de los blazares y se le adjudica a una evolución, esto ayudaría a entender los procesos físicos que dan forma a la SED ([36], [37]).

El mecanismo físico que da origen al pico de baja energía que forma la “espalda de camello” es el efecto sincrotrón de leptones (electrones y positrones) relativistas dentro de un campo magnético. Mientras que la naturaleza del pico a altas energías aún se debate en dos alternativas: en modelos leptónicos, la emisión proviene de la dispersión inversa de Compton de fotones. Cuando los fotones son los radiados por sincrotrón se habla del modelo Synchrotron-Self Compton, SSC. En el caso de fotones externos al chorro, tendremos el modelo EC o External inverse Compton. En modelos hadrónicos, los rayos γ del segundo pico se originan mediante protones de alta energía que radían por medio del efecto sincrotrón o por las interacciones hadrónicas γ -p (fotón-protón) o p-p (protón-protón) de las que se esperan neutrinos por medio del decaimiento de piones cargados. En la sección 1.4 se presentan ambas alternativas con mayor profundidad.

1.3.3 Absorción de rayos γ debido al Fondo de Luz Extragaláctica (EBL)

El fondo de luz extragaláctica o EBL por sus siglas en inglés es la intensidad de flujo radiativo observada en el cielo intergaláctico (fuera de la Vía Láctea) que se extiende a longitudes de onda de 0.1 a 1000 μ m, es decir desde el lejano infrarrojo (FIR) hasta el cercano ultravioleta (near-UV). La emisión del EBL se produce por fuentes cósmicas resueltas o difusas que forman parte de la historia de evolución del universo desde el tiempo de recombinación. La mayor parte de la emisión en longitudes de onda de UV, óptico e infrarrojo cercano (NIF) es por emisión estelar y AGNs. Parte de esta luz es absorbida por el polvo del medio y reemitida en longitudes de onda en el mediano y lejano infrarrojo (MIR y FIR, respectivamente) [38].

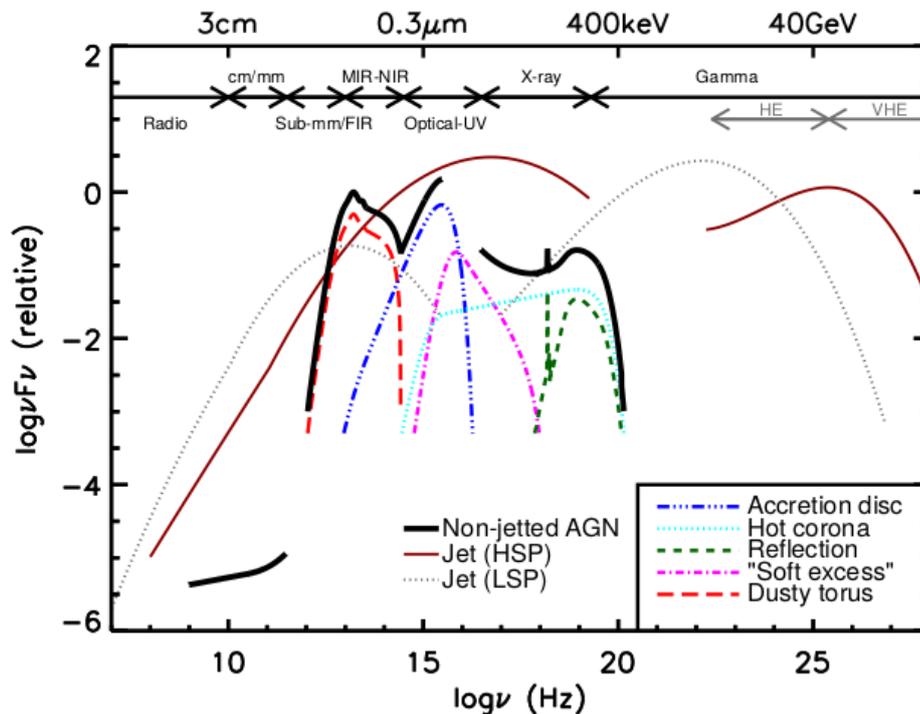


Figura 1.7: Representación esquemática de la distribución espectral de energía (SED) de los AGNs. Las curvas de color discontinuas representan el SED de algunas componentes del AGN, la curva negra más ancha la cual es suma de las componentes representa el SED de los AGNs sin chorro, aquí se nota la baja emisión en la banda de radio. La curva negra punteada y la roja continua son los SEDs de AGNs con chorro tipo LBL y HBL, respectivamente. Se observa que la componente del chorro “esconde” las demás componentes del AGN [4].

Se estima un límite inferior del EBL que proviene del flujo integrado de todas las fuentes galácticas resueltas (IGL por Integrated Galaxy Light), sin embargo hace falta detallar la evolución. El EBL actual consiste en la emisión modificada por corrimiento al rojo debido a la expansión del Universo; por lo que para estimar este fondo de fotones es necesario saber su comportamiento a lo largo del tiempo. Se han postulado modelos teóricos con tal fin a partir de diferentes técnicas: (1) Modelos de evolución hacia atrás “backward evolution”, son modelos empíricos basados en propiedades observadas de la población de galaxias en el universo local y se describe su evolución extrapolando hacia atrás del tiempo cósmico [39] y (2) los modelos de evolución hacia adelante, “forward evolution” que se basan en los estudios físicos sobre formación y evolución de estructuras cósmicas propuesto por Gilmore et al, 2012 ([40]).

Al saber la forma en que evoluciona el EBL a través del tiempo es posible estudiar las modificaciones que este genera a los espectros de las fuentes extragalácticas que emiten fotones de muy alta energía (del orden desde MeV hasta TeV) como las galaxias con una alta tasa de formación estelar, los GRBs, las radio galaxias y los blazares [41]. Debido a que los rayos γ desde energías de MeV [42] interaccionan con los fotones del EBL por medio de creación de pares electrón-positrón,

$\gamma + \gamma' \rightarrow e^+ + e^-$ [43], el requerimiento básico para que se lleve a cabo la producción de pares es que haya suficiente energía en el centro de masa del sistema fotón-fotón para crear un par:

$$(1.34) \quad \sqrt{2E_{bg}E_\gamma(1 - \cos\theta)} \geq 2mc^2$$

donde E_{bg} y E_γ son las energías de los fotones del fondo y rayos γ de la fuente, respectivamente, θ es el ángulo de incidencia de los fotones y m es la masa del electrón.

Suponiendo una interacción a un ángulo $\theta = \pi/2$, la energía característica del foton de EBL es [40],

$$(1.35) \quad E_{bg} = 1.044 \left(\frac{TeV}{E_\gamma} \right) eV$$

Entonces para rayos γ con energías desde decenas de GeV hasta centenas de TeV, los fotones del fondo que nos interesan están entre energías de ≈ 13.6 eV (límite de Lyman en el cercano UV) hasta 10^{-2} eV (lejano IR), respectivamente. Para rayos γ a energías mayores a 1 TeV se da la creación de pares con fotones entre el cercano y mediano infrarrojo; los rayos γ entre 200 GeV y 1 TeV son sensibles a la luz entre cercano infrarrojo y óptico y los fotones menores a 200 GeV usualmente se atenúan con fotones UV cercano del EBL.

Los parámetros importantes para la atenuación de los rayos γ es la densidad de fotones del EBL, $n(E_{bg}, z)$, el corrimiento al rojo de la fuente y la energía de emisión de la fuente, los cuales son directamente proporcionales a la profundidad óptica de los rayos γ . A medida que la profundidad óptica crece con el corrimiento al rojo, el espectro observado de rayos γ se suaviza y la posición del pico de TeV se traslada a menores energías [44]. El flujo de rayos γ también se modifica debido a la interacción con el EBL. Sin tomar en cuenta la posible dispersión o producción de fotones de rayos γ por otro mecanismo a lo largo de la línea de visión del blazar, el flujo intrínseco se relaciona al flujo observado por [44],

$$F_{int}(E_\gamma) = F_{obs}(E_\gamma)e^{\tau(E_\gamma)}$$

A mayor corrimiento al rojo y mayor energía de emisión del blazar, mayor es la atenuación de flujo como se observa en la figura 1.8 [40].

Algunos modelos actuales de EBL se muestran y se enlistan en la fig (1.9). La banda electromagnética que afecta a la de altas energías del orden de TeV es dominada por la emisión directa de las estrellas. En este trabajo se usa el modelo de Franceschini et al. (2008) [45] que se obtiene por medio de los modelos de evolución hacia atrás y está basado en la emisión de galaxias. Toma en cuenta las propiedades y evolución de las galaxias y es consistente con los límites inferiores del flujo de fuentes puntuales (en el cercano infrarrojo, óptico y UV) y con los límites superiores derivados del espectro en TeV de los blazares [46].

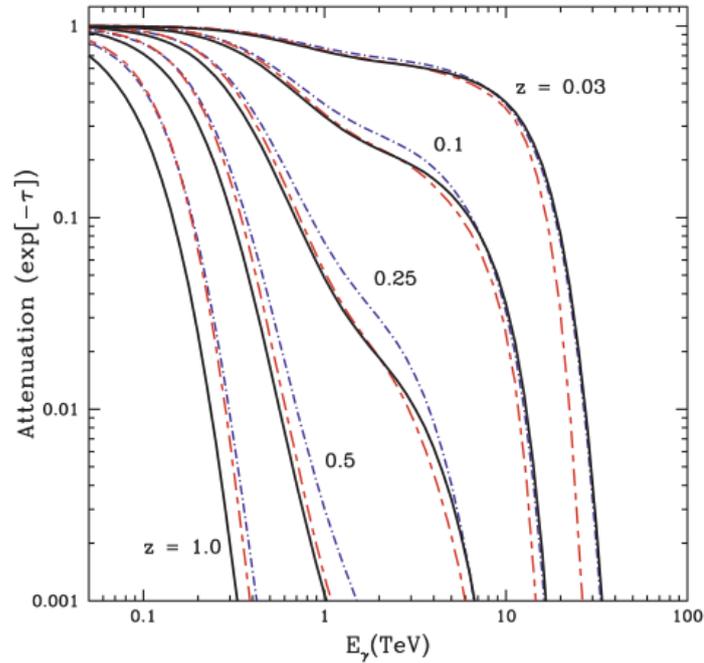


Figura 1.8: La atenuación $\propto e^{-\tau}$ donde τ es la profundidad óptica de los rayos γ , indica la fracción de flujo de fotones que sobrevive la absorción con el EBL. A mayores corrimientos al rojo (z) y mayores energías de emisión la absorción de rayos γ aumenta [40].

1.4 Modelos de emisión de rayos γ en blazares

Como se mencionó en secciones anteriores, el SED de los blazares es dominado por un continuo no térmico desde radio hasta rayos γ de TeV y se divide en dos componentes de emisión. Para blazares de tipo espectral HBL la primera componente tiene un pico en rayos X entre 0.1 y 10 keV y el pico de la segunda componente en rayos γ de cientos de GeV a unidades de TeV. El mecanismo encargado de las emisiones en ambas componentes es diferente. Para la primera componente el proceso de emisión es por sincrotrón de electrones contenidos en el chorro. Una prueba observacional de esto es que la emisión está linealmente polarizada en las bandas de radio y óptico y el ángulo de polarización varía cuando las fuentes entran en estados activos [53]. Para la segunda componente, en cambio, se han propuesto varios modelos de producción bajo esquemas leptónicos, hadrónicos o una combinación de ambos.

1.4.1 Modelos Leptónicos

Los modelos leptónicos proponen que la segunda componente del SED de blazares se origina por dispersión inversa de Compton. Este proceso se produce por la interacción de partículas cargadas (electrones) en movimiento con un campo de fotones semilla. Los modelos leptónicos coinciden en este mecanismo de emisión pero difieren en el origen del fondo de fotones. Algunos de los fondos

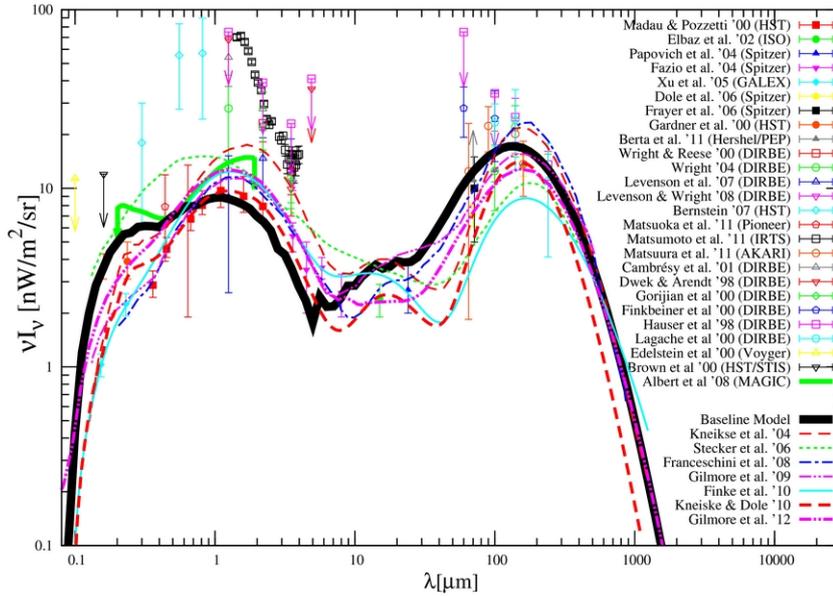


Figura 1.9: Gráfico de varios modelos que describen el EBL. El modelo base de EBL se muestra con la línea negra continua. Para comparar se tiene el modelo Kneiske et al (2004)[47], Stecker et al (2006) [48], Franceschini et al (2008)[45], Gilmore et al (2009)[49], Finke et al (2010)[50], Kneiske & Dole (2010)[51] y Gilmore et al (2012)[40]. El brillo integrado de galaxias (límite inferior del EBL) se muestra con los símbolos rellenos, y la medición actual de EBL con los símbolos vacíos [52].

de fotones semilla propuestos son los fotones sincrotrón de la primera componente (modelo SSC) y fotones externos al chorro del AGN de distintos orígenes (modelo EC).

1.4.1.1 Modelo Sincrotrón Compton autoinducido (SSC)

El modelo Synchrotron self-Compton (SSC por sus siglas en inglés) asume blobs esféricos de plasma viajando a lo largo del chorro con una velocidad v y un factor de lorentz γ sujeto a un campo magnético homogéneo y una distribución de electrones $n(\gamma)$. En este modelo los fotones sincrotrón son dispersados por Compton inverso por la misma población de electrones que los produjeron y ganan suficiente energía de los electrones para formar el segundo pico del SED de blazares. La base de la propuesta es que se ha mostrado que el flujo de energía de la componente debido a sincrotrón tiene aproximadamente los mismos índices espectrales de fotones, cuando se describen con una ley de potencia, que el flujo de energía de la segunda componente ([21], [31]). Generalmente el modelo que describe la distribución de electrones es una ley de potencias quebrada ([54], [55]) con índices espectrales menores y mayores a 3 antes y después de la energía de quiebre γ_b , respectivamente. La potencia máxima emitida por sincrotrón y Compton inverso es debida a electrones con energía γ_b , y para el régimen de Thompson, la frecuencia pico de

sincrotrón está dada por,

$$(1.36) \quad \nu_s = \frac{4}{3} \frac{\nu_B \gamma_b^2}{(1+z)} \Gamma,$$

donde $\nu_B = 2.8 \times 10^6 B$ es la frecuencia de Larmor, Γ es el factor de Doppler del “blob” y z es el corrimiento al rojo. La frecuencia pico de Compton inverso por su lado está dada por,

$$(1.37) \quad \nu_c = \frac{4}{3} \gamma_b^2 \nu_s' \Gamma.$$

Con esta última relación se muestra que si los picos en ambas frecuencias son observados, es posible tener el valor de la energía de los electrones que contribuyen más a la potencia de la fuente:

$$(1.38) \quad \gamma_b = \left(\frac{3\nu_c}{4\nu_s} \right)^{1/2}.$$

Igualmente, al medir la luminosidad pico de ambas componentes, dentro del régimen de Thompson es posible tener una relación con parámetros no medidos directamente:

$$(1.39) \quad \frac{L_c}{L_s} = \frac{U'_{rad}}{u_B} = \frac{2\nu_s L_s(\nu_s)}{R^2 c B^2 \Gamma^4}.$$

Donde las cantidades primadas son respecto al marco de referencia comóvil del chorro, u_B es la densidad de energía de campo magnético, B es el campo magnético del chorro, U'_{rad} es la densidad de energía radiativa en el marco del chorro, R es el radio del blob esférico y Γ es el factor de Doppler del chorro [55].

En total, las cantidades físicas observables son las luminosidades L_s , L_c , las frecuencia pico ν_s , ν_c y los índices espectrales antes y después del pico de las componentes sincrotrón y SSC que se asumen son iguales. Un séptimo parámetro que se puede conocer indirectamente por medio de la variabilidad de flujo es el tamaño de la región de emisión: $R = ct_{var} \Gamma / (1+z)$.

En el régimen de Klein-Nishina (KN), la componente de SSC es suprimida, produciendo cambios en la forma del SSC en altas energías. A medida que se incrementa el pico sincrotrón, el pico SSC incrementa cuadráticamente hasta que la dispersión entra al límite KN, y la sección transversal para que se de la dispersión inversa de Compton decrece hasta que los fotones de alta energía no contribuyen más a la emisión [55].

1.4.1.2 Proceso Compton Externo

La emisión del chorro en los blazares puede también generarse por la interacción Compton inversa de electrones en el chorro con fotones de regiones externas al chorro. A este proceso se le conoce como Compton Externo (EC). Estos fotones pueden originarse del disco de acreción, de las regiones de líneas anchas, del toroide o incluso exterior al AGN como del fondo cósmico de microondas (CMB). Debido a los cambios relativistas de cantidades físicas (ver sección 1.3.1.2),

la intensidad de la radiación producida afuera del chorro será aumentada -o disminuida- en el marco de referencia del chorro [56]. A continuación se detallan algunos candidatos de campos de fotones externos al chorro, empezando desde las regiones más cercanas al centro del AGN.

El disco de acreción es una región de emisión de fotones en óptico y en rayos X. En el marco de referencia del chorro, su emisión se ve disminuída en un factor Γ^3 (ver sección 1.3.1.2) pues el plasma del chorro se mueve alejándose del disco de acreción. El disco de acreción domina la dispersión EC cuando el plasma del chorro está a unos pársecs de distancia [57]. Otro campo de fotones externo es la emisión debida a la región de líneas anchas (BLR). Las líneas en esta región son producidas a diferentes distancias r respecto al SMBH por lo que la emisión de EC es una superposición de la emisión de líneas llegando de diferentes distancias con intensidades que dependen de r . Debido a esto, el flujo de fotones por Compton inverso observado desde el marco del chorro depende de la geometría de la BLR. Finke et al, 2016 [58] considera dos geometrías: esférica y plana, encontrando, generalmente, flujos menores para la geometría plana. Los fotones en infrarrojo del toroide también son fotones semilla para el EC. Esta emisión es térmica, puede describirse con una función de Plank con temperatura $T \simeq 1000K$. En el marco del chorro se observa una densidad de fotones constante a una distancia r_{toro} parametrizada por la luminosidad del disco como $r_{toro} \simeq 4\sqrt{L_{disco}/10^{45}erg\ s^{-1}} pc$ [59]. Otro posible fondo de fotones semillas fuera del AGN es el fondo cósmico de microondas (CMB), sin embargo no es tan efectivo cuando la región de emisión se encuentra cerca del agujero negro pues otros campos radiativos son más dominantes, pero es relevante para BL Lacs con mayores corrimientos al rojo, dado a que el CMB es más intenso a esas escalas de distancia pues es proporcional a $(1+z)^4$. Por esto el mecanismo EC con el CMB es más dominante en cuasares de alto corrimiento al rojo. El último candidato es la emisión de fotones provenientes del mismo chorro cuando este está estructurado, como en una configuración de capas en donde la capa interior compuesta de materia moviéndose más rapido está rodeada por una capa a menor velocidad. La emisión de la capa exterior puede ser amplificada a rayos γ por el movimiento relativo de ambas capas [21].

1.4.2 Correlación entre emisión a diferentes longitudes de onda

Una predicción importante del modelo SSC es la correlación entre la variabilidad de flujo de ciertas bandas del SED de blazares, como por ejemplo entre óptico y rayos γ de MeV o entre rayos X suaves (de 0.2 a 10 keV) y rayos γ de TeV. Bajo este modelo la correlación entre ambas bandas se espera que sea lineal. Sin embargo, las correlaciones más que cuadráticas o hasta cúbicas son comunes en las observaciones.

En Katarzynski et al. (2004) [60] se muestra que diferentes formas de correlaciones pueden ser obtenidas dependiendo de la evolución del sistema y de las bandas de energía usadas para su cálculo. Katarzynski et al. (2004) presenta simulaciones de evolución de blazares tipo HBL para obtener las correlaciones entre rayos X y rayos γ cambiando 4 parámetros que describen la fuente: el volumen de la fuente radiativa, la densidad de partículas, el enfriamiento radiativo

y adiabático y el campo magnético. Para explicar correlaciones cuadráticas dentro del modelo SSC se considera que solamente se aumente la densidad de partículas en la región de emisión. En este caso el $F_{syn} \propto N_e$ y el flujo de la componente de rayos γ será proporcional tanto al flujo F_{syn} como a la densidad de partículas N_e . Por lo tanto el flujo de la segunda componente del espectro es proporcional a $F_{IC} \propto F_{syn}^2$. En el caso en que el modelo sea Compton Externo, y se tengan fotones semillas externos a la región de emisión del chorro, la correlación podría ser de un índice menor ([60], [61]). En el régimen de K-N en donde las partículas que interaccionan de forma Compton inversa son las de menor energía con fotones de longitudes de onda entre infrarrojo y rayos X (para los blazares HBL). Dado a que la sección eficaz disminuye y perjudica principalmente a las partículas más energéticas, se esperan correlaciones lineales entre rayos X y rayos γ de TeV, esta última pues la emisión de IC reflejará la evolución del espectro de electrones, dispersando un campo de fotones sincrotrón de forma constante ([60], [32]). De esta misma forma, una correlación lineal también se aplica para decaimientos de flujo [62].

Dentro de un esquema de modelo leptónico SSC, las correlaciones más que lineales pueden explicarse por medio de la estructura del chorro en donde existen dos regiones de emisión independientes, cada una de ellas dominando ciertas bandas de energía y tiempos de variabilidad [60], [63]. Correlaciones más empinadas como las cúbicas son posibles de obtener cuando existe un pequeño cambio en el flujo de rayos X en comparación con la variación en el flujo de rayos γ . El caso límite es cuando sólo se observa variación en el flujo de rayos γ , estos casos se observan cuando se detectan ráfagas huérfanas [64].

Las ráfagas huérfanas indican que existe un mecanismo que está generando sólo rayos γ , aquí entra la propuesta de la estratificación del chorro o bien podría deberse a un modelo leptónico Compton externo o a un modelo hadrónico.

1.4.3 Modelo Hadrónico

Aunque los modelos leptónicos han tenido éxito en modelar la emisión de la segunda componente del SED en la mayoría de los blazares [65], los modelos hadrónicos presentan otra alternativa (e.g. Mrk 421, 3C 279, PG 1553+113 [66]). Estos modelos tienen la característica de relacionar la emisión radiativa con emisión de neutrinos y otros rayos cósmicos de fuentes astrofísicas en altas energías. Los modelos hadrónicos se basan en la existencia de población de hadrones relativistas, específicamente protones en el chorro de los blazares, dentro de blobs de plasma. Esta población de hadrones es acelerada en el chorro y la emisión se produce mediante sincrotrón de protones o la interacción entre sí (interacciones pp) o con fotones de alta energía (interacciones γp). Para que los protones contribuyan significativamente a la producción de radiación en altas energías, tienen que ser acelerados a energía $E_p \gtrsim 10^{19}$ eV, se requiere que el radio de Larmor sea menor al tamaño de la región de emisión $R \approx 10^{15}$ cm y campos magnéticos $B \geq 30E_p R^{-1}$ G [67]. La densidad de energía de este campo magnético es probable que domine sobre la densidad de energía de campos magnéticos a los alrededores del AGN por lo que la radiación sincrotrón de

protones producida por este campo es el que interacciona en los procesos γp .

En las interacciones pp o γp , las partículas secundarias resultantes de estas interacciones suelen ser piones que a su vez decaen en otras partículas como neutrones, rayos γ , muones o neutrinos:

$$(1.40) \quad \begin{aligned} p + p &\rightarrow \pi^0 + N \\ p + p &\rightarrow \pi^+ + \pi^- + N \end{aligned}$$

$$(1.41) \quad \begin{aligned} p + \gamma &\rightarrow p + \pi^0 + N \\ p + \gamma &\rightarrow n + \pi^+ + \pi^- + N \\ p + \gamma &\rightarrow p + e^+ + e^-, \end{aligned}$$

donde N son otras partículas secundarias. El último proceso se conoce como la producción de pares Bethe-Heitler [21]. Los piones decaen en,

$$(1.42) \quad \begin{aligned} \pi^0 &\rightarrow 2\gamma \\ \pi^+ + \pi^- &\rightarrow \mu^+ + \mu^- + \nu_\mu \end{aligned}$$

Y por último el muón μ decae en neutrinos y los electrones al interactuar electromagnéticamente generan un fotón,

$$(1.43) \quad \begin{aligned} \mu^+ + \mu^- &\rightarrow e^+ + e^- + \nu_e + \nu_\mu \\ e^+ + e^- &\rightarrow e^+ + e^- + \gamma \end{aligned}$$

1.4.4 Modelo Lepto-hadrónico

El modelo Lepto-hadrónico más simple, conocido como Lepto-hadrónico de una zona es una combinación del modelo SSC y protones relativistas. En este modelo se considera un campo magnético $B \leq 1$ G. Con estos valores se puede dar el mecanismo SSC leptónico y se puede descartar el proceso sincrotrón de protones para la segunda componente del SED, pues se necesitaría una intensidad de campo magnético mayor para acelerarlos. Las interacciones γp con los fotones sincrotrón de electrones del primer componente del SED producen leptones secundarios. A su vez la emisión de los leptones secundarios a energías de rayos X aparecen por la componente de Bethe-Heitler ($\gamma + p$) y en TeV por la componente foto-mesón ($\gamma + \pi$). Estos modelos presentan dificultades al tratar de maximizar la creación de neutrinos pues la potencia requerida es muy grande, sin embargo, una posible solución es con campos radiativos externos al chorro, al incrementar la densidad de fotones es posible alcanzar la misma tasa de interacciones γp disminuyendo la potencia.

1.5 Estudio de la correlación del blazar Mrk 421

El blazar Markarian 421, abreviado como Mrk 421, fue la primera fuente extragaláctica detectada en TeV por el observatorio Cherenkov Whipple en 1996 [68]. Está ubicado a una distancia de

134 Mpc, equivalente a un corrimiento al rojo $z = 0.034$ es uno de los blazares más cercanos a la Tierra con emisiones intensas en rayos X y rayos γ de TeV. Dadas estas características ha sido excelente candidato para el estudio de correlaciones durante estados altos y estados bajos de actividad y a distintas escalas temporales. González et al. (2019) estudia la correlación entre rayos X en un rango de energía de 2 a 10 keV y rayos γ a un rango de energía > 400 GeV en periodos de tiempo desde 1992 hasta 2009 a escalas de tiempo de meses, semanas y horas. La correlación encontrada se describió con un modelo lineal independientemente del instrumento de observación, de la escala de tiempo y del periodo de observación; a flujos de rayos γ mayores a $F_{>400 \text{ GeV}} = 2.5 \times 10^{-10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ se observa un rompimiento de la correlación en todas las escalas de tiempo y para la escala de tiempo menor (1 hora), la correlación puede también ajustarse a un modelo lineal con una pendiente más inclinada o incluso podría ser ajustada con un modelo de ley de potencias.

1.6 Objetivo

Para conocer mejor los mecanismos de emisión en blazares se busca estudiar su comportamiento de flujo tanto en tiempo como en energía por medio de curvas de luz y de la distribución espectral de energía, respectivamente. Lo indicado para aprender más de la fuente es hacer un monitoreo constante en múltiples frecuencias del espectro electromagnético a estados bajos y altos de actividad.

Se han realizado estudios multifrecuencia con el fin de obtener la correlación entre bandas de campañas de observación de tiempos relativamente cortos (desde horas hasta años) y se han encontrado distintos índices de correlación dependiendo del rango de energía que se estudie o de la escala temporal de cada punto de la curva de luz.

Como se mencionó en la sección anterior, este trabajo es la continuación del estudio del blazar HBL Mrk 421 de González et al. (2019) en un intervalo largo de tiempo, de más de 15 años. Con los resultados de esta fuente nacen las preguntas, ¿es normal para los blazares como Mrk 421 de tener emisión correlacionada o es única para esta fuente?, si existen en otras fuentes ¿cómo es el comportamiento de sus correlaciones? y ¿estas correlaciones son de una pendiente única?

El objetivo de este trabajo es obtener correlaciones en un largo periodo de tiempo de curvas de luz simultáneas en rayos X y en rayos γ de una muestra de blazares de tipo HBL para responder las anteriores preguntas y encontrar similitudes entre fuentes.

SELECCIÓN Y DESCRIPCIÓN DE LA MUESTRA DE FUENTES BL LAC

Desde el descubrimiento del primer blazar en TeV en 1992, Mrk 421 [69], el número de blazares BL Lac de tipo HBL detectados ha crecido gracias a los observatorios Cherenkov atmosféricos de altas energías y a los estudios multifrecuencia.

Los blazares HBL típicamente presentan emisión baja y poca amplitud de variabilidad en la banda de radio, igualmente en el óptico y rayos γ de MeV a pocos GeV. Las amplitudes de variación que exceden en más de un orden de magnitud su amplitud promedio se observan en rayos X y rayos γ de TeV. Temporalmente, la variabilidad es mayor en fotones con longitudes de onda mayores, como IR y óptico, que en fotones de mayor frecuencia como rayos X y rayos γ . Esto debido a que el enfriamiento de fotones a mayores energías es más rápido. Igualmente los blazares HBL presentan luminosidad bolométrica alta con valores de $\sim 10^{45}$ erg s $^{-1}$ (aunque no mayor como los FSRQ con valores de $\sim 10^{49}$ erg s $^{-1}$) [70], dominando la emisión aquellas bandas en donde se encuentra el pico de su distribución espectral. Como ejemplos de blazares HBL con alta emisión en rayos X y rayos γ se tiene a Mrk 421 y Mrk 501 ([71], [72]) que además presentan alta variabilidad en estas bandas. Con menos variabilidad tenemos como ejemplo la fuente 1ES 1959+650 [73].

En este capítulo se presenta la selección de la muestra de blazares estudiados que pasaron los criterios de selección. Las fuentes fueron seleccionadas del catálogo TeVCat¹. Para la elección de estas fuentes se tomó en cuenta varias características observables: (1) fuentes que presentan emisión en rayos γ de TeV, es decir, blazares de tipo BL Lac HBL, (2) fuentes con energía de detección $\gtrsim 200$ GeV e índice espectral promedio de $\alpha \sim 2$, para garantizar que la fuente emite hasta TeV y (3) con un corrimiento al rojo $z < 0.15$, debido a que a distancias mayores la

¹<http://tevcat.uchicago.edu/>

Fuente	z	Flujo (Crabs)	Energía (GeV)	Índice Espectral	Detector
Mrk 421	0.031	0.30	500	2.2	Whipple
Mrk 501	0.034	X	300	2.72	Whipple
1ES 1959+659	0.048	0.64	600	X	Telescope array
1ES 0229+200	0.1396	0.018	580	2.5	H.E.S.S
H 1426+428	0.129	0.03	2500	3.5	Whipple
1ES 2344+514	0.044	0.07	350	2.46	Whipple
PKS 2005-489	0.071	0.03	400	3.2	H.E.S.S
TXS 0210+515	0.049	X	300	1.9	MAGIC
PKS 2155-304	0.116	0.15	300	3.53	Durham
RGB J0710+591	0.125	0.03	300	2.69	VERITAS
1ES 0806+524	0.138	0.018	300	2.65	VERITAS
RGB J0152+017	0.08	0.02	300	2.95	H.E.S.S
1ES 1312-423	0.105	0.005	280	2.85	H.E.S.S
Mrk 180	0.045	0.11	280	X	MAGIC
1ES 1215+303	0.131	0.035	250	X	MAGIC

Tabla 2.1: Muestra inicial se compone de 15 objetos HBL, con $z < 0.15$ y con energía de detección mayor a 200 GeV. En la tabla se muestra la distancia de la fuente, el flujo en unidades de Crabs, la energía mínima de detección en GeV, el índice espectral y el instrumento de detección. Los objetos en color azul son los que conforman la muestra final. Las casillas sin información se llenan con una X. Información obtenida de <http://tevcat.uchicago.edu/>

atenuación de fotones de energía > 200 GeV debida al EBL es mayor al 20% (ver figura 1.8). Con estos requerimientos la lista de objetos que se obtuvo se muestra en la tabla 2.1.

Nuestro interés está en determinar si existe correlación entre la emisión en las bandas de rayos X suaves y rayos γ de TeV, por lo que de la lista total de objetos se tomaron las fuentes que han sido monitoreadas en ambas bandas de forma simultánea. Los datos se obtuvieron de una búsqueda bibliográfica extensa de trabajos multifrecuencia hasta a finales del 2020. Se encontraron observaciones simultáneas en los rangos de energía de interés para 4 fuentes de las 14 iniciales. Las fuentes que conforman la muestra de estudio de esta tesis son: Mrk 501, 1ES 1959+650, PKS 2155-304 y 1ES 2344+514. En el capítulo 3 se detallan los trabajos y archivos donde se obtienen las curvas de luz simultáneas para la muestra.

2.1 Instrumentos de observación

En la tabla 2.1 se enlistan los instrumentos que detectaron a las fuentes por primera vez en energías de TeV. Estos instrumentos, generalmente telescopios Cherenkov atmosféricos (Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes, IACTs), han continuado monitoreando a las fuentes de la muestra de este trabajo a energías de TeV. Para rayos X las fuentes son monitoreadas con satélites orbitando la Tierra. A continuación se presenta brevemente cada uno de los instrumentos.

2.1.0.1 IACTs

- **MAGIC**

El observatorio de Cherenkov MAGIC (Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov Telescopes por sus siglas en inglés) es un arreglo de dos telescopios ubicados a una altura de 2200 m. s. n. m. en el Observatorio del Roque de Los Muchachos, La Palma, Islas Canarias, España. Ambos telescopios miden 17 metros de diámetro y operan juntos de manera estereoscópica, analizando solamente los eventos que se observan en ambos telescopios simultáneamente. Cubren un campo de visión de $\sim 3.5^\circ$. El sistema es capaz de detectar cascadas de partículas iniciadas por rayos γ en el rango de energía entre ~ 50 GeV y ~ 50 TeV con una sensibilidad de $\sim 0.6\%$ el flujo de la Nebulosa del Cangrejo arriba de 250 GeV en 50 horas de observación. Durante los años 2011 y 2012 se realizaron mejoras al sistema permitiendo detecciones del 5% del flujo de la Nebulosa del Cangrejo en 1 hora de observación [74].

- **VERITAS**

El observatorio VERITAS (Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System por sus siglas en inglés) es un arreglo de tipo IACT compuesto por 4 telescopios Cherenkov cada uno de 12 metros de diámetro. El área efectiva del espejo alcanzada por todos los telescopios es de 106 m^2 y cubre un campo de visión de 3.5° de diámetro. El experimento se ubica en el Observatorio Fred Lawrence Whipple en el sur de Arizona, Estados Unidos a una altura sobre el nivel del mar de 1268 m. El sistema opera en el rango de energías entre ~ 100 GeV y ~ 50 TeV. VERITAS tiene una sensibilidad para detectar el $\sim 5\%$ del flujo de la Nebulosa del Cangrejo con una significancia de 5σ en un tiempo de 1 hora [75].

- **Whipple 10m**

El telescopio Whipple 10 m está ubicado en el Observatorio Fred Lawrence Whipple a una elevación de 2312 m s. n. m. Fue construido en 1968 siendo el telescopio Cherenkov de aire más sensible y el primero en detectar las primeras fuentes galácticas y extragalácticas del cielo en VHE [76] hasta la construcción de HEGRA en 1987. El telescopio es un reflector óptico de 10 metros de diámetro compuesto por 248 espejos esféricos de vidrio. La sensibilidad de energía y el campo de visión fueron cambiando a lo largo del tiempo desde un umbral de energía de 700 GeV y un campo de visión de 3.3° entre 1982 y 1987, hasta un umbral de 340 GeV y un campo de visión de 2.8° entre el 2003 hasta la actualidad [76]. En 1998 la Colaboración de Whipple se convirtió en la Colaboración VERITAS quienes usaron los conocimientos aprendidos durante la operación de Whipple en el mejoramiento de VERITAS. Whipple actualmente se está preparando para ser dado de baja después de cuarenta años de servicio.

- **HEGRA**

El observatorio HEGRA (High Energy Gamma Ray Astronomy por sus siglas en inglés) operó desde 1987 hasta el 2002. Era un sistema de 5 telescopios de Cherenkov ubicado en las Islas Canarias, a una altitud de 2200 metros sobre el nivel del mar en Roque de los Muchachos, La Palma. Los 5 telescopios operaban de forma estereoscópica detectando cascadas de partículas en la atmósfera. Su energía umbral de observación era de $500 \text{ GeV} \pm 100 \text{ GeV}$, su resolución angular era de 2° y su sensibilidad era de 0.3 C.U. en aproximadamente 1 hora de observación para observaciones sin fondo y de 0.03 CU en ~ 100 horas para observaciones con fondo dominante [77].

- **H.E.S.S**

El telescopio H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System por sus siglas en inglés) ubicado en Khomas Highland en Namibia, en el sureste de África, a una altitud de 1800 m. sobre el nivel del mar. H.E.S.S es un arreglo de cinco telescopios Cherenkov atmosféricos. La primera fase de H.E.S.S (CT1-4) empezó en el 2003 con cuatro telescopios de 12 metros de diámetro sensible a un rango de energía entre 0.2 TeV a decenas de TeVs y un campo de visión de 5° de diámetro [78]. En el 2012 que se añadió el quinto telescopio (CT5) en el centro del arreglo CT1-4 de 28 metros de diámetro reduciendo la energía umbral a $\sim 50 \text{ GeV}$ [79] y con un campo de visión de 3.5° de diámetro.

IACT	Umbral de Energía (TeV)
MAGIC	$\sim (0.05 - 50)$
VERITAS	$\sim (0.1 - 50)$
Whipple	> 0.34
HEGRA	$> (0.5 \pm 0.1)$
H.E.S.S.	> 0.2

Tabla 2.2: Lista de instrumentos IACT que monitorean constantemente a los cuatro objetos de la muestra. En la tabla se muestra el umbral de energía de observación de cada uno.

2.1.0.2 Observatorios en rayos X

- **Swift**

El satélite Swift cuenta con tres instrumentos a bordo, cada uno observa a bandas de energía diferentes: UVOT (UV/Optical Telescope) entre el cercano UV y óptico, XRT (X-ray Telescope por sus siglas en inglés) a energías de 0.2 a 10 keV y BAT (Burst Alert Telescope por sus siglas en inglés) a energías de 15 a 150 keV. El instrumento XRT es un detector formado por cámaras CCD (Charge-Coupled Device) con capacidad para medir posición, energía y tiempo de los fotones por lo tanto proporciona imágenes, espectros y curvas de luz. Su sensibilidad es de $2 \times 10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ en 10^4 s . Tiene varios modos de lectura,

el modo imagen (IM), modo fotodiodo (PD), modo windowed timing (WT) y el modo photo-counting (PC) que se diferencian por la tasa de conteo medida. Los modos usados en los datos recopilados en este trabajo son el WT y PC, el WT se usa para flujos menores a 5000 mCU y el modo PC para flujos menores a 1 mCU² [80].

- **RXTE**

El instrumento RXTE (Rossi X-ray Timing Explorer por sus siglas en inglés) fue lanzado el 30 de diciembre de 1995 a una altitud de 580 km, en una órbita circular y estuvo en uso hasta enero del 2012. La misión consistía de 3 experimentos: (1) PCA (Proportional Counter Array) que era sensible en el rango de energías de 2 a 60 keV, contaba con un área de $\sim 6500 \text{ cm}^2$ y tenía una resolución de energía de $\sim 18\%$ a 6keV; (2) HEXTE (High Energy X-ray Timing Experiment) que era sensible en el rango de energías entre 15 y 200 keV, con un área efectiva de $\sim 1600 \text{ cm}^2$ y una resolución de energía de $\sim 16\%$ a 60 keV [81] y (3) ASM (All Sky Monitor) el cual detectaba 80% del cielo en una órbita, observando en el rango de energías 2 a 12 keV [82]. RXTE presentaba una fina resolución de tiempo, desde escalas de microsegundos con una resolución espectral moderada en un amplio rango de energía para explorar la variabilidad de las fuentes en rayos X. En los datos recopilados de este trabajo se usan los instrumentos PCA y ASM.

- **Chandra (CXO)**

El Observatorio de rayos X Chandra (CXO) se lanzó el 23 de julio del 1999 y empezó a observar el 12 de agosto de 1999. Chandra es muy eficiente para la obtención de imágenes de tamaño menor al segundo de arco y para la obtención de imágenes espectrométricas en la banda de 0.08 a 10 keV. El observatorio se ubica a una órbita con trayectoria elíptica, con altitud de 10,000 km en el perigeo y 140,000 km en el apogeo y completa una órbita en 63.5 horas [83]. Chandra se divide en subsistemas y cada uno trabaja con instrumentos independientes. El conjunto de datos usados en este trabajo fue observado por el espectrómetro LETG (Low Energy Transmission Granting) junto con el detector ACIS-S (Advanced CCD Imaging Spectrometer por sus siglas en inglés).

IACT	Rango de Energía (keV)
Swift-XRT	0.2 -10
RXTE-PCA	2 - 60
RXTE-ASM	2 - 12
Chandra	0.08 - 10

Tabla 2.3: Lista de satélites que observan en rayos X y monitorean constantemente a los cuatro objetos de la muestra. En la tabla se muestra el rango de energía de observación de cada uno.

²mili Unidades de Crab.

2.2 Fuentes de la muestra

2.2.1 Markarian 501

Markarian 501 o Mrk 501, es un blazar ubicado en la constelación de Hércules, con Ascensión Recta (RA) de $16^h 53^m 52.21^s$ y Declinación (Dec) de 39.76° en Sistema de coordenadas ecuatoriales (EqJ2000.0) y a un corrimiento al rojo de $z = 0.0337$. Primero fue catalogado en un catastro en la longitud de onda del ultravioleta [84], posteriormente fue detectado en rayos γ junto con Mrk 421 en 1996 por el observatorio Cherenkov atmosférico Whipple 10m a energías mayores de 300 GeV [85].



Figura 2.1: Imagen en óptico del blazar Mrk 501 tomada por el SDSS (Sloan Digital Sky Survey).

Mrk 501, con un SMBH de $(1.5 - 5) \times 10^8 M_\odot$ [86], está entre los blazares tipo BL Lac más prominentes debido a su luminosidad alta (en el pico de sincrotrón con un valor $\sim 10^{45} \text{ erg s}^{-1}$, y en el pico de TeV con un valor de $\sim 10^{44} \text{ erg s}^{-1}$ [87]) y cercanía que permiten observaciones significantes en periodos de tiempo relativamente cortos. La absorción de fotones debido al EBL para un $z = 0.03$ en el intervalo de 1 a 10 TeV cuantificada por el factor de atenuación $e^{-\tau}$ toma valores entre el 20% al 60%, respectivamente [45].

Esta fuente, tiene una alta y rápida variabilidad en flujo principalmente en rayos γ desde escalas de tiempo de meses, días [72] y hasta minutos [88]. Estos episodios de rápida variabilidad ponen límites en el tamaño de la región emisora que es más probable que se encuentre en el chorro relativista.

En el año 1997, Mrk 501 se observó en un estado de intensa actividad en rayos γ de TeV a flujos de hasta 10 veces el flujo de la Nebulosa del Cangrejo ([89], [90]) y presentó correlación con la emisión en rayos X a escalas de tiempo de días ([72], [91], [92], [93], [90]). Durante este estado excepcionalmente alto, el pico de sincrotrón se presentó a una energía de 100 keV, indicando un aumento en la posición en energía de este pico por al menos dos órdenes de magnitud ([72], [94],[95]). Otros ejemplos de este comportamiento incluyen la ráfaga de junio de 1998 en las bandas de energía de keV y TeV, en la que se observó un desplazamiento hasta energías de $\gtrsim 50 \text{ keV}$ [96]; y la ráfaga que aconteció a mitad del año 2012 en donde los picos de baja y alta

energía del SED se desplazaron hasta energías de 5 keV y 0.5 TeV, respectivamente, durante una fracción grande del tiempo de observación, haciendo el comportamiento de Mrk 501 como el de una fuente EHBL (*extreme high-frequency-peaked*). Sin embargo en estados bajos de la fuente se ha observado el primer pico entre intervalos de energía desde 0.5 keV hasta 20 keV [96]. Estos resultados sugieren que las energías pico de las componentes del SED no están a energías características fijas, sino que dependen del estado de actividad de la fuente.

En cuanto a la descripción de los espectros observados en rayos γ de TeV y rayos X, se tiene que para los rayos γ en general es estadísticamente correcto utilizar un modelo de ley de potencias para energías entre 1 a 10 TeV. Sin embargo, en periodos de alta actividad es necesario agregar al espectro a energías menores a 1 TeV un término para describir la visible curvatura que aparece debido al pico de TeV (e.g. [97] [98], [99]).

Para rayos X, el modelo mayormente usado para modelar el espectro observado a energías entre 2 a 10 keV es una ley de potencias y la densidad columnar de la fuente tiene valores entre $(1.55 - 1.73) \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. Sin embargo, hay casos en los que se usa una ley de potencias quebrada (como las observaciones de 1997 [100]), o una ley de potencias con un corte exponencial (como las observaciones de 1998 [100]). En un rango más grande de energía (0.3 a 10 KeV) el espectro es modelado con una función log parábola ([75], [101]).

Varios estudios multifrecuencia de Mrk 501, apoyan el escenario del modelo estándar sincrotrón-Compton auto inducido de una zona; en donde los fotones en TeV son emitidos vía Compton Inverso por los fotones sincrotrón en rayos X de la misma población de electrones.

2.2.2 Correlaciones observadas

Para las observaciones de Mrk 501 en los años 1997 y 1998, Gliozzi et al. (2006) [100] observa correlaciones modeladas con una ley de potencias, $F_\gamma \propto F_X^a$. Se encuentra que para rayos γ de 1 TeV y rayos X de 2 a 20 keV de energía la correlación para mayo de 1997 es lineal, con un índice de $a = 0.99 \pm 0.01$ como se observa en el gráfico (a) de la figura 2.2. La correlación para las observaciones de una ráfaga en junio de 1998 es cuadrática con $a = 2.07 \pm 0.36$ (gráfico (b.1) de la figura 2.2), mientras que la observación de la campaña entera de 1998 la correlación se vuelve lineal (gráfico (b) de la figura 2.2). En las observaciones de ambos años es evidente la dispersión de los flujos a niveles altos, esto sugiere la presencia de una actividad no correlacionada en estas dos bandas de energía. Este mismo comportamiento se reportó para Mrk 421 en Gonzalez, et al. (2019) [1]. Tavecchio et al. (2001) [95] hace un estudio del comportamiento espectral en el periodo entre abril de 1997 a junio de 1998 y también obtiene las correlaciones en estas épocas encontrando una pendiente lineal para estados bajos de flujo y una pendiente más inclinada a niveles más altos de flujos, y propone que puede deberse a la evolución del espectro, el cambio que sufre el espectro en flujo y en energía al entrar en un estado de actividad. En el modelo de evolución del espectro de Mrk 501 que se detalla en el trabajo, el espectro de un estado alto se reproduce al variar la energía de los electrones γ_e . Este parámetro depende linealmente, en el

régimen de Klein-Nishina, del flujo del pico de TeV, mientras que depende cuadráticamente del flujo en el pico sincrotrón ([95] [31]).

En Amenomori et al. (2003) [61] se hace una comparación de la componente de sincrotrón del espectro de Mrk 421 y el de Mrk 501. Para Mrk 501 se observa que el pico se traslada en energía a medida que la fuente cambia de actividad, esto es, el pico se localiza a mayores energía cuando la fuente está en un estado activo, para Mrk 421, en cambio, el pico permanece en la misma energía. Se considera que para el caso de Mrk 421 la variación temporal del flujo podría ser debido a un incremento de la densidad de partículas -una inyección de partículas-, mientras que para Mrk 501 la variación es causada por el incremento de la energía de las partículas como se propuso anteriormente en Tavecchio et al. (2001) [95].

Se encuentra también que las correlaciones dependen de las bandas de energía del espectro que se consideran, por ejemplo, Katarzynski et al. (2005) [60] muestra que la correlación de Mkn 501 en la observación de 1997 depende fuertemente del ancho y la posición de las bandas espectrales que se están comparando. Aquí reportan una correlación para Mrk 501 con un índice entre lineal y cuadrático de $\alpha = 1.7 \pm 0.50$ con las observaciones de Whipple (>350GeV) y OSSE (50 - 150 keV) y una correlación mayor a cuadrática con índice $\alpha = 2.69 \pm 0.56$ con las observaciones de Whipple (>350GeV) y ASM-RXTE (2-10 keV) como se observa en la gráfica (b.1) de la figura 2.2. Estas diferencias de correlación sugieren que hay una diferencia significativa entre la emisión antes del pico (2-10 keV) y después del pico sincrotrón (50-150 keV).

2.2.3 1ES 1959+650

El blazar 1ES 1959+650 está localizado en el hemisferio norte entre las constelaciones de Draco y Cefeo en las coordenadas AR de $19^h 59^m 59.85^s$ y Dec de 65.15° (EqJ2000.0), a un $z = 0.048$ [102]. Fue observado por primera vez en 1991 en la banda de radio por el telescopio Green Bank de la National Radio Astronomy Observatory (NRAO, por sus siglas en inglés) [103], un año después fue observado en rayos X y catalogado en el catálogo Eistein Slew [104].

La morfología de la fuente se conoció por medio de observaciones en las bandas de radio, óptico y rayos X [106]. Específicamente, las imágenes en la banda del óptico observadas con NOT muestran a 1ES 1959+650 con una estructura compuesta por una galaxia elíptica, un disco y trazas de lo que parece polvo circundante (Fig 2.3, [105]) y con una variabilidad alta. Tiene un agujero negro de masa $\sim 1.5 \times 10^8 M_\odot$ [107] y una luminosidad en rayos X entre 10^{43} a 10^{44} erg s^{-1} y luminosidad en rayos γ de 10^{44} erg s^{-1} [73].

Debido a las grandes emisiones en rayos X y a su bajo corrimiento al rojo, se le consideró un candidato a ser fuente de emisión en rayos γ . Observaciones en esta banda iniciaron con el instrumento EGRET (por sus siglas en inglés Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope) para rayos gamma de MeV a GeV y con el experimento Utah Seven Telescope Array que fue el instrumento que lo detectó por primera vez a energías de TeV en 1997 con una significancia de 3.9σ [108].

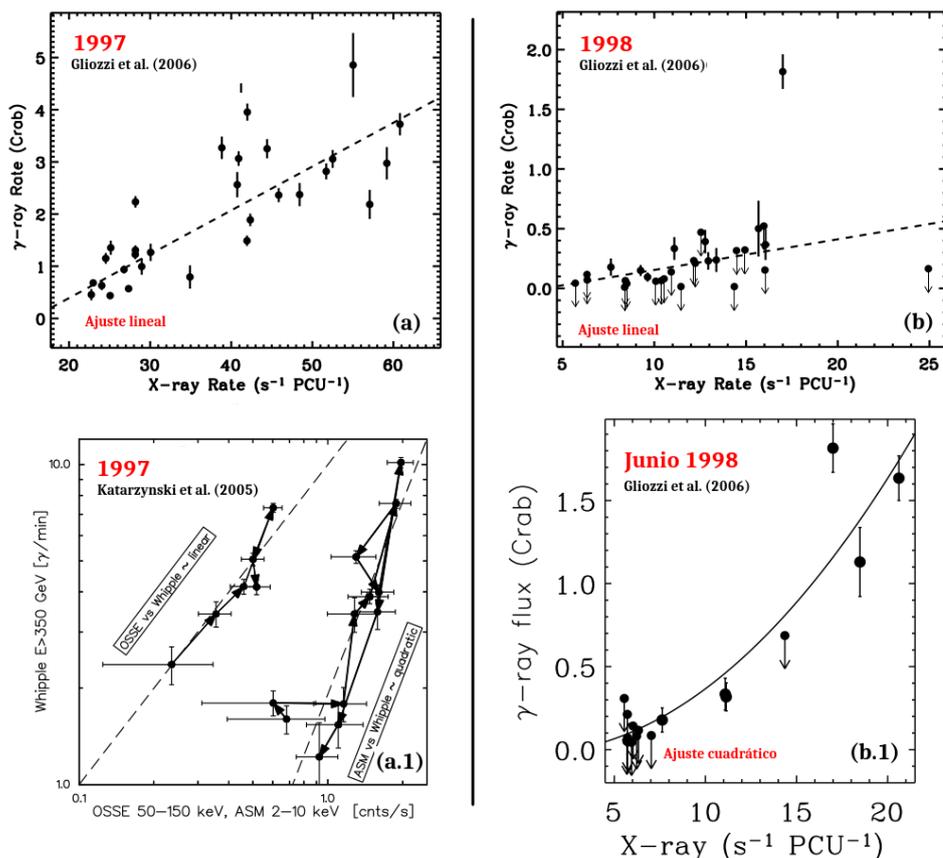


Figura 2.2: Correlaciones de Mrk 501. Los paneles (a), (b) y (b.1) son del año 1997 y 1998, respectivamente reportadas en Gliozzi et al. (2006) [100] y el panel (a.1) son las correlaciones reportadas en Katarzynski et al. (2005) [60].

1ES 1959+650 es el tercer blazar BL Lac descubierto, después de Mrk 421 y Mrk 501, en haber sobrepasado el flujo de la Nebulosa del Cangrejo [109], esto ha permitido obtener curvas de luz en rayos γ a escalas de tiempo cortas (hasta minutos) y distribuciones espectrales con buena estadística [73].

Desde su primera detección esta fuente ha presentado varios episodios de alta actividad, una de las ráfagas más notables observada por el observatorio Whipple sucedió en mayo del 2002 cuando alcanzó flujos de 4-5 CU (Crabs Units, por sus siglas en inglés) sin contraparte en rayos X [73]. A estos tipos de ráfagas se les conoce como ráfagas “huérfanas”. Los autores reportaron una correlación entre la emisión de rayos γ de TeV y rayos X a lo largo de la campaña (mayo a agosto, 2012) excepto durante el tiempo del acontecimiento de la ráfaga (ver figura 2.4). A través del tiempo esta fuente se ha diferenciado de otros blazares BL Lac por la presencia de estas ráfagas sin contraparte. Por ejemplo la “anti ráfaga” reportada en Aliu, et al. 2013 [110] de octubre del 2011, la emisión en rayos X observada con el instrumento RXTE-PCA a energías 2 a 10 keV se detectó con mucha variabilidad, y alcanzó un máximo en octubre del 2011, mientras

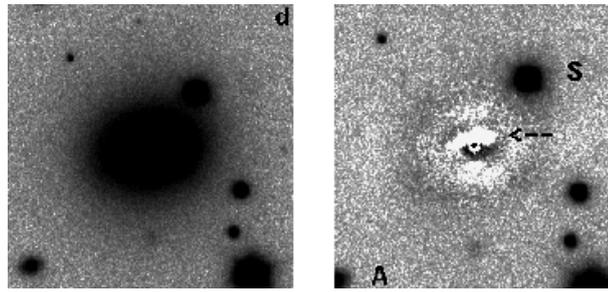


Figura 2.3: Imagen óptica de 1ES 1959+650 (izquierda) y a la derecha la imagen con su galaxia elíptica sustraída. Estas imágenes fueron obtenidas por el Telescopio Óptico Nórdico (NOT) en La Palma, España [105].

que la emisión de altas energías en TeV medida por VERITAS (Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System) con una significancia de 16.4σ mantuvo un estado bajo. Otro ejemplo es el evento detectado en 2012 en donde se observó un incremento en la actividad de rayos γ a muy altas energías sin una actividad simultánea en rayos X ni en flujos a frecuencias en el ultravioleta [111].

La variabilidad correlacionada entre las bandas de rayos γ de TeV y rayos X generalmente se explica con el modelo estándar leptónico, el modelo SSC, mientras que la falta de correlación se puede explicar mediante otros modelos o con cambios en la estructura del chorro.

Entre los modelos propuestos para modelar las ráfagas huérfanas están el modelo SSC de múltiples zonas como Katarzynski et al. (2010) [64]; modelo leptónico de emisión EC; modelos que incluyen campos magnéticos alineados al eje del chorro; modelos hadrónicos; modelos de emisión reflejada, entre otros ([73], [112], [113], [114]).

2.2.4 PKS 2155-304

PKS 2155-304 es un blazar tipo BL Lac localizado a una distancia de $z = 0.116$ [115] ubicado en el hemisferio sur en la constelación Piscis Austrinus, con coordenadas ecuatoriales RA de $21^h 58^m 52.06^s$ y Dec de -30.22° .

La fuente, con un SMBH de masa $\sim 2.09 \times 10^8 M_\odot$ [117] y una luminosidad en rayos X de $\sim 1.26 \times 10^{45} \text{ erg s}^{-1}$ [73], fue descubierta en 1969 en la banda de radio por el catastro Parkes Radio Survey, del cual lleva su nombre de PKS [118] y hasta 1979 se detectó en rayos X por el satélite HEAO-1 [119]. Por su naturaleza variable y su polarización óptica fue catalogado como un blazar tipo BL Lac ([120], [121]). Se detectó por primera vez en rayos γ de TeV en 1996 con el telescopio atmosférico Cherenkov Durham Mark 6 [122] y es observado regularmente por el observatorio H.E.S.S (High Energy Stereoscopic System por sus siglas en inglés) desde el 2004 [123]. Generalmente los blazares son observados cuando presentan un estado activo, sin embargo PKS 2155-304 y Mrk 421, son excepciones pues gracias a su emisión alta en TeV y a su alta variabilidad, su monitoreo casi continuo da información sobre cuál es el proceso de disipación de

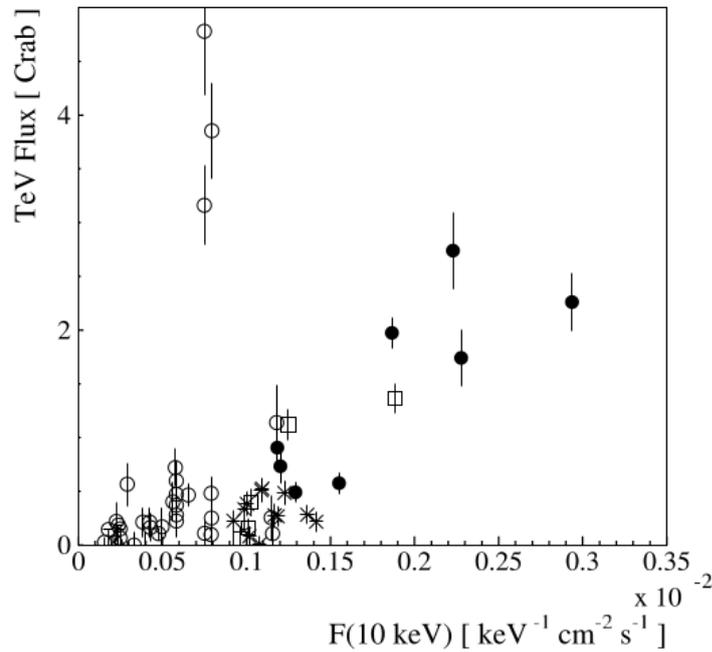


Figura 2.4: Correlación de la observación del 2002 de 1ES 1959+650 reportada en Krawczynski et al. (2004) [73]. Los círculos vacíos con mayor valor en el flujo de rayos γ son los de la ráfaga huérfana.

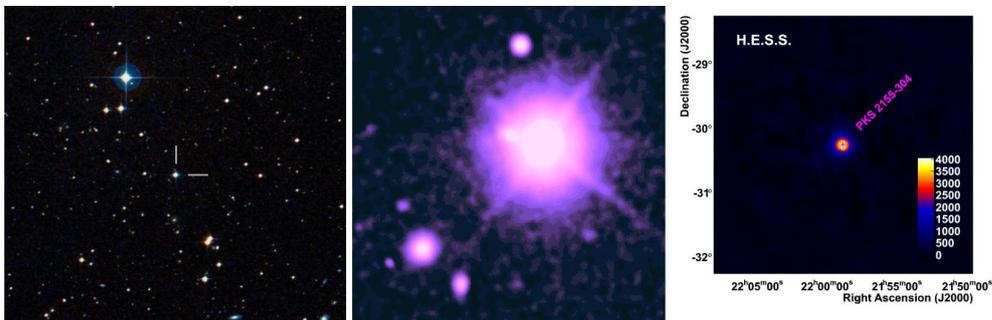


Figura 2.5: Izquierda: Imagen en óptico de PKS 2155-304. Crédito: ESO-DSS2. Derecha: Imágenes en rayos γ tomadas por H.E.S.S. [116].

energía en el chorro no solamente en estados de alta actividad [124].

Se han hecho estudios para cuantificar su alta variabilidad y poner límites a características físicas generalmente del chorro por medio de la distribución espectral de potencias (PSD por sus siglas en inglés), $P(\nu) \propto \nu^{-\beta}$, $P(\nu)$ se obtiene como la transformada de Fourier del SED, en donde ν es la frecuencia temporal y β es la pendiente. En Goya, et al. (2020) [124] se encontró dos diferentes pendientes: (1) $\beta \sim 1.8$ para la variabilidad en frecuencias de radio, infrarrojo y óptico y (2) $\beta \sim 1.2$ para energías de rayos X y rayos γ , indicando que los procesos estocásticos de la variabilidad tienen diferentes orígenes. Diferentes valores de β se han reportado en varios

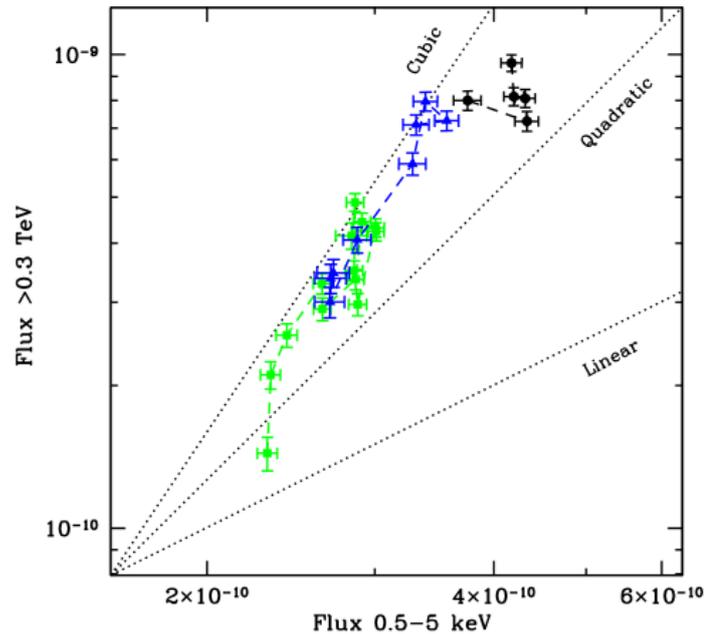


Figura 2.6: Correlación de la observación de la excepcional ráfaga observada en julio del 2006 de PKS 2155-304 y reportada por Aharonian et al. (2009, flare) [46]. La tendencia de la correlación es cúbica.

trabajos ([125], [126], [127]), atribuyendo las diferencias al tamaño de la región de emisión o a las escalas de tiempo de enfriamiento de las partículas. Con estos resultados no es sencilla la descripción espectral dentro de un modelo simple como el leptónico SSC.

En julio del 2006 se detectó variabilidad correlacionada entre las bandas de rayos X y rayos γ de TeV descrita como una relación cúbica (ver la figura 2.6). Este estado activo de rápida variabilidad (\sim horas) constó de dos ráfagas en rayos γ detectados con H.E.S.S con valores de flujo excepcionales: el primero 40 veces mayor que el flujo promedio [121] y el segundo \sim 22 veces el flujo promedio. Fue posible obtener correlación en la segunda ráfaga con las bandas de rayos X y óptico, a pesar de que el flujo incrementó en un factor 2 y 15%, respectivamente [46].

Otro ejemplo de correlación se observó en el 2015 para las bandas de energía de TeV y óptico quienes presentan un crecimiento de actividad sin contraparte en rayos X ni en rayos γ de MeV hasta varios días después. Sin embargo en el 2016 se reporta una ráfaga huérfana observada solamente en la banda del óptico y del UV, este caso no había sido observado antes en esta fuente [121].

La relación cúbica en la correlación entre la emisión de rayos γ y rayos X del 2006 mencionada anteriormente (figura 2.6), junto con la detección de ráfagas huérfanas y el atraso de las ráfagas en diferentes bandas ponen a prueba los modelos simples de mecanismo de emisión como el modelo SSC de una zona y se propone que el chorro podría estar formado por dos zonas de emisión como se propone en Katarzynski et al. (2010) [64].

2.2.5 1ES 2344+514

El blazar 1ES 2344+514 localizado en las coordenadas (J2000) AR de $23^h 47^m 04.83^s$ y Dec de 31.70° fue identificado como un objeto BL Lac por la falta de líneas de emisión en el óptico con ancho equivalente $> 5\text{\AA}$. Su corrimiento al rojo de $z = 0.044$, determinado por medio de líneas de absorción [102], lo hace en uno de los blazares BL Lac más cercanos (luego de Mrk 421 y Mrk 501) [128]. Se detectó por primera vez en el programa de búsqueda de objetos BL Lac Einstein Slew Survey en la banda de rayos X con energías entre 0.2 a 4 keV ([128], [129]).

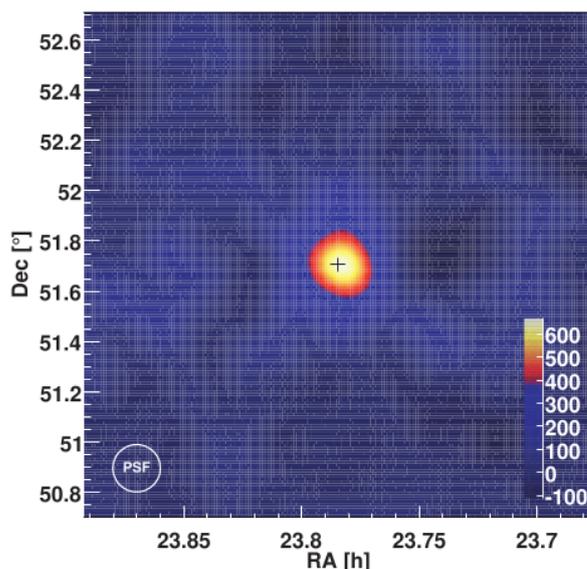


Figura 2.7: Mapa del cielo del blazar 1ES 2344+514. La figura muestra el exceso de eventos arriba de 300 fotoelectrones que corresponden a rayos γ de energía de 180 GeV [130].

En diciembre de 1995, 1ES 2344+514 fue detectado en rayos γ de altas energías (> 300 GeV) por el observatorio Whipple durante una ráfaga de alta intensidad, con un flujo de $F(>350\text{GeV}) = 6.6 \pm 1.9 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, correspondiente a 63% el flujo de la Nebulosa del Cangrejo. ([128], [129]).

Por medio de observaciones multifrecuencia se han observado características físicas de esta fuente tales como una luminosidad en rayos X entre $3.98 \times 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$ y $1.58 \times 10^{43} \text{ erg s}^{-1}$ y en rayos γ de un valor de $2.51 \times 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$, la masa de su agujero negro supermasivo de $\sim 10^{(8.80 \pm 0.16)} M_\odot$ [131] medida en óptico y el Very Long Baseline Array que observa un chorro muy colimado que se extiende ~ 10 pc en la banda de radio. [132] del centro y con velocidades aparentes de $\lesssim 3c$ [133]. El chorro después de la parte más colimada se curva 25° y se amplía en un cono de 35° de ángulo de apertura [132], esta característica va en contra de la definición de FR-I, categoría a la cual pertenece esta fuente. Se muestra a escalas de kpc una estructura brillante a 1.4 GHz que se observa también en rayos X, dado a que no se observan fuentes en las cercanías angulares, se propone que tiene relación con el centro del AGN [9]; o que al curvarse el

chorro este interactúa con el medio intergaláctico, dando lugar a un punto caliente observable en radio. Más observaciones se requieren para concluir más sobre esta estructura.

Durante el estado de actividad de 1995 mencionado anteriormente se catalogó a la fuente como un objeto EHBL por un desplazamiento del pico sincrotrón del SED a energías mayores por un factor de 30. En los años siguientes la fuente estuvo en un estado bajo, su detección fue de baja significancia y sin evidencia de alguna actividad alta [128]. Fue hasta las observaciones en rayos γ de TeV en 2005 y 2006 realizadas por MAGIC (Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov Telescopes por sus siglas en inglés) [130], en el periodo 2007-2008 por VERITAS [132] y en el 2016 por FACT que se detectaron estados de ráfaga en la fuente [129].

En los estudios de estados bajos ([130], [9]) el modelo SSC de una zona describe las observaciones de forma satisfactoria. Sin embargo Albert, et al. (2007) [130] también utiliza un modelo SSC de dos zonas auto consistente pues las observaciones en radio muestran que se generaron de un volumen más grande que para rayos X y rayos γ de TeV. Para los estados altos en Accicari, et al. (2020) [129] se construye una SED en el marco de un modelo leptónico y hadrónico.

El monitoreo multifrecuencia de 1ES 2344+514 ha sido escaso por lo que se necesita ampliar la muestra temporal para concluir sobre las correlaciones entre bandas. Para la campaña entre el 2007 y 2008 estudiada en Accicari et al. (2020) [129] y en Kapanadze et al. (2007) [134] reportan correlaciones en diferentes bandas. Los flujos de rayos X en el rango de energía entre 0.3 y 2 keV y el rango de energía de 2 a 10 keV están fuertemente correlacionados con un coeficiente de Pearson de $\alpha = 0.84$, para las bandas entre rayos X y rayos γ de TeV la correlación tiene un índice de Pearson de 0.60. La fuente presenta poca correlación entre las bandas de rayos X en el rango de energía entre 0.3 y 10 keV y el flujo medido con UVOT con coeficientes de Pearson entre 0.34 y 0.51. Las ráfagas en rayos X no estuvieron acompañadas por crecimiento de actividad entre el óptico y el UV, esto de nuevo pone en dificultades en el modelo SSC de una zona y más bien este resultado podría estar relacionado a la presencia de dos poblaciones diferentes de partículas en el chorro que producen la emisión en rayos X y en UV.

METODOLOGÍA

En el capítulo anterior se presentaron los cuatro blazares que constituyen la muestra de estudio y sus resultados más relevantes sobre la correlaciones observadas entre distintas bandas electromagnéticas. En este capítulo se presenta la descripción y unificación de los datos de las curvas de luz de rayos X y rayos γ de TeV para posteriormente poder relizar la correlación total.

Para obtener las correlaciones es necesario comparar dos curvas de luz, en este caso, la curva de luz de rayos γ de TeV y la curva de luz de rayos X suaves, en el mismo periodo de tiempo. Las escalas temporales de las curvas de luz deben ser similares y los puntos de flujo deben ser lo más simultáneos posibles. Esto significa que la correlación se hace solamente con algunos puntos del número total en la curva de luz reportada.

Como se mencionó en la sección anterior, para obtener los datos se realizó una búsqueda en la literatura de los trabajos multifrecuencia de los cuatro blazares de la muestra. Cada artículo presenta un conjunto de datos de distintas campañas de observación con unidades y umbral de energía diferentes entre sí. Para poder comparar los conjuntos de datos es necesario unificarlos tanto en unidades como en umbral de energía.

En esta sección se presenta la descripción de los trabajos multifrecuencia de donde se obtuvieron las curvas de luz, la descripción de la homogenización de los datos y el método estadístico de D'Agostini para cuantificar la correlación observada.

3.1 Markarian 501

Para obtener la correlación entre rayos γ de TeV y rayos X suaves de Mrk 501 se extrajeron datos de 4 trabajos. Cada trabajo estudia campañas en diferentes épocas de tiempo y observaciones a diferentes umbrales de energía y con diferentes unidades. Para la homogeneización de las

Periodo	Artículo	Fecha de observación	rayos X	rayos γ	\bar{t}_{sim}	Estado de actividad
Periodo 1	Gliozzi, (2006)	1997	RXTE-PCA 2-20keV	Whipple y HEGRA a >1TeV	2.25 h	Estado activo
Periodo 2	Gliozzi, (2006)	1998	RXTE-PCA 2-20keV	Whipple y HEGRA a >1TeV	2.41 h	Estado bajo
Periodo 3	Gliozzi, (2006)	1999	RXTE-PCA 2-20keV	Whipple y HEGRA a >1TeV	7.57 h	Estado bajo
Periodo 4	Aleksic, 2015	Marzo a Mayo 2008	RXTE-PCA 2-10keV	MAGIC y VERITAS a >300 GeV	1.51 h	Estado bajo
Periodo 5	Ahnen, 2018	Marzo a Julio 2012	Swift-XRT 2-10keV	MAGIC, VERITAS y a >1TeV	2.86 h	Estado alto
Periodo 6	Furnis, 2015	Abril a Agosto 2013	Swift-XRT 0.3-3keV	MAGIC y VERITAS a >200 GeV	4.7 h	Estado alto y bajo

Tabla 3.1: Tabla de los trabajos de donde se obtuvieron los datos de Mrk 501. La primera columna son los nombres de los trabajos por periodos, los periodos del 1 al 3 pertenecen a los años de 1997 a 1999 reportados por Gliozzi et al. (2006), respectivamente. La segunda columna son los trabajos que reportan los datos, la tercera es la fecha juliana de observación, la cuarta y quinta columnas son los instrumentos de observación para rayos X y rayos γ , respectivamente, \bar{t}_{sim} en la sexta columna es el tiempo promedio de simultaneidad entre ambas bandas y la séptima columna es la actividad de la fuente en los tiempos simultáneos.

unidades de flujo se usan las unidades $\text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ en rayos γ y $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ en rayos X. El rango de energía para rayos X se elige de 2 a 10 keV y para rayos γ se elige >1 TeV debido a que en estos rangos de energía los espectros se describen satisfactoriamente usando una función de ley de potencias. En la tabla (3.1) se enlistan los trabajos de donde se obtuvieron los datos y las características de observación de cada uno separandolos por periodos. A continuación se detalla los estados de actividad estudiado, los espectros y los métodos de homogeneización de cada trabajo.

3.1.1 Periodos 1 - 3

Los periodos 1, 2 y 3 pertenecen a los años 1997, 1998 y 1999 estudiados por Gliozzi et al, (2006) [100]. El trabajo estudia la fuente por 5 años: 1997, 1998, 1999, 2000 y 2004. Sin embargo en esta tesis no se utilizan datos del 2000 y del 2004 porque para el 2000 no hay observaciones en rayos X y en el 2004 los datos en rayos X son solamente límites superiores. En el periodo 1, Gliozzi et al. (2006) reporta datos de 1997 empezando el 18 de marzo, haciendo observaciones una o dos veces

al día en el periodo del 3 al 16 de abril, del 12 al 16 de mayo y del 12 al 16 de junio, en este último periodo la fuente entró en un estado de actividad alto extendiéndose hasta energías mayores de los 20 TeV. Este es uno de los periodos de actividad más alto que se ha observado en la fuente. En 1998, el periodo 2, el intervalo de estudio empieza el 25 de febrero y finaliza el 29 de julio con observaciones cada 3 ó 4 días, exceptuando ciertos intervalos en los que se observó de 1 a 5 veces por día, en este tiempo se detecta un incremento de actividad en rayos γ de TeV y en rayos X en las últimas semanas de junio. En 1999, el periodo 3, RXTE observó la fuente de 1 a 3 veces cada día en los intervalos de 6 de mayo al 26 de mayo, del 4 de junio al 10 de junio y del 4 de julio al 5 de julio, en estos periodos la fuente se observó en estado bajo en rayos X y en rayos γ .

Para los tres periodos de observación, el análisis espectral muestra la presencia de variabilidad en el índice espectral para flujos en rayos X. En el estado activo de junio de 1997 se observó el pico sincrotrón a energía de ~ 100 keV, dos órdenes de magnitud mayor que para un estado bajo. Dado a que este pico se presenta a energías mayores a 10 keV, la observación entre 2 y 10 keV se puede describir con una ley de potencias. Para las observaciones de 1998 en rayos X el mejor modelo de ajuste al espectro es una ley de potencias quebrada. Los datos también fueron modelados con una ley de potencia y con este modelo se encontró que el índice espectral varía entre $\alpha \sim 1.8$ y $\alpha \sim 2.3$ en un rango de 3 a 20 keV [96]. Estos valores implican que para la ráfaga detectada a finales de junio el pico sincrotrón estuvo a energías $\gtrsim 50$ keV, el mismo fenómeno observado que para la ráfaga de 1997, donde el pico a keVs también se desplaza a mayores energías respecto a un estado bajo. Por último en la campaña de 1999 el espectro promedio se describe con una ley de potencias con $\alpha = 2.32 \pm 0.01$ y un pico sincrotrón en ~ 0.4 keV según datos publicados en la herramienta SED Builder¹.

Para rayos γ el espectro a energías mayores de 1 TeV se describe con una ley de potencias para los tres años de observación. Para 1997 la ley de potencias tiene un índice espectral ~ -2 (ver figura 6 de [135]) pues se encuentra en el pico. Para las observaciones de 1998 y 1999 los espectros se modelan con una ley de potencias a energías >1 TeV, esto es después del pico, para ambos años el pico se encuentra aproximadamente a energías de 0.2 TeV [135]. El pico de TeV de 1997 comparado con el observado en los estados bajos de 1998 y 1999 se desplaza poco en energía, este cambio puede deberse a que a TeV ya se trata el régimen de Klein-Nishina.

Los datos en Gliozzi et al, (2006) se reportan en unidades de CU a una energía >1 TeV para rayos γ y para rayos X en cts s^{-1} en un intervalo de energía 2 a 20 keV observados por el instrumento RXTE-PCA. Los rayos γ de energías de TeV se observan con HEGRA y con Whipple-10m. Al ser diferentes observatorios la conversión de unidades de CU a unidades cgs es diferente. Basados en las mediciones del espectro de energías de la nebulosa del Cangrejo con Whipple, representado por una ley de potencias [136], el factor de conversión para un flujo diferencial de 1 TeV es $1 \text{ CU} = (3.20 \pm 0.17_{\text{stat}} \pm 0.60_{\text{sys}}) \times 10^{-11} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$. Los rayos γ de HEGRA a energías >1 TeV para la observación de 1997 se obtuvieron de Aharonian et al, 1998 [137] y para las observaciones

¹<https://tools.ssdc.asi.it/SED/>

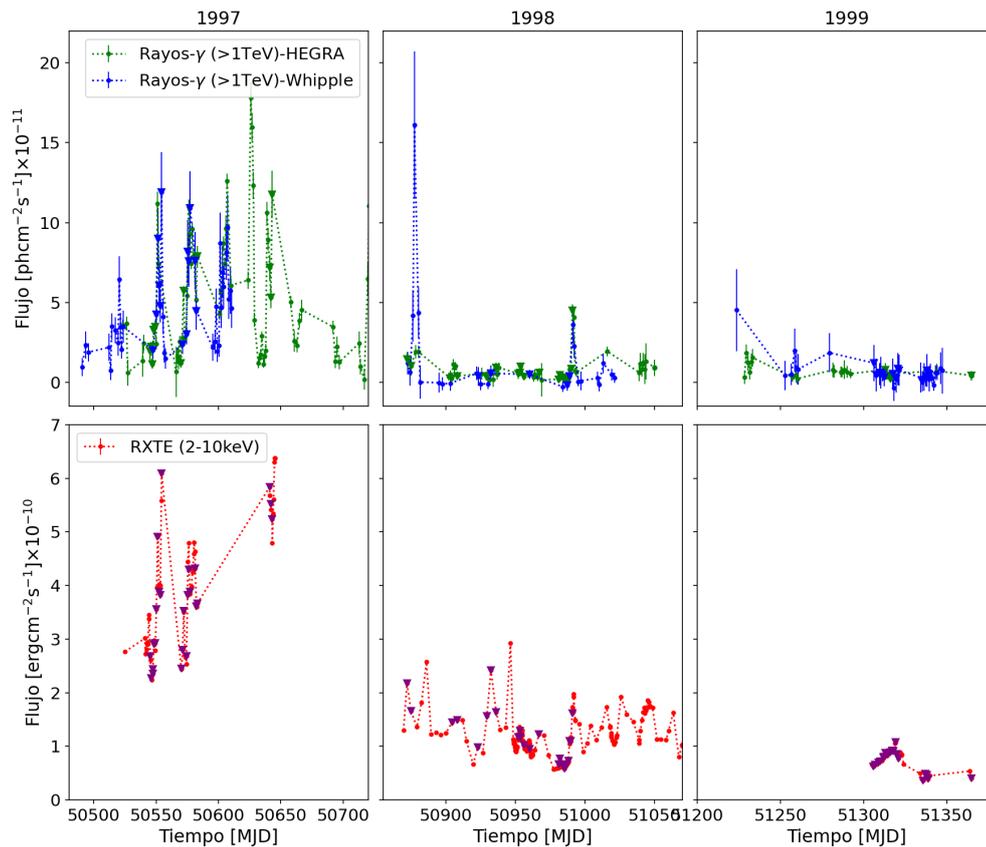


Figura 3.1: Curvas de luz de los periodos de observación de 1997, 1998 y 1999. Los datos de rayos γ , en los paneles de arriba, están en unidades de $\text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ con un umbral de energía >1 TeV. Los puntos azules son observados por Whipple y los verdes por HEGRA. Los rayos X, en los paneles de abajo, están en unidades de $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ en un intervalo de energía entre 2 y 10 keV. Los símbolos con forma de triángulo invertido (azules para rayos γ , violeta para rayos X) son los puntos simultáneos entre ambas bandas. La simultaneidad de los datos es en promedio de horas (ver tabla 3.1). Las escalas temporales de los puntos de flujo varían, los rayos γ para 1997, 1998 y 1999 generalmente son de 1 día en los periodos que se realizan observaciones. Los datos de rayos X están a una escala temporal desde 96 minutos hasta 1 día para los datos de la base de datos de RXTE (<https://cass.ucsd.edu/rxteagn/Mkn501/Mkn501.html>).

de 1998 y 1999 los datos se obtuvieron de Aharonian et al, 2001 [98]. La comparación entre los datos de 1997, 1998 y 1999 reportados en Gliozzi et al. (2006) y en Aharonian et al. (1998) y Aharonian et al. (2001) indican que la conversión entre 1 CU corresponde a $24.88 \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ y no a $17.5 \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ como se reporta en Aharonian, 2001 [98]. Dado que los datos de rayos γ se reportan a un umbral $>1 \text{ TeV}$ no fue necesario realizar algún cambio. Para rayos X, los datos presentados en Gliozzi, 2006 a energías de 2 a 20 keV no fueron usados, en lugar de ellos los datos en un intervalo de energía de 2 a 10 keV en unidades de $\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ se obtuvieron de la base de datos de RXTE ². Las curvas de luz de los intervalos de tiempo estudiado se presenta en la figura (3.1). El panel superior muestra los flujos en rayos γ a energías $> 1 \text{ TeV}$ y el panel inferior los de rayos X de 2 a 10 keV de energía. Se observa una posible correlación entre ambas bandas de emisión en todos los años de observación, más aparente para la ráfaga del año 1997.

3.1.2 Periodo 4

El periodo 4 de los datos presentados en Aleksic et al, (2015) [101] muestra la observación de Mrk 501 entre marzo y mayo del 2008 en múltiples bandas de energía. En el tiempo de estudio la fuente se detectó en un estado bajo para rayos X y rayos γ , con un flujo en TeV entre 10% y 20% el flujo de la nebulosa del Cangrejo (CU). Las curvas de luz de rayos X y rayos γ muestran poca variabilidad y no se observaron grandes incrementos de actividad hasta alrededor de 54560 MJD (4 de abril, 2008) cuando hubo un incremento en el flujo de rayos X en el rango de energía de 0.3 a 10 keV desde $F_{0.3-10\text{keV}} \sim 1.3 \times 10^{-10} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ hasta $F_{0.3-10\text{keV}} \sim 1.7 \times 10^{-10} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. En los rayos γ el flujo a energías $>0.3 \text{ TeV}$ antes del 4 de abril es menor a $\sim 2 \times 10^{-11} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ y después de este día el flujo es mayor a este valor. Debido a esto se caracterizan tres intervalos en la curva de luz: antes (Época 1, E1), durante (Época 2, E2) y después (Época 3, E3) del 4 de abril en los que se realiza el análisis espectral.

Para cada uno de las 3 épocas se obtuvieron modelos espectrales para ambas bandas de estudio. Para el flujo de rayos γ en energías de TeV las observaciones se realizaron con MAGIC y VERITAS con una energía umbral de 300 GeV. Al espectro de los rayos γ se le ajusta un modelo de ley de potencias normalizado en $E_0 = 1 \text{ TeV}$ con un índice espectral constante dentro de las incertidumbres: para el época 1 el índice espectral $\alpha = 2.49 \pm 0.20$, para el periodo 2 $\alpha = 2.44 \pm 0.17$, y para el periodo 3 $\alpha = 2.37 \pm 0.05$. Con estos modelos reportados se hizo el cambio de umbral de energía de $>0.3 \text{ TeV}$ a $>1 \text{ TeV}$. La forma para hacer el cambio con modelos promedios se muestra en la subsección (A.2.2.1) del apéndice (A). Los flujos para esta banda se calculan a partir de una energía muy superior a la energía pico ubicada a $\sim 40 \text{ GeV}$. Los rayos X se ajustan a una log parábola para energías de 0.3 a 10 keV y a una ley de potencias en el rango de 2 a 10 keV, esto debido a que los flujos se encuentran en el máximo de la componente sincrotrón en el primer caso (ver figura 5 de [101]). El flujo de rayos X se mide en un rango de energía de 2 a 10 keV por el instrumento RXTE-PCA en unidades de $\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ por lo que a este conjunto de datos no se le

²<https://cass.ucsd.edu/~rxteagn/Mkn501/Mkn501.html>

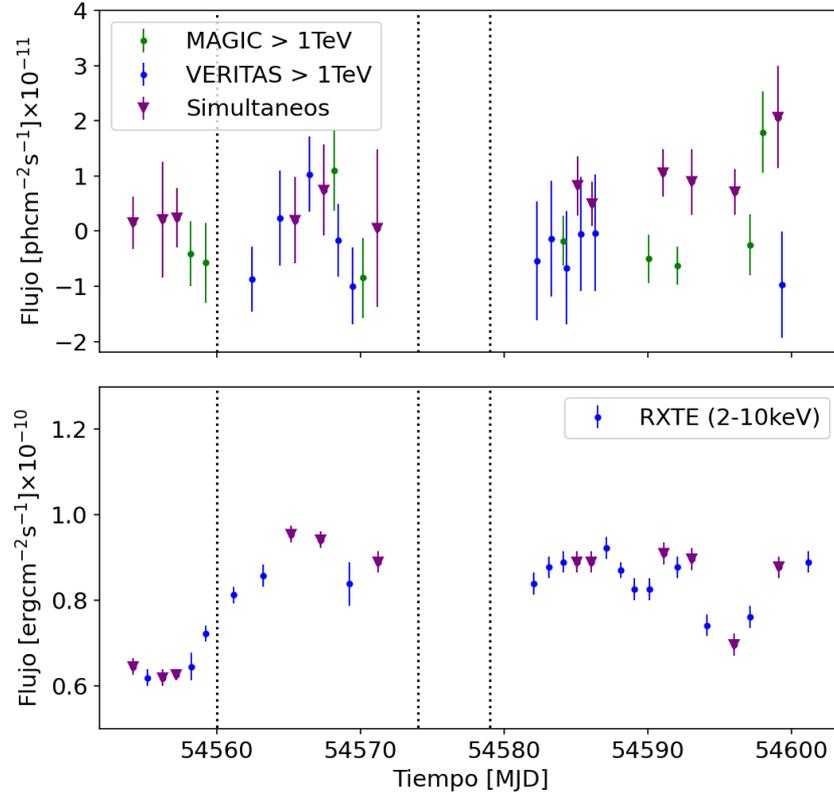


Figura 3.2: Curvas de luz entre marzo y mayo del 2008 de Mrk 501 para el periodo 4. En 54560 MJD (4 de abril) se detectó un crecimiento en rayos X y en rayos γ medido por los observatorios Cherenkov MAGIC Y VERITAS. El panel de arriba muestra la curva de luz de rayos γ a un umbral de energía >1 TeV. Se presentan algunos flujos negativos dado a la conversión de >0.3 TeV a >1 TeV usando modelos espectrales promedios, estos flujos negativos no fueron usados en la correlación total. La curva de luz de rayos X, que se muestra en el panel inferior, se mide con el instrumento RXTE-PCA a una energía entre 2 a 10 keV. Los puntos violeta son los puntos con una simultaneidad en promedio de 1.5 horas. Las líneas negras punteadas limitan las épocas E1, E2 y E3 en los que se dividió la observación. Las escalas temporales para los datos de ambas bandas es de 1 noche.

hace cambio. Las curvas de luz de esta campaña ya convertidas al umbral de energía deseado se observan en la figura 3.2.

3.1.3 Periodo 5

En el periodo 5 estudiado por Ahnen et al, (2018) [75] se realizó una campaña multifrecuencia entre marzo y julio del 2012 con más de 25 instrumentos en los que se incluyen MAGIC y

VERITAS para rayos γ a energías de 0.2 a 1 TeV y a energías >1 TeV, y Swift-XRT para rayos X en el rango de energía entre 0.3 a 2 keV y 2 a 10 keV. Durante la campaña, Mkr 501 tuvo una alta actividad el 9 de junio en TeV y en rayos X. En TeV alcanzó flujos de $F_{>1TeV} = 1.0 \times 10^{-10}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$ (4.9 CU) a energías >1 TeV y en rayos X de $F_{2-10keV} = 3.2 \times 10^{-10}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ en el rango de energía de 2 a 10 keV. En el rango de energías de 0.3 a 2 keV el punto de flujo máximo se detectó 2 días después del 9 de junio, esto puede indicar que la actividad en rayos X a energías menores a 2 keV tiene un patrón de variabilidad diferente que para el rango de 2 a 10 keV para esta campaña. En ambas bandas se detectó alta variabilidad de escala de días a lo largo de la campaña.

La distribución espectral de energía en este periodo se mostró con el pico sincrotrón a una energía de ~ 12 keV y el segundo pico a energías de ~ 1 TeV, haciendo de la fuente un blazar de tipo espectral EHBL (como en 1997 [100]). Los rayos γ detectados por MAGIC y VERITAS a partir de 0.2 TeV se modelaron con una ley de potencias, ambos reportaron índices espectrales con valores alrededor de $\alpha = 2$ durante la mayoría de la campaña de observación dado a que la energía pico se encuentra en el rango de energía de los flujos medidos. Para MAGIC el índice espectral varía desde 1.85 ± 0.25 a $\alpha = 2.31 \pm 0.07$. VERITAS midió índices espectrales entre $\alpha = 1.23 \pm 0.26$ y $\alpha = 2.48 \pm 0.19$, (ver figura 4 y tablas 5 y 6 de Ahnen et al, 2018 [75]). Estos espectros se corrigieron considerando el EBL. Para rayos X se ajustó una ley de potencias a los datos entre 2 a 10 keV con índices espectrales duros, entre $\alpha = 1.687 \pm 0.028$ y $\alpha = 1.764 \pm 0.032$, mostrando un comportamiento de un espectro más duro a medida que el flujo incrementa (ver figura 4 de Ahnen et al, 2018 [75]). Los datos entre 0.3 y 10 keV también se ajustaron a una log parábola (ver tabla 8 de Ahnen et al, (2018)).

Para el estudio de correlación se toman las curvas de luz de energías >1 TeV para rayos γ y de rayos X con energías de 2 a 10 keV. En la figura (3.3) se tiene 18 observaciones de MAGIC y 28 de VERITAS. Cada punto de la curva de luz representa el promedio de las observaciones de una noche. En rayos X las observaciones se hicieron en modo windowed timing (WT), cada punto representa el promedio de flujos de una noche derivados de observaciones con exposición de 1 ks.

3.1.4 Periodo 6

El periodo 6, reportado por Furnis et al. (2015) [99] realiza un estudio multifrecuencia que comprende el intervalo desde el 1 de abril al 10 de agosto del 2013. Durante el tiempo de observación la fuente se encontró en estado bajo a excepción del periodo entre el 11 y 15 de julio donde se observó un estado alto. La banda de rayos γ de TeV se observó con los instrumentos MAGIC y VERITAS a energías de >0.2 TeV. MAGIC midió al inicio de la campaña un flujo de $F_{0.2TeV} = (2.39 \pm 0.51) \times 10^{-11}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$ en estado bajo y en el pico del 11 de julio un flujo de $F_{>0.2TeV} = (5.52 \pm 0.87) \times 10^{-10}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$. VERITAS sólo observó la fase de estado bajo entre el 7 de abril al 18 de junio, con flujos entre $F_{>0.2TeV} = (4.45 \pm 0.61) \times 10^{-11}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$ y $F_{>0.2TeV} = (1.85 \pm 0.38) \times 10^{-11}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$. Los rayos γ tanto en MAGIC como en VERITAS no

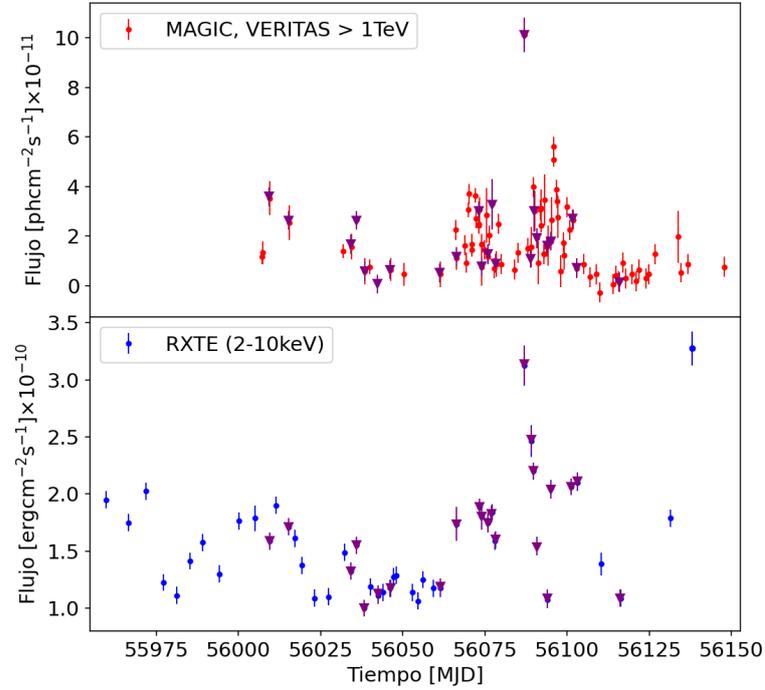


Figura 3.3: Curvas de luz de la campaña de marzo y julio del 2012 de Mrk 501 reportadas por Ahnen et al. (2018) para el periodo 5. La gráfica superior es la curva de luz de MAGIC y VERITAS a energías >1 TeV y la gráfica inferior es la curva de luz de Swift-XRT en el rango de energía de 2 a 10 keV. Los puntos violeta son los puntos simultáneos entre ambas bandas, con una simultaneidad promedio de 2.86 horas. Cada punto de ambas bandas representa escalas de tiempo de una noche.

presentaron una variabilidad espectral alta. Los datos de ambos instrumentos fueron modelados con una ley de potencias con índice espectral de 2.50 ± 0.24 como valor máximo y 2.19 ± 0.07 como el valor mínimo (en el estado alto) para MAGIC y, para VERITAS de 3.1 ± 0.4 para el flujo más bajo y un valor de 2.25 ± 0.15 para el flujo más alto. El pico de la componente en TeV del espectro se encuentra aproximadamente a 40 GeV en el estado bajo de abril y a ~ 0.4 TeV para el estado alto de julio.

Swift-XRT midió los rayos X en dos intervalos de energía, de 0.3 a 3 keV y de 3 a 7 keV. En ambos intervalos la fuente muestra un crecimiento de flujo el 10 de julio que alertó a MAGIC y a otros observatorios de apuntar a la fuente. Este flujo tuvo alcances de $(38.3 \pm 1.5) \times 10^{-11}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$. Los rayos X no fueron muy variables. Los datos fueron modelados con una ley de potencias y con una log parábola (ambos con una densidad columnar de $N_H = 1.55 \times 10^{20}$ cm $^{-2}$) dado a que los datos de 0.3 a 7 keV se encuentran al empezar el pico de la componente en keV y

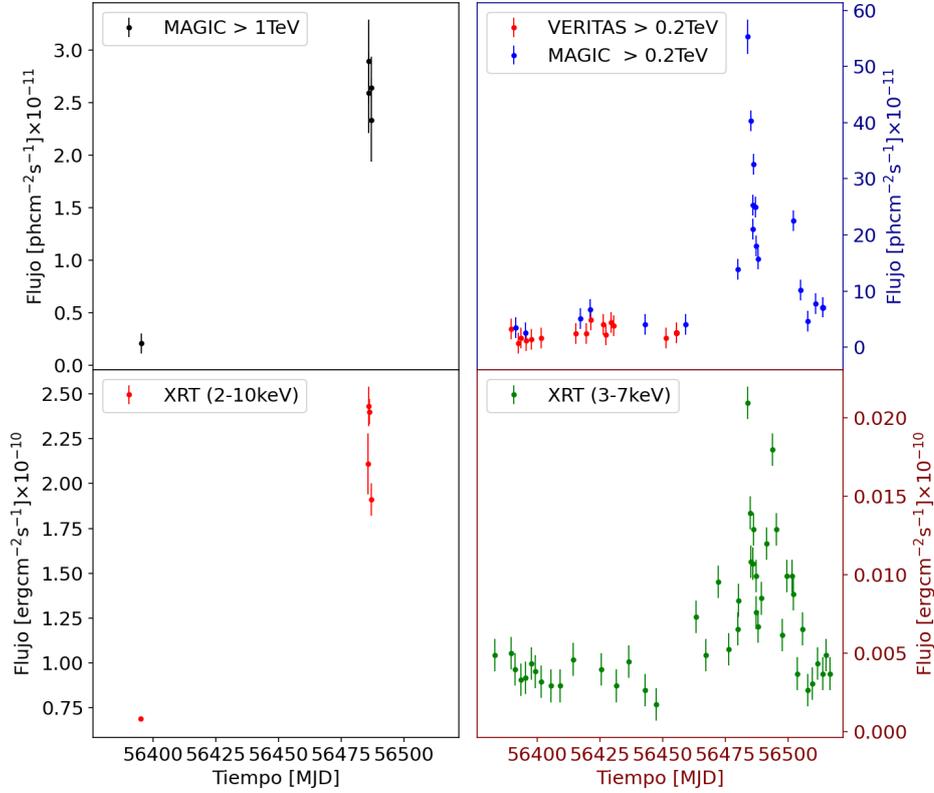


Figura 3.4: Curvas de luz de Mrk 501 observadas en la campaña del periodo 6 entre el 1 de abril (56383 MJD) al 10 de agosto del 2013 (56514 MJD) y reportadas por Furnis et al. (2015). Al rededor del 11 de julio la fuente entra en un estado activo en las bandas de rayos γ de TeV y en rayos X suaves. Los paneles de la izquierda muestran los puntos de flujo en energía $>1\text{TeV}$ para rayos γ y de 2 a 10 keV para rayos X con una simultaneidad de 4.7 horas. Los paneles de la derecha muestran los flujos observados en toda la campaña con energías para rayos γ de $>200\text{ GeV}$ y de 3 a 7 keV para rayos X.

es necesario tomar en cuenta la curvatura. Para el rango de 0.3 a 7 keV el índice espectral de la ley de potencias tiene valores desde 2.05 ± 0.01 hasta 1.73 ± 0.03 .

MAGIC observó la fuente por 17 noches, VERITAS la observó 14 veces. Swift-XRT hizo todas las observaciones en modo WT, Furnis et al. (2015) no reporta la escala temporal de los flujos de la curva de luz sin embargo por la diferencia de los tiempos de los datos la escala temporal es menor de 1 semana. Se necesita convertir los rayos γ a energía $>1\text{ TeV}$, para esto se toman los 9 modelos espectrales de la tabla 3 de Furnis, et al (2015) [99] usando el método punto a punto de la subsección (A.2.2.1) del apéndice (A), con esto se tendrá 9 puntos en la curva de luz y no el número original reportado. Los datos en rayos X se toman de la tabla 4 de Furnis et al, (2015) [99] en donde reportan 5 puntos de flujo de energía de 2 a 10 keV en las unidades $\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Las curvas de luz de este trabajo se muestran en la figura 3.4.

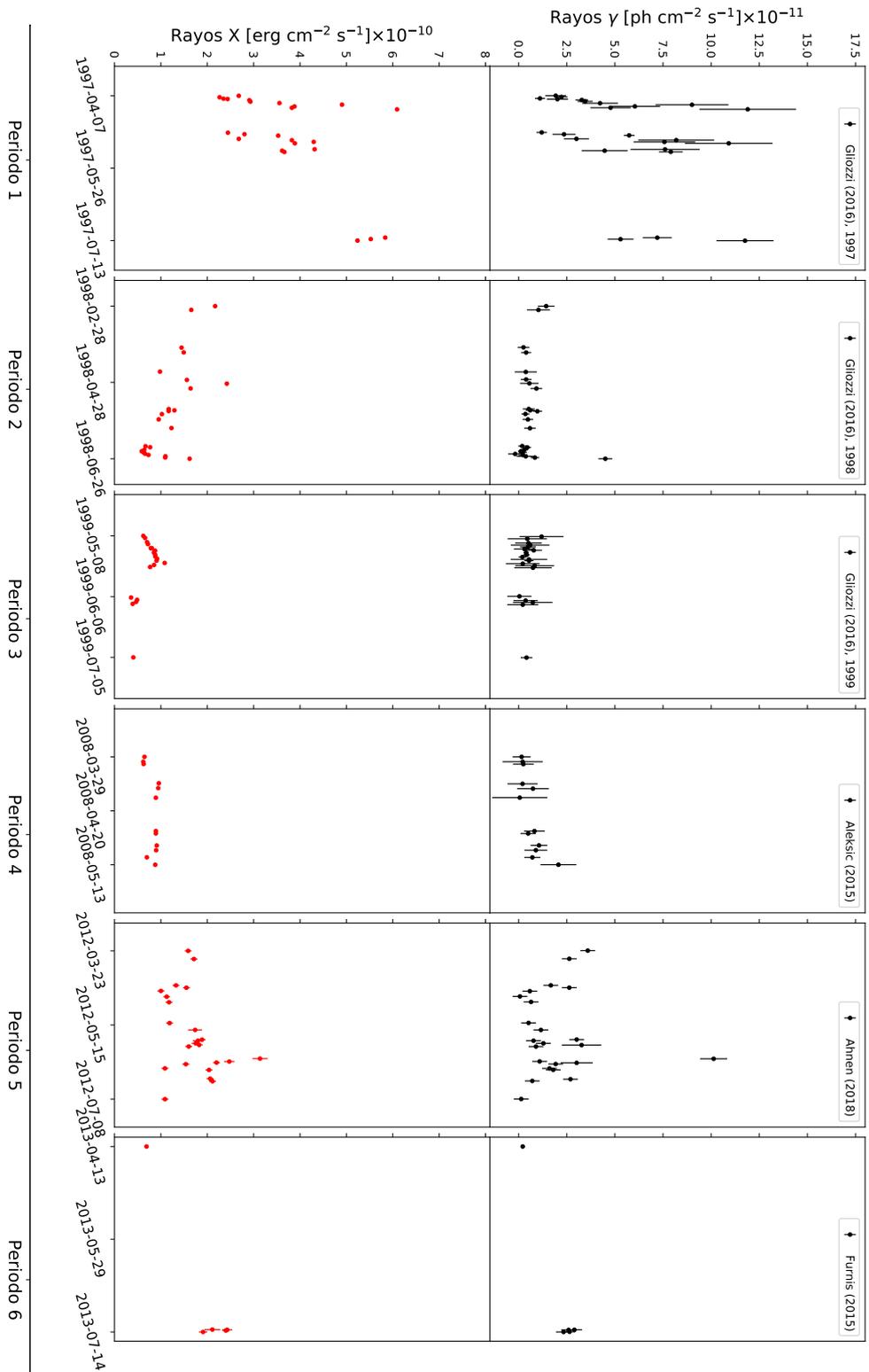


Figura 3.5: Curva de luz de Mrk 501 de los 6 periodos que estudian a la fuente desde el año 1997 hasta el 2013. Los paneles superiores muestran la curva de luz en rayos γ a energía > 1 TeV. Los paneles inferiores muestran la curva de luz en rayos X en el rango de energía de 2 a 10 keV.

<i>P</i>	Artículo	Modelo Rayos X	Modelo Rayos γ	Pico Rayos X (keV)	Pico Rayos γ (TeV)
P1	Gliozzi, (2006) 1997	Ley de potencia	Ley de potencia	~ 100	EA: ~ 1
P2	Gliozzi, (2006) 1998	Ley de potencia quebrada	Ley de potencia	~ 50	EA: ~ 0.2
P3	Gliozzi, (2006) 1999	Ley de potencia	Ley de potencia	~ 0.4	EB: ~ 0.2
P4	Aleksic, (2015)	Ley de potencia	Ley de potencia	~ 0.4	EB: ~ 0.04
P5	Ahnen, (2016)	Ley de potencia	Ley de potencia	~ 12	EA: ~ 1
P6	Furnis, (2015)	Ley de potencia y Log Parábola	Ley de potencia	~ 7	EB: 0.04, EA: 0.4

Tabla 3.2: Tabla de los modelos espectrales y de la ubicación de energía del pico sincrotrón en keV y el pico de TeV de los 6 periodos en los que se estudia a Mrk 501. En la última columna se muestran los valores para estados bajos (EB) y estados altos (EA).

3.2 1ES 1959+659

Para la correlación de 1ES 1959+650 se obtuvieron datos de 5 trabajos en los que se estudia a la fuente en diversos intervalos entre mayo 2002 hasta diciembre 2016. Para esta fuente se elige unificar las unidades en $\text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ para rayos γ a un umbral de energía de >300 GeV y para rayos X en unidades de $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ a energía de 0.3 a 10 keV. En la tabla (3.3) se muestra la lista de los artículos nombrados por periodos e información importante de cada uno.

3.2.1 Periodo 1

El periodo 1 estudiado por Krawczynski et al. (2004) [73], es un trabajo multifrecuencia con observaciones en radio, óptico, rayos X y rayos γ de TeV. El modo de observación fue de forma ToO (Target of Opportunity) desde el 18 de mayo hasta el 14 de agosto de 2002. En rayos γ la fuente muestra fuertes ráfagas, una entre el 17 y 20 de mayo y la otra el 4 de junio, ambas ráfagas superan 2 CU de flujo. La segunda ráfaga reportada es la famosa ráfaga huérfana que caracteriza a la fuente, la cual no tuvo contraparte en otras longitudes de onda, en rayos X incluso se observó un decrecimiento de flujo.

Los rayos γ de TeV se monitorearon con los instrumentos Whipple y HEGRA. Durante la observación cotidiana de Whipple fue cuando se empezó a observar a la fuente en un estado activo y por lo cual se organizó una observación simultánea con instrumentos en otras bandas de

P	Artículo	Fecha de observación	Rayos X	Rayos γ	\bar{t}_{sim}	Estado de actividad
P1	Krawczynski, 2004	Mayo a Agosto 2002	RXTE 10keV	W: >0.6TeV H: >2TeV	W: 30.9 m H: 1.6 h	Estado bajo y ráfaga huérfana
P2	Uellenbeck, 2013	Junio a Sept. 2009	Swift-XRT 0.3-10keV	MAGIC >300 GeV	7.17 h	Estado bajo
P3	Aliu, 2014	Abril a Junio 2012	Swift-XRT 2-10 keV	VERITAS >315 GeV	2.97 h	Estado activo con una ráfaga
P4	Santander, 2017	Oct. a Nov. 2015	Swift-XRT 0.3-10keV	VERITAS >300 GeV	3.72 h	3 estados activos
P5	Accicari, 2020	Mayo a Nov. 2016	Swift-XRT 0.5-5keV	MAGIC >300 GeV	6.21 h	2 estados activos

Tabla 3.3: Lista de trabajos de los que se obtuvieron los datos de la correlación de 1ES 1959+650 entre flujos en las bandas de rayos γ de TeV y de rayos X ordenados respecto el tiempo de observación y nombrados por periodos (P#). Los instrumentos que observaron el Periodo 1 (P1) fueron Whipple (W) y HEGRA (H).

energía. La observación de Whipple fue a un umbral de energía >0.6 TeV entre el 16 de mayo al 8 de julio de 2002, con 39.3 horas de datos. HEGRA observa a la fuente a un umbral de energía >2 TeV desde el 18 de mayo hasta el 11 de septiembre con un total de 89.6 horas de observación. La ráfaga del 4 de junio fue observada por Whipple, HEGRA midió un flujo de 0.26 ± 0.21 CU 5 horas antes de la ráfaga que alcanzó un flujo de 4 CU a >0.6 TeV observada por Whipple. Los flujos en rayos X de la fuente se observan con el instrumento RXTE-PCA a 10 keV de energía desde el 18 de mayo, horas después de la detección de la primera ráfaga, hasta el 12 de agosto. Durante la ráfaga de mayo se observa un estado activo tanto en rayos γ como rayos X, alcanzando los flujos más altos de toda la campaña. A excepción de la ráfaga huérfana, los comportamientos de rayos γ y rayos X son parecidos, coincidiendo en flujos mínimos el 13 y el 18 de julio y en flujos máximos el 15 de julio. En esta campaña los flujos en rayos X muestran alta variabilidad, detectando que los incrementos de flujos son más rápidos (~ 5.9 horas) que los decaimientos (~ 15.2 horas).

Para el espectro de rayos γ de TeV, los modelos para cada instrumento son diferentes, para Whipple se obtuvieron solamente los modelos para las dos ráfagas más prominentes de la campaña, la de mayo y la ráfaga huérfana, reportados en Daniel et al. (2005) [138]. Ambas ráfagas se modelan con una ley de potencias a partir de 0.316 TeV con índice espectral $\alpha = 2.78 \pm 0.12_{sys} \pm 0.21_{stat}$ y para la ráfaga huérfana un índice $\alpha = 2.82 \pm 0.15_{sys} \pm 0.30_{stat}$ y ambos con una energía de normalización de $E_0 = 1$ TeV. Para los datos de HEGRA se determinan dos modelos espectrales de ley de potencia para un estado alto y para un estado bajo en el rango de 1.3 a 12.6 TeV. El estado alto se usa para los flujos mayores a 0.56×10^{-11} ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$ arriba de 2 TeV. El modelo de estado alto tiene un índice espectral $\alpha = 2.83 \pm 0.14_{sys} \pm 0.08_{stat}$ y para el estado bajo $\alpha = 3.18 \pm 0.17_{sys} \pm 0.08_{stat}$ ambos con un factor de normalización de energía de $E_0 = 1$ TeV. Un modelo de ley de potencias con corte exponencial también resultó ser una descripción

adecuada para los datos [139]. El pico a energías de TeV se ubica aproximadamente en 0.3 TeV y no presenta una traslación de energía entre estado bajo y estado alto según el modelo SSC presentado en Krawczynski et al. (2004) [73].

Para modelar los datos en rayos X se usó el modelo de ley de potencias entre 3 a 25 keV, el índice espectral varía entre 1.6 a 2.4 y está altamente correlacionado con el flujo, mostrando el comportamiento de índices espectrales más duros a mayores flujos. Los valores de los índices espectrales muestran que el pico sincrotrón se situó entre valores mayores y menores de 10 keV de energía.

Al umbral de energía de los flujos en rayos γ se deben cambiar a >0.3 TeV. Para Whipple se usan los modelos reportados para las dos ráfagas y para HEGRA se usan los modelos de estado alto y estado bajo. Los modelos de HEGRA fueron obtenidos en un rango de energía entre 1.3 a 12.6 TeV, basándonos en los modelos de Whipple que se obtienen desde 0.316 TeV, se asume que el comportamiento de los modelos de HEGRA se cumple desde ~ 0.3 TeVs. El cambio se hace entonces siguiendo el método del Modelo espectral promedio detallado en el apéndice A.2.2.1, sumando el flujo integral promedio entre 0.3 a 0.6 TeV para los datos de Whipple y entre 0.3 a 2 TeV para los datos de HEGRA. Las unidades de rayos γ se presentan de Krawczynski et al. (2004) en Crabs (CU). Para la conversión de unidades de CU a unidades de cgs para los datos de Whipple se usa la conversión $1 \text{ CU} = 3.20 \pm 0.17_{stat} \pm 0.6_{sys} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ basado en la medición del espectro de energía de la Nebulosa del Cangrejo de Hillas et al. (1998) [136], los datos de HEGRA se obtuvieron del trabajo de Aharonian et al. (2003) reportados en $\text{ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [139]. Los rayos X se presentan a una energía de 10 keV con unidades de $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ keV}^{-1}$. Para obtener el flujo de energía integral en el rango de energía entre 0.3 a 10 keV en unidades $\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ se usan los factores de normalización y los índices espectrales de 3 a 25 keV reportados en la tabla 2 de Krawczynski et al. (2004), asumiendo que los índices espectrales se cumplen desde energías de 0.3 keV. Las curvas de luz de ambas bandas se muestran en la figura 3.6.

3.2.2 Periodo 2

En el periodo 2 se presentan los datos simultáneos de Uellenbeck, (2013) [140] y Kapanadze et al, (2016) [141]. Estos son estudios independientes de 1ES 1959+650. Uellenbeck (2013) estudia a la fuente en los años 2009, 2010 y 2012 en rayos γ a energías >300 GeV con el observatorio MAGIC y Kapanadze et al. (2017) estudia la fuente en rayos X desde el 2005 al 2014 con Swift-XRT en el rango de energía de 0.3 a 10 keV. El tiempo en coincidencia entre los dos trabajos es desde el 1 de junio hasta el 27 de septiembre del 2009. El estudio del año 2009 con MAGIC por Uellenbeck, (2013) abarca desde el 20 de mayo hasta el 26 de octubre y se divide en dos partes, la primera es del 20 de mayo (54971 MJD) al 31 de julio (55043 MJD) y la segunda a partir del 13 de agosto (55056 MJD) hasta el 27 de octubre (55100 MJD). En el primer intervalo se detectó un estado

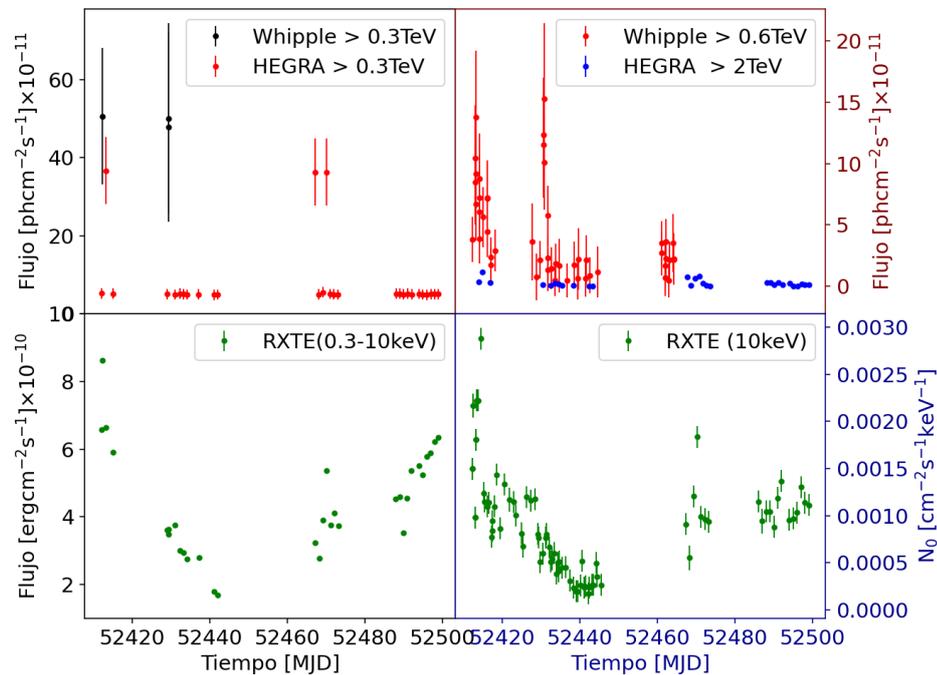


Figura 3.6: Curvas de luz de 1ES 1959+650 del periodo 1 estudiado por Krawczynski et al. (2004). En los paneles de la derecha se muestran las curvas de luz como se reportan en el trabajo. En los paneles de la izquierda se muestran los flujos corregidos en unidades y en umbrales de energía. Los puntos negros en el panel superior de la izquierda son los flujos corregidos de la ráfaga de mayo y de la ráfaga huérfana, mientras que los 3 puntos rojos son los flujos de estado alto observado por HEGRA, debido a que se usó un modelo fuera del rango de energía reportado es posible que estos flujos estén sobre estimados. Los paneles de la izquierda tienen una simultaneidad de 30 min para los datos de Whipple y de 1.3 horas para los datos de HEGRA.

activo el 30 de mayo, alcanzando un flujo de ~ 0.70 CU.³ a energías > 300 GeV, esto es $F(>300 \text{ GeV}) = (1.22 \pm 0.12) \times 10^{-11} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Antes y después de la ráfaga el flujo está a un nivel similar de $\approx 9\%$ CU. Esta fue la primera variabilidad de flujo notable después de la actividad del 2002 cuando se detectó la ráfaga huérfana. El segundo intervalo se observa sin grandes ráfagas con un flujo integral promedio de $F(>300 \text{ GeV}) = (5.86 \pm 0.61) \times 10^{-12} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ correspondiendo a $(4.73 \pm 0.49)\%$ CU. Un nivel de flujo bajo se observa en esta fuente durante la mayor parte del monitoreo de MAGIC entre el 2005 hasta el 2009, sin crecer en más que el 12% del flujo de la Nebulosa del Cangrejo. Para los flujos de rayos X observados por Kapanadze et al. (2016), se hace un estudio en rayos X de largo plazo entre el 2006 hasta el 2014. El periodo a estudiar comprende desde el 1 de junio al 26 de septiembre del 2009. La fuente presentó ráfagas de corta duración en los tres meses de observación. El 30 de mayo, cuando se observó la ráfaga en TeV, la actividad en Swift-XRT de 0.3 a 10 keV tuvo un incremento del 10.5% pero un pico comparable al de rayos γ

³Para los datos de 1ES 1959+650 reportados por Uellenbeck, et al. (2013), $1 \text{ CU} = 2.24 \times 10^{-10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ a energías > 300 GeV.

se observó hasta 8 días después (ver figura 3.7).

Durante el primer periodo de observación con MAGIC, el modelo espectral entre energías de 150 GeV y 5.5 TeV⁴ se ajusta bien con una ley de potencias índice espectral $\alpha = (2.66 \pm 0.15)$ y energía de normalización $E_0 = 1$ TeV. El espectro de la ráfaga del 30 de mayo se ajustó a una ley de potencias en el intervalo de energía entre 150 y 550 GeV con índice espectral $\alpha = (2.29 \pm 0.29)$ y energía de normalización $E_0 = 250$ GeV. Este espectro también se ajustó a una función log parábola con $\alpha = 2.34 \pm 0.34$, $b = 2.00 \pm 0.02$, con energía de normalización de $E_0 = 250$ GeV, con una probabilidad de buen ajuste de $P(\chi^2) = 0.95$, indicando que los datos prefieren este modelo sobre el de ley de potencias. Para el segundo periodo de MAGIC, donde sólo se observó un estado bajo, los datos se ajustaron a una ley de potencias simple entre 200 GeV a 5 TeV con un índice espectral $\alpha = 2.48 \pm 0.11$ y $E_0 = 1$ TeV. Para los flujos en rayos X en el rango de energía de 0.3 a 10 keV, el análisis espectral se hizo con un modelo log parábola. Entre el 1 de junio y el 26 de septiembre se detectó a la fuente con un flujo de $F_{0.3-10keV} \sim (1.16 \pm 0.05) \times 10^{-10}$ erg cm⁻² s⁻¹ para un índice $\alpha = 2.20$ y $F_{0.3-10keV} \sim (2.50 \times 10^{-10})$ erg cm⁻² s⁻¹ para el índice más duro observado con valor $\alpha = 1.19$. El parámetro de curvatura presentó una correlación positiva con la variabilidad de flujo, es decir, haciéndose más prominente a medida que el flujo incrementa, sin embargo, también se detectó una anticorrelación entre junio y julio del 2009.

Los rayos γ se reportan en Uellenbeck (2013) en unidades de ph cm⁻² s⁻¹ en el umbral de energía >300 GeV, por lo que no es necesario realizar algún cambio. Los rayos X se reportan en Kapanadze et al, (2015) en energía de 0.3 a 10 keV con unidades de cts s⁻¹. Se hace el cambio de unidades a erg cm⁻² s⁻¹ con el factor de conversión de Stroh & Falcone (2013) [142], donde 1 cts s⁻¹ = $(5.440 \pm 0.011) \times 10^{-11}$ erg cm⁻² s⁻¹ (ver el apéndice A.2.1). La curva de luz de 1ES 195+650 para Uellenbeck (2013) [140] y Kapanadze et al, (2016) [141] en el intervalo de tiempo en común se muestra en la figura (3.7).

3.2.3 Periodo 3

El periodo 3 de Aliu et al, (2014) [143], estudia a 1ES 1959+650 en una campaña multifrecuencia con datos en óptico medidos por el telescopio Super-LOTIS, UV por Swift-UVOT, rayos X por Swift-XRT en el rango de energía entre 2 a 10 keV y rayos γ por el observatorio Cherenkov VERITAS a un flujo integral de energía > 315 GeV. La campaña se da en el intervalo de tiempo desde el 17 de abril hasta el 1 de junio de 2012. El 20 de mayo se observa una ráfaga que duró 2 horas, y de la que se tuvo una observación de ~12 minutos simultánea entre rayos γ y rayos X. VERITAS observa la fuente durante dos *dark runs*⁵: 17 de abril al 23 de abril (56034-56040 MJD) y 17 de mayo al 1 de junio (56064-56079 MJD) y en la ráfaga del 20 del mayo (56067 MJD). Las observaciones muestran un flujo promedio de $F_{>315GeV} = (8.6 \pm 3.6) \times 10^{-12}$ ph cm⁻² s⁻¹ para el umbral de energía >315 GeV, equivalente al 8% del flujo de la Nebulosa de Cagrejo. El flujo de

⁴Dado a que no se tuvo la exposición de tiempo suficiente para alcanzar energías >10 TeV en las cuales la absorción con el EBL no es despreciable.

⁵Un *dark run* es un periodo entre dos lunas llenas consecutivas

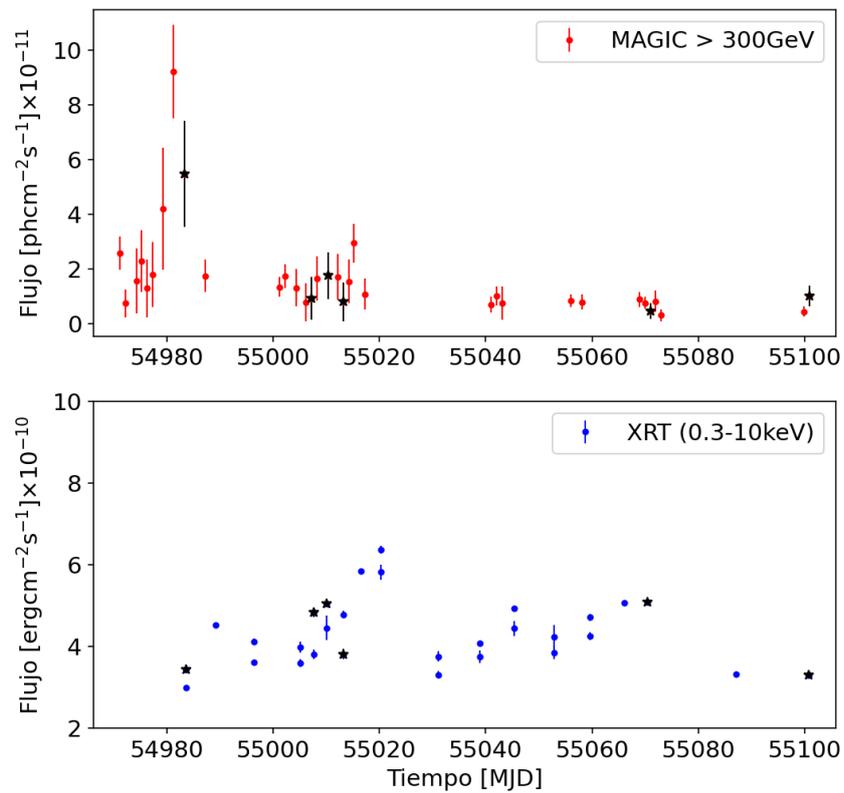


Figura 3.7: Curva de luz de 1ES 1959+650 del periodo 2 realizada con los trabajos independientes de Uellenbeck, (2013) y Kapanadze et al, (2015) en el intervalo desde el 20 de mayo hasta el 26 de septiembre de 2009. Los rayos γ se observan con MAGIC a >300 GeV [140] y los flujos de rayos X por Swift-XRT en el rango de energía de 0.3 a 10 keV. La escala temporal para ambas bandas es de un día. Los puntos con símbolos de estrella son los que tienen la máxima simultaneidad de tiempo de aproximadamente 7.17 horas.

la ráfaga incrementó desde ~50% hasta 120% el flujo de la Nebulosa del Cangrejo en menos de 30 minutos, y luego de 90 minutos decayó al ~40%, VERITAS siguió observando hasta el 1 de junio midiendo un flujo promedio de $F_{>315\text{GeV}} = (1.5 \pm 0.2) \times 10^{-11}$ ph cm⁻² s⁻¹. Para rayos X las observaciones con el instrumento Swift-XRT empezaron el 19 de abril hasta el 1 de junio del 2012, cada observación es entre 8 y 25 minutos, exceptuando el tiempo de la ráfaga con observaciones cada 2 minutos. El flujo integral en el rango entre 2 a 10 keV oscila entre $F_{2-10\text{keV}} = 4.2 \times 10^{-11}$ erg cm⁻² s⁻¹ y $F_{2-10\text{keV}} = 12.9 \times 10^{-11}$ erg cm⁻² s⁻¹ con un flujo promedio de $F_{2-10\text{keV}} = 7.5 \times 10^{-11}$ erg cm⁻² s⁻¹ con índices espectrales entre 2.5 a 3.1. La ráfaga del 20 de mayo en VHE que fue observada por los primeros 12 minutos con simultaneidad en rayos X no muestra una correlación en ambas bandas.

VERITAS modela el espectro a energías >300 GeV para el estado bajo y para la ráfaga con una ley de potencias. Aunque se detecta variabilidad de flujo el índice espectral permanece sin variar fuertemente: en el estado bajo de abril tiene un valor de $\alpha = 2.5 \pm 0.4$, en la ráfaga de mayo es $\alpha = 2.6 \pm 0.1$ y en el estado bajo de mayo es $\alpha = 3.2 \pm 0.3$. Para rayos X, el espectro que se ajusta a los flujos con el rango de energía entre 2 y 10 keV es una ley de potencias. El índice espectral en esta banda varía entre $\alpha = 2.5$ a 3.5.

Para rayos γ el flujo integral se reporta en ph m⁻² s⁻¹ en un umbral de >315 GeV. La conversión será en unidades de ph cm⁻² s⁻¹ y a una energía >300 GeV. Para esto se usan los modelos espectrales reportados para los datos de abril, para la ráfaga y el estado bajo de mayo con el método del caso 1 (ver A.2.2.1). Aliu et al, (2014) reporta los rayos X en unidades erg m⁻² s⁻¹, en un rango de 2 a 10 keV, sin embargo, se toman los datos de la base de datos de Swift-XRT públicos en <https://www.swift.psu.edu/monitoring/> en un rango de energía de 0.3 a 10 keV en unidades de cts s⁻¹ y para la conversión de unidades se usó el factor de conversión reportado en Stroh & Falcone, (2013) ([142]), para periodos antes del 31 de agosto del 2012, igual a 1 cts s⁻¹ = $(5.440 \pm 0.011) \times 10^{-11}$ erg cm⁻² s⁻¹. En la gráfica (3.8) se muestran las curvas de luz de rayos γ y rayos X.

3.2.4 Periodo 4

Para el periodo 4 presentado en Santander et al, (2017) [109] se estudia 1ES 1959+650 en las bandas de energía en óptico, rayos X y rayos γ a partir de octubre del 2015 hasta julio del 2016. Durante este intervalo se detectaron varios estados de ráfaga a TeV correlacionados con un crecimiento de actividad en rayos X pero también se encontraron anticorrelaciones en el comportamiento de ambos flujos. VERITAS fue el observatorio que estudió la fuente en energías >300 GeV y dividió las observaciones en dos intervalos: entre el 8 de octubre al 21 de noviembre del 2015 y entre el 29 de abril al 16 de junio del 2016. En las épocas del 19 de noviembre de 2015, el 29 de abril y el 13 y 14 de junio de 2016 en donde se observó más actividad, el flujo promedio fue mayor a 1 CU, equivalente a $F_{>300\text{GeV}} = 1.29 \times 10^{-10}$ ph cm⁻² s⁻¹ TeV⁻¹. Los flujos en rayos X fueron observados con Swift-XRT a un rango de energía entre 0.3 y 10 keV.

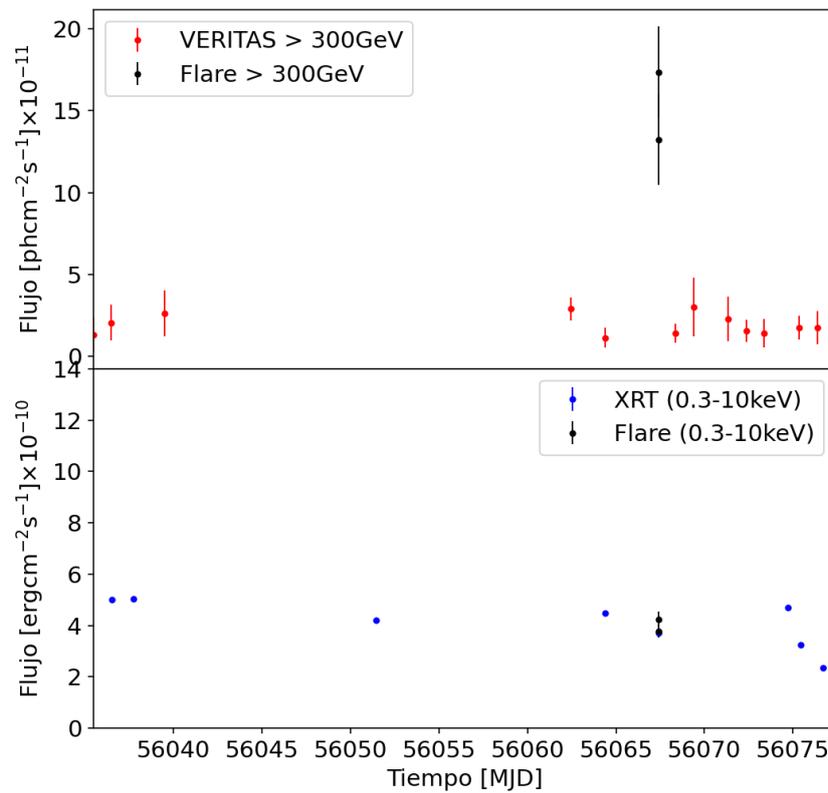


Figura 3.8: Curvas de luz del periodo 3 de la campaña observada por Aliu et al, (2014) [143] entre el 17 de abril al 1 de junio del 2012. El panel de arriba es la curva de luz en rayos γ a energías >0.3 TeV, el panel inferior es la de rayos X en el rango de energía de 0.3 a 10 keV. Los puntos negros en ambos paneles son los datos de la ráfaga observada el 20 de mayo a bin temporal de 10 min. La simultaneidad de los datos es de ~ 2.97 horas. No se observa correlación en ambas bandas durante esta ráfaga.

La observación empieza en agosto del 2015 hasta agosto del 2016 y también se separa en dos intervalos: de agosto 2015 a enero 2016 y de enero a agosto 2016, los datos fueron extraídos de Kapanadze et al. (2016) [144] y Kapanadze et al. (2018) [145], respectivamente. En el primer intervalo de la campaña se observa variabilidad de flujo, con flujos máximos el 06 de noviembre del 2015 (57332.1 MJD) con $(8.19 \pm 0.19) \times 10^{-10} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, el 15 de noviembre del 2015 (57341.9 MJD) con $(9.42 \pm 0.09) \times 10^{-10} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, el 27 de noviembre del 2015 (57353.35 MJD) con $(10.27 \pm 0.08) \times 10^{-10} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ y la mayor ráfaga detectada el 26 de diciembre del 2015 (57382.8 MJD) con $(12.56 \pm 0.09) \times 10^{-10} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [144]. En el segundo intervalo, la fuente mostró el flujo más alto registrado por Swift-XRT el 1 de julio del 2016, con un flujo 15% mayor que el flujo del 26 de diciembre del 2015. El mayor flujo detectado en este intervalo se observó el 14 de junio del 2016 con correlación en TeV con valor de $(11.56 \pm 0.09) \times 10^{-10} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

El análisis espectral se divide en las dos épocas de estudio. Para rayos γ cada época se ajusta a un modelo de ley de potencias y a una log parábola en el rango de energía entre 300 GeV y 10 TeV. En ambas épocas el mejor ajuste fue con la función log parábola, con la cual se modela la curvatura del espectro. Con ambos ajustes de modelos el índice espectral es ~ 2.7 , concordando con observaciones previas. Para rayos X en ambos intervalos el espectro muestra una curvatura no despreciable por lo que se ajusta a una log parábola con una densidad columnar de $N_H = 1.00 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$. A estas energías la fuente se detectó que entre más brillante presenta un índice espectral más duro. El espectro con índice $\alpha > 1.7$ generalmente corresponde a un flujo promedio no absorbido mayor a $\bar{F}_{0.3-10\text{keV}} = (4.64 \pm 0.01) \times 10^{-10} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. El espectro más suave de este intervalo tuvo un índice $\alpha = 2.28 \pm 0.02$ que corresponde a un flujo $F_{0.3-10\text{keV}} = (1.16 \pm 0.04) \times 10^{-10} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, siendo el flujo más pequeño detectado en este intervalo [145].

Para los datos de rayos γ de TeV no fue necesario realizar cambio pues Santander et al, (2017) reporta los flujos a un umbral $>300 \text{ GeV}$ con unidades $\text{ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Para los rayos X reportados en Kapanadze et al, (2016) y Kapanadze et al, (2018) ([144], [145]) los flujos están en cts s^{-1} a una energía de 0.3 a 10 keV. Por lo que el cambio que se hace es a las unidades $\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ usando el factor de conversión reportado en Stroh & Falcone, (2013) ([142]), asumiendo que no hay un cambio significativo del factor de conversión para los datos del 2015 y 2016. La curva de luz resultante se muestra en la figura (3.9).

3.2.5 Periodo 5

El periodo 5, presentado por Accicari et al, (2002) [111] reporta la continuación de la actividad estudiada en Santander et al, (2017). En este trabajo se cubre a partir de abril hasta noviembre del 2016 pero debido al traslape con la campaña estudiada en Santander et al, (2017), se tomarán datos a partir de la ráfaga detectada en TeV el 3 de mayo del 2016 hasta noviembre del 2016. Esta ráfaga es la más alta observada después de la actividad en el 2002. Los rayos γ de TeV son observados con el instrumento MAGIC a una energía de $>300 \text{ GeV}$, los rayos X con Swift-XRT en un rango energía entre 0.5 a 5 keV, y también se cubren las bandas de rayos γ de Fermi-LAT y

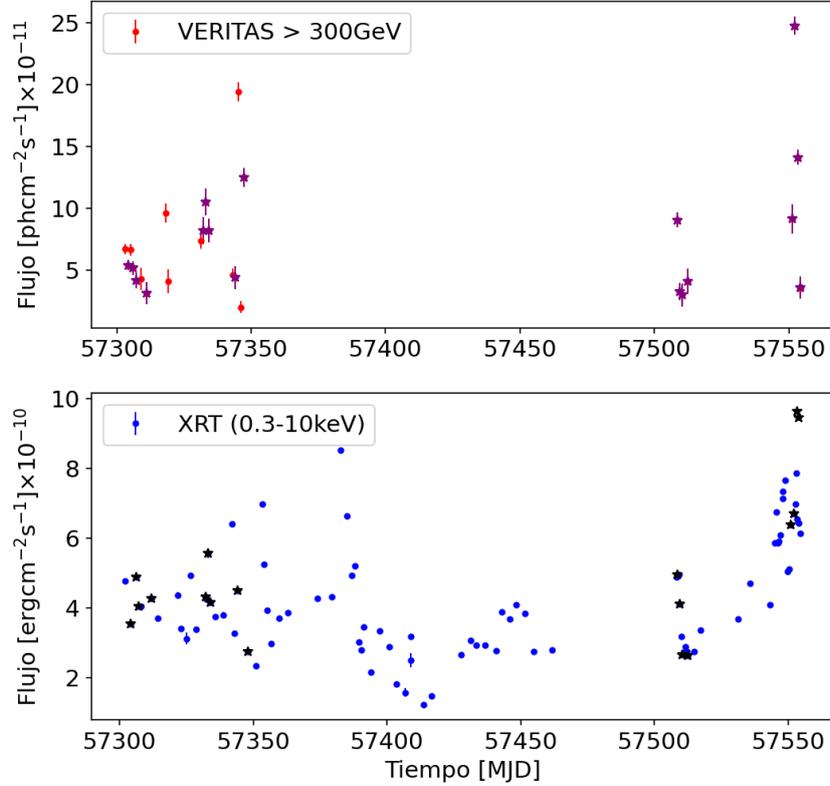


Figura 3.9: Curva de luz reportada en Santander et al, (2017) del periodo 4. La curva de luz del panel de arriba es en rayos γ de VERITAS a energía >300 GeV con escalas temporales de una noche. El panel de abajo es de rayos X entre 0.3 a 10 keV de energía. Los puntos violeta y negros con símbolo de estrella son los puntos con la mayor simultaneidad en tiempo de aproximadamente 3.72 horas.

de UV con Swift-UVOT. El 1 de julio el flujo arriba de 300 GeV alcanzó ~ 3 CU, siendo la ráfaga más alta observado en la campaña. El flujo más bajo fue de ~ 0.2 CU, resultado comparable al nivel de flujo observado en la campaña multifrecuencia del 2006 [146]. La curva de luz en rayos X también presenta variabilidad. El 1 de julio se detecta en rayos X un el flujo máximo de toda la campaña con flujo de $F_{0.5-5\text{keV}} = (13.42 \pm 0.14) \times 10^{-10} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ seguido por incrementos de flujo a lo largo del tiempo de observación, al rededor del 8 de noviembre (57700 MJD) se detecta una ráfaga con flujo de $F_{0.5-5\text{keV}} = \sim (10.98 \pm 0.09) \times 10^{-10} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ sin correlación en TeV. Para estudiar el comportamiento espectral en rayos γ y en rayos X se estudiaron las variaciones de los índices espectrales. Ambas bandas se ajustaron a una función log parábola. El índice espectral en rayos X se muestra más duro en flujos más altos, esta es una tendencia característica para 1ES 1959+650 ([73], [109]). Los rayos γ también sugieren un comportamiento similar, pero

se requieren más datos para reforzar la correlación entre índice espectral y flujo. Para las ráfagas observados en la campaña (13, 14 de junio y 1 de julio) el espectro es plano a TeV. Para los espectros de los tres estados de ráfaga se ajustaron 4 funciones: ley de potencias, ley de potencias con corte exponencial, log parábola y log parábola con corte exponencial. Los espectros de rayos γ corregidos por EBL se modelan mejor con funciones que toman en cuenta una curvatura y no con una ley de potencias simple. Para la ráfaga del 1 de julio el modelo preferido por los datos es una ley de potencias con corte exponencial al igual que una log parábola con corte exponencial, en ambos casos se tiene un índice espectral <2 en el rango de energía >300 GeV. Estos ajustes muestran que el máximo de la segunda componente del SED está entre ~ 0.4 a 0.7 TeV, una energía mayor que en las observaciones de estados bajos. Para rayos X, no se tiene información de la ráfaga del 1 de julio pero para las ráfagas del 13 y 14 de junio los datos se ajustan a una ley de potencias en los rangos de 2 a 10 keV y de 0.5 a 5 keV con índices de 1.81 ± 0.01 .

Los datos en rayos γ de TeV se reportan en unidades de $\text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ en un umbral de energía >300 GeV, por lo que no hay que realizar algún cambio. Los rayos X se obtienen del servidor público de Swift-XRT (<https://www.swift.psu.edu/monitoring/>) a un rango de energía de 0.3 a 10 keV en unidades de cts s^{-1} . Para hacer el cambio se usó el factor de conversión usado para los datos de Santander et al. (2017) con un valor de $\approx 3.7 \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ cts}^{-1}$. La curva de luz de la campaña se muestra en la imagen (3.10) junto con la campaña estudiada por Santander et al, (2017).

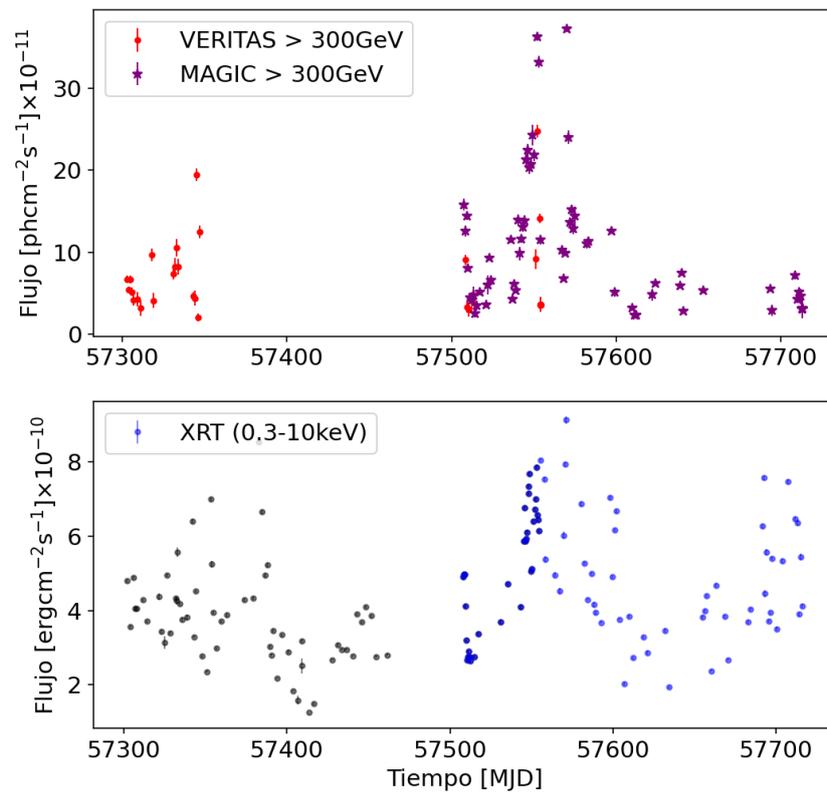


Figura 3.10: Curva de luz reportada en Santander et al, (2017) (puntos rojos en el panel superior, puntos negros en el panel inferior) y por Accicari et al, (2020) (simbolos de estrella violeta en el panel superior y simbolos azules en el panel inferior) con escala temporal de una noche. Los datos en rayos γ se observan con VERITAS y MAGIC a >300 GeV, los de rayos X se observan con Swift-XRT de 0.3 a 10 keV. Las ráfagas máximas pertenecen al 13 y 14 de junio y al 1 de julio. En esta época se observa un crecimiento de actividad en rayos X. Al rededor del 8 de noviembre (57700 MJD) se observa un crecimiento en rayos X que no tiene aparente correlación con rayos γ . Los datos para la correlación tienen una simultaneidad de 6.21 horas.

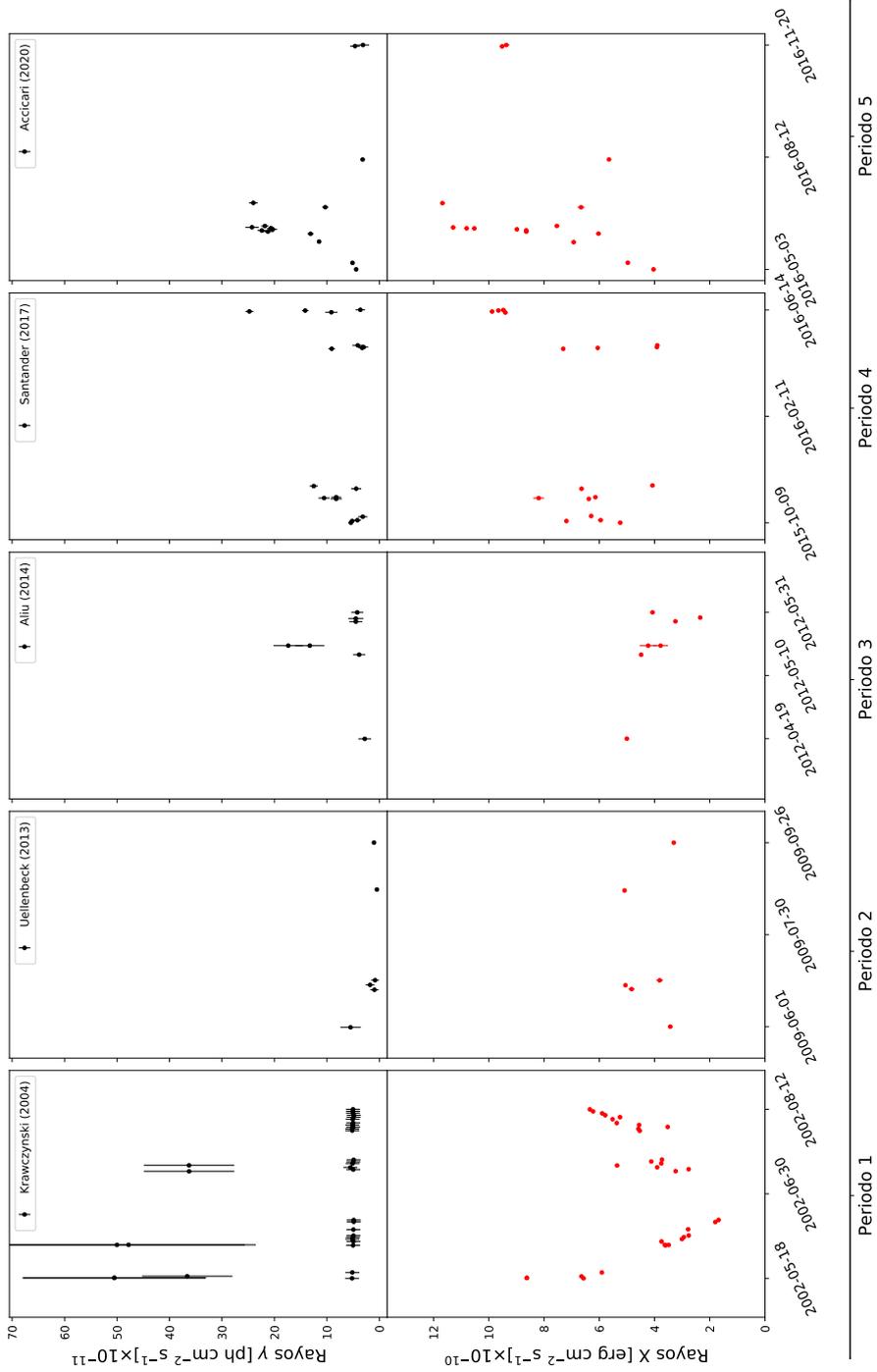


Figura 3.1.1: Curva de luz de 1ES 1959+650 de los 5 periodos que estudian a la fuente desde el año 2002 hasta el 2016. Los paneles superiores muestran la curva de luz en rayos γ a energía >0.3 TeV. Los paneles inferiores muestran la curva de luz en rayos X en el rango de energía de 0.3 a 10 keV.

<i>P</i>	Artículo	Modelo Rayos X	Modelo Rayos γ	Pico Rayos X (keV)	Pico Rayos γ (TeV)
P1	Krawczynski, (2004)	Ley de potencia	Ley de potencia con corte exponencial	~ 10	EB: ~ 0.3
P2	Uellenbeck, (2013)	Log parábola	Ley de potencia	~ 0.9	EB: ~ 0.035
P3	Aliu, (2014)	Ley de potencia	Ley de potencia	~ 0.1	EB: 0.06 EA: 0.09
P4	Santander, (2017)	Log parábola	Log parábola	~ 1	EB: 0.3 EA: 10
P5	Accicari, (2020)	Log parabola	Log parábola	~ 1	EB: 0.4 EA: 0.7

Tabla 3.4: Tabla de los modelos espectrales y de la ubicación de energía del pico sincrotrón en keV y el pico de TeV de los 5 periodos en los que se estudia a 1ES 1959+650. En la última columna se presentan los valores para el estado bajo (EB) y para el estado alto (EA).

3.3 PKS 2155-304

En la tabla (3.5) se enlistan los artículos de donde se extrajeron los datos para la obtención de la correlación de PKS 2155-304 y se nombran en periodos. Este blazar tiene un corrimiento al rojo de $z = 0.11$, debido a esto el espectro en rayos γ de TeV es afectado por interacciones con el Fondo de Luz Extragaláctico (EBL) el cual modifica su forma intrínseca y su intensidad (ver figura (1.8)). Entre mayor energía, mayor absorción de fotones, entonces para tratar con menor absorción se toma el umbral de energía de >200 GeV y no uno mayor. Los flujos que se presentan en los siguientes trabajos no están corregidos por EBL. El espectro original está modificado de tal forma que el flujo observado se corrige como $F_{obs}(E_\gamma) = F_{int}(E_\gamma) \times e^{-\tau(z, E_\gamma)}$ [147] en donde $\tau(z, E_\gamma)$ es la opacidad óptica, que es modelo dependiente y se describe por medio de la distancia de la fuente y de la energía de emisión. Generalmente para blazares se usa el modelo de EBL de Franceschini et al. (2008) [45], que está basado en la emisión de galaxias y para el cual la profundidad óptica es $\tau(z = 0.1, E_\gamma = 0.219 \text{ GeV}) = 0.1216$ [148]. Para los rayos X, el intervalo de energía elegido es desde 2 hasta 10 keV. Las unidades de los datos serán en cgs, $\text{ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ para flujo integral en TeV y $\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ cts}^{-1}$ para el flujo de energía integral de los rayos X.

3.3.1 Periodo 1

En el periodo 1, presentado por Goyal et al, (2020) [124], se obtienen los datos de archivos públicos de varios instrumentos para hacer un estudio multifrecuencia de PKS 2155-304. El intervalo de tiempo en el que se observa a la fuente en este trabajo es entre 2004 y 2016. En TeV, el instrumento H.E.S.S. ha observado a la fuente desde el 2002 hasta el 2012 con mediciones cada

P	Artículo	Fecha de observación	Rayos X	Rayos γ	\bar{t}_{sim}	Estado de actividad
P1	Goyal, 2020	Ago. 2006 a Oct. 2012	Swift-XRT 0.3-10keV	HESS >200 GeV	8.09 horas	Estado bajo y alto
P2	Aharonian, 2009	Agosto a Sept. 2008	RXTE-PCA 2-10 keV	HESS 200 GeV a 10 TeV	Total simultaneidad	Estado bajo y alto
P3	Abdalla, 2020	Junio a Sept. 2013	Swift-XRT 2-10keV	HESS >200 GeV	7.39 horas	Estado bajo
P4	Wierzcholska, 2019	Mayo 2015 a Ago. 2016	Swift-XRT 0.3 - 10 keV	HESS >200 GeV	2.87 horas	Estado bajo
P1 (flare)	Aharonian, 2009 (flare)	29 Julio 2006	Chandra 0.5 - 5keV	HESS >300 GeV	1.78 min	Estado alto

Tabla 3.5: Lista de los 5 trabajos de donde se extrajeron los datos simultáneos para PKS 2155-304 divididos en periodos. La primera columna muestra el periodo (P), la segunda muestra el nombre del autor del trabajo, la tercera columna muestra la fecha de observación, en la cuarta y quinta columna se muestra el instrumento y el rango de energía de observación para rayos X y rayos γ , respectivamente, la sexta columna es el tiempo promedio de simultaneidad entre los flujos de ambas bandas y la séptima columna detalla el estado de actividad que se tiene en los puntos simultáneos.

noche a un umbral de energía >200 GeV midiendo un flujo promedio de $F_{(>200GeV)} = (5.10 \pm 0.41) \times 10^{-11}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$. Los rayos X se observaron entre septiembre del 2005 a enero del 2016 con el instrumento Swift-XRT a un rango de energía entre 0.3 y 10 keV a escalas temporales de un día, mostrando un flujo promedio de $F_{(0.3-10keV)} = (8.44 \pm 0.37) \times 10^{-11}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ y un flujo máximo de $F_{(0.3-10keV)} = (3.27 \pm 0.04) \times 10^{-10}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ en mayo del 2014. En este trabajo no se incluye el incremento de actividad en TeV entre el 27 de julio al 8 de agosto del 2006 en el que el flujo máximo (29 de julio) aumentó en un factor de ~ 100 con un flujo promedio de $F_{(>200GeV)} = (75.2 \pm 0.8) \times 10^{-11}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$ con una variabilidad en escala de minutos (ver subsección 3.3.5). En general, en esta campaña, la fuente no se observó en algún estado alto prominente tanto en rayos γ como en rayos X (ver figura (3.12)).

Para rayos γ de TeV, Abdalla et al, (2017) [123], que estudia el mismo rango de tiempo que Goyal, (2020), ajusta una log parábola a los datos desde el 2004 al 2012. El índice espectral y el de curvatura promedio resultantes de los ajustes en estos años son $\bar{a} = 3.209$ y $\bar{b} = 0.164$ (ver tabla 1 de Abdalla et al. (2017)). Abramowski et al, (2018) [125] modela el espectro del 2005, 2006 (sin ráfaga) y 2007 con una ley de potencias hasta la energía de 1 TeV, la energía máxima en donde la curvatura del SED no se puede distinguir. El índice espectral resultante del ajuste es $\alpha = 3.53 \pm 0.06_{stat}$. En ambos trabajos los ajustes muestran un índice espectral suave, que no varía significativamente (ver tabla 5 de Abramowski et al, (2018)). Los rayos X se ajustan a una ley de potencias tomando en cuenta la absorción galáctica con la densidad columnar fija de 1.48×10^{20} cm $^{-2}$ y con índices espectrales variando entre $\alpha = 2.94 \pm 0.08$ con un flujo de $(5.51 \pm 0.23) \times 10^{-11}$

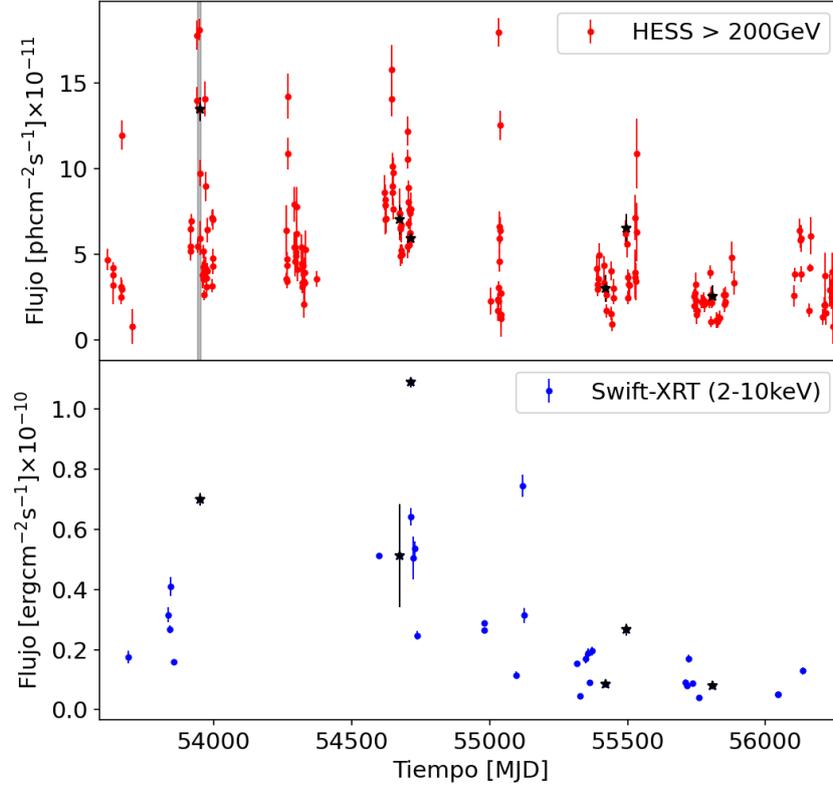


Figura 3.12: Curva de luz de PKS2155-304 del periodo 1 estudiada por Goyal et al, (2020) desde septiembre del 2005 a noviembre del 2012 a escalas temporales de una noche. En este conjunto de datos no se incluye el estado alto reportado entre julio y agosto del 2006 que se muestra con una franja gris en la curva de luz de rayos γ en el panel superior. Los rayos X en el rango de energía entre 2 y 10 keV se muestran en el panel inferior. Los puntos negros con símbolo de estrella son los datos usados para la correlación con una simultaneidad de tiempo promedio de 8.09 horas.

$\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ hasta $\alpha = 2.23 \pm 0.03$ con un flujo de $(2.06 \pm 0.04) \times 10^{-10} \text{ erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

Los datos en rayos γ de TeV de Goyal et al, (2020) se obtuvieron de Abdalla et al, (2017) [123], aquí se reporta la curva de luz en un umbral de energía $>200 \text{ GeV}$ con unidades de $\text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ por lo que no fue necesario realizar algún cambio. Para los datos en rayos X reportados en el rango de 0.3 a 10 keV se han solicitado al autor del artículo, Dr. Arti Goyal, junto con los índices espectrales en el mismo rango de energía. El cambio al rango de energía de 2 a 10 keV se realiza por medio del método punto a punto detallado en el apéndice (A), subsección (A.2.2.2). Las curvas de luz de ambas bandas de energía se muestra en la figura 3.12.

3.3.2 Periodo 2

El periodo 2 presentado por Aharonian et al, (2009) [149] reporta una observación multifrecuencia simultánea entre rayos γ de TeV y MeV, rayos X y óptico. La observación fue de 11 días, entre el 25 de agosto al 6 de septiembre del 2008, sin traslape con Goyal, (2020). PKS 2155-304 se observó en un estado bajo de actividad en las bandas de rayos γ de TeV y rayos X y se encuentra poca evidencia de correlación entre sí. El telescopio Chrenkov atmosférico H.E.S.S. fue el que observó la fuente en TeV en un rango entre 200 GeV y 10 TeV en intervalos de ~ 28 minutos que fueron promediados para dar el flujo cada noche. El flujo integral promedio es de $F_{0.2-10TeV} = (5.56 \pm 0.13_{stat} \pm 1.11_{sys}) \times 10^{-11}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$, que corresponde a un $\sim 20\%$ el flujo de la Nebulosa del Cangrejo a >200 GeV y 70 veces menor que la ráfaga de julio del 2006 [46] (P1 (flare)). El satélite Swift-XRT observó la fuente en un rango de energía entre 2 y 10 keV promediando las observaciones en escalas de tiempo de una noche. Los flujos más bajos están entre $F_{2-10keV} \sim 3-6 \times 10^{-11}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$, al mismo nivel que estados bajos reportados años antes [150]. La curva de luz reportada se observa en la figura (3.13).

Para el espectro de fotones en TeV, durante este estado bajo, el flujo está ubicado después del pico de TeV (~ 10 GeV) por lo que es posible describirlo con una ley de potencias normalizado en $E_0 = 350$ GeV e índice espectral $\alpha = 3.34 \pm 0.05_{stat} \pm 0.10_{sys}$. Este índice espectral, generalmente suve, es similar a los índices medidos en estados bajos (ver Goyal et al, (2020)). El espectro de VHE es afectado por el EBL el cual modifica su intensidad y la forma intrínseca; usando el modelo de Franceschini et al. (2008) [147] se tiene que la corrección del índice es $\Delta\alpha = 0.84$, siendo el índice espectral intrínseco de $\alpha_{int} = \alpha_{obs} - \Delta\alpha \approx 2.5$. En la observación no hay indicación de variabilidad en el índice espectral, la variación máxima es de 0.2, aunque ocurra una variación de flujo en un factor de 2. Los flujos en rayos X se ubican después del pico sincrotrón y se ajustan a una ley de potencias quebrada. Se usa la densidad columnar galáctica fija con valor de $N_H = 1.48 \times 10^{-20}$ cm $^{-2}$ y se obtiene el quiebre en $E_{br} = 4.44 \pm 0.48$ keV, el índice espectral antes del quiebre es $\alpha_1 = 2.35 \pm 0.1$ y después del quiebre es $\alpha_2 = 2.67 \pm 0.01$ para un flujo no absorbido de $F_{2-10keV} = 4.99 \times 10^{-11}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$. Durante esta campaña, los rayos X presentan el comportamiento de endurecimiento del índice espectral a medida que el flujo incrementa. Las curvas de luz de esta campaña se muestran en la figura 3.13.

3.3.3 Periodo 3

El periodo 3 presentado por Abdalla et al, (2020) [151], observa a PKS 2155-304 de forma simultánea con los instrumentos H.E.S.S., Fermi-LAT, NuSTAR y Swift XRT y UVOT. El periodo de observación comprende desde junio hasta octubre del 2013 que se divide en 9 épocas, cada época corresponde a la obsevación de una noche. Para las bandas de rayos γ de TeV y rayos X hay una simultaneidad en 5 épocas. En orden cronológico la épocas son, 17 de junio, 3 de agosto, 8 de agosto, 28 de septiembre y 5 de junio del 2013. Durante esta campaña la fuente se encontró en un estado bajo, el flujo promedio en rayos γ es de $\bar{F}_{>200GeV} = (2.00 \pm 0.40) \times 10^{-11}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$, y en

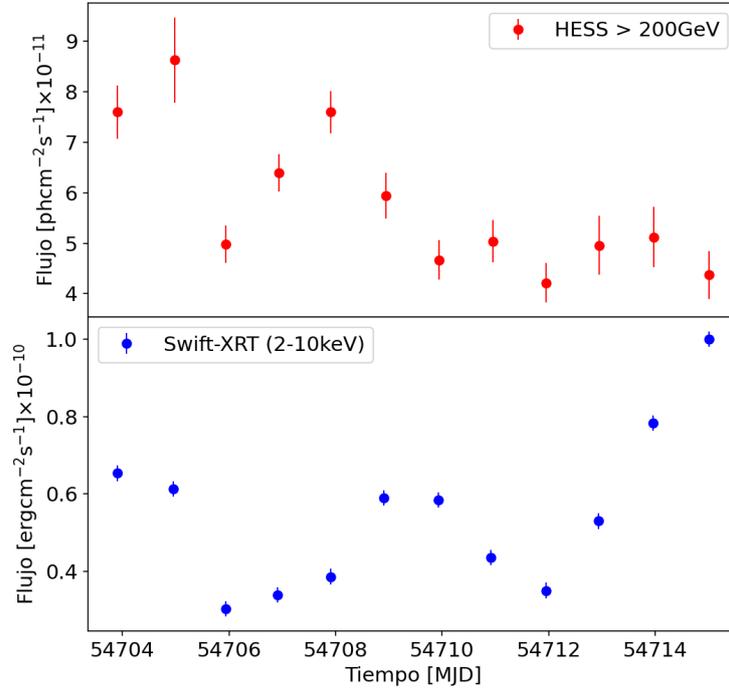


Figura 3.13: Curva de luz de PKS 2155-304 del periodo 2 estudiada por Aharonian et al. (2009) entre el 25 de agosto al 5 de septiembre del 2008 con el instrumento H.E.S.S. a >200 GeV para rayos γ y por Swift-XRT para rayos X en el rango de energía entre 2 y 10 keV. La fuente fue observada con total simultaneidad con escalas temporales de una noche.

rayos X el flujo es de un promedio de $\bar{F}_{2-10\text{keV}} = (0.17 \pm 0.01) \times 10^{-10} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, sin embargo en esta banda se exhibe alta variabilidad de flujo.

El espectro a energías de TeV se modela con una ley de potencias. El flujo a energías >200 GeV se ubica después del pico de TeV a ~ 10 GeV. El modelo espectral promedio de las épocas observadas tiene un índice espectral de $\bar{\alpha} = 3.00 \pm 0.06$, $E_0 = 0.29$ TeV a una energía umbral promedio de $\bar{E}_{thr} = 0.121$ TeV. Los flujos de rayos X se ubican después del pico sincrotrón ~ 0.1 keV. Estos flujos se modelan con una ley de potencias, con una densidad columnar fija de $N_H = 1.7 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$, y un índice espectral promedio de $\alpha = 2.58 \pm 0.07$, variando desde $\alpha = 2.38 \pm 0.06$ que corresponde al flujo de $F_{2-10\text{keV}} = (3.4 \pm 0.2) \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ hasta $\alpha = 2.71 \pm 0.07$ con flujo de $F_{2-10\text{keV}} = (1.0 \pm 0.1) \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, uno de los flujos más bajos detectados en la campaña. Este es el comportamiento reportado en trabajos anteriores donde se muestra que el índice es más duro a mayor flujo.

Abdalla et al. (2020) reporta el modelo espectral para cada punto de observación en rayos γ de TeV y en rayos X (ver tablas 1 y 4 de Abdalla et al. (2020) [151]). Para obtener los flujos integrados

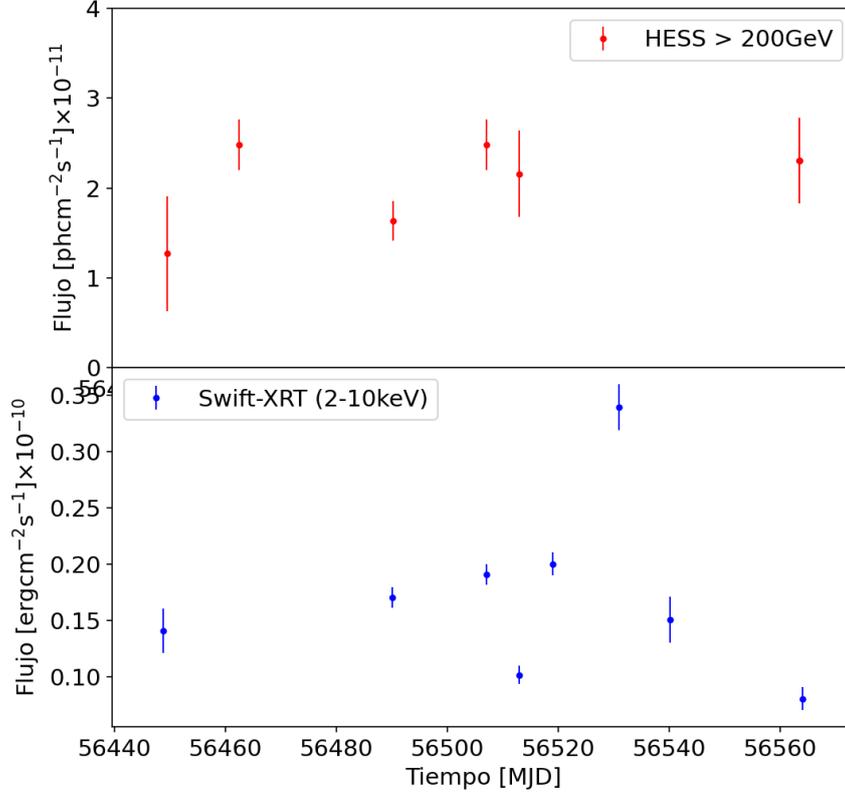


Figura 3.14: Curva de luz de PKS 2155-304 observada en el periodo 3, en la campaña de Abdalla et al, 2020 [151], que comprende observaciones promediadas de 1 noche. 5 de las observaciones fueron observadas en rayos γ de TeV y en rayos X con una simultaneidad de 7.39 horas. A los flujos en rayos γ se les cambi6 el umbral de energa a >200 GeV.

de los datos de TeV se hizo el cambio con el m6todo punto a punto detallado en el ap6ndice (A), subsecci6n (A.2.2.2) desde 0.2 TeV hasta 1 TeV, en este caso ya teniendo el valor de N_0 . Para los datos de rayos X no se les hizo cambio pues se reportan de 2 a 10 keV con unidades de $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. La curva de luz con las 5 6pocas simul6neas se muestra en la figura (3.14).

3.3.4 Periodo 4

El periodo 4 presentado en Wierzcholska, et al (2019) [121] observa a PKS 2155-304 entre enero del 2015 a diciembre del 2016 con m6ltiples observatorios: H.E.S.S. para rayos γ de TeV, Swift-XRT para rayos X, Fermi-LAT para rayos γ de MeV, Swift-UVOT para UV y ATOM para flujo en 6ptico. Durante esta campa6a, se observ6 variabilidad de flujo, con una r6faga en el 2015 observada en todas las bandas de energa y otra en el 2016 observada solamente en 6ptico y en

UV sin contraparte en TeV y en rayos X. La variabilidad de las bandas en TeV y rayos X tienen diferentes tendencias. En ambas bandas se observa un crecimiento de actividad a partir del 27 de junio del 2015 (57200 MJD), en TeV el flujo máximo de $F_{>200\text{GeV}} = (1.42 \pm 0.14) \times 10^{-10}$ ph $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, equivalente a 3 veces el flujo en un estado bajo [123], fue observado al rededor del 5 de octubre del 2015 (57300 MJD) mientras que el flujo máximo en rayos X de $F_{2-10\text{keV}} = (1.04 \pm 0.06) \times 10^{-10}$ erg $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ se observó dos meses después, el 8 de diciembre del 2015 (57364 MJD), sin embargo no es concluyente que haya un retraso de ráfaga pues no hay observaciones simultáneas de este periodo en rayos γ .

El espectro de TeV puede ser ajustado a una ley de potencias a partir del segundo pico del SED, a 0.1 TeV de energía ⁶ en un estado alto. Los flujos en rayos X, que en esta campaña se ubican después del pico sincrotrón aproximadamente a energías de 0.04 keV, fueron ajustados a una ley de potencias simple con una densidad columnar fija de $N_H = 1.52 \times 10^{20} \text{cm}^{-2}$, en esta banda el índice espectral observado se endurece a medida que el flujo aumenta.

La homogeneización se realiza para los datos en rayos X. Estos datos se reportan de 0.3 a 10 keV, dado a que no se reporta suficiente información sobre el espectro, los datos de 2 a 10 keV se obtienen de los datos públicos de Swift-XRT de la página

<https://www.swift.psu.edu/monitoring/> en unidades de cts s^{-1} , y las unidades se convierten a $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ con el factor de conversión reportado en Stroh & Falcone, (2013) [142] con un valor de $(4.168 \pm 0.012) \times 10^{-11} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{cts}^{-1}$. Las curvas de luz de rayos γ de TeV y rayos X se reportan en una escala temporal de un día y se muestra en la figura (3.15).

3.3.5 Periodo 1 (flare)

Durante dos semanas, entre el 27 de julio y 8 de agosto del 2006, se observó la fuente PKS 2155-304 cuando dos ráfagas excepcionales ocurrían en energías de TeV. La primera ráfaga se observó el 28 de julio del 2006 (53944.05 MJD) alcanzando flujos 20 veces más grandes en una noche y durando ~ 200 segundos [152], desafortunadamente no hubo cobertura en otras longitudes de onda para esta ráfaga. La segunda ráfaga, la más alta de la observación y la que se estudia en el periodo 1 (flare) presentada en el trabajo de Aharonian et al. (2009, flare) [46], se observa con el telescopio HESS a una energía >300 GeV con una significancia de 172σ , el 29 de julio (53945.90 MJD) a las 21:00 horas, alcanzando un flujo máximo de $F_{>400\text{GeV}} = 9.9 \times 10^{-10}$ ph, $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ equivalente a ~ 11 veces el flujo de la Nebulosa del Cangrejo al mismo umbral de energía. Esta ráfaga es aproximadamente el 20% mayor que la primera ráfaga observada entre el 27 y 28 de julio, que alcanzó un flujo de ~ 9 CU a un umbral >400 GeV de energía e incrementa y decae en una escala de tiempo de ≈ 1 hora. A diferencia de la primera ráfaga, para la segunda sí se tuvo cobertura en rayos X. Los instrumentos que observaron en esta banda fueron Chandra con el espectroscopio (LETG, Low Energy Transmission Grating por sus siglas en inglés) en el rango de energía entre 0.5 y 5 keV y RXTE entre 2 a 10 keV. Chandra fue el que estudió la

⁶Espectro observado en <https://tools.ssd.csi.it/SED/>

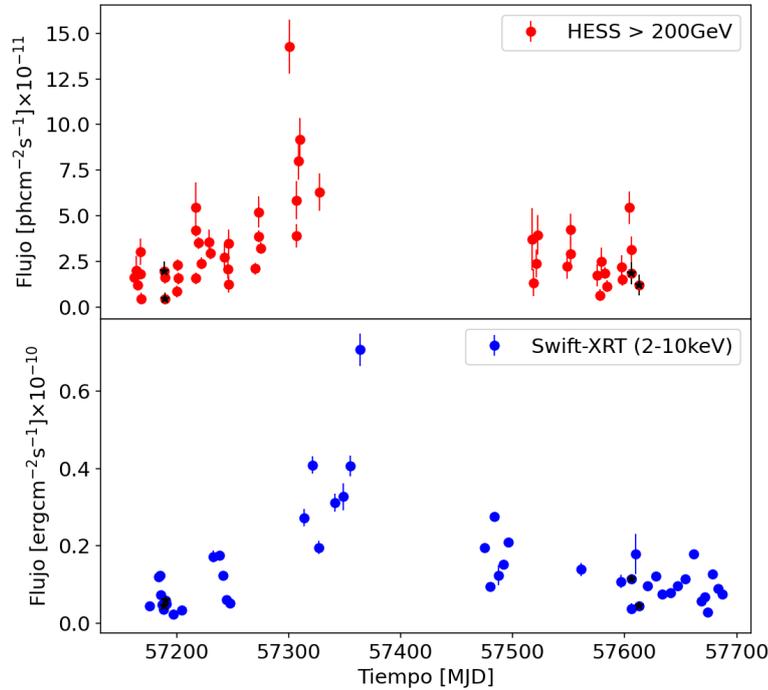


Figura 3.15: Curva de luz de PKS 2155-304 del periodo 4 reportada en Wierzcholska, et al (2019) [121] entre el 2015 y 2016. Cada punto corresponde al flujo promedio de un día de observaciones para ambas bandas. Los puntos negros con símbolo de estrella son los flujos con una simultaneidad de 2.87 horas, no se obtuvo simultaneidad de flujos para la ráfaga observada en julio de 2015 (~ 57300 MJD).

ráfaga por un tiempo más extenso pero debido a dificultades de disponibilidad del ToO (Target of Opportunity), no observó la fuente los primeros 10 minutos en los que se detectó el flujo pico en TeV. Los tres instrumentos muestran curvas de luz que siguen la misma evolución (ver Fig 1. de [153]). Las curvas de luz en energías de rayos γ y en rayos X muestran un aumento de actividad correlacionado pero con diferentes amplitudes de flujo: la ráfaga en TeV aumentó por dos ordenes de magnitud mientras que en rayos X el flujo aumentó en un factor de ~ 2 , esto indica que los rayos γ de TeV dominan la producción de energía.

El espectro en TeV durante la ráfaga fue ajustado tres modelos: a una función de ley de potencias, a una ley de potencias con corte exponencial y a una log parábola, estas últimas dos dado a que se hace presente una curvatura tan significativa que se puede descartar con confianza la ley de potencias para los estados más altos (ver tabla 2 de Aharonian, et al. (2009, flare) [152]). Esta curvatura es variable en el tiempo y es más pronunciada en los estados más altos, por lo que no es resultado de la absorción por EBL sino que es de origen intrínseco de la región de emisión. Para

la energía del pico de la componente de TeV del SED también se observa la tendencia de crecer a medida que el flujo crece. Para el flujo máximo de la ráfaga se tiene un valor de curvatura de $b = 1.2 \pm 0.2$ y un pico TeV a $E_p = 500$ GeV, a medida que el flujo decrece la curvatura se aplanada hasta $b = 0.35$ y el pico se traslada a $E_p = 70$ GeV. El estudio de la forma espectral se divide en estados de actividad similares: T300-high para las primeras 1.36 horas (53945.913 - 53945.970 MJD) en donde se tiene el estado más alto simultáneo con rayos X y T300-low el resto de tiempo de la observación simultánea con rayos X (53945.97 - 53946.129 MJD, 3.816 horas).

Para PKS 2155-304 la atenuación de rayos γ por el EBL debe tomarse en cuenta para estudiar las propiedades espectrales y el flujo intrínseco, sin embargo los flujos presentados en este trabajo no están corregidos por EBL.

Para los rayos X observados por Chandra entre 0.5 y 5 keV, el espectro se ajustó con una densidad columnar fija en $N_H = 1.69 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ a una ley de potencias para tiempos de integración cortos, para tiempos más largos de integración hay evidencia de una curvatura o cuando se toma un rango de energía mayor (como el rango de RXTE) y se ajusta a una ley de potencias quebrada o una log parábola. Ajustando los datos con una log parábola se puede obtener mediciones de la luminosidad y de la ubicación del pico sincrotrón del SED. Extrapolando los datos en rayos X se estima que la luminosidad es $\sim 1.6 \times 10^{46} \text{ erg s}^{-1}$ y la ubicación del pico sincrotrón se mantiene constante para estados bajos y altos en una energía entre 40 y 50 eV. En general hay un claro endurecimiento del índice espectral a medida que aumenta el flujo, sin embargo el índice espectral se continúa suavizando aún cuando el flujo empieza a crecer a partir de 53946.2 MJD, esto indica un cambio en la región de emisión como un proceso lento en la aceleración o en la inyección de electrones. La curva de luz de rayos X se muestra en la figura 3.16.

En Aharonian et al, (2009, flare) se presenta la curva de TeV a un umbral de energía >300 GeV en unidades de $\text{ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ sin corrección al EBL (figura 7 del artículo), sin embargo los datos se toman de Abramowski et al, (2018) [125], en donde se presenta la tabla de flujos integrales en el umbral >200 GeV.

Para los rayos X observados por Chandra en un rango de 0.5 a 5 keV con unidades $\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ se hace el cambio a un rango de energía entre 2 y 10 keV usando el factor de conversión $F_{2-10\text{keV}}/F_{0.5-5\text{keV}} \sim 0.346$, usando los parámetros promedio de los modelos T300- high y T300-low de una función log parábola (ver tabla 4 de Aharonian et al. (2009) 3.16).

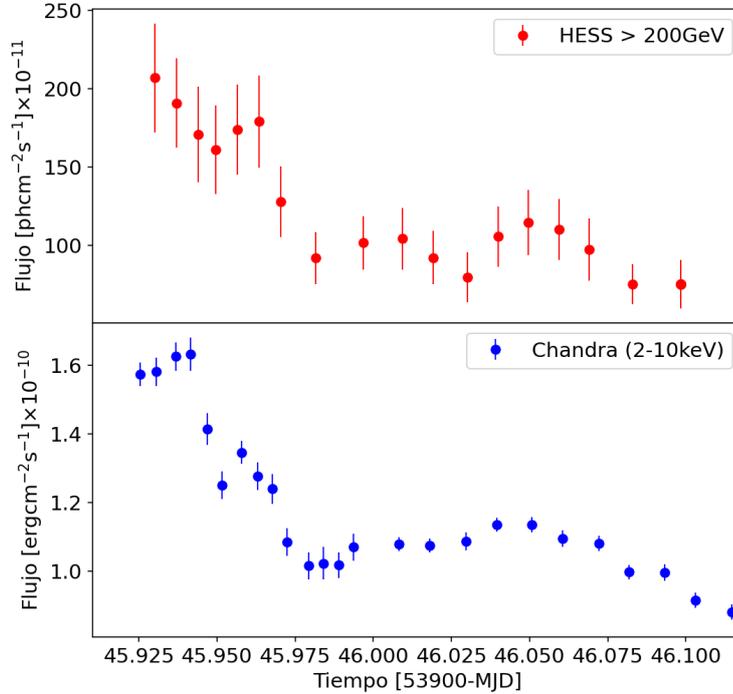


Figura 3.16: Curvas de luz de la ráfaga del 29 de julio del 2006 del periodo 1 (flare). El panel superior muestra la curva de luz de TeV observada por H.E.S.S. a un umbral de energía >200 GeV en bins temporales de 8 minutos. El panel inferior muestra la curva de luz de rayos X observada por Chandra en el rango de energía de 2 a 10 keV a un bin temporal de 8 minutos. Los datos tienen una simultaneidad de 1.78 minutos.

3.4 1ES 2344+514

Accicari et al, (2011) [132] observó a 1ES 2344+514 entre octubre del 2007 y enero del 2008 en una campaña multifrecuencia con datos en rayos γ , rayos X y en Ultra Violeta. El instrumento que observó en rayos γ de TeV fue el observatorio VERITAS en un umbral de energía de >300 GeV con una detección de 20σ y los rayos X fueron observados por los satélites Swift-XRT y RXTE-PCA entre 2 a 10 keV. La fuente se observó en un estado alto entre el 7 y 8 de diciembre del 2007. VERITAS observó la ráfaga el 7 de diciembre con un flujo integrado de $F(> 300 \text{ GeV}) = (6.8 \pm 0.6) \times 10^{-11} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, lo que equivale al 48% del flujo de la Nebulosa del Cangrejo y a una escala temporal de ~ 1 día. Sin la ráfaga el flujo promedio observado es del 7.6% CU. Para los rayos X de Swift-XRT y RXTE-PCA el punto máximo de la ráfaga se detecta el 8 de diciembre con Swift-XRT a una amplitud dos veces mayor que el estado bajo anterior y con escala de tiempo de ~ 1 día. El flujo promedio observado por Swift-XRT es $F_{2-10\text{keV}} = (6.3 \pm 0.3) \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. El espectro entre 390 GeV y 8.3 TeV para los datos sin tomar en cuenta la ráfaga del 7 de

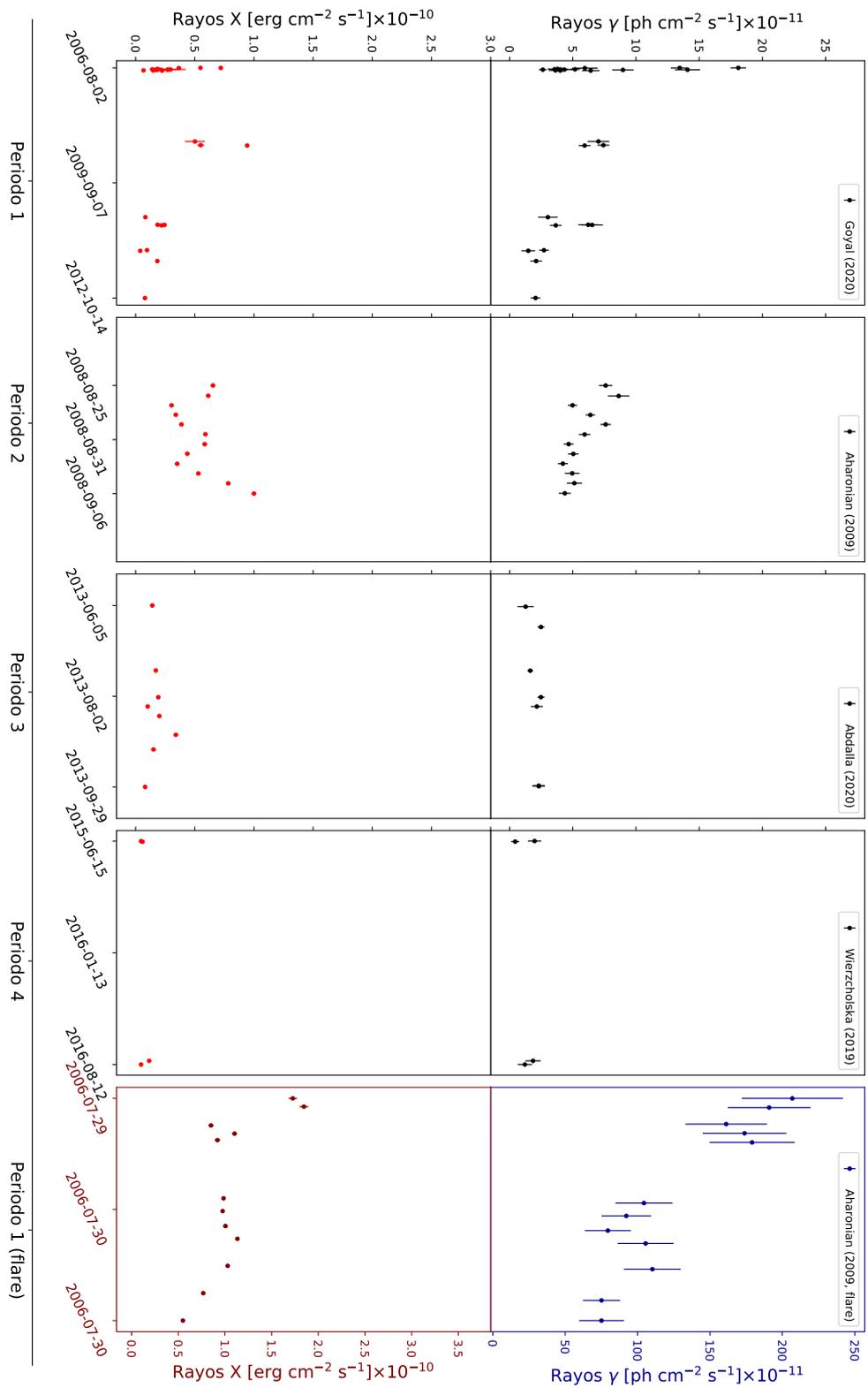


Figura 3.17: Curva de luz de PKS 2155-304 de los 5 periodos en los que se estudia a la fuente empezando desde el 2006 hasta el 2016. Los paneles superiores muestran la curva de luz en rayos γ a energías >0.2 TeV. Los paneles inferiores muestran la curva de luz en rayos X en el rango de energía de 2 a 10 keV. Los paneles de la derecha de color azul y rojo oscuro son las curvas de luz de la ráfaga de julio del 2006.

<i>P</i>	Artículo	Modelo Rayos X	Modelo Rayos γ	Pico Rayos X (keV)	Pico Rayos γ (GeV)
P1	Goyal, (2020)	Ley de potencia	Log parabola	–	–
P2	Aharonian, (2009)	Ley de potencia quebrada	Ley de potencia	<2	EB: ~ 10
P3	Abdalla, (2020)	Ley de potencia	Ley de potencia	~ 0.1	EB: ~ 10
P4	Wierzcholska, (2019)	Ley de potencia	Ley de potencia	~ 0.04	EA: 100 EB: –
P1 (flare)	Accicari, (2020)	Log parabola	Log parábola	Entre 0.04 y 0.05	EA: 500 EB: 70

Tabla 3.6: Tabla de los modelos espectrales para cada periodo de PKS 2155-304 y de la ubicación de energía del pico sincrotrón en keV y del pico de TeV. En esta última columna se presentan los valores para el estado bajo (EB) y para el estado alto (EA).

diciembre se modelan con una ley de potencias con índice $\alpha = 2.78 \pm 0.09_{stat} \pm 0.15_{sys}$ y para la ráfaga el índice espectral es de $\alpha = 2.43 \pm 0.22_{stat} \pm 0.2_{sys}$. Trabajos de TeV previos, como la campaña entre agosto del 2005 hasta enero del 2006 que observó a la fuente en estado bajo con un índice espectral de $\alpha = 2.95 \pm 0.12_{stat} \pm 0.2_{sys}$ [130], igualmente la observación en 1995 con Whipple midió un índice más duro de $\alpha = 2.54 \pm 0.17_{stat} \pm 0.07_{sys}$ durante la observación de un estado alto [154]. Ambos resultados son consistentes a lo medido en este trabajo. En esta campaña el pico de TeV se observa a ~ 500 GeV.

Los rayos X se modelan con una ley de potencias absorbida con la densidad columnar de $N_H = (2.06 \pm 0.13) \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$. Con este ajuste se encuentra una correlación entre crecimiento de flujo y endurecimiento del índice espectral variando entre $\alpha = 2.33 \pm 0.05$ y $\alpha = 1.97 \pm 0.05$ con los datos de ambos observatorios, RXTE-PCA y Swift-XRT y con una probabilidad de 0.14 y 0.70, respectivamente, mientras que la probabilidad de un índice constante es 7.9×10^{-20} y 3.3×10^{-4} , respectivamente. El pico de sincrotrón para estas observaciones es de ~ 5 keV.

Para este artículo se toman los rayos γ a una energía de >300 GeV con unidades de $\text{ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ y los rayos X en el rango de energía entre 2 y 10 keV con unidades $\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. La curva de luz de ambas bandas se muestra en la figura 3.18.

3.5 Método estadístico de D'Agostini

En este trabajo se utiliza el método bayesiano propuesto por G. D'Agostini [155] para encontrar la mejor descripción a la correlación entre flujos en rayos X y rayos γ . Este método usa una estimación por máxima verosimilitud (o Likelihood) al modelo tomando en cuenta una dispersión

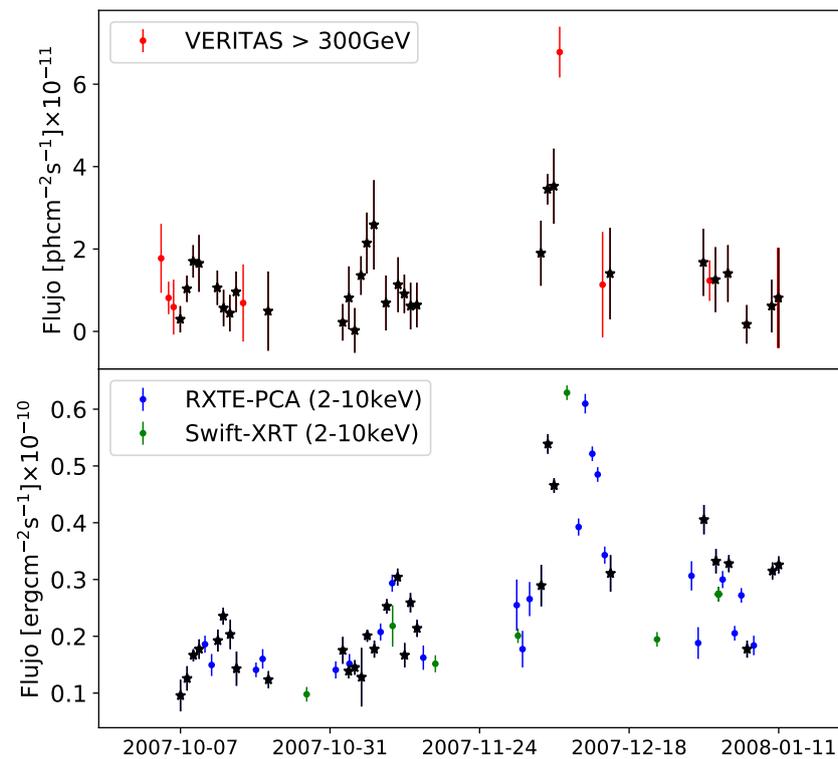


Figura 3.18: Curva de luz de 1ES 2344+514 observada por Accicari et al, (2011) en una campaña entre octubre del 2007 a enero del 2008. Los flujos en ambas bandas de energía son de escalas temporales de una noche. En el panel superior se muestra la curva de luz observada por VERITAS a energías > 300 GeV y en el panel inferior se muestran los datos en rayos X observados por RXTE-PCA y Swift-XRT en el rango de energía entre 2 y 10 keV. Los puntos con símbolo de estrella son los datos con simultaneidad promedio de ~ 1.5 horas.

extra en los datos. La dispersión, que se representa con un σ_d , describe las incertidumbres de las variables “escondidas” que forman parte del conocimiento precedente del experimento y se asume que está distribuida de forma normal, por lo que puede ser considerado como una desviación estándar. Dentro de $3\sigma_d$ se va a abarcar el 99.5% de los datos que son parte de la correlación, los datos a mayor de $3\sigma_d$ ya no se explican por fluctuaciones estadísticas sino que su dispersión podría tener un origen físico. En esta sección se detalla este método y se muestra cómo se llega a la expresión que es maximizada para encontrar los parámetros óptimos que describen los datos experimentales considerando un modelo de la forma $F_\gamma = bF_X^a$, dejando libre el índice a para saber qué índice prefieren las correlaciones.

G. D'Agostini, (2005) [156] introduce ajustes de modelos desde el punto de vista de la estadística bayesiana, en donde se toma una perspectiva probabilística. Con este enfoque el ajuste se conoce mejor como *inferencia paramétrica*, pues el interés es encontrar un conjunto de parámetros de un modelo que describa el comportamiento de los datos de un experimento. Dado a que se está dentro de la estadística bayesiana, los parámetros resultantes dependen de un modelo inicial y de conocimientos previos sobre los posibles valores que pueden tomar los parámetros. Para hacer la inferencia paramétrica a partir de un conjunto de datos con errores en ambos ejes se considera un modelo que relaciona los valores de dos cantidades μ_x, μ_y ⁷:

$$(3.1) \quad \mu_y = \mu_y(\mu_x; \theta),$$

donde θ representa los parámetros del modelo. Como por ejemplo, para una ley de potencias, $\mu_y = b\mu_x^a$, $\theta = \{a, b\}$. Debido a los errores de medición las cantidades que se miden no son μ_x, μ_y si no que son cantidades diferentes x y y , con incertidumbres σ_x, σ_y , respectivamente. Sea i una de las repeticiones del experimento, el resultado x_i corresponderá a un $\mu_{x,i}$ en el modelo (de forma análoga para y_i y $\mu_{y,i}$) y el error será representado por una función de densidad de probabilidad $f(x_i|\mu_{x,i}, I)$, que se asume que está distribuida de forma normal y que está condicionada por el valor de la variable del modelo $\mu_{x,i}$ y por los conocimientos previos del experimento I , como los que nos llevan a elegir un determinado modelo μ_y para ajustar los datos experimentales.

El objetivo es encontrar la función de densidad de probabilidad de los parámetros que describen el modelo por medio de las mediciones experimentales x y y y del conocimiento previo I , es decir, $f(\theta|x, y, I)$. Dado la relación de marginalización⁸ $f(x|I) = \int f(x, y|I)dy$, la distribución puede escribirse como,

$$(3.2) \quad f(\theta|x, y, I) = \int f(\mu_x, \mu_y, \theta|x, y, I)d\mu_x d\mu_y.$$

⁷Se estará usando la misma nomenclatura que en D'Agostini, (2005) [156].

⁸Marginalizar una distribución significa obtener la distribución de probabilidad solamente de las variables de interés que se separaron. En este caso, en la ecuación (3.2), se tiene la función de distribución de los parámetros θ al integrar respecto a las variables que se excluyen μ_y y μ_x .

Y dado al teorema de Bayes multivariable [156],

$$(3.3) \quad f(\mu_x, \mu_y, \theta | x, y, I) = \frac{f(\mu_x, \mu_y, x, y, \theta | I)}{\int f(\mu_x, \mu_y, x, y, \theta | I) d\mu_x d\mu_y d\theta}.$$

Dado a que el denominador de la ecuación es sólo un número, pasa a ser parte de la constante de normalización y la distribución de parámetros queda,

$$(3.4) \quad f(\theta | x, y, I) \propto \int f(x, y, \mu_x, \mu_y, \theta | I) d\mu_x d\mu_y.$$

Por la relación conocida $f(x, y | I) = f(x | y, I) f(y | I)$, la ecuación anterior es equivalente a

$$(3.5) \quad f(\theta | x, y, I) \propto f(x, y | \theta, I) f(\theta | I)$$

En donde la función de densidad de probabilidad de los parámetros dado las medidas experimentales y los conocimientos previos es equivalente a la Likelihood, $f(x, y | \theta, I) \equiv \mathcal{L}(\theta; x, y)$ cuando se tiene un conocimiento amplio del experimento [155]. La Likelihood es una función que mide qué tan bueno es el ajuste entre θ , los parámetros del modelo y las mediciones experimentales. El conjunto de parámetros θ que maximiza la Likelihood es el que se usa en el modelo. Esto se conoce como principio de Máxima Verosimilitud (o Maximum Likelihood Principle) ⁹.

Para una función, la función de distribución de parámetros $f(\theta | x, y, I)$, basado en una función normal, queda como:

$$(3.6) \quad f(\theta | x, y, I) \propto \Pi_i \frac{1}{\sqrt{\sigma_{y,i}^2 + \mu_y'(x_i; \theta) \sigma_{x,i}^2}} \exp \left[-\frac{[y_i - \mu_y(x_i; \theta)]^2}{2[\sigma_{y,i}^2 + \mu_y'(x_i; \theta) \sigma_{x,i}^2]} \right],$$

donde el símbolo ‘ \propto ’ significa ‘aproximadamente proporcional a’. En esta relación se toma en cuenta el modelo μ_y , su derivada μ_y' y las incertidumbres de las mediciones σ_y y σ_x , las cuales se asumen que están distribuidas de forma normal.

Para obtener la relación de ec. (3.6) se asume que σ_x y σ_y son las únicas desviaciones de los datos experimentales, sin embargo en estadística bayesiana las mediciones tienen una variabilidad no detallada explícitamente que puede ser integrada al error total de medición por lo que al modelo descrito en la ecuación (3.6) se le agrega una desviación extra a una de las variables. Por simplicidad y tradición se le agrega a la variable y . Sea σ_d la variabilidad extra que se distribuye de forma normal e independiente en cada y_i , se tiene entonces una distribución $f(\sigma_d | x, y, I)$. Como se sabe, la integración de varias distribuciones normales sigue resultando en una distribución normal con el valor esperado y la varianza como la suma de los respectivos valores esperados y varianzas. Entonces el efecto de la variabilidad extra cambia la ecuación 3.6 como:

$$(3.7) \quad f(\theta | x, y, I) \equiv \mathcal{L}(\theta; x, y) \propto \Pi_i \frac{1}{\sqrt{\sigma_d^2 + \sigma_{y,i}^2 + \mu_y'^2(x_i; \theta) \sigma_{x,i}^2}} \exp \left[-\frac{[y_i - \mu_y(x_i; \theta)]^2}{2[\sigma_d^2 + \sigma_{y,i}^2 + \mu_y'^2(x_i; \theta) \sigma_{x,i}^2]} \right].$$

⁹Notar que la nomenclatura cambia de ‘l’ a ‘;’ para mostrar que la Likelihood \mathcal{L} no tiene interpretación probabilística. Con esta relación se muestra una convergencia entre la estadística bayesiana y la estadística frecuentista.

Aplicando el método Log-Likelihood negativo a la ecuación (3.7), es decir, $L(\theta; x, y) = -\log(\mathcal{L}(\theta; x, y))$, donde $\log()$ es el logaritmo natural, se tiene:

$$(3.8) \quad L(\theta, \sigma_v; x, y) \approx \frac{1}{2} \sum_i \log[\sigma_v^2 + \sigma_{y,i}^2 + \mu_y'^2(x_i; \theta) \sigma_{x,i}^2] + \frac{1}{2} \sum_i \frac{[y_i - \mu_y(x_i; \theta)]^2}{\sigma_v^2 + \sigma_{y,i}^2 + \mu_y'^2(x_i; \theta) \sigma_{x,i}^2}.$$

Este método maximiza la probabilidad de elegir los mejores parámetros del modelo.

Aplicando a un modelo de ley de potencias, donde $\mu_y = F_\gamma$ y $\mu_x = F_x$, es decir, $F_\gamma = bF_x^a$, el Log-Likelihood negativo queda:

$$(3.9) \quad L(a, b) = \sum \log[\sigma_v^2 + \sigma_{F_\gamma}^2 + a^2 b^2 \sigma_{F_x}^2 F_x^{(2a-2)}] + \sum \frac{[F_\gamma - bF_x^a]^2}{\sigma_v^2 + \sigma_{F_\gamma}^2 + a^2 b^2 \sigma_{F_x}^2 F_x^{(2a-2)}}.$$

Esta ecuación (3.9) es la que se optimiza para encontrar los valores de los parámetros del índice de potencia a y de la constante de escala b en las correlaciones que se presentan en la sección 4.

RESULTADOS Y DISCUSIÓN

A continuación se presentan las correlaciones obtenidas de los flujos en rayos X y en rayos γ de los cuatro blazares de la muestra.

Los puntos seleccionados de las curvas de luz fueron los más simultáneos entre sí, y cómo se muestra en el capítulo anterior, el tiempo de simultaneidad es en promedio de algunas horas, por lo que es más correcto llamarlo tiempo cuasisimultáneo. La escala temporal de la mayoría de los datos es de un día o una noche. Por lo tanto una variación en escalas de tiempo menores no pudo ser observada, esto puede haber introducido una sistemática de la que no se tiene amplio conocimiento pero con el método de D'Agostini es una forma de cuantificarla.

4.1 Mrk 501

Como se indicó en el capítulo anterior, para la correlación de Mrk 501 los datos fueron obtenidos de Gliozzi, 2006 (P1-3); Aleksic, 2015 (P4); Ahnen, 2018 (P5) y Furnis, 2015 (P6), durante intervalos de tiempo entre 1997 y 2013. En estas observaciones se tienen periodos de alta actividad para los periodos P1 y P5 y estados de baja actividad en los periodos P2, P3, P4 y P6.

La correlación total de Mrk 501 en rayos γ a energías >1 TeV y rayos X en el rango de energía de 2 hasta 10 keV, se muestra en la figura 4.1. Esta correlación se modela con una ley de potencias de la forma $F_\gamma = bF_X^a$, y se obtiene un índice de potencia de $a = 1.45 \pm 0.009$, una constante de escala de $b = 0.74 \pm 0.008$ y una desviación natural por D'Agostini de $\sigma_d = (0.88 \pm 0.09) \times 10^{-11}$. Usando el criterio de información de Akaike (AIC) [157] se tiene un valor de $AIC = 142.01$.

Dos puntos de la gráfica no se encuentran dentro de los $3\sigma_d$. El punto amarillo pertenece al estado alto del periodo 5 reportado en Ahnen, 2018 y está a un $7\sigma_d$ del modelo de la correlación y el punto rojo oscuro pertenece a los datos del periodo 1 de la ráfaga de 1997, a un $5\sigma_d$ del modelo. Se nota que ambos puntos implican un incremento en el flujo en rayos γ sin contraparte en rayos

X. En general se observa una dispersión para todos los puntos de la ráfaga de 1997 tanto para rayos γ como para rayos X. Este comportamiento es similar al reportado por M. M. González et al, (2019) [1] para el blazar HBL Markarian 421. Una posible razón para que los flujos altos estén fuera de la correlación es que provengan de un mecanismo diferente al de Sincrotrón-Compton Autoinducido de una zona (modelo SSC). Por ejemplo en K. Katarzynski y K. Walczewska [64] se propone que los flujos altos son emitidos de una segunda región en el chorro.

Cuando no se consideran los puntos fuera de $3\sigma_d$ de la correlación el índice de la potencia decrece $\alpha = 1.44 \pm 0.08$. Asimismo, cuando no se consideran los datos del periodo 1, que contienen la ráfaga de 1997, de Gliozzi et al. (2006) la correlación tiene un índice más bajo de $\alpha = 1.38 \pm 0.21$ (ver figura 4.2), un valor todavía inconsistente con una correlación lineal.

Los parámetros de las correlaciones individuales se resumen en la tabla 4.1. Se observa que cuando las observaciones cubren un amplio rango de flujos, se prefiere una descripción no lineal. El periodo 5 de Ahnen et al. (2018) tiene una correlación con un índice que corresponde a una correlación casi cúbica $\alpha = 2.71 \pm 0.44$, pues domina el ajuste el punto de mayor flujo. El periodo 1 tiene un índice de $\alpha = 1.39 \pm 0.22$. Los periodos 3 y 4 cubren un rango pequeño de flujos en rayos X y rayos γ a niveles bajos, ellos ocupan la región baja de la correlación y por lo tanto no contribuyen mayormente a la correlación total, estos datos se ajustaron a una constante. El periodo 4 con un valor de $b = (6.36 \pm 1.64) \times 10^{-12}$ y el periodo 3 con $b = (3.98 \pm 0.75) \times 10^{-12}$. Los datos que alcanzan mayores niveles de flujo, Periodo 1 y 5, son los que dominan la correlación. Los datos del periodo 2, de 1998, presentan una tendencia de estar por debajo del modelo. Estos datos se obtuvieron en Aharonian, 2001, en donde se reporta que $1 \text{ Crab} = 17.5 \times 10^{-2} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, sin embargo, al hacer la comparación con los datos reportados en Gliozzi, et al. (2006) en Crabs se encuentra que el factor de conversión es de $1 \text{ Crab} \sim 24.88 \times 10^{-12} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, posiblemente por un problema de calibración de las observaciones.

Para saber si el modelo de la correlación es consistente con el punto $F_\gamma, F_X = (0,0)$, es decir, que para un flujo en rayos γ de valor $F_\gamma = 0$ se tiene un flujo en rayos X del mismo valor (con el fin de mostrar si no existe un fondo de rayos γ por un mecanismo hadrónico o de Compton Externo o por el modelo estratificado de K. Katarzynski y K. Walczewska [64]) se ajustan los datos con una ley de potencias más un término constante: $F_\gamma = bF_X^\alpha + c$. El ajuste arroja un valor de la ordenada de $c = (3.14 \pm 3.15) \times 10^{-12}$, que es consistente con el punto (0,0) al tomar en cuenta la incerteza del valor y la magnitud menor en un factor de 10 que los flujos de estados de alta actividad. Este modelo más complejo decrece el índice de la correlación a $\alpha = 1.29 \pm 0.16$ (aún consistente con la descripción no lineal), para este modelo más complejo $AIC = 142.83$ y obteniendo el likelihood relativo entre ambos modelos, $LR = e^{((142.01 - 142.83)/2)} = 0.66$. Esto es, el modelo más complejo es 66% tan probable como el modelo de ley de potencias más simple que ajuste mejor a los datos. Este es una probabilidad alta pero indica que los datos prefieren el modelo más simple.

Para probar la descripción lineal, la correlación se ajusta a una función lineal de la forma $F_\gamma = bF_X + c$ (ver figura 4.3), y se obtiene un coeficiente de pearson de $R^2 = 0.875$, un p-value de

3.05×10^{-34} y un $AIC = 144.15$, obteniendo el likelihood relativo entre este modelo y el de ley de potencias simple se obtiene $LR = 0.34$, es decir, el modelo lineal es 34% tan probable como el modelo de ley de potencias de ser el modelo que mejor ajuste a los datos. Los datos prefieren una ley de potencias con un índice mayor a uno sobre el modelo de ley de potencias complejo y el modelo lineal.

P	Artículo	No. datos	$a \pm \Delta a$	$(b \pm \Delta b) \times 10^{-1}$	$(c \pm \Delta c) \times 10^{-12}$	$\sigma_d \pm \Delta \sigma_d$
P1	Gliozzi, 2006 (1997)	24	1.39 ± 0.22	8.03 ± 2.59	–	$(1.42 \pm 0.30) \times 10^{-11}$
P2	Gliozzi, 2006 (1998)	24	1.21 ± 0.52	5.36 ± 1.63	–	$(6.82 \pm 1.27) \times 10^{-12}$
P3	Gliozzi, 2006 (1999)	20	0	0	(3.98 ± 0.75)	$1.49 \times 10^{-16} \pm 2.02 \times 10^{-11}$
P4	Aleksic, 2015	12	0	0	(6.36 ± 1.64)	$1.14 \times 10^{-14} \pm 2.93 \times 10^{-11}$
P5	Ahnen, 2018	23	2.71 ± 0.44	3.60 ± 1.45	–	$(1.04 \pm 0.20) \times 10^{-11}$
P6	Furnis, 2015	5	1.91 ± 0.28	5.31 ± 1.21	–	$1.85 \times 10^{-14} \pm 8.00 \times 10^{-12}$
Total	–	108	1.45 ± 0.09	7.36 ± 0.86	–	$(8.88 \pm 0.90) \times 10^{-12}$

Tabla 4.1: Tabla de los parámetros con ajuste de la forma $F_\gamma = bF_X^a + c$ de los periodos de observación de Mrk 501. Los datos de los periodo 3 y 4 están ajustados con una constante c .

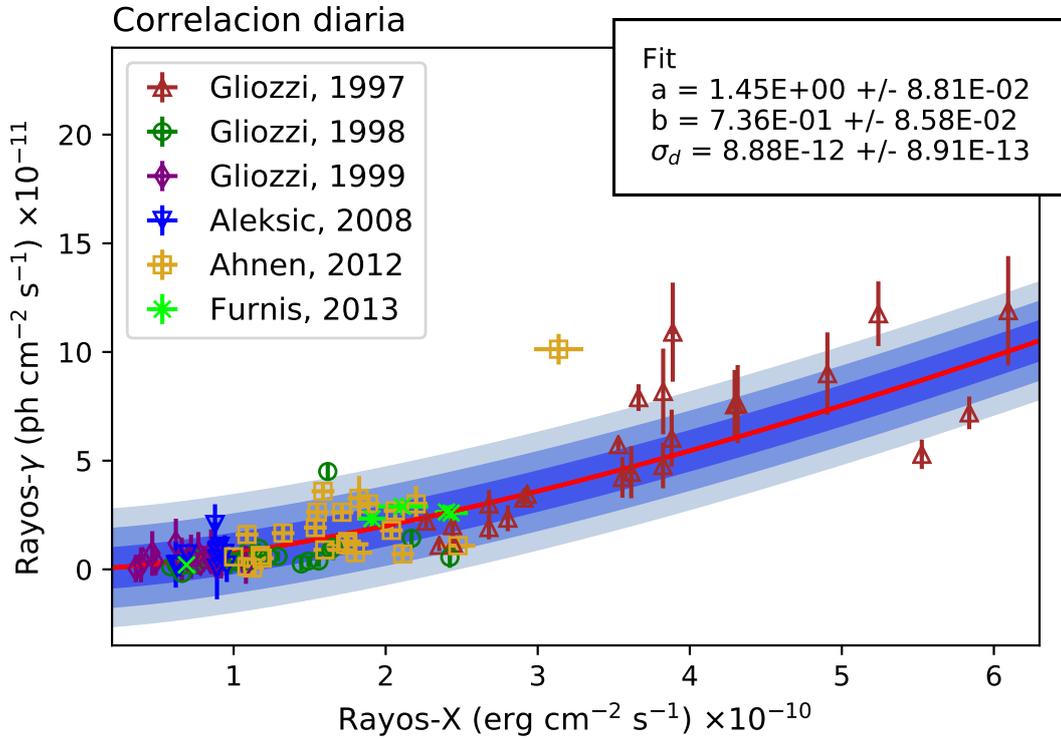


Figura 4.1: Correlación entre rayos X en el rango de energía de 2 a 10 keV y rayos γ a energías >1 TeV. Las bandas de diferentes tonos azules describen desde el más oscuro al más claro el $1\sigma_d$, $2\sigma_d$ y $3\sigma_d$ de la desviación intrínseca de los datos según D'Agostini, respectivamente (ver sección 3.5). El cuadro al lado derecho de la gráfica muestra los parámetros del ajuste del modelo de ley de potencia a los datos, en donde $a = 1.44 \pm 0.08$ es el índice de potencia del modelo.

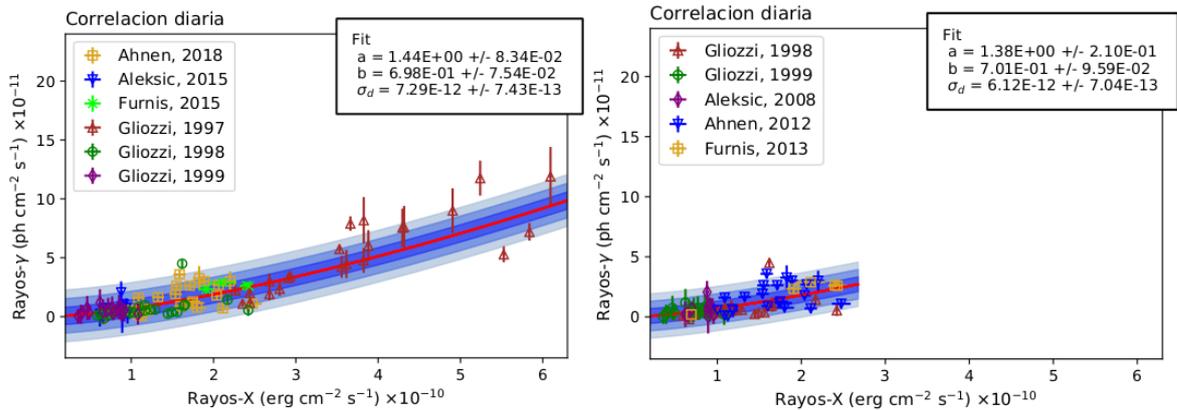


Figura 4.2: Correlación entre rayos X en el rango de energía entre 2 y 10 keV y rayos γ con energía >1 TeV. El panel de la izquierda es la correlación sin los puntos mayores a $3\sigma_d$, el panel de la derecha es la correlación sin los datos de Gliozzi, (2006) de 1997.

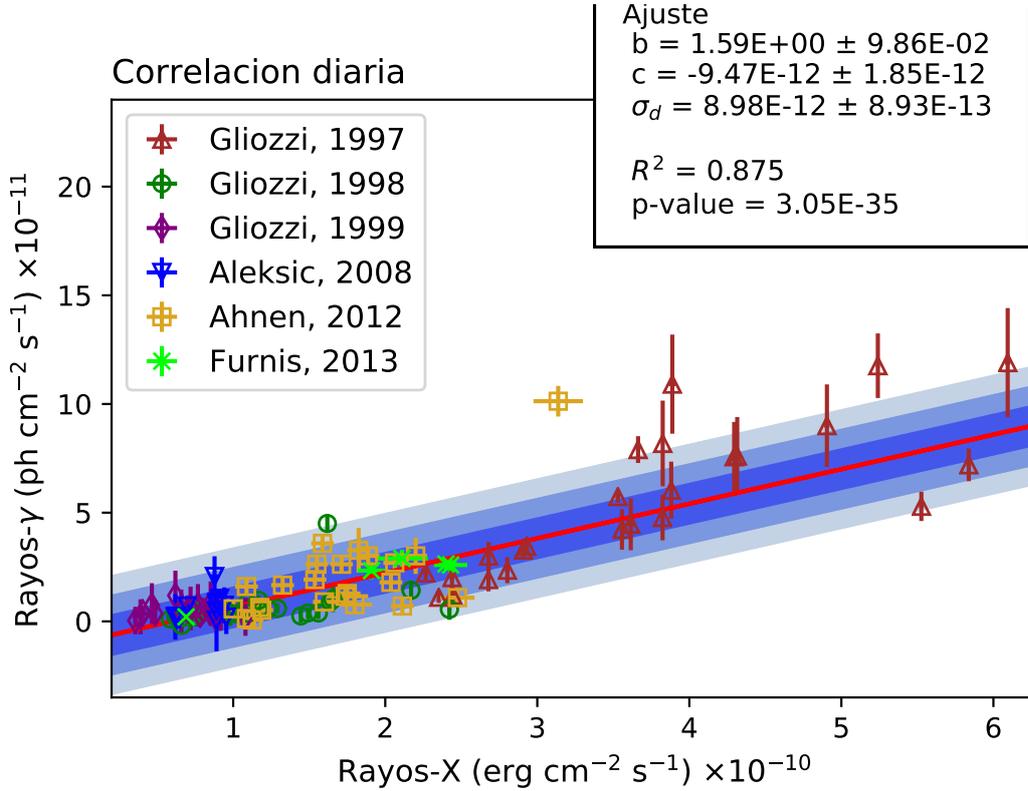


Figura 4.3: Correlación de Mrk 501 entre rayos X en un rango de energía de 2 a 10 keV y rayos γ con energía >1 TeV modelada con una función lineal de la forma $F_\gamma = bF_X + c$ por medio del método de D'Agostini. El cuadro al lado derecho de la gráfica muestra los parámetros del ajuste con un coeficiente de pearson $R^2 = 0.875$, un p-value de 3.05×10^{-35}

4.2 1ES 1959+650

Como se mencionó anteriormente, los datos para realizar la correlación de 1ES 1959+650 fueron obtenidos de los trabajos Krawczynski, 2004 (periodo 1); Uellenbeck, 2013 y Kapendaze, 2017 (periodo 2); Aliu, 2014 (periodo 3); Santander, 2017 (periodo 4) y Accicari 2020 (periodo 5) durante intervalos de tiempo desde el 2002 hasta el 2016. El periodo 1 estudia la fuente durante dos ráfagas, una de ellas es la ráfaga huérfana de junio de 2002 observada por el instrumento Whipple. En el periodo 2, de Uellenbeck, 2013 y Kapendaze, 2017 se presentan datos durante un estado bajo de la fuente en 2009 y los periodos 3, 4 y 5 estudian la fuente en estados activos. La correlación total entre rayos X de 0.3 a 10 keV de energía y rayos γ a energías >300 GeV se muestra en la figura 4.4, la correlación fue ajustada a una ley de potencias y se obtuvo un índice de $a = 1.43 \pm 0.22$, un factor de escala de $b = 0.62 \pm 0.28$ y una dispersión natural de D'Agostini de $\sigma_d = (4.69 \pm 0.45) \times 10^{-11}$, un valor considerable cuando se toman en cuenta los valores de flujos en rayos γ y sus incertidumbres. Aún no es claro, en estos casos específicos, el origen o la causa de la dispersión σ_d , puede ser desde una incertidumbre sistemática subestimada hasta de origen

físico. El criterio de información de Akaike tuvo un valor de $AIC = 386.39$.

En esta correlación se observan los puntos del periodo 1 observados por Whipple de color verde limón y cian. Los dos puntos verde limón pertenecen a la ráfaga huérfana de junio del 2002 y el punto cian es la ráfaga de mayo del 2002 que sí presenta contraparte en rayos X aunque no suficiente para entrar a la correlación. Los datos de ambas ráfagas no se encuentran dentro de la correlación y se ubican a $5\sigma_d$. Los puntos morados distanciados de la correlación por $5\sigma_d$ pertenecen al estado alto de este mismo periodo observados por HEGRA, su conversión a energías >300 GeV fue por medio del modelo espectral de ley de potencias, como se explica en la subsección 3.2.1, esto pudo haber causado una sobreestimación del valor pues a energías >300 GeV la curvatura de la componente de TeV del SED es notoria. Es importante notar que los datos de la campaña del telescopio HEGRA cuando se dan para un umbral de energía > 300 GeV, son muy parecidos entre sí porque la integral de los flujos de 300 GeV a 2 TeV domina su valor. Lo indicado para hacer una conversión de umbral de energía es por medio del modelo espectral para cada punto de flujo, dado que para estos datos sólo se cuenta con el modelo promedio, la conversión resulta ser una aproximación del valor real.

Para la tendencia de la correlación total todos los puntos contribuyen, sin embargo los datos de los periodos 4 y 5, que presentan mayor nivel de flujo, son los que la dominan. Los puntos de las ráfagas salen de la correlación por un exceso en el flujo de rayos γ . Al quitar estos puntos fuera de la correlación, el índice de la correlación incrementa a $\alpha = 1.56 \pm 0.22$, la constante de escala de $b = 0.45 \pm 0.21$, la desviación de D'Agostini tiene un valor de $\sigma_d = (4.42 \pm 0.40) \times 10^{-11}$ (mostrada en la figura 4.5) y un $AIC = 296.08$. Los puntos de las ráfagas que se observan en la correlación hacen que el índice se reduzca. A estos puntos se les ha descrito dentro de modelos hadrónicos por lo que podríamos suponer que efectivamente, no pertenecen a la correlación de origen leptónico, por esta razón también se hace el análisis sin tomarlos en cuenta en el ajuste. En la tabla 4.2 se muestran los parámetros de ajuste de ley de potencias de cada trabajo en forma individual. La incertidumbre de la constante de escala b en la mayoría de los trabajos muestra que posiblemente los datos prefieren otro modelo. Ajustando la correlación total a un modelo lineal (ver figura 4.6) se tiene un coeficiente de Pearson de $R^2 = 0.292$, un p-value = 9.48×10^{-3} y un $AIC = 371.27$. Obteniendo el likelihood relativo entre el modelo de ley de potencias y lineal tomando en cuenta los puntos fuera de la correlación se tiene que $LR = 0.24$, es decir, el modelo lineal es 24% tan probable de ser el mejor modelo de los datos. Los ajustes para la correlación total y para las correlaciones de los demás trabajos se muestra en la tabla 4.3 en donde se puede ver que los parámetros del ajuste total también presentan incertidumbres grandes, esto podría sugerir que se necesitan más datos en cada trabajo para poder obtener correlaciones individuales. Se volvió a repetir el ejercicio de ajustar sin considerar los datos fuera de la correlación y se obtuvo una constante de escala de $b = 1.75 \pm 0.23$, un intercepto de $c = (-2.33 \pm 1.45) \times 10^{-11}$, una dispersión de D'Agostini de $\sigma_d = (4.59 \pm 0.41) \times 10^{-11}$, un coeficiente de Pearson con valor de $R^2 = 0.649$, un p-value = 6.95×10^{-10} y un $AIC = 300.66$. El likelihood relativo entre el modelo

P	Artículo	No. datos	$a \pm \Delta a$	$(b \pm \Delta b) \times 10^{-1}$	$\sigma \pm \Delta \sigma$
P1	Krawczynski, 2002	34	$(7.05 \pm 14.30) \times 10^{-2}$	4.66 ± 0.97	$5.86 \times 10^{-15} \pm 5.44 \times 10^{-11}$
P2	Uellenbeck, 2013	6	-1.37 ± 1.22	5.92 ± 9.99	$5.97 \times 10^{-15} \pm 5.14 \times 10^{-11}$
P3	Aliu, 2014	7	0.05 ± 0.99	6.18 ± 8.35	$(4.27 \pm 1.54) \times 10^{-11}$
P4	Santander, 2017	17	1.61 ± 0.74	3.39 ± 5.31	$(4.49 \pm 0.79) \times 10^{-11}$
P5	Accicari, 2020	16	1.32 ± 0.46	8.88 ± 9.12	$(6.02 \pm 1.09) \times 10^{-11}$
Total	–	78	1.43 ± 0.22	0.62 ± 0.28	$(4.69 \pm 0.45) \times 10^{-12}$

Tabla 4.2: Tabla de parámetros de los conjuntos de datos que forman la correlación total de 1ES 1959+650 modelada con una ley de potencias. Se observa que la constante de escala b no se modela bien en los trabajos desde el periodo 2 hasta el periodo 5, lo que sugiere que se necesitan más datos para hacer las correlaciones individuales .

P	Artículo	$b \pm \Delta b$	$(c \pm \Delta c) \times 10^{-11}$	$(\sigma_d \pm \Delta \sigma_d) \times 10^{-11}$
P1	Krawczynski, 2002	0.10 ± 0.19	4.60 ± 0.84	0.0007 ± 4.72
P2	Uellenbeck, 2013	-0.29 ± 0.25	2.11 ± 1.14	0.001 ± 3.280
P3	Aliu, 2014	-0.20 ± 2.16	7.38 ± 8.57	4.27 ± 1.55
P4	Santander, 2017	1.45 ± 0.59	-2.06 ± 4.15	4.57 ± 0.81
P5	Accicari, 2020	2.32 ± 0.67	-4.59 ± 5.68	6.00 ± 1.09
Total	–	1.70 ± 0.24	-1.67 ± 1.52	4.86 ± 0.46

Tabla 4.3: Tabla de parámetros de los conjuntos de datos que forman la correlación total de 1ES 1959+650 modelados con un modelo lineal. Al igual que la tabla 4.2 el intercepto del modelo muestra incertezas altas.

de ley de potencias y el modelo lineal sin tomar en cuenta los puntos fuera de la correlación es $LR = 0.10$, el modelo lineal es 10% tan probable como la ley de potencias para ajustar los datos de mejor manera.

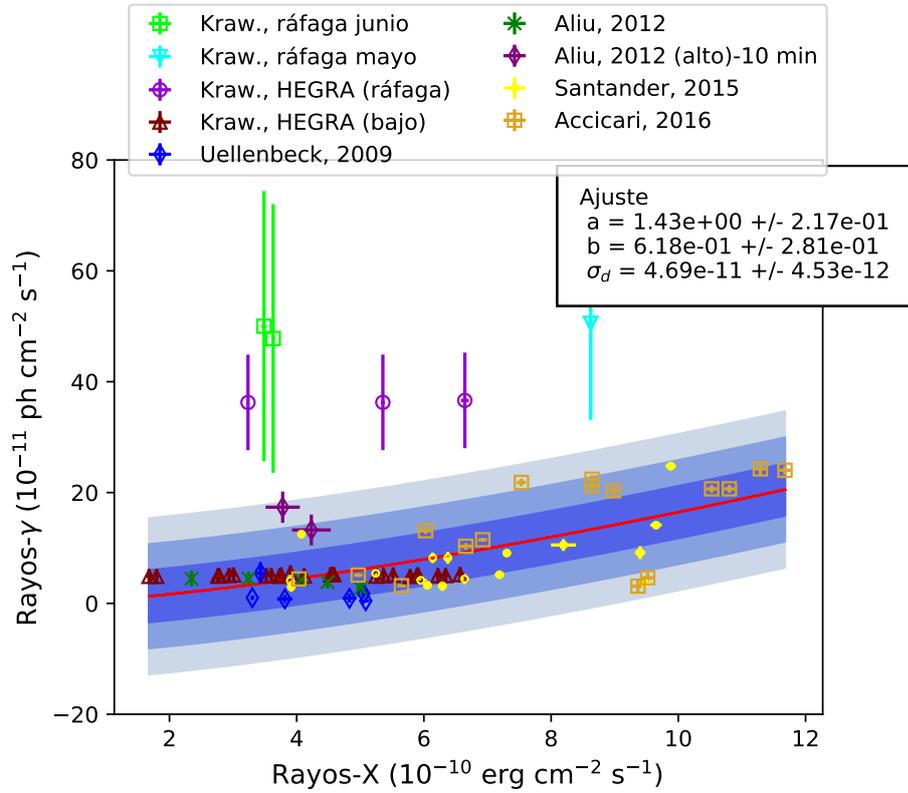


Figura 4.4: Correlación entre rayos X en el rango de energía de 0.3 a 10 keV y rayos γ a energías >0.3 TeV de 1ES 1959+650. La correlación total modelada con una ley de potencias tiene un índice de $a = 1.43 \pm 0.22$. Los puntos color verde limón, cian, violeta y verde son observaciones de estados altos. Los puntos amarillos y mostaza son puntos que observan en un estado alto pero estos sí se muestran dentro de la correlación total. Los puntos violeta con símbolo de cuadrado, los rojo oscuro y los azules corresponden a la fuente en estados bajos. Las bandas de diferentes tonos azules describen desde el más oscuro al más claro el $1\sigma_d$, $2\sigma_d$ y $3\sigma_d$ de la desviación de los datos según D'Agostini, respectivamente (ver sección 3.5). Es interesante notar que los puntos de la ráfaga del 2002 (los puntos violeta de círculo abierto, los puntos lima de cuadrado abierto y el punto cian) podrían ajustarse con el mismo modelo de correlación pero en una amplitud mayor.

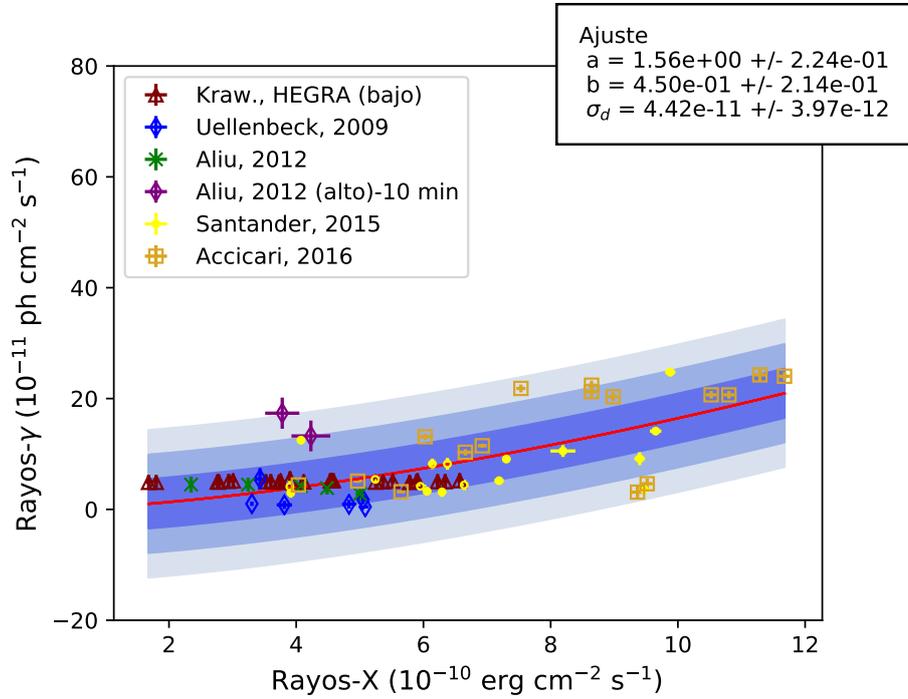


Figura 4.5: Correlación entre rayos X en el rango de energía de 0.3 a 10 keV y rayos γ en energías >0.3 TeV para el blazar 1ES 1959+650 sin los flujos altos fuera de la correlación, correspondientes al periodo 1 reportado por Krawczynski et al. (2004). Se observa que el índice de la correlación aumenta a $a = 1.56 \pm 0.22$.

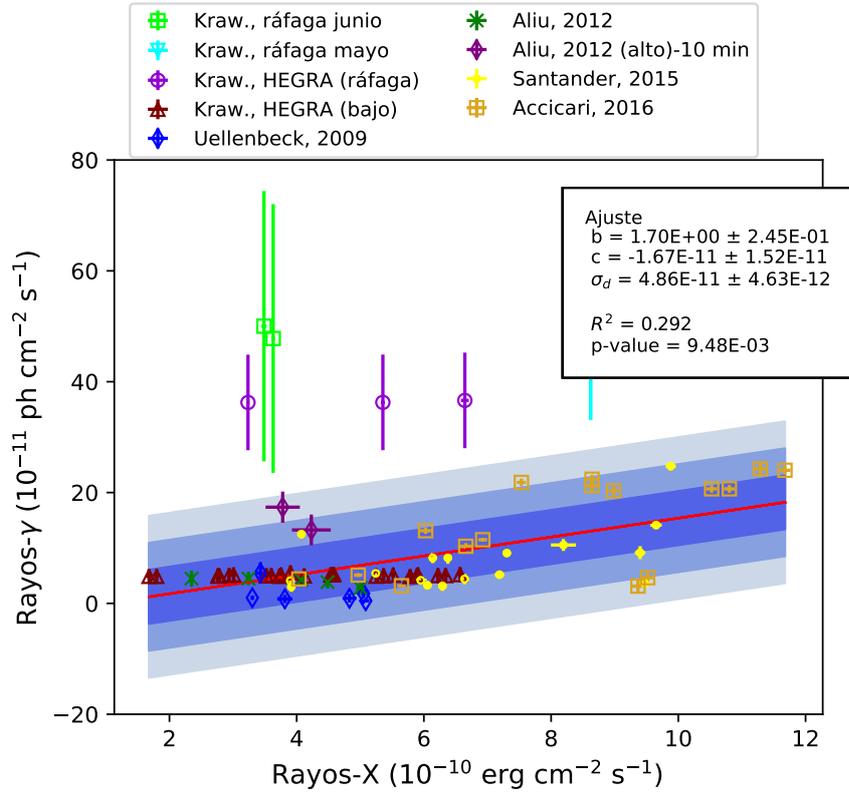


Figura 4.6: Correlación entre rayos X en el rango de energía de 0.3 a 10 keV y rayos γ en energías >0.3 TeV de 1ES 1959+650 ajustada con una función lineal. La correlación total tiene un coeficiente de Pearson de $R^2 = 0.292$ y un p-value de 9.48×10^{-3} .

4.3 PKS 2155-304

Como se detalló en el capítulo anterior, la correlación de PKS 2155-304 se obtiene de los datos reportados en Goyal, 2020 (periodo 1); Aharonian, 2009 (periodo 2); Abdalla, 2020 (periodo 3); Wierzcholska, 2019 (periodo 4) y Aharonian, 2009 (flare) (periodo 1 (flare)) en intervalos de tiempo desde el 2006 hasta el 2016. El periodo 1 y el periodo 2 estudian a la fuente en estados bajos y altos; los periodos 3 y 4 son datos simultáneos entre flujo de TeV y de rayos X en estados bajos y el periodo 1 (flare) estudia la excepcional ráfaga de julio de 2006 que alcanza amplitudes mayores en un factor de 100 a los flujos promedios de PKS 2155-304.

La correlación total entre rayos γ a energías >0.2 TeV sin corregir por EBL y rayos X de energías de 2 a 10 keV sin incluir el conjunto de datos del periodo 1 (flare), es modelada con una ley de potencia y presenta un índice $\alpha < 1$, con valor de $\alpha = (0.53 \pm 0.10)$, una constante de escala $b = (10.6 \pm 1.54)$, una desviación de D'Agostini de $\sigma_d = (2.69 \pm 0.31) \times 10^{-11}$ y un $AIC = 138.84$ (ver figura 4.7). El índice de la correlación indica que existe una atenuación de rayos γ que se podría adjudicar al hecho que la fuente está a un alto corrimiento al rojo de $z = 0.116$ por lo que los fotones de rayos γ de 200 GeV se están absorbiendo con fotones del EBL. Es posible hacer una

corrección por EBL si se conociese el modelo espectral de cada punto de flujo de rayos γ . Dado a que se carece de esa información solamente se podría hacer una corrección de nivel de flujo lo cual no cambia la tendencia de la correlación, sólo la escala de flujo. A estos datos también se les ajusta un modelo lineal de la forma $F_\gamma = bF_X + c$ con un coeficiente de Pearson de $R^2 = 0.567$, mostrando un valor no muy elevado, un p-value de 5.93×10^{-5} y un $AIC = 140.11$ (el ajuste se muestra en la figura 4.8). El likelihood relativo entre ambos modelos es $LR = 0.53$, indicando que el modelo lineal es $\sim 50\%$ probable que sea el mejor modelo que ajuste a los datos. Igualmente se obtuvo la raíz de la desviación cuadrática media (RDCM) para ambos ajustes, resultando un valor muy parecido de $RDCM = 1.29$ para la ley de potencias y $RDCM = 1.31$ para la función lineal, esto implica que ambos modelos describen la correlación de manera similar, concluyendo que no es necesario el modelo de ley de potencia pues el modelo lineal es suficiente. Notar que ambos ajustes, el lineal y el de ley de potencias son casi equivalentes pues la curvatura de la ley de potencias a flujos bajos es muy pequeña. Es decir que, considerando el modelo más simple, la descripción lineal de la correlación es suficiente. En ambos ajustes hay dos puntos fuera de la correlación con un exceso en rayos γ , a $4\sigma_d$, estos puntos pertenecen a un estado alto del periodo 1 mostrando el mismo comportamiento de Mrk 501 y 1ES 1959+650.

P	Artículo	No. datos	Ley de Potencias $F_\gamma = bF_X^a$ y σ_{pl}	Modelo lineal (ML) $F_\gamma = bF_X + c$ y σ_l
P1	Goyal, 2020	24	$a = 0.77 \pm 0.17$ $b = (18.1 \pm 3.88)$ $\sigma_d = (2.81 \pm 0.47) \times 10^{-11}$	$b = 17.8 \pm 4.01$ $c = (1.58 \pm 1.08) \times 10^{-11}$ $\sigma_d = (2.79 \pm 0.46) \times 10^{-11}$
P2	Aharonian, 2009	11	$a = 0.15 \pm 0.22$ $b = (6.53 \pm 1.11) \times 10^{-1}$ $\sigma_d = (1.18 \pm 0.3) \times 10^{-12}$	$b = 1.67 \pm 2.65$ $c = (5.02 \pm 1.38) \times 10^{-11}$ $\sigma_d = (1.18 \pm 0.31) \times 10^{-11}$
P3	Abdalla, 2020	5	$a = -0.09 \pm 0.33$ $b = (1.73 \pm 1.12) \times 10^{-1}$ $\sigma_d = (2.63 \pm 1.95) \times 10^{-12}$	$b = -2.99 \pm 5.08$ $c = (2.05 \pm 0.8) \times 10^{-11}$ $\sigma_d = (2.63 \pm 1.95) \times 10^{-12}$
P4	Wierzcholska, 2019	4	$a = 0.35 \pm 0.81$ $b = (3.36 \pm 7.47) \times 10^{-1}$ $\sigma_d = (4.84 \pm 2.99) \times 10^{-12}$	$b = 6.87 \pm 13.10$ $c = (8.07 \pm 9.05) \times 10^{-12}$ $\sigma_d = (4.73 \pm 2.98) \times 10^{-12}$
Total	–	44	$a = 0.54 \pm 0.12$ $b = (10.60 \pm 1.54)$ $\sigma_d = (2.69 \pm 0.31) \times 10^{-11}$	$b = 9.96 \pm 2.130$ $c = (2.15 \pm 7.23) \times 10^{-11}$ $\sigma_d = (2.74 \pm 0.15) \times 10^{-11}$

Tabla 4.4: Tabla de parámetros del ajuste de datos de PKS 2155-304 para los modelos de ley de potencias y lineal sin incluir la ráfaga de julio de 2006.

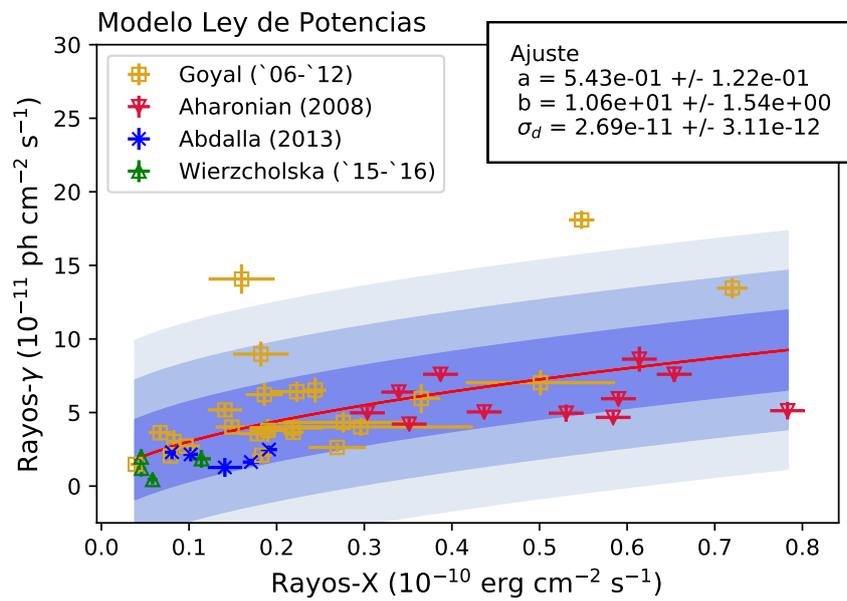


Figura 4.7: Correlación entre rayos X en el rango de energía de 2 a 10 keV y rayos γ a energías $>200\text{GeV}$ de PKS 2155-304. El modelo de ajuste es una ley de potencias. Las escalas temporales de cada conjunto de datos son diarios a excepción del periodo 4 con escalas temporales de 10 días. En esta correlación no se incluye la ráfaga de julio del 2006. El recuadro de la derecha muestra el nombre del trabajo donde se obtienen los datos, y entre paréntesis el tiempo de observación.

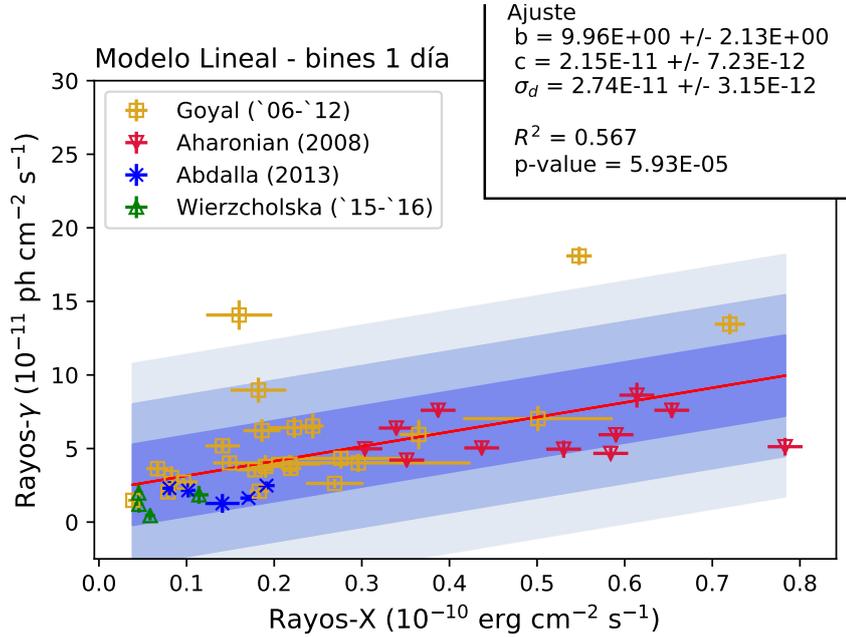


Figura 4.8: Correlación total de PKS 2155-304 entre rayos X en el rango de energía de 2 a 10 keV y rayos γ a energías >200 GeV sin incluir la ráfaga de julio del 2006. El modelo de correlación es una función lineal de la forma $F_\gamma = bF_X + c$. El recuadro de la derecha muestra el nombre del trabajo donde se obtienen los datos, y entre paréntesis el tiempo de observación.

4.3.1 PKS 2155-304: ráfaga de julio de 2006.

El periodo 1 (flare) reportado en Aharonian, et al. (2009) [152], reporta los datos para la ráfaga del 29 de julio de 2006, la correlación de esta ráfaga con datos de rayos γ a energía >200 GeV sin corregir por EBL y rayos X en un rango de energía entre 2 a 10 keV modelada con una ley de potencias tiene un índice de $a = 1.95 \pm 0.29$, $b = 84.30 \pm 6.44$ y $\sigma_d = 3.10 \times 10^{-13} \pm 2.62 \times 10^{-10}$ y se muestra en la figura 4.9. La ráfaga en general tiene un índice cercano a cuadrático pero fragmentos de la correlación tienen una tendencia cúbica, como se reportó en Aharonian et al, (2009) [152] y se observa en la gráfica Log-Log (4.10). Esta correlación cuadrática presenta otra dificultad más porque se obtiene en el decaimiento de la actividad, lo que no es posible replicar dentro del modelo SSC. Una relación cuadrática es válida solamente para el régimen de Thompson. Katarzynski et al. (2005) [60] trata de explicar correlaciones de este tipo introduciendo valores muy altos de parámetros que describen la fuente como el factor de Doppler con valores de $\delta \sim 1000$ lo cual es irreal para cualquier blazar. Las correlaciones de la ráfaga del 2006 y la de los demás datos de PKS 2155-304 no se han unido dado a la diferencia de sus características. Por un lado, la correlación de una ley de potencias de la correlación de flujos promedios (fig 4.7) tiene un índice menor a 1, mientras que para la ráfaga el índice es cercano a 2. Por otro lado, los flujos de rayos γ de la ráfaga son dos órdenes de magnitud mayores que los flujos de los demás trabajos. Las características excepcionales de esta ráfaga indican que podría existir otra zona de emisión en

donde se genera la emisión en rayos γ de altas energías, como se propone en K. Katarzynski y K. Walczewska [64].

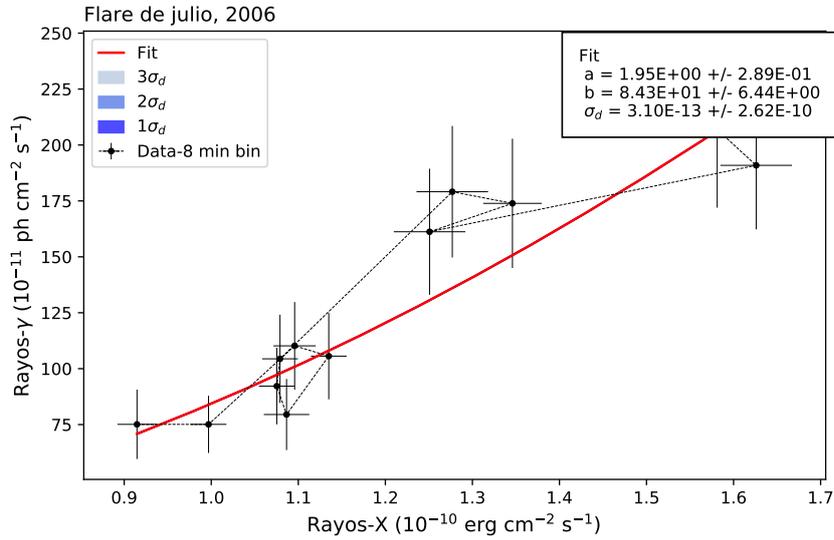


Figura 4.9: Correlación entre rayos X de 2 a 10 keV y rayos $\gamma > 200$ GeV para la ráfaga de julio del 2006 de PKS 2155-304 modelada con una ley de potencias.

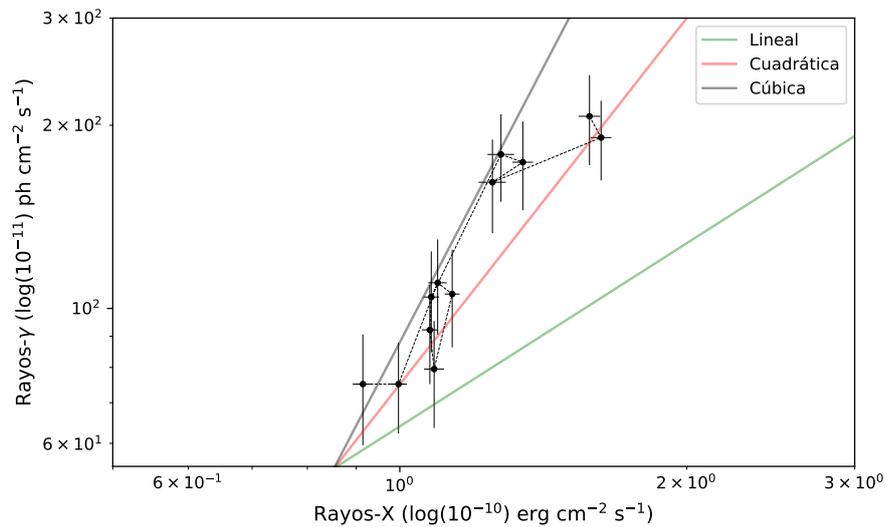


Figura 4.10: Correlación de la ráfaga de 2006 de PKS 2155-304 entre rayos X de 2 a 10 keV y rayos $\gamma > 200$ GeV en un gráfico Log-Log en donde se pueden notar segmentos de la correlación que tienden a una relación cúbica como se reporta en el periodo 1 (flare) en Aharonian, et al. (2009) [152].

4.4 1ES 2344+514

Accicari et al. (2011) estudia la fuente entre octubre del 2007 y enero del 2008 en rayos γ a energías >300 GeV y en rayos X entre el rango de energía de 2 a 10 keV. La correlación obtenida modelada con una ley de potencias tiene un índice de $\alpha = 1.25 \pm 0.22$, un factor de escala de $b = 6.72 \pm 1.69$, una dispersión de $\sigma_d = (2.56 \pm 1.63) \times 10^{-12}$ (ver figura 4.11) y un $AIC = 7.98$. A la correlación también se le ajusta una función lineal ($F_\gamma = bF_X + c$) con parámetros de $b = 5.52 \pm 1.08$, $c = (-1.33 \pm 2.67) \times 10^{-12}$, $\sigma_d = (2.85 \pm 1.57) \times 10^{-12}$, con coeficiente de Pearson de $R^2 = 0.612$, un p-value = 3.27×10^{-4} y un $AIC = 9.04$. El intercepto b es consistente con el punto (0,0) de la correlación (ver figura 4.12). En la tabla 4.5 se muestran los parámetros de los ajustes de ambos modelos, en la penúltima columna se muestra el AIC de ambos modelos. El likelihood relativo entre ambos modelos es $LR = 0.59$, es decir, el modelo lineal es 60% probable de ser el mejor ajuste para los datos, indicando que los datos prefieren un modelo de ley de potencias en lugar de un modelo lineal. Es de interés notar que la correlación está dirigida por los dos puntos más altos, al quitar esos dos puntos, la correlación no tiene una tendencia. Al ajustar la correlación sin los puntos más altos con una ley de potencias el índice resulta $\alpha = 0.42 \pm 0.34$. Y al ajustar con un modelo lineal se tiene un coeficiente de Pearson de $R^2 = 0.25$ y un p-value = 0.99. Obteniendo el likelihood relativo de ambos modelos se tiene $LR = 0.88$, el modelo lineal es 88% tan probable como el modelo de ley de potencias en ser el mejor ajuste de los datos.

	$a \pm \Delta a$	$b \pm \Delta b$	$c \pm \Delta c (\times 10^{-12})$	$\sigma_d \pm \Delta \sigma_d (\times 10^{-12})$	AIC	R^2
Ley de potencias $F_\gamma = bF_X^a$	1.25 ± 0.22	6.72 ± 1.69	–	(2.56 ± 1.63)	7.98	–
Lineal $F_\gamma = bF_X^a + c$	1	5.52 ± 1.08	(-1.33 ± 2.67)	(2.85 ± 1.57)	9.04	0.61

Tabla 4.5: Tabla de los ajustes hechos a los datos de 1ES 2344+514.

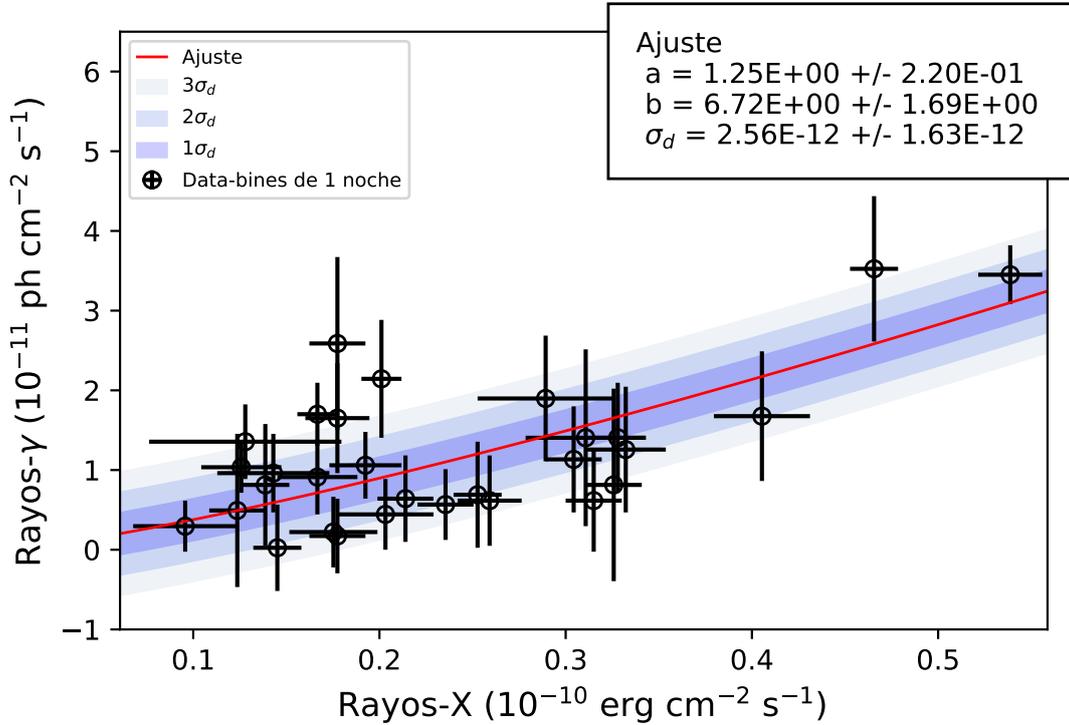


Figura 4.11: Correlación entre rayos X en el rango de energía de 2 a 10 keV y rayos γ a energía >300 GeV de la fuente 1ES 2344+514. La correlación se modela con una ley de potencias con un índice de $a = 1.25 \pm 0.22$. Las bandas de diferentes tonos azules describen desde el más oscuro al más claro el 1σ , 2σ y 3σ de la desviación intrínseca de los datos según D’Agostini, respectivamente (ver sección 3.5).

4.5 Correlación Global

En los capítulos anteriores se estudió la correlación entre la emisión de rayos X y la emisión de rayos γ de TeV de cuatro blazares HBL que fueron seleccionados de tal forma que existieran observaciones en rayos γ de TeV. Ahora se analizarán de forma global. Los resultados para cada fuente están resumidos en la tabla 4.6.

Anterior a este trabajo, está el estudio de Mrk 421 por González et al. (2019) [1], en el que muestra que la correlación entre los flujos de rayos X y rayos γ puede ser descrita por una función lineal e identifica flujos en rayos γ altos sin una contra parte en rayos X suficientemente alta para entrar en la correlación. Se sabe además que Mrk 421 es un blazar cuya descripción de su espectro requiere dos zonas de emisión. Para poderlo considerar en nuestra población, hemos intentado ajustar a los datos publicados en González et al. (2019), una función de potencia y encontramos que los datos no aceptan una función con una potencia mayor a 1. Mostrando que definitivamente es una correlación lineal.

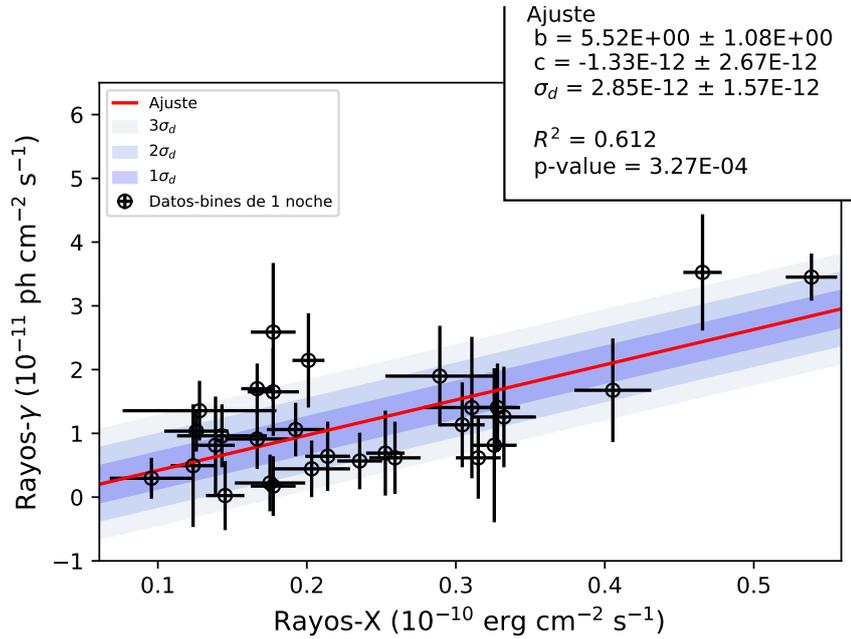


Figura 4.12: Correlación entre rayos X en el rango de energía de 2 a 10 keV y rayos γ a energías >300 GeV de la fuente 1ES 2344+514. La correlación se modela con una función lineal con parámetros de $a = 5.52 \pm 1.08$, $b = (-1.33 \pm 2.67) \times 10^{-12}$, $\sigma_d = (2.85 \pm 1.57) \times 10^{-12}$. Las bandas de diferentes tonos azules describen desde el más oscuro al más claro el 1σ , 2σ y 3σ de la desviación intrínseca de los datos según D’Agostini, respectivamente (ver sección 3.5).

En este trabajo también se tiene en la muestra un caso de correlación lineal, este es el blazar PKS 2155-304 cuando en el análisis se excluye la ráfaga de julio 2006. Esta ráfaga, es en sí, un episodio atípico, con flujos extremadamente altos en comparación a su estado de baja actividad e incluso a otras ráfagas reportadas de la fuente. En el caso de esta ráfaga, encontramos un valor cuadrático en una fase de decremento del flujo, imposible de explicar dentro del marco del modelo leptónico SSC. Diversas explicaciones se han dedicado a esta ráfaga principalmente con modelos de más de una zona de emisión. En la muestra de este trabajo, también se encuentran datos de episodios de ráfagas huérfanas o semihuérfanas (con baja emisión en rayos X), que se reflejan como puntos fuera de la correlación encontrada para cada blazar. En muchos de estos casos, se ha recurrido a modelos hadrónicos para explicarlos, motivados en esto, se excluyeron estos datos y se reajustaron las correlaciones. Son estos modelos los que también se consideran en nuestro análisis global.

Tres de los blazares considerados, Mrk 501, 1ES 1959+650 y 1ES 2344+514, muestran una potencia alrededor de 1.36 ± 0.18 , un valor que no es consistente con una relación lineal ni cuadrática. Es importante notar que los tres muestran poca dispersión en el valor del índice de la potencia y no está más distribuido entre los valores de 1 y 2. Esto sería lo que esperaríamos si las potencias fueran una combinación de, por ejemplo, emisión de dos zonas del chorro, cada una con su propia correlación y cuya combinación daría una correlación entre lineal y cuadrática como se explica en

K. Katarzynski y K. Walczewska [64] y lo que se encuentra en las correlaciones de la muestra de esta tesis. En el trabajo, K. Katarzynski y K. Walczewska proponen dos modelos diferentes. En el primero asumen una inyección de partículas relativistas en una onda de choque dentro del chorro que crea una región de emisión diferente a la del chorro, este modelo describe precisamente la evolución del espectro de energía de las partículas pero da resultados inadecuados al producir correlaciones diferentes en el crecimiento y decrecimiento de una ráfaga. El segundo modelo asume una emisión intrínseca constante de una fuente homogénea que viaja dentro del chorro. La actividad en esta región se produce por diferentes valores de factores de Doppler en la región y se encontró que este modelo devuelve mejores resultados que el primero.

Por otro lado, cuando se toman los resultados obtenidos de los ajustes de la muestra excluyendo aquellos datos que corresponden a ráfagas huérfanas o semihuérfanas (puntos que tienen contraparte en rayos X pero aún así no alcanzan a entrar en la correlación), es decir, que están fuera de la correlación encontrada, la dispersión de los valores para la potencia están aún menos dispersos y alrededor del valor promedio de 1.41 ± 0.17 , ver figura 4.14.

En la figura 4.14 se muestra gráficamente las correlaciones para los cuatro blazares estudiados incluyendo la incertidumbre natural de los datos σ_d . Como se observa, el resultado para la ráfaga de PKS 2155-304 es muy distinto a los resultados de los demás blazares donde incluso se ha contemplado los datos de los episodios de ráfagas huérfanas o semihuérfanas. Cabe notar que aunque las correlaciones se estudiaron en diferentes rangos de energía de rayos X y de rayos γ (ver figura 4.13), la magnitud de los flujos en rayos γ son similares, excepto para la ráfaga de PKS 2155-304 que es casi dos órdenes de magnitud mayor. Esto es especialmente interesante, por ejemplo el rango de energía de los rayos X estudiados en 1ES 1959+650 es de 0.3 a 10 keV, mientras que el de PKS 2155-304 es de 2 a 10 keV, que explica que los flujos en rayos γ en 1ES1959+650 sean ligeramente mayores a los flujos de rayos γ de PKS 2155-304 (ver figura 4.15). Para mostrarlo se hizo el cambio de rango de energía de rayos X de 2 a 10 keV para 1ES 1959+650, los nuevos flujos se muestran en la figura 4.16. Sin embargo, esto no compensa el orden de magnitud entre los flujos de rayos X de PKS 2155-304 sin ráfaga y 1ES 2344+514 con los de 1ES 1959+650 y Mrk 501. Si se considera que los electrones involucrados en la generación de radiación tienen el mismo rango de energía, y entre fuentes hay un orden de magnitud de diferencia entre los flujos de rayos X pero que se obtienen los mismos flujos en rayos γ y que la emisión se da por SSC, entonces se podría inferir que la emisión SSC es menos eficiente en los blazares que muestran flujos en rayos X mayores, en otras palabras, el campo magnético, que es inversamente proporcional a la potencia de Compton inverso (como se observa en la ecuación 1.39), es mayor en estos blazares. Por ejemplo, en Tavecchio et al. (1998) reportan valores de parámetros físicos usando el modelo SSC. Mrk 501 en estado alto tiene un $B \sim 1\text{G}$ mientras que PKS 2155-304 el valor es $B = 0.3 - 0.2\text{G}$ [55].

Por otro lado, en K. Katarzynski y K. Walczewska [64], tratan de explicar el valor de la potencia de la correlación como una combinación de emisiones en más de una zona de emisión. Sin embargo,

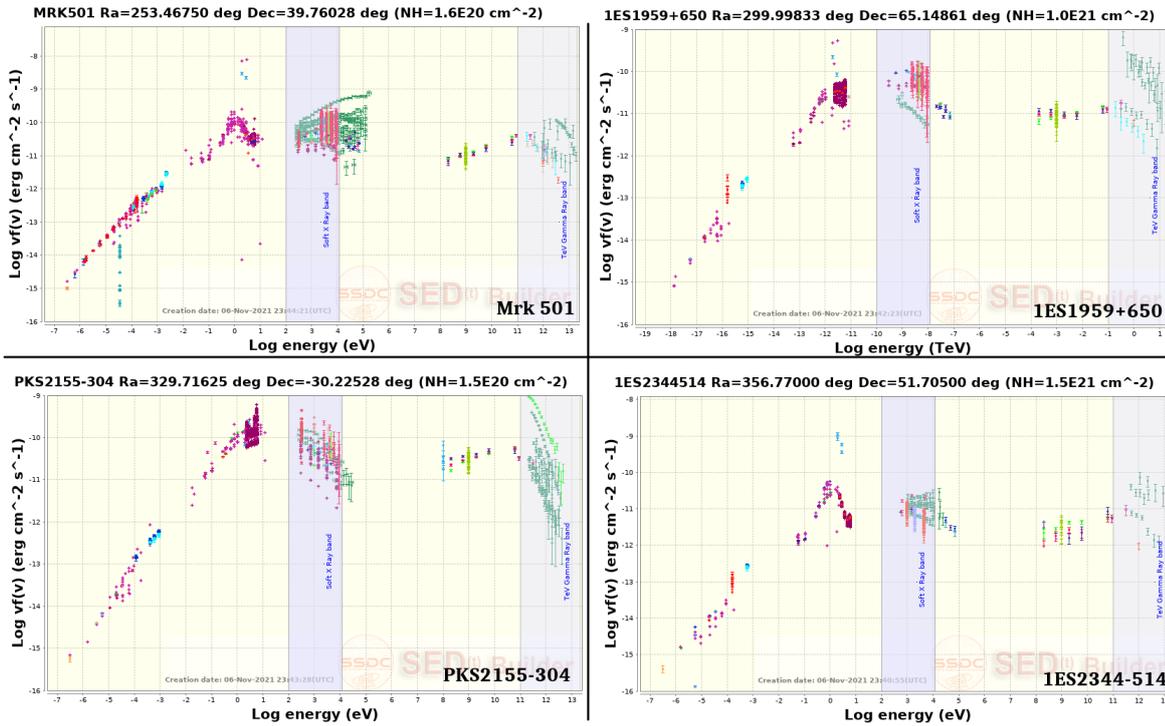


Figura 4.13: Distribuciones espectrales de datos históricos de las cuatro fuentes de la muestra. En los paneles superiores se muestra la SED de Mrk 501 y 1ES 1959+650, en los paneles inferiores se muestra la SED de PKS 2155-304 y 1ES 2344+514. Las dos bandas de color azul claro que se observan en cada SED son las bandas de rayos X suaves y rayos γ de TeV.

hay dos evidencias que no son consistentes con esta interpretación. La primera es que Mrk 421 muestra una potencia de 1, definitivamente lineal y se sabe que para describir su espectro se requiere de al menos dos poblaciones de electrones. Y la segunda, la posible discretización observada, en vez de una distribución continua, en los valores de la potencia, con valores de 1, 1.5 y 2. En Katarzynski et al. (2010)[64], proponen que la correlación que presenta una potencia lineal es cuando la energía de los electrones se acerca a el límite de Klein Nishina. Sin embargo, en este trabajo se encuentra que las energías pico de las SED de aquellos blazares con potencias de 1.5 son mayores que para los que presentan potencias de 1, como se muestra en la figura 4.17. En esta misma gráfica parecería que se tiene una relación entre el valor de la potencia del modelo de la correlación ($\alpha \pm \delta\alpha$) con la energía pico de TeV del espectro ($E_{p,IC}$), pero se requiere de una muestra mayor para poder concluirlo. Otra vez, la ráfaga de PKS 2155-304 muestra ser un caso no común. Por lo tanto, se puede concluir de este análisis que es improbable que la potencia que describe la correlación de los flujos en rayos X y en rayos γ sea una consecuencia de la presencia de más de una región de emisión, ni tampoco como un efecto de estar en el límite de Klein-Nishina.

Fuente	Modelo	Parámetros Correlación	Pico TeV
Mrk 501 >1 TeV 2-10 keV	Ley de potencias	$a = 1.45 \pm 0.09$ $b = 0.74 \pm 0.09$ $\sigma_d = (0.89 \pm 0.10) \times 10^{-11}$	1 TeV
1ES1959+650 >0.3 TeV 0.3-10 keV	Ley de potencias	$a = 1.43 \pm 0.22$ $b = 0.62 \pm 0.28$ $\sigma_d = (4.69 \pm 0.45) \times 10^{-11}$	0.7 TeV
1ES1959+650 Sin ráfagas 2002 >0.3 TeV 0.3-10 keV	Ley de potencias	$a = 1.56 \pm 0.22$ $b = 0.45 \pm 0.21$ $\sigma_d = (4.42 \pm 0.40) \times 10^{-11}$	0.7 TeV
PKS 2155-304 >0.2 TeV 2-10 keV	Lineal	$b = (9.96 \pm 2.13)$ $c = (2.15 \pm 0.72) \times 10^{-11}$ $\sigma_d = (2.69 \pm 0.31) \times 10^{-11}$	0.01 TeV
PKS 2155-304 Ráfaga 2006 >0.2 TeV 2-10 keV	Ley de potencias	$a = 1.95 \pm 0.29$ $b = 84.3 \pm 6.44$ $\sigma_d = (0.03 \pm 0.62) \times 10^{-11}$	0.5 TeV
1ES 2344+514 >0.3 TeV 2-10keV	Ley de potencias	$a = 1.25 \pm 0.22$ $b = 6.72 \pm 1.69$ $\sigma_d = (2.56 \pm 1.63) \times 10^{-12}$	0.5 TeV

Tabla 4.6: Parámetros de las correlaciones totales de las 4 fuentes estudiadas modeladas con una ley de potencias. La última columna muestra la energía pico de la componente espectral en TeV más alta de todos los datos que estudiaron la fuente.

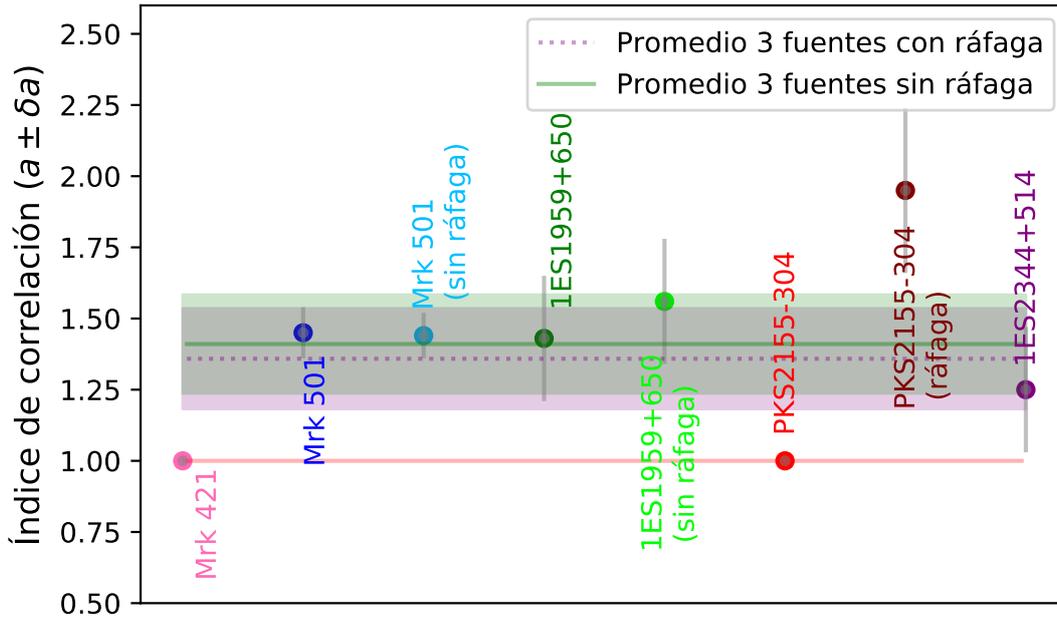


Figura 4.14: Comparación de los índices de potencia ($a \pm \delta a$) de las correlaciones de las cuatro fuentes de la muestra. El punto rosa es el índice reportado de Mrk 421, el azul es de Mrk 501, el azul claro es de Mrk 501 sin los puntos de las ráfagas que salen de la correlación, el verde oscuro de 1ES 1959+650 incluyendo las ráfagas de la campaña del 2002, el verde claro de 1ES 1959+650 sin estas ráfagas, el rojo de PKS 2155-304, el café de la ráfaga de julio de 2006 de PKS 2155-304 y el violeta de 1ES 2344-514. La banda horizontal verde claro tiene un valor de $a = 1.36 \pm 0.18$, es el promedio pesado de los índices y su error de Mrk 501, 1ES 1959+650, y 1ES 2344+514 tomando en cuenta las ráfagas (punto azul, verde oscuro y violeta), mientras que la banda morada tiene un valor de $a = 1.41 \pm 0.17$ es el valor promedio para los índices que no toman en cuenta los puntos de la ráfaga (punto azul claro, verde claro y violeta). En ambos casos los índices son parecidos y convergen en los valores de la banda gris. La línea roja tiene un valor de $a = 1$, indicando la correlación lineal para Mrk 421 y PKS 2155-304 sin incluir la ráfaga del 2006. El índice mayor es para la ráfaga de PKS 2155-304, este valor no concuerda con ningún otro de la muestra.

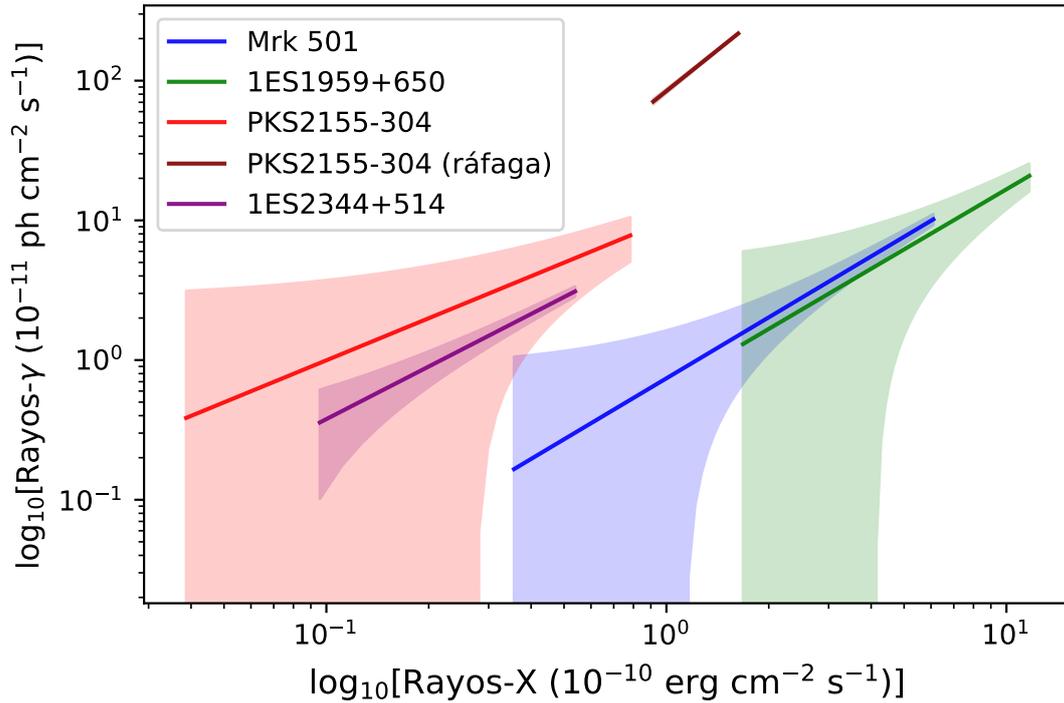


Figura 4.15: Comparación de los modelos de correlación de una ley de potencias de las cuatro fuentes de la muestra en un gráfico Log-Log en el intervalo de flujo de rayos X y rayos γ en los que se estudió la fuente. El modelo de color azul pertenece a la correlación de Mrk 501 en rayos $\gamma > 1$ TeV de energía y en rayos X en el rango de 2 a 10 keV, el verde a 1ES 1959+650 en rayos $\gamma > 300$ GeV y en rayos X en el rango entre 0.3 y 10 keV, el rojo a PKS 2155-304 en rayos $\gamma > 200$ GeV y en rayos X a un rango de 2 a 10 keV, el café a la ráfaga de julio de 2006 de PKS 2155-304 y el violeta a 1ES 2344-514 en rayos $\gamma > 300$ GeV y rayos X en el rango de 2 a 10 keV. Las áreas sombreadas muestran el valor de $1\sigma_d$ del ajuste de la correlación. Se observa que a excepción de la correlación de la ráfaga de PKS 2155-304, las correlaciones de los demás objetos tienen una forma de correlación parecida.

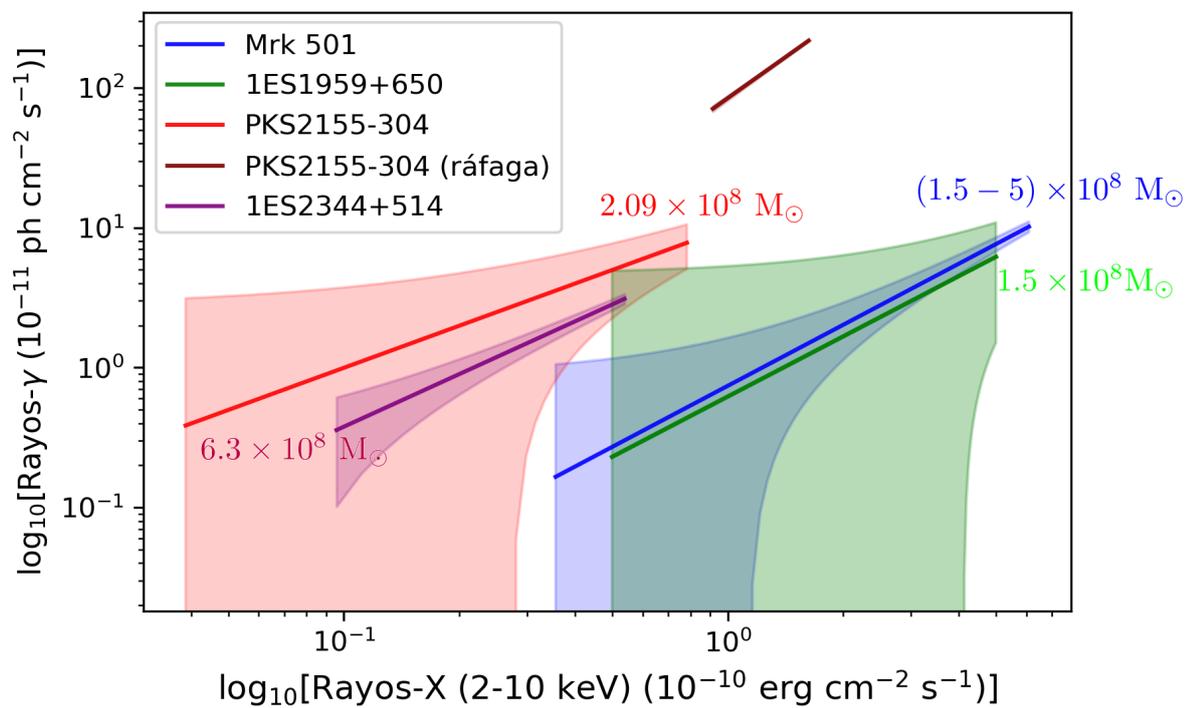


Figura 4.16: Comparación de los modelos de correlación de una ley de potencias de las cuatro fuentes de la muestra en un gráfico Log-Log en el intervalo de flujo de rayos X en el rango de energías de 2 a 10 keV y rayos γ de TeV. Las áreas sombreadas para Mrk 501, 1ES 1959+650 PKS 2155-304 y 1ES 2344+514 son $1\sigma_d$ del ajuste de la correlación. Ya que para 1ES 1959+650 en el rango de energía de 2 a 10 keV no se tiene una correlación, se usa el valor de σ_d de la correlación reportada. Se ha indicado la masa del agujero negro de cada fuente.

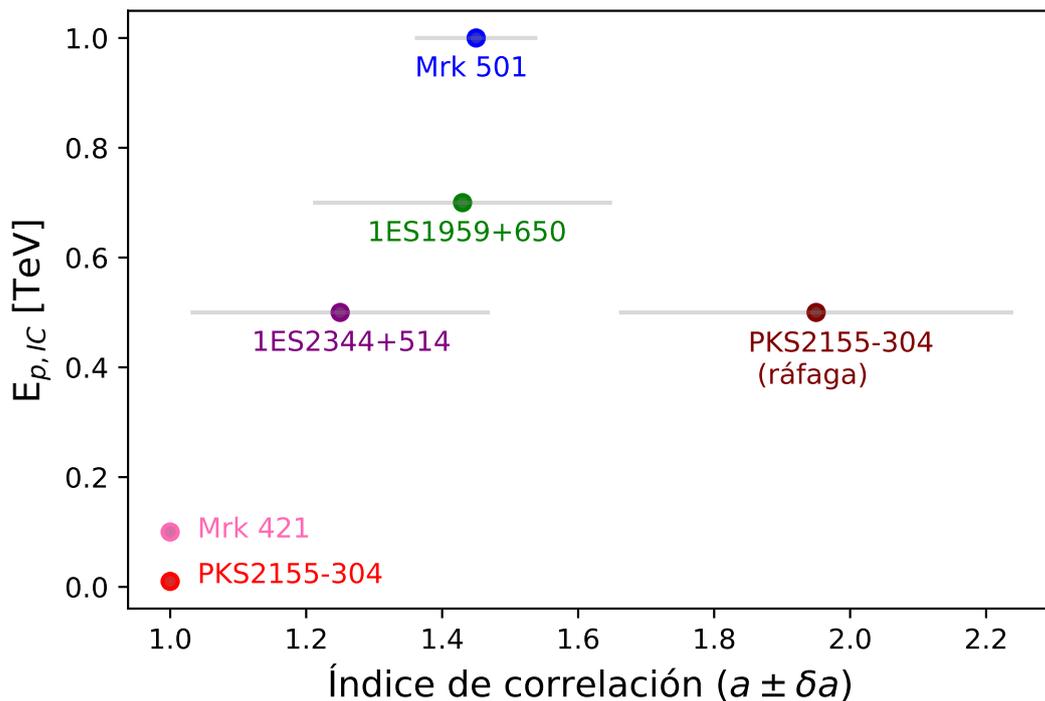


Figura 4.17: Relación entre la energía pico de la componente de Compton inverso $E_{IC,p}$ de los objetos de la muestra con los índices de correlación a obtenidos. En el punto rosa se encuentra los valores de Mrk 421 y el rojo de PKS 2155-304 ambos con un índice de correlación igual a 1. El punto azul es de Mrk 501, el verde es para 1ES 1959+650, el punto violeta es para 1ES 2344+514 y el café es de la ráfaga de julio del 2006 de PKS 2155-304. Se observa que entre PKS 2155-304 (sin ráfaga) y Mrk 421 hay comportamientos en común. Para los blazares Mrk 501, 1ES 1959+650 y 1ES 2344+514 que presentan un índice parecido se ubican en la parte superior del gráfico. Si no se toma en cuenta el punto de la ráfaga de PKS 2155-304 se encuentra una correlación: entre mayor es la energía del pico IC $E_{p,IC}$ mayor es el índice de la correlación ($a \pm \delta a$).

CONCLUSIONES

En este trabajo se tomó una muestra de blazares HBL para determinar si existía una correlación entre rayos X y rayos γ de TeV. La motivación del trabajo fue el estudio de la correlación en las mismas bandas de energía de Mrk 421 por González et al. (2019) [1] en donde se encuentra una correlación lineal y una dispersión de la correlación a flujos altos de rayos γ .

Con la muestra de este trabajo compuesta por Mrk 501, 1ES 1959+650, PKS 2155-304 y 1ES 2344+514 se obtienen correlaciones que pueden ser ajustadas a modelos de ley de potencias y modelos lineales. Las correlaciones encontradas muestran que las fuentes Mrk 501, 1ES 1959+650 y 1ES 2344+514 tienen una correlación mayor que lineal y que su índice de potencia es muy similar, en cambio, PKS 2155-304 se ajusta mejor a un modelo lineal, así como se observó con Mrk 421, y por último la ráfaga de PKS 2155-304 presenta una correlación cuadrática atípica.

Respecto a los objetivos planteados en la sección 1.6, los resultados muestran que objetos con características similares como el mismo tipo espectral presentan correlaciones distintas, es decir, mientras hay fuentes que se ajustan satisfactoriamente con un modelo lineal, existen otras que requieren un índice de correlación mayor. Sin embargo, se encuentra una similitud en ellas: los puntos que no están dentro de la correlación son puntos a un nivel alto de flujo en rayos γ y es necesario aumentar el número de datos para saber si la correlación mostrada en el trabajo es única.

Algunas de las características de las correlaciones globales fueron:

- Se observa que hay puntos correspondientes a un estado de ráfaga en rayos γ que no están dentro de la correlación observada. En tres de las fuentes de la muestra, Mrk 501, 1ES 1959+650 y 1ES 2344+514, los índices de potencia promedios con los puntos de las ráfagas fuera de la correlación y sin los puntos de las ráfagas no es 1 ni 2, sino que se encuentra

alrededor de 1.5 tomando en cuenta las incertezas. Este resultado puede interpretarse como que la emisión de las ráfagas en los blazares de esta muestra tienen un mecanismo de emisión diferente al resto de los puntos.

- Las correlaciones de las cuatro fuentes al mismo rango de energía muestra que, bajo el modelo SSC, las fuentes con un nivel de flujo más alto en rayos X tienen una emisión en rayos γ menos eficiente y un valor de campo magnético mayor.
- Una evidencia en contra de que el chorro del blazar se componga de más de una zona es que en esta muestra se tiene una discretización de valores del índice de potencia en lugar de valores continuos entre 1 y 2. La sobreposición de los índices de correlación de dos o más zonas se esperaría que podría tener cualquier valor y no un valor discreto al rededor de 1.5 como se encontró en este trabajo, sin embargo, para concluir que el valor del índice de la correlación está discretizado se necesita una muestra de objetos mayor.
- En esta muestra se observa una aparente relación entre el índice de potencia de las correlaciones con la energía pico de Compton inverso, siendo el índice mayor cuando la energía pico es mayor. Es notable que los estados altos dominan la tendencia de la correlación, en esencia son estos los que le otorgan a la correlación un índice de potencia mayor que 1. La relación entre $E_{p,IC}$ y $a \pm \delta a$ podría interpretarse como que los fotones están siendo creados con un mecanismo que toma importancia a sólo a altas energías.
- En la literatura se espera una correlación lineal cuando la fuente emite rayos γ en el régimen de Klein-Nishina, sin embargo, en esta muestra se tiene que las fuentes con una menor energía pico de Compton inverso son las que presentan la correlación lineal y las fuentes con una energía pico mayor presentan una correlación mayor que lineal. Con una muestra mayor se podría estudiar si esta relación encaja con la secuencia de blazares.
- Con esta muestra de cuatro objetos no es posible concluir que la potencia de la correlación sea indicativa de la presencia de más zonas en el chorro o que la emisión en rayos γ sea generada en el régimen de Klein-Nishina.

Para definir mejor las causas de las diferentes formas de las correlaciones y así poder describir mejor físicamente las características de las regiones de emisión es necesario extender este trabajo en número de objetos de la muestra y también en tiempo, estudiando tanto fases de estado alto como en estado bajo. Para el monitoreo de fuentes en rayos γ de alta energía los instrumentos como HAWC, el futuro CTA o los telescopios de Cherenkov de aire, son imprescindibles. De igual forma, se necesitan observaciones en otras longitudes de onda que realicen monitoreos en tiempos simultáneos.



REPRESENTACIONES ESPECTRALES Y METODOLOGÍA DE CONVERSIÓN

A.1 Representaciones espectrales

Generalmente en rayos X y rayos γ los espectros de fotones se presentan en alguna de las siguientes formas diferenciales:

- 1) Espectro de fotones: $\frac{dN}{dE}(E) = \Phi(E)$
- 2) Espectro diferencial: $E \frac{dN}{dE}(E) = E\Phi(E)$
- 3) Distribución Espectral de Energía: $E^2 \frac{dN}{dE}(E) = E^2\Phi(E)$

En donde E es la energía del fotón, dN/dE es el número de fotones que pasan una unidad de área a una unidad de tiempo y $\Phi(E)$ es la función que modela el espectro. La primera representación tiene dimensiones de [fotones/(área*tiempo*energía)], esta representación indica la cuenta de fotones por segundo, por unidad de área y de energía. La segunda representación da el flujo de energía por unidad de tiempo y área en unidades cgs es [$\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$] y la Distribución Espectral de Energía o SED de una fuente indica la potencia emitida por década de energía (porque usualmente la energía se representa en escala logarítmica base 10) por unidad de área, esta representación provee la banda de energía en donde se emite la potencia máxima de la fuente.

Es posible escribir el Espectro de fotones y el Espectro diferencial de forma integral:

- 1) Flujo de fotones:

$$F = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \Phi(E) dE$$

2) Flujo de energía:

$$F_e = \int_{E_{min}}^{E_{max}} E \Phi(E) dE$$

F con unidades cgs [$\text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1}$] y el flujo de energía F_e con unidades [$\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]. En este trabajo se representa el flujo en rayos γ por medio del flujo de fotones y los datos en rayos X por medio del flujo de energía pues esas son las unidades estandarizadas para cada banda de energía.

A.1.1 Modelo espectral: Ley de potencias

En el caso en el que $\Phi(E)$ es una ley de potencias de la forma $\Phi(E) = N_0 \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\alpha}$, normalizado con una energía E_0 , las formas diferenciales son:

1) Espectro de fotones:

$$\Phi(E) = \frac{dN}{dE}(E) = N_0 \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\alpha},$$

con unidades cgs [$\text{ph erg}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$].

2) Especto diferencial:

$$E\Phi(E) = N_0 E_0 \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\alpha+1},$$

con unidades cgs [$\text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1}$].

3) Distribución Espectral de Energía:

$$E^2\Phi(E) = N_0 E_0^2 \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\alpha+2},$$

con unidades [$\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$].

Y las representaciones integrales son:

1) Flujo de fotones:

$$(A.1) \quad F = \int_{E_{min}}^{E_{max}} N_0 \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\alpha} dE = \frac{N_0 E_0}{-\alpha+1} \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\alpha+1} \Bigg|_{E_{min}}^{E_{max}},$$

con unidades $\left[\frac{\text{ph}}{\text{cm}^2 \text{s}}\right]$

2) Flujo de energía:

$$(A.2) \quad F_e = \int_{E_{min}}^{E_{max}} N_0 E_0 \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\alpha+1} dE = \frac{N_0 E_0^2}{-\alpha+2} \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\alpha+2} \Bigg|_{E_{min}}^{E_{max}},$$

con unidades $\left[\frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \text{s}}\right]$.

Notar que el espectro diferencial $E\Phi(E)$ y el flujo de fotones F al igual que el SED $E^2\Phi(E)$ y el flujo de energía F_e comparten las mismas unidades, pero se pueden diferenciar porque junto con las representaciones diferenciales se debe mencionar el factor de normalización E_0 .

A.2 Metodologías de conversión.

En esta sección se detalla la forma en que se realizó la conversión de unidades y de umbral de energía para los datos de las fuentes de la muestra.

A.2.1 Conversión de unidades.

Las conversiones de unidades para las dos bandas de energía fue tan sólo la multiplicación por el factor de conversión. Para rayos γ se hizo la conversión de Unidades de Crabs (CU) a unidades de flujo ($\text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) y para rayos X la conversión fue de cts s^{-1} a $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Sea $F_p \pm \delta F_p$ el flujo reportado en el artículo y sea $F_c \pm \delta F_{c,stat} \pm \delta F_{c,sys}$ el factor de conversión que puede ser presentado con errores estadísticos y sistemáticos pero en general sólo presentan los errores estadísticos, entonces el flujo reportado en las unidades deseadas $F_{p,n} \pm \delta F_{p,n}$ es:

$$(A.3) \quad F_{p,n} = F_p F_c$$

El error de la conversión, por propagación de errores, tomando en cuenta el error estadístico y el sistemático es:

$$(A.4) \quad \delta F_{p,n} = \sqrt{\delta F_{p,n,stat}^2 + \delta F_{p,n,sys}^2},$$

donde $\delta F_{p,n,i}$ siendo el subíndice i para *stat* o *sys* es:

$$\delta F_{p,n,i} = |F_{p,n}| \sqrt{\left(\frac{\delta F_p^2}{|F_p|}\right)^2 + \left(\frac{\delta F_{c,i}^2}{|F_c|}\right)^2}.$$

A.2.2 Cambio de umbral de energía.

Para el cambio de umbral de energía de los datos es necesario saber el modelo espectral en el intervalo de tiempo de observación. La información espectral de los datos depende del artículo; algunos artículos reportan el índice espectral de fotones por cada punto en la curva de luz y de esa forma se obtiene el modelo espectral punto a punto, sin embargo la mayoría de los artículos reportan solamente el modelo promedio de la observación.

Coincidentemente los datos que necesitan cambio de umbral de las fuentes de la muestra usan una Ley de Potencias para modelar el espectro de las observaciones tanto para la banda de rayos X como la de rayos γ de TeV, sin embargo cada objeto tiene detalles que se especifican en la sección 4.

A.2.2.1 Caso 1: Modelo espectral promedio

Sea la función $\Phi(E) = N_0(E/E_0)^{-\alpha}$ la función promedio para modelar el espectro de la observación, donde N_0 es el factor de normalización con unidades en cgs de $[\text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{erg}^{-1}]$ y E_0 es el

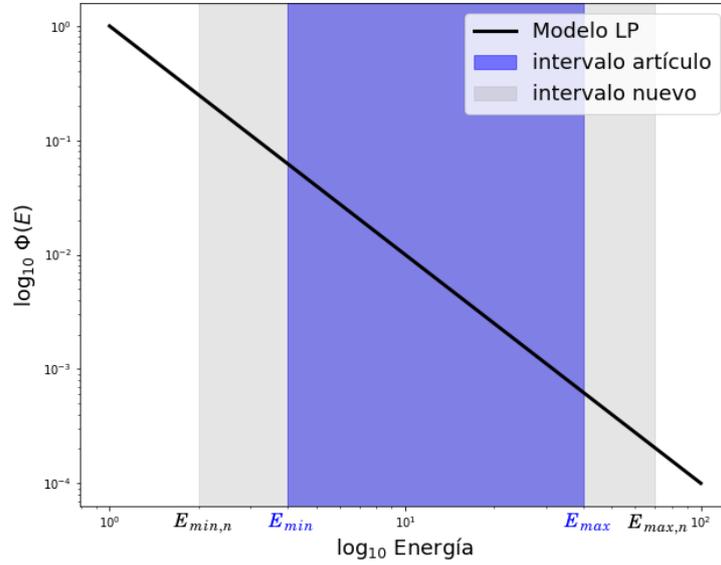


Figura A.1: Ilustración de un espectro de Ley de Potencias $\Phi(E)$ vrs. (E) en un gráfico Log-Log. El área azul muestra el intervalo de energía de los datos en el artículo, mientras que el área gris es el intervalo nuevo deseado ($E_{min,n}$, $E_{max,n}$).

factor de normalización de la energía. Para rayos γ usamos el flujo de fotones:

$$(A.5) \quad F = \int_{E_{min,n}}^{E_{max,n}} N_0(E/E_0)^{-\alpha} dE.$$

Para rayos X se usa el flujo de energía para las curvas de luz:

$$(A.6) \quad F_e = \int_{E_{min,n}}^{E_{max,n}} EN_0(E/E_0)^{-\alpha} .dE$$

Para hacer el cambio con el modelo promedio entonces realizamos las respectivas integrales para rayos γ y rayos X con los límites de energía convenientes para cada fuente (ver figura A.1).

Los errores δF y δF_e se obtienen mediante la propagación de errores de los valores del modelo promedio (δN_0 y $\delta \alpha$) de la siguiente forma [158]:

$$(A.7) \quad \delta F = \sqrt{\left(\frac{\partial F}{\partial N_0} \delta N_0\right)^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial \alpha} \delta \alpha\right)^2}.$$

A.2.2.2 Caso 2: Modelo punto a punto

Para el caso en el que se cuenta con una gráfica del índice espectral para cada punto de la curva de luz, la forma en que se hace la conversión es la siguiente:

- 1) Al tener el índice espectral α es posible saber los valores de los factores de normalización N_0 . Este valor se obtiene despejándolo en las ecuaciones (A.1) y (A.2) para flujos en rayos γ y para flujo en rayos X, respectivamente:

$$(A.8) \quad N_0 = \frac{F(1 - \alpha)}{E_0[(E_{max}/E_0)^{-\alpha+1} - (E_{min}/E_0)^{-\alpha+1}]},$$

$$(A.9) \quad N_0 = \frac{F_e(2 - \alpha)}{E_0^2[(E_{max}/E_0)^{-\alpha+2} - (E_{min}/E_0)^{-\alpha+2}]}.$$

- 2) Sabiendo α y N_0 se tienen los modelos completos, entonces se prosigue de la misma forma que en el Caso 1: obteniendo el flujo de fotones para rayos γ y el flujo de energía para rayos X con los límites de energía convenientes.

Para obtener el error δF y δF_e es necesario primero tener los errores de N_0 de las ecuaciones (A.8) y (A.9):

$$(A.10) \quad \delta N_0 = \sqrt{\left(\frac{\partial N_0}{\partial \alpha}\right)^2 + \left(\frac{\partial N_0}{\partial F}\right)^2}.$$

Usando la expresión N_0 respectiva para rayos γ o rayos X. Consiguientemente el error de F y F_e se obtiene igual que en la ecuación (A.7).

BIBLIOGRAFÍA

- [1] MM González, B Patricelli, N Fraija, and JA García-González.
Reconciliation of the γ -ray/x-ray correlation studies in mrk 421 and break-down at high fluxes.
Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 484(3):2944–2953, 2019.
- [2] Maarten Schmidt.
3c 273: a star-like object with large red-shift.
Nature, 197(4872):1040–1040, 1963.
- [3] Carl K Seyfert.
Nuclear emission in spiral nebulae.
The Astrophysical Journal, 97:28, 1943.
- [4] Paolo Padovani, DM Alexander, RJ Assef, B De Marco, P Giommi, RC Hickox, GT Richards, Vernesa Smolčić, E Hatziminaoglou, V Mainieri, et al.
Active galactic nuclei: what's in a name?
The Astronomy and Astrophysics Review, 25(1):2, 2017.
- [5] Linda S Sparke and John S Gallagher III.
Galaxies in the universe: an introduction.
Cambridge University Press, 2007.
- [6] C Megan Urry and Paolo Padovani.
Unified schemes for radio-loud active galactic nuclei.
Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 107(715):803, 1995.
- [7] Daniel J Mortlock, Stephen J Warren, Bram P Venemans, Mitesh Patel, Paul C Hewett, Richard G McMahon, Chris Simpson, Tom Theuns, Eduardo A González-Solares, Andy Adamson, et al.
A luminous quasar at a redshift of $z= 7.085$.
Nature, 474(7353):616–619, 2011.
- [8] Marie-Helene Ulrich, Laura Maraschi, and C Megan Urry.
Variability of active galactic nuclei.

- Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 35(1):445–502, 1997.
- [9] Jelena Aleksić, Lucio Angelo Antonelli, Pedro Antoranz, M Asensio, Michael Backes, U Barres De Almeida, Juan Abel Barrio, W^aodek Bednarek, Karsten Berger, Elisa Bernardini, et al.
The simultaneous low state spectral energy distribution of 1es 2344+ 514 from radio to very high energies.
Astronomy & Astrophysics, 556:A67, 2013.
- [10] B Czerny, R Goosmann, V Karas, and G Ponti.
Radio quiet agn.
arXiv preprint astro-ph/0506080, 2005.
- [11] Paolo Padovani.
High energy emission from agn and unified schemes.
arXiv preprint astro-ph/9901130, 1999.
- [12] Volker Beckmann and Chris Shrader.
Active galactic nuclei.
John Wiley & Sons, 2013.
- [13] RD Blandford.
Present and future blazar variability.
In *Blazar Continuum Variability*, volume 110, page 475, 1996.
- [14] Paolo Padovani, Eric Perlman, Paolo Giommi, Rita Sambruna, Laurence R Jones, Anastasios Tzioumis, and John Reynolds.
The deep x-ray radio blazar survey (dxrbs).
In *Looking Deep in the Southern Sky*, pages 187–193. Springer, 1999.
- [15] Tushar Mondal and Banibrata Mukhopadhyay.
Fsrq/bl lac dichotomy as the magnetized advective accretion process around black holes: a unified classification of blazars.
Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 486(3):3465–3472, 2019.
- [16] X Liu.
On the difference of quasars and bl lac objects.
In *Approaching Micro-Arcsecond Resolution with VSOP-2: Astrophysics and Technologies*, volume 402, page 307, 2009.
- [17] ML Lister, MH Cohen, DC Homan, M Kadler, KI Kellermann, YY Kovalev, E Ros, T Savolainen, and JA Zensus.

- Mojave: monitoring of jets in active galactic nuclei with vlba experiments. vi. kinematics analysis of a complete sample of blazar jets.
The Astronomical Journal, 138(6):1874, 2009.
- [18] Matthew L Lister, MF Aller, HD Aller, Daniel C Homan, KI Kellermann, Yuri Y Kovalev, AB Pushkarev, JL Richards, E Ros, and Tuomas Savolainen.
Mojave. x. parsec-scale jet orientation variations and superluminal motion in active galactic nuclei.
The Astronomical Journal, 146(5):120, 2013.
- [19] Krishna K Singh and Peter J Meintjes.
Characterization of variability in blazar light curves.
Astronomische Nachrichten, 341(6-7):713–725, 2020.
- [20] MJ Rees.
Appearance of relativistically expanding radio sources.
Nature, 211(5048):468–470, 1966.
- [21] Matteo Cerruti.
Leptonic and hadronic radiative processes in supermassive-black-hole jets.
Galaxies, 8(4):72, 2020.
- [22] Zhi-Bin Zhang.
Superluminal motions of agns and grbs at multiple-frequencies.
arXiv preprint arXiv:1801.04374, 2018.
- [23] DF Falla and MJ Floyd.
Superluminal motion in astronomy.
European journal of physics, 23(1):69, 2001.
- [24] George B Rybicki and Alan P Lightman.
Radiative processes in astrophysics.
John Wiley & Sons, 2008.
- [25] Malcolm S Longair.
High energy astrophysics.
Cambridge university press, 2010.
- [26] WH McCrea.
Relativistic beaming.
Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 157(4):359–365, 1972.
- [27] Thierry J-L Courvoisier.

- High energy astrophysics: an introduction.*
Springer Science & Business Media, 2012.
- [28] PD Frank Rieger.
High energy astrophysics (hea)-a (theoretical) introduction.
- [29] KR Lind and RD Blandford.
Semidynamical models of radio jets-relativistic beaming and source counts.
The Astrophysical Journal, 295:358–367, 1985.
- [30] A Lawrence and I Papadakis.
X-ray variability of active galactic nuclei-a universal power spectrum with luminosity-dependent amplitude.
The Astrophysical Journal, 414:L85–L88, 1993.
- [31] A Mastichiadis and JG Kirk.
Variability in the synchrotron self-compton model of blazar emission.
arXiv preprint astro-ph/9610058, 1996.
- [32] M Baloković, D Paneque, G Madejski, A Furniss, J Chiang, M Ajello, DM Alexander, D Barret, RD Blandford, SE Boggs, et al.
Multiwavelength study of quiescent states of mrk 421 with unprecedented hard x-ray coverage provided by nustar in 2013.
The Astrophysical Journal, 819(2):156, 2016.
- [33] SA Laurent-Muehleisen, RI Kollgaard, ED Feigelson, W Brinkmann, and J Siebert.
The rgb sample of intermediate bl lacertae objects.
The Astrophysical Journal, 525(1):127, 1999.
- [34] F Aharonian, AG Akhperjanian, U Barres De Almeida, AR Bazer-Bachi, B Behera, M Beilicke, W Benbow, K Bernlöhr, C Boisson, O Bolz, et al.
New constraints on the mid-ir ebl from the hess discovery of vhe γ -rays from 1es 0229+200.
Astronomy & Astrophysics, 475(2):L9–L13, 2007.
- [35] JR Sacahui, AV Penacchioni, A Marinelli, A Sharma, M Castro, JM Osorio, and MA Morales.
Study of blazar activity in 10 year fermi-lat data and implications for tev neutrino expectations.
arXiv preprint arXiv:2011.13043, 2020.
- [36] M Böttcher and CD Dermer.
An evolutionary scenario for blazar unification.
The Astrophysical Journal, 564(1):86, 2002.

- [37] G Ghisellini and F Tavecchio.
The blazar sequence: a new perspective.
Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 387(4):1669–1680, 2008.
- [38] Michael Schirber and James S Bullock.
Faint active galactic nuclei and the ionizing background.
The Astrophysical Journal, 584(1):110, 2003.
- [39] Joel R Primack, Alberto Dominguez, Rudy C Gilmore, and Rachel S Somerville.
Extragalactic background light and gamma-ray attenuation.
In *AIP Conference Proceedings*, volume 1381, pages 72–83. American Institute of Physics, 2011.
- [40] Rudy C Gilmore, Rachel S Somerville, Joel R Primack, and Alberto Domínguez.
Semi-analytic modelling of the extragalactic background light and consequences for extragalactic gamma-ray spectra.
Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 422(4):3189–3207, 2012.
- [41] SARA COUTIÑO DE LEON.
Estudio de la luz extragaláctica de fondo usando fuentes de rayos gamma en el campo de visión de hawc.
2014.
- [42] Glenn F Knoll.
Radiation detection and measurement.
John Wiley & Sons, 2010.
- [43] Robert J Gould and Gérard P Schröder.
Pair production in photon-photon collisions.
Physical Review, 155(5):1404, 1967.
- [44] Eli Dwek and Frank Krennrich.
The extragalactic background light and the gamma-ray opacity of the universe.
Astroparticle Physics, 43:112–133, 2013.
- [45] Alberto Franceschini, Giulia Rodighiero, and Mattia Vaccari.
Extragalactic optical-infrared background radiation, its time evolution and the cosmic photon-photon opacity.
Astronomy & Astrophysics, 487(3):837–852, 2008.
- [46] F Aharonian, AG Akhperjanian, G Anton, U Barres De Almeida, AR Bazer-Bachi, Yvonne Becherini, B Behera, W Benbow, K Bernlöhr, C Boisson, et al.

- Simultaneous multiwavelength observations of the second exceptional γ -ray flare of pks 2155–304 in july 2006.
Astronomy & Astrophysics, 502(3):749–770, 2009.
- [47] Tanja M Kneiske, T Bretz, K Mannheim, and DH Hartmann.
Implications of cosmological gamma-ray absorption-ii. modification of gamma-ray spectra.
Astronomy & Astrophysics, 413(3):807–815, 2004.
- [48] Floyd W Stecker, M A Malkan, and STm Scully.
Intergalactic photon spectra from the far-ir to the uv lyman limit for $0 < z < 6$ and the optical depth of the universe to high-energy gamma rays.
The Astrophysical Journal, 648(2):774, 2006.
- [49] Rudy C Gilmore, Piero Madau, Joel R Primack, Rachel S Somerville, and Francesco Haardt.
Gev gamma-ray attenuation and the high-redshift uv background.
Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 399(4):1694–1708, 2009.
- [50] Justin D Finke, Soebur Razzaque, and Charles D Dermer.
Modeling the extragalactic background light from stars and dust.
The Astrophysical Journal, 712(1):238, 2010.
- [51] Tanja M Kneiske and Herve Dole.
A lower-limit flux for the extragalactic background light.
Astronomy & Astrophysics, 515:A19, 2010.
- [52] Yoshiyuki Inoue, Susumu Inoue, Masakazu AR Kobayashi, Ryu Makiya, Yuu Niino, and Tomonori Totani.
Extragalactic background light from hierarchical galaxy formation: gamma-ray attenuation up to the epoch of cosmic reionization and the first stars.
The Astrophysical Journal, 768(2):197, 2013.
- [53] Haocheng Zhang.
Blazar optical polarimetry: Current progress in observations and theories.
Galaxies, 7(4):85, 2019.
- [54] G Ghisellini, L Maraschi, and L Dondi.
Diagnostics of inverse-compton models for the gamma-ray emission of 3c 279 and mkn 421.
Astronomy and Astrophysics Supplement Series, 120:503–506, 1996.
- [55] Fabrizio Tavecchio, Laura Maraschi, and Gabriele Ghisellini.
Constraints on the physical parameters of tev blazars.
The Astrophysical Journal, 509(2):608, 1998.

- [56] Martin Lemoine and Guy Pelletier.
On the origin of very-high-energy photons in astrophysics: A short introduction to acceleration and radiation physics.
Comptes Rendus Physique, 16(6-7):628–640, 2015.
- [57] Charles D Dermer and Reinhard Schlickeiser.
Model for the high-energy emission from blazars.
The Astrophysical Journal, 416:458, 1993.
- [58] Justin D Finke.
External compton scattering in blazar jets and the location of the gamma-ray emitting region.
The Astrophysical Journal, 830(2):94, 2016.
- [59] Marek Sikora, Łukasz Stawarz, Rafał Moderski, Krzysztof Nalewajko, and Greg M Madejski.
Constraining emission models of luminous blazar sources.
The Astrophysical Journal, 704(1):38, 2009.
- [60] K Katarzyński, G Ghisellini, F Tavecchio, L Maraschi, G Fossati, and A Mastichiadis.
Correlation between the tev and x-ray emission in high-energy peaked bl lac objects.
Astronomy & Astrophysics, 433(2):479–496, 2005.
- [61] M Amenomori, S Ayabe, SW Cui, LK Ding, XH Ding, CF Feng, ZY Feng, XY Gao, QX Geng, HW Guo, et al.
Multi-tev gamma-ray flares from markarian 421 in 2000 and 2001 observed with the tibet air shower array.
The Astrophysical Journal, 598(1):242, 2003.
- [62] G Fossati, J Buckley, RA Edelson, D Horns, and M Jordan.
Correlated x-ray and tev variability in markarian 421.
New Astronomy Reviews, 48(5-6):419–422, 2004.
- [63] Jelena Aleksić, S Ansoldi, Lucio Angelo Antonelli, P Antoranz, A Babic, P Bangale, U Barres De Almeida, JA Barrio, J Becerra González, W Bednarek, et al.
Unprecedented study of the broadband emission of mrk 421 during flaring activity in march 2010.
Astronomy & Astrophysics, 578:A22, 2015.
- [64] K Katarzyński and K Walczewska.
On the correlation between the x-ray and gamma-ray emission in tev blazars.
Astronomy & Astrophysics, 510:A63, 2010.

- [65] Charles Dermer and Benoit Lott.
On leptonic models for blazars in the fermi era.
In *Journal of Physics: Conference Series*, volume 355, page 012010. IOP Publishing, 2012.
- [66] C Tchernin, JA Aguilar, A Neronov, and T Montaruli.
An exploration of hadronic interactions in blazars using icecube.
Astronomy & Astrophysics, 555:A70, 2013.
- [67] M Böttcher, A Reimer, K Sweeney, and A Prakash.
Leptonic and hadronic modeling of fermi-detected blazars.
The Astrophysical Journal, 768(1):54, 2013.
- [68] James A Gaidos, Carl W Akerlof, S Biller, PJ Boyle, AC Breslin, JH Buckley, DA Carter-Lewis, M Catanese, Michael F Cawley, DJ Fegan, et al.
Extremely rapid bursts of tev photons from the active galaxy markarian 421.
Nature, 383(6598):319–320, 1996.
- [69] Michael Punch, Carl W Akerlof, Michael F Cawley, M Chantell, DJ Fegan, S Fennell, JA Gaidos, J Hagan, AM Hillas, Y Jiang, et al.
Detection of tev photons from the active galaxy markarian 421.
Nature, 358(6386):477–478, 1992.
- [70] Yoshiyuki Inoue and Tomonori Totani.
The blazar sequence and the cosmic gamma-ray background radiation in the fermi era.
The Astrophysical Journal, 702(1):523, 2009.
- [71] VA Acciari, E Aliu, T Arlen, T Aune, M Beilicke, W Benbow, D Boltuch, SM Bradbury, JH Buckley, V Bugaev, et al.
Tev and multi-wavelength observations of mrk 421 in 2006-2008.
The Astrophysical Journal, 738(1):25, 2011.
- [72] M Catanese, SM Bradbury, ACea Breslin, JH Buckley, DA Carter-Lewis, Michael F Cawley, CD Dermer, DJ Fegan, JP Finley, JA Gaidos, et al.
Multiwavelength observations of a flare from markarian 501.
The Astrophysical Journal Letters, 487(2):L143, 1997.
- [73] Hughes Krawczynski, SB Hughes, D Horan, F Aharonian, MF Aller, H Aller, P Boltwood, J Buckley, P Coppi, G Fossati, et al.
Multiwavelength observations of strong flares from the tev blazar 1es 1959+ 650.
The Astrophysical Journal, 601(1):151, 2004.
- [74] Jelena Aleksić, S Ansoldi, Lucio Angelo Antonelli, P Antoranz, A Babic, P Bangale, M Barceló, JA Barrio, J Becerra González, W Bednarek, et al.

- The major upgrade of the magic telescopes, part ii: A performance study using observations of the crab nebula.
Astroparticle Physics, 72:76–94, 2016.
- [75] ML Ahnen, S Ansoldi, LA Antonelli, C Arcaro, A Babić, B Banerjee, P Bangale, UBD Almeida, JA Barrio, JB González, et al.
The extreme hbl behaviour of markarian 501 during 2012 <http://researchonline.ljmu.ac.uk/id/eprint/9156>.
- [76] J Kildea, RW Atkins, HM Badran, G Blaylock, IH Bond, SM Bradbury, JH Buckley, DA Carter-Lewis, O Celik, YCK Chow, et al.
The whipple observatory 10 m gamma-ray telescope, 1997–2006.
Astroparticle Physics, 28(2):182–195, 2007.
- [77] G Pühlhofer, O Bolz, N Götting, A Heusler, D Horns, A Kohnle, H Lampeitl, M Panter, M Tluczykont, F Aharonian, et al.
The technical performance of the hegra system of imaging air cherenkov telescopes.
Astroparticle Physics, 20(3):267–291, 2003.
- [78] C. B. Adams.
Observation of the gamma-ray binary hess j0632+057 with the h.e.s.s., magic, and veritas telescopes, 2021.
- [79] Felix Aharonian, AG Akhperjanian, K-M Aye, AR Bazer-Bachi, M Beilicke, W Benbow, D Berge, P Berghaus, K Bernlöhr, O Bolz, et al.
Hess observations of pks 2155-304.
Astronomy & astrophysics, 430(3):865–875, 2005.
- [80] David N Burrows, JE Hill, JAea Nousek, JA Kennea, A Wells, JP Osborne, AF Abbey, A Beardmore, K Mukerjee, ADT Short, et al.
The swift x-ray telescope.
Space science reviews, 120(3-4):165–195, 2005.
- [81] W Cui, WA Heindl, RE Rothschild, SN Zhang, K Jahoda, and W Focke.
Rossi x-ray timing explorer observation of cygnus x-1 in its high state.
The Astrophysical Journal Letters, 474(1):L57, 1997.
- [82] Keith Jahoda, Jean H Swank, Alan B Giles, Michael J Stark, Tod Strohmayer, William W Zhang, and Edward H Morgan.
In-orbit performance and calibration of the rossi x-ray timing explorer (rxte) proportional counter array (pca).
In *EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Instrumentation for Astronomy VII*, volume 2808, pages 59–70. International Society for Optics and Photonics, 1996.

- [83] MC Weisskopf, B Brinkman, C Canizares, G Garmire, S Murray, and LP Van Speybroeck. An overview of the performance and scientific results from the chandra x-ray observatory. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 114(791):1, 2002.
- [84] BE Markaryan and VA Lipovetskii. Galaxies with ultraviolet continuum v. *Astrophysics*, 8(2):89–99, 1972.
- [85] John Quinn, CW Akerlof, S Biller, J Buckley, DA Carter-Lewis, Michael F Cawley, M Catanese, V Connaughton, DJ Fegan, JP Finley, et al. Detection of gamma rays with $e > 300$ gev from markarian 501. *The Astrophysical Journal Letters*, 456(2):L83, 1996.
- [86] Frank M Rieger and K Mannheim. On the central black hole mass in mkn 501. *Astronomy & Astrophysics*, 397(1):121–125, 2003.
- [87] AA Abdo, Markus Ackermann, Marco Ajello, A Allafort, Luca Baldini, Jean Ballet, Guido Barbiellini, MG Baring, D Bastieri, K Bechtol, et al. Insights into the high-energy γ -ray emission of markarian 501 from extensive multifrequency observations in the fermi era. *The Astrophysical Journal*, 727(2):129, 2011.
- [88] Jordi Albert, E Aliu, H Anderhub, P Antoranz, A Armada, C Baixeras, JA Barrio, H Bartko, D Bastieri, JK Becker, et al. Variable very high energy γ -ray emission from markarian 501. *The Astrophysical Journal*, 669(2):862, 2007.
- [89] RJ Protheroe, CL Bhat, P Fleury, E Lorenz, M Teshima, and TC Weekes. Very high energy gamma rays from markarian 501. In *ICRC*, volume 8, page 317. World Scientific, 1998.
- [90] A Djannati-Atai, Frédéric Piron, A Barrau, L Iacoucci, M Punch, J-P Tavernet, R Bazer-Bachi, H Cabot, L-M Chounet, G Debiais, et al. Very high energy gamma-ray spectral properties of mrk 501 from cat cerenkov telescope observations in 1997. *arXiv preprint astro-ph/9906060*, 1999.
- [91] N Hayashida, H Hirasawa, F Ishikawa, H Lafoux, M Nagano, D Nishikawa, T Ouchi, H Ohoka, M Ohnishi, N Sakaki, et al. Observations of tev gamma-ray flares from markarian 501 with the telescope array prototype. *The Astrophysical Journal Letters*, 504(2):L71, 1998.

- [92] John Quinn, IH Bond, PJ Boyle, SM Bradbury, AC Breslin, JH Buckley, AM Burdett, J Bussons Gordo, DA Carter-Lewis, M Catanese, et al.
The flux variability of markarian 501 in very high energy gamma rays.
The Astrophysical Journal, 518(2):693, 1999.
- [93] FA Aharonian.
Measurement of the flux, spectrum, and variability of tev γ -rays from mkn 501 during a state of high activity.
Technical report, 1997.
- [94] M Villata and CM Raiteri.
Helical jets in blazars. i. the case of mkn 501.
Astronomy and Astrophysics, 347:30–36, 1999.
- [95] F Tavecchio, L Maraschi, E Pian, L Chiappetti, A Celotti, G Fossati, G Ghisellini, E Palazzi, CM Raiteri, RM Sambruna, et al.
Theoretical implications from the spectral evolution of markarian 501 observed with beposax.
The Astrophysical Journal, 554(2):725, 2001.
- [96] RM Sambruna, FA Aharonian, H Krawczynski, AG Akhperjanian, JA Barrio, K Bernlöh, H Bojahr, I Calle, JL Contreras, J Cortina, et al.
Correlated intense x-ray and tev activity of markarian 501 in 1998 june.
The Astrophysical Journal, 538(1):127, 2000.
- [97] FW Samuelson, SD Biller, IH Bond, PJ Boyle, SM Bradbury, A Breslin, JH Buckley, AM Burdett, J Bussóns Gordo, DA Carter-Lewis, et al.
The tev spectrum of markarian 501.
The Astrophysical Journal Letters, 501(1):L17, 1998.
- [98] F Aharonian, A Akhperjanian, J Barrio, K Bernlöh, H Börst, H Bojahr, O Bolz, J Contreras, J Cortina, S Denninghoff, et al.
The tev energy spectrum of markarian 501 measured with the stereoscopic telescope system of hegra during 1998 and 1999.
The Astrophysical Journal, 546(2):898, 2001.
- [99] Amy Furniss, K Noda, S Boggs, J Chiang, F Christensen, W Craig, P Giommi, C Hailey, F Harisson, G Madejski, et al.
First nustar observations of mrk 501 within a radio to tev multi-instrument campaign.
The Astrophysical Journal, 812(1):65, 2015.
- [100] M Gliozzi, RM Sambruna, I Jung, H Krawczynski, D Horan, and F Tavecchio.

- Long-term x-ray and tev variability of mrk 501.
The Astrophysical Journal, 646(1):61, 2006.
- [101] Jelena Aleksić, S Ansoldi, Lucio Angelo Antonelli, P Antoranz, A Babic, P Bangale, U Barres De Almeida, JA Barrio, J Becerra González, W Bednarek, et al.
 Multiwavelength observations of mrk 501 in 2008.
Astronomy & Astrophysics, 573:A50, 2015.
- [102] Eric S Perlman, John T Stocke, Jonathan F Schachter, Martin Elvis, Erica Ellingson, C Megan Urry, Michael Potter, Chris D Impey, and Peter Kolchinsky.
 The einstein slew survey sample of bl lacertae objects.
The Astrophysical Journal Supplement Series, 104:251, 1996.
- [103] PC Gregory and JJ Condon.
 The 87gb catalog of radio sources covering delta between 0 and+ 75 deg at 4.85 ghz.
The Astrophysical Journal Supplement Series, 75:1011–1291, 1991.
- [104] Martin Elvis, David Plummer, Jonathan Schachter, and G Fabbiano.
 The einstein slew survey.
The Astrophysical Journal Supplement Series, 80:257–303, 1992.
- [105] J Heidt, T Pursimo, LO Takalo, K Nilsson, and A Sillanpää.
 High-resolution imaging of einstein slew survey bl lacertae objects.
Astron. Astrophys., 341(astro-ph/9811050):683, 1999.
- [106] Jonathan F Schachter, John T Stocke, Eric Perlman, Martin Elvis, Ron Remillard, Arno Granados, Jane Luu, John P Huchra, Roberta Humphreys, C Megan Urry, et al.
 Ten new bl lacertae objects discovered by an efficient x-ray/radio/optical technique.
The Astrophysical Journal, 412:541–549, 1993.
- [107] YH Yuan, JH Fan, and HJ Pan.
 Optical photometry of the bl lac object 1es 1959+ 650.
The Astronomical Journal, 150(3):67, 2015.
- [108] T Nishiyama.
 Detection of a new tev gamma-ray source of bl lac object 1es 1959+ 650.
 In *International Cosmic Ray Conference*, volume 3, page 370, 1999.
- [109] Marcos Santander.
 The exceptional tev flaring activity of the blazar 1es 1959+ 650 in 2015 and 2016 as observed with veritas.
arXiv preprint arXiv:1709.02365, 2017.

- [110] E Aliu, S Archambault, T Arlen, T Aune, M Beilicke, W Benbow, R Bird, Markus Boettcher, A Bouvier, V Bugaev, et al.
Multiwavelength observations and modeling of 1es 1959+ 650 in a low flux state.
The Astrophysical Journal, 775(1):3, 2013.
- [111] VA Acciari, S Ansoldi, LA Antonelli, A Arbet Engels, D Baack, A Babić, B Banerjee, U Barres de Almeida, JA Barrio, J Becerra González, et al.
Broadband characterisation of the very intense tev flares of the blazar 1es 1959+ 650 in 2016.
arXiv preprint arXiv:2002.00129, 2020.
- [112] Philip B Graff, Markos Georganopoulos, Eric S Perlman, and Demosthenes Kazanas.
A multizone model for simulating the high-energy variability of tev blazars.
The Astrophysical Journal, 689(1):68, 2008.
- [113] Masaaki Kusunose and Fumio Takahara.
A structured leptonic jet model of the “orphan” tev gamma-ray flares in tev blazars.
The Astrophysical Journal, 651(1):113, 2006.
- [114] Markus Böttcher.
A hadronic synchrotron mirror model for the “orphan” tev flare in 1es 1959+ 650.
The Astrophysical Journal, 621(1):176, 2005.
- [115] R Falomo, Joseph E Pesce, and A Treves.
The environment of the bl lacertae object pks 2155-304.
The Astrophysical Journal, 411:L63–L66, 1993.
- [116] Dmitry Zaborov, Carlo Romoli, Andrew M Taylor, Jean-Philippe Lenain, David Sanchez, and Robert D Parsons.
Agn observations with a less than 100 gev threshold using hess ii.
arXiv preprint arXiv:1509.06509, 2015.
- [117] P Lachowicz, AC Gupta, H Gaur, and PJ Wiita.
A ~ 4.6 h quasi-periodic oscillation in the bl lacertae pks 2155-304?
Astronomy & Astrophysics, 506(2):L17–L20, 2009.
- [118] AJ Shimmins and JG Bolton.
The parkes 2700 mhz survey (sixth part): Catalogue for the declination zone-30o to-35o.
Australian Journal of Physics Astrophysical Supplement, 32:1, 1974.
- [119] DA Schwartz, RE Doxsey, RE Griffiths, MD Johnston, and J Schwarz.
X-ray emitting bl lacertae objects located by the scanning modulation collimator experiment on heao 1.

- The Astrophysical Journal*, 229:L53–L57, 1979.
- [120] A Hewitt and G Burbidge.
Ap. f.
Suppi, 43:57, 1980.
- [121] Alicja Wiercholska, Michael Zacharias, Felix Jankowsky, and Stefan Wagner.
Hess monitoring of pks 2155-304 in 2015 and 2016.
Galaxies, 7(1):21, 2019.
- [122] PM Chadwick, K Lyons, TJL McComb, KJ Orford, JL Osborne, SM Rayner, SE Shaw, KE Turver, and GJ Wieczorek.
Very high energy gamma rays from pks 2155–304.
The Astrophysical Journal, 513(1):161, 1999.
- [123] H Abdalla, A Abramowski, F Aharonian, F Ait Benkhali, AG Akhperjanian, T Andersson, EO Angüner, M Arrieta, P Aubert, M Backes, et al.
Characterizing the γ -ray long-term variability of pks 2155- 304 with hess and fermi-lat.
Astronomy & Astrophysics, 598:A39, 2017.
- [124] Arti Goyal.
Blazar variability power spectra from radio up to tev photon energies: Mrk 421 and pks 2155- 304.
Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 494(3):3432–3448, 2020.
- [125] Attila Abramowski, Fabio Acero, F Aharonian, AG Akhperjanian, G Anton, U Barres De Almeida, AR Bazer-Bachi, Yvonne Becherini, B Behera, W Benbow, et al.
Vhe γ -ray emission of pks 2155–304: spectral and temporal variability.
Astronomy & Astrophysics, 520:A83, 2010.
- [126] Malgorzata A Sobolewska, Aneta Siemiginowska, Brandon C Kelly, and Krzysztof Nalewajko.
Stochastic modeling of the fermi/lat γ -ray blazar variability.
The Astrophysical Journal, 786(2):143, 2014.
- [127] Max A Kastendieck, Michael CB Ashley, and Dieter Horns.
Long-term optical variability of pks 2155-304.
Astronomy & Astrophysics, 531:A123, 2011.
- [128] M 1 Catanese, CW Akerlof, HM Badran, SD Biller, IH Bond, PJ Boyle, SM Bradbury, JH Buckley, AM Burdett, J Bussons Gordo, et al.
Discovery of gamma-ray emission above 350 gev from the bl lacertae object 1es 2344+ 514.
The Astrophysical Journal, 501(2):616, 1998.

- [129] MAGIC Collaboration: VA Acciari, S Ansoldi, LA Antonelli, A Arbet Engels, A Babić, B Banerjee, U Barres de Almeida, JA Barrio, J Becerra González, W Bednarek, et al. An intermittent extreme bl lac: Mwl study of 1es 2344+ 514 in an enhanced state. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 496(3):3912–3928, 2020.
- [130] J Albert, E Aliu, H Anderhub, P Antoranz, A Armada, C Baixeras, JA Barrio, H Bartko, D Bastieri, JK Becker, et al. Observation of very high energy γ -rays from the agn 1es 2344+ 514 in a low emission state with the magic telescope. *The Astrophysical Journal*, 662(2):892, 2007.
- [131] Aaron J Barth, Luis C Ho, and Wallace LW Sargent. The black hole masses and host galaxies of bl lacertae objects. *The Astrophysical Journal*, 583(1):134, 2003.
- [132] VA Acciari, E Aliu, T Arlen, T Aune, M Beilicke, W Benbow, D Boltuch, V Bugaev, A Cannon, L Ciupik, et al. Multiwavelength observations of the very high energy blazar 1es 2344+ 514. *The Astrophysical Journal*, 738(2):169, 2011.
- [133] B Glenn Piner and Philip G Edwards. The parsec-scale structure and jet motions of the tev blazars 1es 1959+ 650, pks 2155–304, and 1es 2344+ 514. *The Astrophysical Journal*, 600(1):115, 2004.
- [134] S Kapanadze, B Kapanadze, Patrizia Romano, STEFANO Vercellone, and L Tabagari. The swift observations of bl lacertae object 1es 2344+ 514. *Astrophysics and Space Science*, 362(10):1–14, 2017.
- [135] VA Acciari, T Arlen, T Aune, M Beilicke, W Benbow, M Böttcher, D Boltuch, SM Bradbury, JH Buckley, V Bugaev, et al. Spectral energy distribution of markarian 501: Quiescent state versus extreme outburst. *The Astrophysical Journal*, 729(1):2, 2011.
- [136] AM Hillas, CW Akerlof, SD Biller, JH Buckley, DA Carter-Lewis, M Catanese, MF Cawley, DJ Fegan, JP Finley, JA Gaidos, et al. The spectrum of tev gamma rays from the crab nebula. *The Astrophysical Journal*, 503(2):744, 1998.
- [137] F Aharonian. The temporal characteristics of the tev gamma-radiation from mkn 501 in 1997, i: Data from the stereoscopic imaging atmospheric cherenkov telescope system of hegra. *arXiv preprint astro-ph/9808296*, 1998.

- [138] MK Daniel, HM Badran, IH Bond, PJ Boyle, SM Bradbury, JH Buckley, DA Carter-Lewis, M Catanese, O Celik, P Cogan, et al.
Spectrum of very high energy gamma-rays from the blazar 1es 1959+ 650 during flaring activity in 2002.
The Astrophysical Journal, 621(1):181, 2005.
- [139] F Aharonian, A Akhperjanian, M Beilicke, K Bernlöhr, H-G Börst, H Bojahr, O Bolz, T Coarasa, JL Contreras, J Cortina, 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.
Astronomy & Astrophysics, 406(1):L9–L13, 2003.
- [140] Malwina Uellenbeck.
Study of extragalactic very high energy gamma ray sources.
2013.
- [141] B Kapanadze, Patrizia Romano, STEFANO Vercellone, S Kapanadze, T Mdzinarishvili, and G Kharshiladze.
The long-term swift observations of the high-energy peaked bl lacertae source 1es 1959+ 650.
Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 457(1):704–722, 2016.
- [142] Michael C Stroh and Abe D Falcone.
Swift x-ray telescope monitoring of fermi-lat gamma-ray sources of interest.
The Astrophysical Journal Supplement Series, 207(2):28, 2013.
- [143] E Aliu, S Archambault, T Arlen, T Aune, Anna Barnacka, M Beilicke, W Benbow, K Berger, R Bird, A Bouvier, et al.
Investigating broadband variability of the tev blazar 1es 1959+ 650.
The Astrophysical Journal, 797(2):89, 2014.
- [144] B Kapanadze, D Dorner, STEFANO Vercellone, Patrizia Romano, S Kapanadze, and T Mdzinarishvili.
A recent strong x-ray flaring activity of 1es 1959+ 650 with possibly less efficient stochastic acceleration.
Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters, 461(1):L26–L31, 2016.
- [145] B Kapanadze, D Dorner, STEFANO Vercellone, Patrizia Romano, P Hughes, M Aller, H Aller, M Reynolds, S Kapanadze, and L Tabagari.
The second strong x-ray flare and multifrequency variability of 1es 1959+ 650 in 2016 january–august.
Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 473(2):2542–2564, 2018.

- [146] J Albert, E Aliu, H Anderhub, P Antoranz, A Armada, M Asensio, C Baixeras, JA Barrio, H Bartko, D Bastieri, et al.
Observation of very high energy gamma-ray emission from the active galactic nucleus 1es 1959+ 650 using the magic telescope.
The Astrophysical Journal, 639(2):761, 2006.
- [147] F Aharonian, AG Akhperjanian, AR Bazer-Bachi, M Beilicke, W Benbow, D Berge, K Bernlöhr, C Boisson, O Bolz, V Borrel, et al.
A low level of extragalactic background light as revealed by γ -rays from blazars.
Nature, 440(7087):1018–1021, 2006.
- [148] Alberto Franceschini and Giulia Rodighiero.
The extragalactic background light revisited and the cosmic photon-photon opacity.
Astronomy & Astrophysics, 603:A34, 2017.
- [149] Felix Aharonian, AG Akhperjanian, G Anton, U Barres De Almeida, AR Bazer-Bachi, Yvonne Becherini, B Behera, K Bernlöhr, C Boisson, A Bochow, et al.
Simultaneous observations of pks 2155–304 with hess, fermi, rxte, and atom: spectral energy distributions and variability in a low state.
The Astrophysical journal letters, 696(2):L150, 2009.
- [150] F Aharonian, AG Akhperjanian, AR Bazer-Bachi, M Beilicke, W Benbow, D Berge, K Bernlöhr, C Boisson, O Bolz, V Borrel, et al.
Multi-wavelength observations of pks 2155-304 with hess.
Astronomy & Astrophysics, 442(3):895–907, 2005.
- [151] Hassan Abdalla, R Adam, F Aharonian, F Ait Benkhali, EO Angüner, M Arakawa, C Arcaro, C Armand, H Ashkar, M Backes, et al.
Simultaneous observations of the blazar pks 2155- 304 from ultra-violet to tev energies.
Astronomy and Astrophysics-A&A, 639:A42, 2020.
- [152] F Aharonian, AG Akhperjanian, AR Bazer-Bachi, B Behera, M Beilicke, W Benbow, D Berge, K Bernlöhr, C Boisson, O Bolz, et al.
An exceptional very high energy gamma-ray flare of pks 2155–304.
The Astrophysical Journal Letters, 664(2):L71, 2007.
- [153] A Abramowski, Fabio Acero, F Aharonian, AG Akhperjanian, G Anton, Agnès Balzer, Anna Barnacka, U Barres De Almeida, Yvonne Becherini, J Becker, et al.
A multiwavelength view of the flaring state of pks 2155-304 in 2006.
Astronomy & Astrophysics, 539:A149, 2012.
- [154] M Schroedter, HM Badran, JH Buckley, J Bussons Gordo, DA Carter-Lewis, C Duke, DJ Fegan, SF Fegan, JP Finley, GH Gillanders, et al.

- A very high energy gamma-ray spectrum of 1es 2344+ 514.
The Astrophysical Journal, 634(2):947, 2005.
- [155] Giulio D'Agostini.
Probability and measurement uncertainty in physics-a bayesian primer.
arXiv preprint hep-ph/9512295, 1995.
- [156] G D'Agostini.
Fits, and especially linear fits, with errors on both axes, extra variance of the data points
and other complications.
arXiv preprint physics/0511182, 2005.
- [157] Hirotugu Akaike.
A new look at the statistical model identification.
IEEE transactions on automatic control, 19(6):716–723, 1974.
- [158] John Taylor.
Introduction to error analysis, the study of uncertainties in physical measurements.
1997.