



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
PROGRAMA DE POSGRADO EN ASTROFÍSICA

MODELO LEPTOHADRÓNICO EN BLAZARES EXTREMOS Y SU
CONTRIBUCIÓN AL FLUJO DIFUSO DE NEUTRINOS DE ICECUBE.

T E S I S

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:

DOCTOR EN CIENCIAS (ASTROFÍSICA)

PRESENTA:

EDILBERTO AGUILAR RUIZ

TUTOR:

DR. NISSIM ILLICH FRAIJA CABRERA

INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

COMITÉ TUTOR:

DRA. DEBORAH DULTZIN KESSLER

DR. JOSE ANTONIO DE DIEGO ONSURBE

INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

CIUDAD UNIVERSITARIA, CIUDAD DE MÉXICO, FEBRERO 2023



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



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

El trabajo desarrollado en esta tesis se basa en el estudio de los llamados *blazares extremos*. El objetivo principal es proponer un modelo capaz de explicar la emisión multifrecuencias de estos blazares. La distribución espectral de energía (del inglés Spectral Energy Distribution, en adelante SED) de los blazares se caracteriza por poseer dos componentes en forma de joroba, una a bajas energías (desde la banda de radio hasta los rayos X) y una a altas energías (rayos gamma desde los MeV hasta los TeV). Dependiendo de la localización de la energía pico en las jorobas de la SED de los blazares extremos, estos pueden ser etiquetados de dos maneras: si la frecuencia pico de la joroba de bajas energías tiene un valor $\nu_s^p \gtrsim 10^{17}$ Hz, se les denomina como BL Lacs con pico de sincrotrón extremo (del inglés Extreme High Synchrotron Peaked, en adelante EHSP, i.e., Costamante *et al.*, 2001; Abdo *et al.*, 2010); mientras que, si la energía pico de la joroba de altas energías tiene un valor $\epsilon_c^p \gtrsim 1$ TeV, se les denomina como “extreme-TeV” o ‘hard-TeV’ BL Lacs (i.e., Tavecchio *et al.*, 2011; Costamante *et al.*, 2018, o simplemente TBL, en adelante se utilizará este término). Estas dos condiciones pueden presentarse simultáneamente, pero no existe evidencia de que necesariamente sean características estrictamente vinculadas. Además observaciones en algunos blazares sugieren que dichos estados extremos son estados transitorios (Ahnen *et al.*, 2018).

Modelar la SED de los EHSP no representa un gran problema para los mecanismos de aceleración de partículas, y puede ser explicada con un modelo de sincrotrón auto-Compton con una zona de emisión (e.g., Gould, 1979; Ghisellini, 1989, en adelante 1ZSSC). En este modelo, los principales parámetros son: la intensidad del campo magnético, B , el tamaño de la región de emisión, R , el factor Doppler, \mathcal{D} , y la distribución de los electrones, $N_e(\gamma_e)$. Este último usualmente es asumido como una ley de potencias, tal como lo predice el mecanismo de aceleración de Fermi (Fermi, 1949; Lemoine, 2019).

Cuando el modelo 1ZSSC se aplica al caso de los TBL varios problemas surgen, por ejemplo, la formación de un espectro duro representa un gran reto para el modelo debido a que la sección eficaz del proceso de dispersión Compton disminuye cuando se considera el régimen de Klein-Nishina, cuyo régimen es fácilmente alcanzado en los TBL. Sin embargo, el modelo 1ZSSC puede explicar la SED de los TBL pero demandando parámetros fuera de los típicamente requeridos por otros tipos de blazares. Algunos de estos parámetros toman valores de $B \sim 10^{-3}$ G, $\mathcal{D} \sim 50$, factores Lorentz en la distribución de los electrones $\gamma_e \gtrsim 10^3$, y un cociente entre la energía del campo magnético y la energía de los electrones muy lejos de la equipartición, $U_B/U_e \sim 10^{-3}$ (e.g. Cerruti *et al.*, 2015; Costamante *et al.*, 2018).

Varios modelos han sido propuestos como alternativas para explicar el espectro duro de la joroba de altas energías en la SED de los TBL, pero ninguno de ellos es aún aceptado como la solución definitiva. Algunos autores sugieren que el modelo 1ZSSC sigue siendo factible,

pero la distribución de los electrones no debe ser necesariamente asumida como una ley de potencias, sino en su lugar otro tipo de distribución que puede obtenerse si se considera un mecanismo de aceleración diferente al de Fermi, por ejemplo una distribución Maxwelliana resultado de aceleración estocástica (e.g., Lefa *et al.*, 2011; Saugé y Henri, 2004). Similarmente también se ha sugerido que la distribución de electrones no es necesariamente isotrópica (e.g., Tavecchio y Sobacchi, 2020). Otra propuesta postula que puede existir un campo de radiación que envuelve a la región de disipación, donde la interacción de dicho campo y las partículas aceleradas en la región de disipación producirán un espectro más duro que el esperado por el modelo 1ZSSC (Aharonian *et al.*, 2008). Otra idea sugiere que la emisión de muy altas energías (MAE) es el resultado de una cascada inducida por la creación de pares electrón-positrón ($\gamma + \gamma \rightarrow e^- + e^+$) debido a una fuente de radiación externa cercana al agujero negro súper masivo (Dzhatdov *et al.*, 2021). Similarmente, algunos autores señalan que una cascada se produce debido a la propagación de rayos cósmicos ultra energéticos que interactúan con la radiación cósmica de fondo en regiones de gran tamaño del orden de algunos kpc (e.g., Tavecchio, 2014; Zheng *et al.*, 2016). Finalmente, otros autores optan por modelos leptohadrónicos, sugiriendo que las partículas inestables producidas en interacciones fotohadrónicas se enfrían lo suficiente antes de decaer en partículas estables como para producir un flujo observable (e.g., Cerruti *et al.*, 2015).

Motivado por la necesidad de explicar la SED de los TBL con un modelo que no requiera parámetros atípicos, en esta tesis se propone un modelo leptohadrónico con dos regiones de disipación y tres campos de radiación externos. En este modelo las regiones de disipación son denominadas como la región externa y la región interna. Los campos de radiación externos considerados son los producidos por un plasma- e^\pm , por la región de líneas anchas (del inglés, Broad Line Region, en adelante BLR) y por el toro polvoso (del inglés, Dusty Torus, en adelante DT), y cuyos espectros tienen energías pico de ~ 511 keV, ~ 10 eV y ~ 0.01 eV, respectivamente. La radiación del plasma- e^\pm es importante para los procesos físicos de la región interna, mientras que la radiación de la BLR y el DT son importantes para los procesos de la región externa. En el modelo propuesto el espectro resultante es la composición de la emisión de la región interna y la región externa. Mientras que la región externa producirá principalmente la emisión de la joroba de bajas energías y parte de la joroba de altas energías ($\lesssim 1$ TeV) mediante un modelo 1ZSSC y Compton Externo, la emisión de la región interna son rayos gamma de MAE ($\gtrsim 1$ TeV), producidos mediante la interacción de protones acelerados y la radiación del plasma- e^\pm . El modelo y los resultados descritos en esta tesis fueron parcialmente publicados en Aguilar-Ruiz *et al.* (2022).

El modelo propuesto fue aplicado a los 14 TBL detectados actualmente para modelar la SED de cada uno de estos. Los resultados obtenidos muestran un ajuste exitoso en todos los objetos considerados y sin requerir parámetros extremos atípicos. En la región externa, por ejemplo, se requieren valores de $B \sim 0.1$ G, lo cual se ve reflejado en un cociente $U_B/U_e \sim 0.1$. Además, el factor Lorentz mínimo de los electrones es $\gamma_{e,\min} \sim 50$, y los factores Doppler de las regiones de disipación son $\mathcal{D} \leq 10$ para la mayoría de los casos. Finalmente, la luminosidad de protones requerida en la región interna es $L_p \sim 10^{45} - 10^{46}$ erg s $^{-1}$ la cual está en el régimen sub-Eddington.

Adicionalmente, un origen fotohadrónico de los rayos gamma de MAE implica un flujo de neutrinos asociado a los rayos gamma. Por lo tanto, se calcularon los flujos de neutrinos producidos por cada TBL, y después se sumaron para obtener el flujo total. También se hizo una

comparación de los flujos obtenidos a 1 TeV con la sensibilidad de IceCube en el hemisferio norte reportada recientemente por la colaboración IceCube (Aartsen *et al.*, 2022). Finalmente, se estimó el flujo de neutrinos difuso asociado a los TBL usando la función de luminosidad de rayos gamma para BL Lacs. Para este cálculo se restringieron los límites de integración, para solamente incluir aquella población de BL Lacs que podrían ser potenciales TBLs, i.e., aquellos con índices espectrales menores a 2 y con luminosidad menor a $\lesssim 10^{45}$ erg s. Usando estas suposiciones, el flujo de neutrinos obtenido es ligeramente mayor al flujo de neutrinos total de los 14 TBL calculados previamente, lo cual sugiere que en nuestro modelo el flujo de neutrinos debe estar dominado por las fuentes detectadas actualmente. Finalmente, comparando el flujo difuso obtenido con el flujo observado por IceCube, se concluyó que la contribución de los TBL es aproximadamente del 1 al 10 % del flujo de IceCube en un rango de energías aproximadamente entre 1 a 30 TeV. Nuestros resultados indican que los TBL no pueden ser responsables de ninguno de los eventos detectados y reportados por IceCube con energías mayores a 30 TeV.

Índice general

1. Introducción	9
1.1. Núcleos activos de galaxias	9
1.2. Blazares	13
1.2.1. Clasificación	14
1.2.2. Modelos de emisión	15
1.3. El caso de los blazares extremos	17
1.4. Astronomía de multimensajeros: rayos gamma y neutrinos de altas energías .	19
2. Procesos radiativos en la astrofísica de altas energías	25
2.1. Leptónicos	25
2.1.1. Radiación Sincrotrón	25
2.1.2. Dispersión Compton	26
2.1.3. Creación de pares	27
2.2. Hadrónico	28
2.2.1. Fotopion	28
2.2.2. Fotopares	32
2.2.3. Interacción inelástica protón-protón	32
3. Modelo leptohadrónico con dos zonas de emisión	33
3.1. Fuentes de radiación externas	35
3.1.1. Atenuación de rayos gamma	37
3.2. Regiones de disipación	37
3.2.1. Región externa	37
3.2.2. Región interna	40
4. Aplicación: BL Lac con espectro duro	45
4.1. Selección de parámetros y estimaciones analíticas	45
4.1.1. El plasma- e^\pm	47
4.1.2. La región interna	47
4.1.3. La región externa	50
4.2. Resultados	53
4.3. Los TBL y el flujo difuso de neutrinos	57
5. Discusiones y Conclusiones	63

Abreviaciones y acrónimos

1ZSSC	Modelo sincrotrón auto-Compton con una zona de emisión.
AD	Disco de acreción (por sus siglas en inglés).
ADAF	Flujos de acreción dominado por advección (por sus siglas en inglés).
AGN	Núcleo activo de galaxias (por sus siglas en inglés).
BLR	región de líneas anchas (por sus siglas en inglés).
CG	Cúmulo de galaxias (por sus siglas en inglés).
CMBR	Radiación microonda cósmica de fondo (por sus siglas en inglés).
DT	Toro polvoso (por sus siglas en inglés).
EBL	Luz extragaláctica de fondo (por sus siglas en inglés).
EHSP	Objetos BL Lacs con pico de sincrotrón extremo.
EW	ancho equivalente (por sus siglas en inglés).
FSRQ	Causares con espectro plano en radio (por sus siglas en inglés).
GRB	Destellos de rayos gamma (por sus siglas en inglés).
IceCube	Telescopio de neutrinos de altas energías localizado en polo sur.
K	Temperatura en Kelvin.
KeV	Kilo electronvoltios.
Kpc	Kilo parsec.
LAT	Principal instrumento abordo del telescopio de rayos gamma espacial Fermi.
MAE	Muy altas energías.
MAGIC	Telescopio de rayos gamma por emisión Cherenkov en la atmósfera.
MeV	Mega electronvoltios.
Mpc	Mega parsec.
NAE	Neutrinos de altas energías con energías > 100 GeV.
NLR	Región de líneas angostas (por sus siglas en inglés).
RIAF	Flujos de acreción radiativamente ineficiente (por sus siglas en inglés).
SED	Distribución espectral de energía (por sus siglas en inglés).
SBG	Galaxia con brotes de formación estelar (por sus siglas en inglés).
SMBH	Agujero negro súper masivo (por sus siglas en inglés) con masa $> 10^5 M_{\odot}$.
TBL	Objetos BL Lac con espectro duro de rayos gamma de MAE.
TeV	Tera electronvoltios.

Constantes físicas

$G_N = 6.67 \times 10^{-8} \text{ dyne cm}^2/\text{gr}^2$	Constante de gravitación universal ,
$\text{pc} = 3.085678 \times 10^{18} \text{ cm}$	Parsec,
$\text{AU} = 1.496 \times 10^{13} \text{ cm}$	Unidad astronómica,
$\text{Å} = 1 \times 10^{-8} \text{ cm}$	Amstrong,
$M_\odot = 1.989 \times 10^{33} \text{ gr}$	Masa solar,
$L_\odot = 3.826 \times 10^{33} \text{ cm}$	Luminosidad solar,
$c = 3 \times 10^{10} \text{ cm s}^{-1}$	Velocidad de la luz en el vacío,
$e = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$	Carga del electrón,
$m_e = 511 \text{ keV}/c^2$	Masa del electrón,
$m_p = 938 \text{ MeV}/c^2$	Masa del protón,
$m_{\pi^\pm} = 139.57 \text{ MeV}/c^2$	Masa de los piones cargados (π^\pm),
$m_{\pi^0} = 134.96 \text{ MeV}/c^2$	Masa del pion neutro (π^0),
$\alpha = e^2/(\hbar c) = 1/137$	Constante de estructura fina,
$\hbar = h/(2\pi) = 1.05 \times 10^{-27} \text{ erg s}^{-1}$	Constante de Planck,
$r_e = e^2/(m_e c^2) = 2.82 \times 10^{-13} \text{ cm}$	Radio del electrón,
$\sigma_T = 8\pi r_e^2/3 \approx 6.6525 \times 10^{-25} \text{ cm}$	Sección eficaz de Thompson,

Capítulo 1

Introducción

En este capítulo se introducen algunos de los conceptos más importantes que son útiles para definir el modelo propuesto en esta tesis. Primero, se definen e introducen las principales componentes que conforman a los núcleos activos de galaxias (del inglés, Active Galactic Nuclei, en adelante AGN) y algunas características de los blazares. Después, se abordan los problemas y retos existentes para el modelado teórico de la emisión en la banda de los rayos gamma de los *blazares extremos*. Finalmente, se hace una breve introducción al reciente campo de la astronomía de altas energías: la astronomía de multimensajeros y el papel que juegan los neutrinos de altas energías (NAE) en el entendimiento del cosmos.

1.1. Núcleos activos de galaxias

Debido a que una galaxia normal está conformado principalmente por estrellas, es lógico esperar que su emisión total sea un espectro formado por la superposición de múltiples espectros térmicos asociados a cada estrella individual (comúnmente con temperaturas entre ~ 3000 K hasta $\sim 40\,000$ K) y con alguna contribución de gas y polvo. Entonces, el espectro resultante debería ser un espectro térmico en un rango de energías principalmente entre los ~ 4000 Å y los $\sim 20\,000$ Å. Sin embargo, existen galaxias cuya región central es más brillante que la esperada por una emisión puramente estelar. Y que además presentan una emisión en un rango más amplio de energías, cuyo espectro puede extenderse desde longitudes de onda en radio hasta los rayos gamma, a este tipo de galaxias se les conoce como núcleos activos de galaxias o AGN.

Históricamente, las primeras detecciones de actividad nuclear en galaxias fueron realizadas por Carl Seyfert en 1943 (Seyfert, 1943), quien observó la presencia de líneas de emisión intensas y anchas en el núcleo de seis galaxias espirales cercanas. De ahí en adelante otras características que no son típicas en galaxias normales fueron observadas y fueron asociadas con AGN, dando lugar así a nuevos tipos de AGN, e.g., objetos cuasiestelares (del inglés, Quasi-Stellar Object, en adelante QSO), quásares con espectro plano en radio (del inglés, Flat-Spectrum Radio Quasar, en adelante FSRQ), objetos BL Lacertae (en adelante BL Lac), regiones nucleares con emisión de baja ionización (del inglés, Low-Ionization Nuclear Region, en adelante LINER), entre otros (Ver Tabla 1.1 para ver algunas de sus características más particulares). Esto dio como resultado una amplia taxonomía de AGN (ver tabla 1 en

Tabla 1.1: Ejemplos de algunos de los tipos de AGN más representativos (Para una lista más completa ver tabla 1 en Padovani *et al.*, 2017).

Tipo	Descripción
QSO	Objetos cuasiestelares. El brillo de la región central eclipsa el brillo de la galaxia.
QSRO	Objetos cuasiestelares con emisión en radio.
Seyfert 1	AGN con líneas de emisión anchas, $\text{FWHM} \gtrsim 1000 \text{kms}^{-1}$.
Seyfert 2	AGN con líneas de emisión angostas, $\text{FWHM} \lesssim 1000 \text{kms}^{-1}$.
LINER	Regiones nucleares con emisión de baja ionización, presentan líneas de emisión angostas del gas que es ionizado por una fuente no estelar.
FRI	Fanaroff & Riley I, $\alpha < 0.5$, y $L_{1.4\text{GHz}} \leq 10^{32} \text{erg s}^{-1} \text{Hz}^{-1}$. Radio lóbulos con emisión extendida, y mayor brillo hacia la región central de la galaxia anfitriona.
FRII	Fanaroff & Riley II, $\alpha > 0.5$, y $L_{1.4\text{GHz}} > 10^{32} \text{erg s}^{-1} \text{Hz}^{-1}$. Radio lóbulos con zonas de mayor luminosidad hacia sus bordes.
FSRQ	Quasar con espectro plano en radio. Presentan líneas de emisión anchas.
BL Lac	Objetos BL Lacertae, AGN con emisión altamente variable, sin intensas líneas de emisión y absorción.

Notas: α es el cociente entre la separación de las regiones con mayor brillo superficial localizadas en lados opuestas respecto a la galaxia central y la extensión de la fuente medido desde el contorno con menor brillo superficial.

Padovani *et al.*, 2017, para una lista más amplia).

Actualmente se pueden englobar a los diferentes tipos de AGN definiéndolos como una región compacta con alta luminosidad de origen no estelar en el centro de una galaxia, y que es energizada por la acreción de materia en un agujero negro súper masivo (del inglés, Super Massive Black Hole, en adelante SMBH) (Blandford *et al.*, 2019). Otra definición, las define como aquellas galaxias que contienen un SMBH con una masa $M_{\bullet} > 10^5 M_{\odot}$ y una luminosidad mayor a $L_{\text{AGN}} > 10^{-5} L_{\text{Edd}}$ ¹, donde L_{Edd} es la luminosidad de Eddington (Netzer, 2015).

En el modelo estándar de los AGN, la emisión de cada tipo puede ser explicada involucrando diferentes elementos. Este modelo sostiene que un AGN es energizado por la acreción de materia en un SMBH con masa de $M_{\bullet} \gtrsim 10^6 M_{\odot}$. Dicho SMBH es rodeado por un disco de acreción y una estructura exterior en forma de toro grueso que obscurece la radiación central. Adicionalmente, otras regiones compuestas de nubes de gas que se mueven a altas velocidades son ionizadas por la radiación central dando origen a la emisión de líneas anchas y angostas. Finalmente, en algunos casos, un plasma relativista y altamente colimado es eyectado a lo largo del eje de rotación del disco de acreción. A continuación se describe cada uno de los elementos que conforman un AGN en el modelo estándar (ver Blandford y Rees, 1992; Netzer, 2013; Padovani *et al.*, 2017; Blandford *et al.*, 2019, para más detalle)

¹Esta definición excluye a nuestra Galaxia pero incluye a gran número de galaxias con regiones nucleares de baja ionización.

- Un disco de acreción (del inglés Accretion Disc, en adelante AD). Este se forma por el material que cae al SMBH debido a que pierde momento angular. El disco formado rotará con velocidades Keplerianas formando así un perfil de velocidades que dependerá de la distancia al SMBH. La rotación diferencial ocasiona que el disco sea calentado por los efectos de la fricción interna, generando así un perfil de temperaturas que producirá un espectro mucho más ancho que el de una simple Planckiana. La energía máxima observada de dicho espectro se localizará en la banda de los ultravioletas (UV). Tal disco, es conocido como, disco de acreción geoméricamente delgado y ópticamente grueso (Shakura y Sunyaev, 1973). Cabe mencionar, que existen otros tipos de discos de acreción que se forman cuando la tasa de acreción es muy baja, e.g., los flujos de acreción dominados por advección (del inglés, Advection Dominated Accretion Flow, en adelante ADAF). Debido a que un ADAF radiá ineficientemente, es decir, el tiempo de enfriamiento a nivel local es mucho mayor al tiempo de acreción, a este tipo de acreción se le ubica dentro de los modelos con flujos de acreción radiativamente ineficientes (del inglés, Radiatively Inefficient Accretion Flow, en adelante RIAF). Una característica importante de un ADAF, es que las partículas no se termalizan eficientemente, lo que ocasiona que existan dos temperaturas, la de los electrones $T_e \sim 10^9 - 10^{10}$ K y la de los iones $T_i \sim 10^{12}$ K (Narayan y Yi, 1994, 1995; Narayan *et al.*, 1997).
- Una región de líneas anchas o BLR, formada por nubes de gas altamente densas con valores alrededor $n_e \sim 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Dichas nubes se localizan a distancias de alrededor de $\sim 0.1 - 1$ pc del SMBH, mucho más allá del AD. Esta región se caracteriza por emitir líneas anchas en el espectro de los UV, óptico e infrarrojo (IR). Esta característica es interpretada como resultado del efecto Doppler que se generan por las altas velocidades con que se mueven las nubes donde se producen dichas líneas. En términos de la anchura a media altura (del inglés, Full Width at Half Maximum, en adelante FWHM) los valores de la velocidad están en el rango de $v_{\text{FWHM}} \sim 1\,000 - 20\,000 \text{ km s}^{-1}$, con un valor típico de $v_{\text{FWHM}} \sim 5\,000 \text{ km s}^{-1}$ (Peterson, 1997a).
- Una región de líneas angostas (del inglés, Narrow Line Region, en adelante NLR). De forma similar a la BLR es una región con nubes de gas pero de baja densidad, alrededor de $n_e \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$. Dichas nubes se mueven con velocidades en el rango de $v_{\text{FWHM}} \sim 200 - 900 \text{ km s}^{-1}$, con un valor típico de $v_{\text{FWHM}} \sim 400 \text{ km s}^{-1}$. Esta región se extiende desde una distancia de ~ 10 pc hasta ~ 1 kpc (Peterson, 1997b).
- Un toro polvoso o DT, es una región localizada más allá de la BLR pero más compacta que la NLR. Se considera al DT como una región en forma de toro, compuesta de nubes de polvo (i.e., toro polvoso grumoso, Nenkova *et al.*, 2008a,b). Dicha región reprocesa una significativa fracción de los fotones en óptico y UV producidos por el AD y los reemite en la banda de los IR con una energía pico que corresponde a longitudes de onda de $\sim 10 - 30 \mu\text{m}$. En el modelo grumoso la temperatura del DT no es una simple función de la distancia al AD debido a que cada nube de polvo puede tomar un valor diferente a una misma distancia. Dicha temperaturas pueden estar en un rango que va desde los ~ 100 K hasta la temperatura de sublimación del polvo $\sim 1\,500$ Kelvin². El

²Esta temperatura varía dependiendo si se consideran silicatos o grafitos, cuyo valor para los primeros es de ~ 1400 Kelvin y para los segundos de ~ 1800 Kelvin (Netzer, 2015).

tamaño del DT está en el rango de $\sim 0.1 - 10$ pc (Packham *et al.*, 2005).

- Y un jet, o chorros de plasma relativista que son altamente colimados cuya emisión es amplificada por los efectos relativistas (Blandford y Königl, 1979; Königl, 1981). La emisión de un jet va desde longitudes de onda en radio hasta los rayos gamma y se asocian con procesos no térmicos debido a partículas aceleradas cargadas ³. Los tamaños de los jet pueden ir desde escalas del sistema solar hasta distancia que separan las galaxias (i.e., desde unidades astronómicas hasta el orden de Mpc, ver Blandford *et al.*, 2019, para una discusión más detallada).

Basado en algunas de sus propiedades observacionales, los AGN han sido agrupados, y una forma tradicional y empírica de hacerlo es a partir de la intensidad de su emisión en la banda del radio, así tenemos: AGN radio ruidosos y AGN radio silenciosos (esta misma clasificación ha sido replanteada en términos de AGN con jet y AGN sin jet, ver Padovani, 2017, para más detalle). En los AGN radio silenciosos se encuentran las galaxias LINER, Seyfert (Tipo 1 y 2), y los QSO. Mientras que en los AGN radio ruidosos, o con jet, se encuentran las radio galaxias FRI y FR II, los FSRQ y los objetos BL Lac. Otra forma de agrupar a los AGN, es por la presencia de líneas de emisión intensas y anchas, así se tienen los AGN tipo I, mientras que, para los que no presentan dichas líneas o si son muy débiles se les consideran como AGN tipo II.

Para explicar la amplia taxonomía de los AGN bajo un mismo fenómeno y que además involucre únicamente un pequeño número de parámetros, se han propuesto algunos esquemas de unificación. Antonucci (1993) propone que la gran diversidad de propiedades observadas en los AGN pueden ser explicados únicamente considerando el ángulo de inclinación del DT respecto a la línea de visión (ver figura 1.1), a este esquema se le conoce como unificación por inclinación. En este esquema el DT juega un papel fundamental, debido a que este produce un entorno ópticamente grueso, generando que las emisiones del AD y la BLR sean ocultas. Con este simple efecto geométrico el modelo unificado explica la existencia de AGN tipo I y II ⁴ (Urry y Padovani, 1995). Otro esquema, propuesto por Heckman y Best (2014), se basa en el tipo de acreción. En esta propuesta los AGN se dividen en: “tipo radiativo” y “tipo jet”, los primeros se caracterizan por que la mayoría de su energía radiada es el resultado directo de los procesos de acreción de materia mediante un AD estándar. Este tipo de AGN son acretores eficientes con una luminosidad $L_{\text{AGN}}/L_{\text{Edd}} \geq 0.01$. En este grupo se ubican las galaxias Seyfert y los objetos QSO. Por otro lado, en los AGN tipo jet la principal fuente de radiación es a través de la energía cinética transportada por un jet, dentro de esta categoría se encuentran las radio galaxias y los blazares. A diferencia de los tipo radiativos, los de tipo jet poseen baja luminosidad $L_{\text{AGN}}/L_{\text{Edd}} \leq 0.01$, cuyo valor podría señalar que los jets probablemente son energizados vía un AD tipo RIAF. Es importante señalar, que estos esquemas no son definitivos y un modelo o esquema más completo de unificación sería uno que considere, el tipo acreción (L/L_{Edd}), los efectos de obscurecimiento (o inclinación), la intensidad del jet, y la galaxia anfitriona (propiedades y orientación) (Padovani *et al.*, 2017).

³por ejemplo, radiación sincrotrón, dispersión Compton o procesos hadrónicos. Estos serán abordados en el capítulo 2.

⁴Los AGN tipo I son aquellos que presentan emisión de líneas anchas mientras que en los de tipo II está emisión es muy débil o no están presentes.

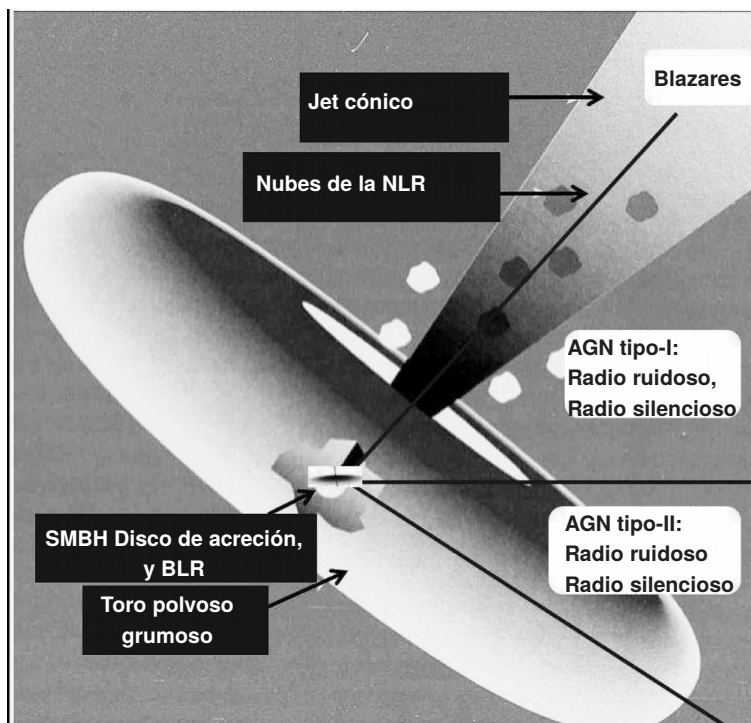


Figura 1.1: Modelo unificado de AGN (adaptado de Netzer, 2013).

Una característica importante de los AGN es que exhiben variabilidad, tanto temporal como en amplitud en todas las frecuencias en los que han sido observadas. Además dichas variaciones no parecen ser periódicas. El estudio de la variabilidad no tiene el mismo objetivo para todas las clases de AGN, esto se debe a que los AGN radio silencioso difieren de los radio ruidosos, en especial en el caso de los blazares que presentan variabilidad más rápida y con mayores cambios de amplitud en comparación con los AGN radio silenciosos (Stein *et al.*, 1976; Angel y Stockman, 1980). Generalmente, los estudios de variabilidad en los AGN radio silenciosos se centran en entender los mecanismos de emisión del continuo en óptico, UV y rayos X; en la cinemática del gas, así como en la pérdida de masa en los procesos de acreción. Por otro lado, en los AGN radio ruidosos el objetivo es entender los procesos radiativos, la estructura y los mecanismos de aceleración del plasma que componen el jet (Ulrich *et al.*, 1997).

1.2. Blazares

Los blazares son una clase de AGN que presentan un jet relativista y con la particularidad de que este apunta en dirección cercana a la tierra ($15^\circ - 20^\circ$, i.e., Urry y Padovani, 1995; Giommi *et al.*, 2012). Debido a esta particular orientación y a los efectos de aberración relativista los blazares son unos de los objetos más brillantes en el universo (Blandford y Königl, 1979). La emisión de los blazares es extensa y va desde bajas frecuencias que corresponden a longitudes de onda en radio hasta muy altas frecuencias que corresponden a los fotones más

energéticos de la naturaleza, i.e., lo rayos gammas. Particularmente, en la banda de los rayos gammas estos objetos son los más numerosos en el universo, como lo indican los resultados de las observaciones realizadas por el telescopio Fermi-LAT (Ackermann *et al.*, 2015).

Una característica peculiar de los blazares se basa en la emisión no térmica de su continuo multifrecuencias (producidas por partículas cargadas aceleradas) o también conocida como distribución espectral de energías o SED; formada principalmente de dos componentes con forma de joroba, una que puede ser etiquetada como la joroba de bajas energías o joroba de sincrotrón (cubriendo frecuencias desde radio hasta los rayos X), y la otra, como la joroba de altas energías (cubriendo rayos gamma desde MeV hasta TeV, e.g, Angel y Stockman, 1980; Padovani *et al.*, 2017); a modo de ejemplo, ver la figura 1.2 donde se representan la SED característica de los diferentes tipos de blazares.

1.2.1. Clasificación

Es importante mencionar que los blazares son divididos históricamente en FSRQ y BL Lac, dicha clasificación se basa en estudios de espectroscopia en la banda del óptico y es determinada por la observación de líneas emisión. Mientras que los FSQR exhiben intensas líneas con ancho equivalente (del inglés, Equivalent Width, en adelante EW) mayores a $EW > 5 \text{ \AA}$, en los BL Lac la presencia de estas líneas es débil o casi nula y en su lugar hay mayor presencia de líneas con $EW < 5 \text{ \AA}$ (Marcha *et al.*, 1996). Esta clasificación también ha sido interpretada términos de la luminosidad que presentan las líneas anchas, L_{BLR} , con un valor crítico o de transición de $L_{\text{BLR}} \sim 5 \times 10^{-3} L_{\text{Edd}}$, donde los BL Lac son aquellos con una luminosidad por debajo de dicho valor, mientras que, aquellos con un valor superior son los FSRQ (Ghisellini *et al.*, 2011).

Debido a que los blazares presentan una gran diversidad en la posición de la frecuencia pico de la joroba de sincrotrón, estos pueden ser clasificados usando esta propiedad. Típicamente, los FSRQ presentan una frecuencia (o energía) pico de sincrotrón, $\nu_p^s(\epsilon_p^s)$, con un valor medio de $\nu_p^s \approx 10^{13.1 \pm 0.1} \text{ Hz}$, este valor presenta poca desviación y el máximo nunca alcanza valores mayores a $10^{14.5} \text{ Hz}$. Por otro lado, los objetos BL Lac presentan mayor rango de valores en la frecuencia pico, y van desde valores similares a los de los FSRQ hasta valores $\nu_p^s > 10^{18} \text{ Hz}$. Debido a esta diversidad en los BL lac, estos han sido subclasificados dependiendo del valor de ν_p^s , así tenemos principalmente tres tipos de BL Lac (Abdo *et al.*, 2010):

- I. con pico de sincrotrón bajo (del inglés, Low-Synchrotron Peak, en adelante LSP), cuya frecuencia (energía) pico tienen valores por debajo de $\nu_p^s < 10^{14} \text{ Hz}$ ($\epsilon_p^s < 0.4 \text{ eV}$),
- II. con pico de sincrotrón intermedio (del inglés, Intermediate-Synchrotron Peak, en adelante ISP), cuya frecuencia (energía) pico tienen valores entre $10^{14} < \nu_p^s < 10^{15} \text{ Hz}$ ($0.4 < \epsilon_p^s < 4 \text{ eV}$),
- III. con pico de sincrotrón alto (del inglés, High-Synchrotron Peak, en adelante HSP), cuya frecuencia (energía) pico tienen valores por encima de $\nu_p^s > 10^{15} \text{ Hz}$ ($\epsilon_p^s > 4 \text{ eV}$).

Adicionalmente existe un tipo extremo de BL Lac o simplemente **blazar extremo** cuyo valor pico de sincrotrón se localiza en la región de los rayos X. Este tipo blazar ha sido etiquetado como una nueva categoría de BL Lac (Costamante *et al.*, 2001)

IV. con pico de sincrotrón extremo o simplemente EHSP, $\epsilon_p^s > 1 \text{ keV}$ ($\nu_p^s \gtrsim 10^{17} \text{ Hz}$).

La existencia de una amplia diversidad en la posición del pico de sincrotrón y la luminosidad de los blazares sugiere una posible correlación entre estas dos características. Fossati *et al.* (1998) propuso la llamada *secuencia blazar*, que básicamente es una relación entre la forma de la SED y la luminosidad bolométrica de un blazar. En esta secuencia los BL Lac tipo LSP y los FSRQ se ubican como las fuentes más brillantes, mientras que los BL Lac con pico de sincrotrón mayor poseen menor luminosidad, por lo tanto, los HSP y EHSP serían los blazares menos brillantes dentro de la secuencia. Recientemente, Ghisellini *et al.* (2017), revisó la secuencia blazar usando la muestra de blazares reportados por Fermi-LAT y sus resultados confirmaron la secuencia blazar original (ver la figura 1.2); además sus resultados señalan que tanto los FSRQ como los BL Lac forman una secuencia, incluso si se consideran separadamente. La diferencia entre ambas secuencias es que para los FSRQ no hay un enrojecimiento⁵ cuando la luminosidad se incrementa, solo variaciones en la pendiente del espectro de rayos X y de altas energías. Mientras que para los BL Lac se observa un efecto de enrojecimiento mientras más luminoso es el objeto.

La secuencia blazar parece no ser definitiva, y puede ser puesta a prueba (Padovani, 2007), por ejemplo, con la no existencia de objetos luminosos 'azules' (aquellos con $\nu_p^s > 10^{15} \text{ Hz}$, i.e., Ghisellini y Tavecchio, 2008) y/o si las fuentes azules son más números que las 'rojas' (aquellos con $\nu_p^s < 10^{14} \text{ Hz}$, i.e., Ghisellini y Tavecchio, 2008); prueba de ello, podría ser el caso de RGB J1629+4009, un BL Lac que por su pico de sincrotrón, $\nu_p^s \sim 10^{16} \text{ Hz}$, es catalogada como un HSP, pero que presenta líneas anchas similares a las que comúnmente son observadas en los FSRQ aunque con una luminosidad más modesta ($\sim 7 \times 10^{43} \text{ erg s}^{-1}$).

Otra interpretación como alternativa a la secuencia blazar es la llamada *visión simplificada de los blazares* (del inglés, Simplified View of Blazars, en adelante SVB, Giommi *et al.*, 2012) que señala que los resultados de la secuencia blazar son probablemente debido a efectos de selección por comparar catálogos superficiales en radio y rayos X. En la SVB solo existen dos tipos intrínsecos de blazares: los de baja ionización y los de alta ionización. Por lo tanto, algunos objetos hasta ahora clasificados como BL Lac podrían ser FSRQ, cuya emisión de líneas anchas podrían estar diluida por la emisión del continuo no térmico.

1.2.2. Modelos de emisión

Tanto para los FSRQs como para los BL Lac es bien aceptado que la emisión de la joroba de bajas energías es el resultado de la radiación sincrotrón producida por electrones acelerados hasta el régimen ultrarelativista, por lo tanto, ν_p^s es consecuencia de la máxima energía que los electrones pueden alcanzar. Por otra parte, la componente de altas energías es aún tema de debate (i.e., Maraschi *et al.*, 1992; Ghisellini, 1989; Böttcher *et al.*, 2013a; Bonnoli *et al.*, 2015; Padovani *et al.*, 2017; Costamante *et al.*, 2018; Biteau *et al.*, 2020).

Es importante mencionar que si los electrones son ingredientes necesarios para explicar la SED de los blazares, entonces es razonable asumir que una componente hadrónica (e.g. protones, neutrones, iones o rayos cósmicos) también pueden ser coacelerados junto a los electrones. Por lo tanto, es posible invocar diferentes modelos para explicar la emisión de la

⁵En este contexto un enrojecimiento significa que la frecuencia pico de la joroba de sincrotrón se corre a valores más pequeños.

componente de altas energías según el tipo de partículas involucradas. Entonces, los modelos de emisión en blazares se dividen principalmente en dos grupos: leptónicos y hadrónicos, y a continuación se describen:

- a) *Modelos leptónicos*, en estos modelos la componente de bajas energías es el resultado de la emisión sincrotrón producido por una población de electrones acelerados a energías ultrarelativistas. Por otro lado, la componente de altas energías es el resultado del proceso de dispersión Compton inverso (del inglés, Inverse Compton, en adelante IC) entre la población de electrones y un campo de radiación de baja energía. En estos modelos se consideran dos fuentes de radiación: i) la primera, son los fotones producidos por la misma población de electrones mediante radiación sincrotrón, a este mecanismo se le conoce como sincrotrón auto-Compton (del inglés Synchrotron Self-Compton, en adelante SSC, e.g., Gould, 1979; Ghisellini, 1989; Tavecchio *et al.*, 1998; Katarzyński *et al.*, 2001) y ii) la segunda, es un campo de radiación que proviene de una región externa, por ejemplo, del AD, de la BLR o del DT, a este mecanismo se le conoce como modelo Compton externo (del inglés, External Compton, en adelante EC, e.g., Dermer *et al.*, 1992; Dermer y Schlickeiser, 1993; Sikora *et al.*, 1994; Błażejowski *et al.*, 2000; Donea y Protheroe, 2003; Finke, 2016). Ambos modelos describen exitosamente la SED de los blazares, mientras que el modelo SSC es de mayor interés para el caso de los BL Lac, los modelos con EC son favorecidos para el caso de los FSQR.
- b) *Modelos hadrónicos o leptohadrónicos*, en estos modelos la componente de bajas energías es producido de la misma manera que en el modelo leptónico, pero la componente de altas energías se debe a una población de hadrones acelerados. En estos modelos, generalmente la emisión de bajas energías sirve como fuente de fotones semillas para producir interacciones fotohadrónicas ($A + \gamma$, e.g., Atoyan y Dermer, 2001; Mannheim, 1993). Otro mecanismo para explicar la emisión de altas energías es mediante radiación sincrotrón producido por los iones/protones ultrarelativistas inmersos en campos magnéticos intensos (Mücke y Protheroe, 2001; Aharonian, 2000, 2002). Es importante mencionar que en los modelos fotohadrónicos un flujo de neutrinos proporcional al flujo de rayos gamma debe ser producido, esto como resultado del decaimiento de piones neutros y cargados que se producen en este proceso (e.g., Mücke y Protheroe, 2001; Lipari *et al.*, 2007; Kelner y Aharonian, 2008; Hümmer *et al.*, 2010). En modelos donde tanto procesos leptónicos como hadrónicos son relevantes para explicar el flujo de altas energías, comúnmente se les denomina como leptohadrónicos (e.g., Cerruti *et al.*, 2015, 2017b; Gao *et al.*, 2019).

Ambos modelos describen exitosamente la SED de casi todos los blazares, así que es difícil de saber cuál es el correcto o el dominante. La clave para discriminar de un escenario puramente leptónico (e^- y e^+) de un modelo hadrónico o leptohadrónico es la detección de neutrinos de altas energías. Mientras que en un modelo puramente leptónico no se producen neutrinos de altas energías ⁶, en un modelo hadrónico los neutrinos de altas energía son producidos junto a los rayos gamma y los electrones secundarios mediante interacciones fotohadrónicas .

⁶Estos son producidos en la colisión de iones/protones acelerados con la radiación o gas del medio, produciendo mesones que consecuentemente decaerán en neutrinos, fotones y electrones, ver capítulo 2.

1.3. El caso de los blazares extremos

Como previamente se mencionó, los blazares extremos o EHSP son aquellos que poseen un pico de sincrotrón mayor a 10^{17} Hz (~ 1 keV). Sin embargo, dicha característica extrema puede presentarse también en la joroba de altas energías, en aquellos objetos BL Lac que se caracterizan por tener un espectro duro en la banda de MAE (i.e, índice espectral < 2), localizando así su energía pico más allá de 1 TeV, a esta clase de BL Lac se les ha nombrado como 'extreme-TeV' BL Lac o 'hard-TeV' BL Lac (i.e., Tavecchio *et al.*, 2011; Costamante *et al.*, 2018, pero en esta tesis nos referiremos a ellos simplemente como TBL). Es importante mencionar que un blazar puede ser EHSP y TBL simultáneamente, pero no hay evidencia que sustente la idea de que estas dos condiciones coexistan necesariamente. Por otro lado, durante su tiempo de vida, un blazar puede mostrar un comportamiento únicamente de EHSP o TBL, lo que sugiere que tales condiciones extremas son estados transitorios (e.g., Ahnen *et al.*, 2018).

Foffano *et al.* (2019) estudió a los blazares extremos, y sus resultados sugieren que estos no son una clase homogénea de BL Lac debido a que muestran diferentes propiedades, especialmente, en la banda de MAE. Ellos señalan que los blazares extremos pueden ser subdivididos al menos en dos subcategorías según la joroba de altas energías: en aquellas fuentes que son EHSP pero que se caracterizan por presentar una energía pico en la joroba de altas energías localizada en el rango de 0.1 – 1 TeV, a estos BL Lacs los señala como EHSP de tipo 'HSP'; por otro lado, aquellos EHSP que además presentan una energía pico de la joroba de altas energías por encima de 1-10 TeV, los señala como EHSP de tipo 'TBL'. Mientras que los primeros pueden ser probablemente una extensión de los HSP, los segundos podrían ser una nueva categoría de objetos BL Lac. Otra conclusión de los autores es que no existe una fuerte correlación entre el comportamiento de la emisión en la banda de MAE con la posición del pico de sincrotrón o con la luminosidad.

Modelar el pico de bajas energías de los objetos EHSP con emisión sincrotrón de una población de electrones confinada en una sola zona de emisión, no representa un problema para los mecanismos estándares de aceleración de partículas a través de choques (e.g. Aharonian, 2004; Tavecchio *et al.*, 2010; Fraija *et al.*, 2017b,a) incluso para valores tan extremos como 100 keV (Costamante, 2020). Sin embargo, cuando usamos el modelo estándar de una zona de emisión con SSC (1ZSSC), surgen muchos problemas si se intenta modelar el pico de altas energías que se extienden hasta el régimen de los TeV (ver Biteau *et al.*, 2020, para una reciente revisión). En el caso de los TBL, estos modelos demandan parámetros con valores excepcionales (e.g., ver Costamante *et al.*, 2018; Cerruti *et al.*, 2015, y referencias ahí citadas).

Uno de los principales problemas del modelo 1ZSSC en el modelado de la SED de los TBL, es que la dispersión Compton, responsable de producir la emisión de la joroba de altas energías, opera en el régimen de Klein-Nishina (KN) ⁷. En el régimen de KN el flujo producido deberá ser suprimido debido a la disminución de la sección eficaz, dificultando la formación de un espectro duro (Tavecchio *et al.*, 2009). Otro problema del modelo 1ZSSC es que demanda un plasma débilmente magnetizado, donde la equipartición entre la energía

⁷A diferencia del régimen de Thompson donde la sección eficaz de Compton es aproximadamente constante, $\sigma_T \sim 6 \times 10^{-25} \text{cm}^{-2}$, en el régimen de KN, la sección eficaz de Compton decae inversamente a la energía del fotón semilla, esto sucede cuando la energía del fotón es $\gtrsim m_e c^2 / \gamma_e$.

del campo magnético y de las partículas está lejos de la igualdad (i.e., el parámetro de equipartición $U_B/U_e \ll 1$), esto contradice los resultados de Nemmen *et al.* (2012), quienes señalan que una vez que los agujeros negros producen jets relativistas, estos parecen mantener la misma relación entre la potencia total del jet y su potencia radiada. Los autores señalan que en los BL Lacs los jets disipan en forma de radiación entre el 3% y el 15% de su potencia total. Estos hechos, pueden ser interpretados teóricamente con un modelo donde $U_e \sim U_B$ y el tiempo de sincrotrón menor al tiempo dinámico, $t_{\text{sin}} \lesssim t_{\text{din}}$ ⁸, lo cual implica que la energía disipada vía radiación sincrotrón es $U_\gamma \sim U_e$, por lo tanto, en un modelo 1ZSSC donde $U_e \gg U_B$ esto no se cumple, debido a que los electrones no se enfrían eficientemente vía sincrotrón (Sobacchi y Lyubarsky, 2019).

El modelo 1ZSSC ha sido ampliamente utilizado para modelar la SED de los TBL (e.g., Tavecchio *et al.*, 2009; Kaufmann *et al.*, 2011; Tavecchio *et al.*, 2009; Katarzyński *et al.*, 2006; Costamante *et al.*, 2018; Acciari *et al.*, 2020), mostrando que es posible usar este modelo para explicar exitosamente la emisión de los TBL pero al costo de:

- i) Factores Doppler muy altos, y para algunos casos demandando valores de $\delta_D = 50$, e.g, 1ES 0229+200 que es el BL Lac extremo prototipo (tanto tipo EHSP como tipo TBL).
- ii) Factores Lorentz de los electrones con valores ($\gamma_{e,\text{min}} > 10^3$) y campos magnéticos $B \sim 10^{-3}$ G, lo cual implica una muy baja eficiencia radiativa, i.e, el tiempo de enfriamiento vía sincrotrón es mucho mayor al tiempo disponible para producir la emisión observada, $t_{\text{syn}} \gg t_{\text{din}}$.
- iii) Condiciones muy lejos de la equipartición, i.e, $U_e \gg U_B$ con valores de 3 a 5 órdenes de magnitud.
- iv) La componente de la SED con energías inferiores a los UV debe provenir de una región completamente diferente y desconectada de la región de emisión. Aunque este no representa un gran problema debido a que esta emisión puede ser exitosamente explicada por la emisión de la galaxia anfitriona.

Diferentes modelos han sido propuesto para relajar los parámetros requeridos por el modelo 1ZSSC, algunos de ellos usan campos de radiación externos a la región de emisión de rayos gamma. Por ejemplo, Aharonian *et al.* (2008) invoca la absorción interna $\gamma\gamma$ producido por un campo de radiación denso con espectro Planckiano angosto que envuelve la zona de emisión donde los rayos gamma de MAE son producidos. Similarmente, Dzhatdov *et al.* (2021) proponen que el espectro duro puede ser producido por partículas secundarias que producen una cascada debido a un campo de radiación infrarrojo que rodea al motor central del blazar. El segundo modelo, a diferencia del primero, no demanda una región relativista, que concuerda mejor con la no observación de una fuerte variabilidad en el flujo de rayos gamma. En dicho modelo los electrones primarios son acelerados hasta energías mayores a 100 TeV cerca del SMBH mediante el proceso de Blandford-Znajek. Estos electrones producen rayos gamma mediante IC, que a su vez crearán pares electrón-positrón (i.e., $\gamma + \gamma \rightarrow e^- + e^+$)

⁸Los tiempos de escala son definidos como $t_{\text{sin}}^{-1} = 4\sigma_T c U_B \gamma_e / (3m_e c^2)$, mientras que t_{din} es asociado con el tiempo de escape de los electrones o la duración del destello.

generando una cascada secundaria de rayos gamma, si más de dos generaciones de partículas secundarias son producidos, el espectro resultante tendrá una forma forma espectral bien definida $\propto E^{-1.5}$, que es independiente de la población de electrones primarios.

Otros modelos exploran los efectos de considerar una distribución de electrones diferente a la típica ley de potencias. Por ejemplo, Lefa *et al.* (2011) muestra que un espectro duro de rayos gammas podría resultar a partir de un distribución de electrones tipo Maxwelliana, dicha forma espectral puede ser producida si se consideran que las pérdidas adiabáticas dominan sobre las pérdidas por sincrotrón. Otra propuesta recientemente explorada por Tavecchio y Sobacchi (2020) menciona que si la distribución de electrones más energéticos no es totalmente isótropo, el espectro resultante será más duro si se considera el modelo 1ZSSC. Este modelo predice valores del parámetro de equipartición cercano a la unidad, $U_B/U_e \sim 1$.

Por otra parte, algunos modelos hadrónicos (e.g., sincrotrón de protones) o leptohadrónicos (e.g., cascada inducida) también han sido propuestos para relajar los valores extremos demandados por el modelo 1ZSSC, (e.g., Tavecchio *et al.*, 2011; Cerruti *et al.*, 2015; Tavecchio, 2014; Zheng *et al.*, 2016). Por ejemplo, algunos sugieren que los blazares extremos son aceleradores de rayos cósmicos ultraenergéticos, Tavecchio (2014) propone que los rayos gamma de MAE son dominados por la emisión de una cascada producida en el medio intergaláctico, que es el resultado de la propagación de rayos cósmicos ultra energéticos con energías superiores a $2\text{-}3 \times 10^{19}$ eV, eclipsando la contribución del SSC producido por los electrones confinados en el jet que es 5-10 veces menor. Similarmente, Zheng *et al.* (2016) propone que los rayos gamma con energías mayores a ~ 1 TeV son el resultado de una cascada producida por los protones ultra energéticos que interactúan con la radiación del fondo mientras se propagan a través del espacio intergaláctico, mediante el proceso de Bethe-Heitler (i.e., $p + \gamma \rightarrow p + e^- + e^+$). Ambos modelos no demandan parámetros extremos como los discutidos previamente en el caso del modelo 1ZSCC, y pueden ser puestos a prueba mediante la observación de rayos gamma con energías mayores a 20 TeV en objetos lo suficientemente cercanos para evitar una fuerte atenuación debido a la radiación cósmica de fondo. Adicionalmente, Cerruti *et al.* (2015) usó un modelo leptohadrónico, donde la cascada producida por las partículas secundarias inestables (i.e, piones y muones) que se producen por el proceso de fotopion tienen una contribución significativa, que es observable, si estas se enfrían lo suficiente antes de decaer en partículas estables.

Finalmente, es importante mencionar que los blazares extremos han sido señalados como eficientes aceleradores de rayos cósmicos y potenciales emisores de neutrinos de altas energías (e.g., Padovani y Resconi, 2014; Padovani *et al.*, 2016). Por esto, la astronomía de multimensajeros es una herramienta capaz de ayudarnos a entender los mecanismo de emisión en los TBL .

1.4. Astronomía de multimensajeros: rayos gamma y neutrinos de altas energías

Con la reciente detección de neutrinos de altas energías (NAE) por el observatorio IceCube⁹ y la primera asociación de estos con un objeto astrofísico (IceCube, 2018; IceCube et

⁹<https://icecube.wisc.edu/>

al, 2018), la astronomía de multimensajeros inicia una nueva era (ver Guépin *et al.*, 2022; Rott, 2021; Mészáros *et al.*, 2019; Gallo Rosso *et al.*, 2018, para una reciente revisión). La observación de NAE, es una prueba de los fenómenos más energéticos del universo: a diferencia de los rayos-gamma, ellos pueden escapar de los entornos astrofísicos extremos donde son creados debido a su baja capacidad de interactuar con la materia y la radiación. Y al carecer de carga eléctrica, a diferencia de los rayos cósmicos (RCs), los neutrinos pueden viajar distancias cosmológicas sin ser desviados por los campos magnéticos presentes en el universo. En el contexto de la astronomía de neutrinos, estos pueden ser tratados como radiación relativista al poseer una masa muy pequeña. Así los NAE nos abren una nueva ventana al universo de altas energías que es opaca a otros mensajeros. Debido a esto los neutrinos son de gran interés en el estudio del universo de altas energías.

La producción de NAE está ligada con la existencia de hadrones acelerados¹⁰, por lo tanto, los NAE pueden darnos indicios sobre el origen de los RCs y resolver el problema de dónde y cómo estos se aceleran hasta alcanzar energías ultrarelativistas superiores a $\gtrsim 10^{19}$ eV. Y que a pesar de haber sido descubiertos hace más de medio siglo siguen siendo todo un misterio (ver Anchordoqui, 2019; Alves Batista *et al.*, 2019; Aloisio, 2012, para una discusión más detallada).

El observatorio de neutrinos IceCube con tres años de operación reportó por primera vez la detección de NAE con evidencia de tener un origen astrofísico con 7σ de significancia estadística (Aartsen *et al.*, 2013b,a). Los resultados fueron reportados en el catálogo HESE (High Energy Starting Events) con 28 eventos en el rango de energías que van desde 30 TeV hasta 2 PeV. La publicación más reciente basada en 6 años de observación reporta 82 eventos en este catálogo (Aartsen *et al.*, 2017). Ninguna evidencia de anisotropía en la distribución espacial de los eventos fue encontrada (Aartsen *et al.*, 2017), sugiriendo que el flujo es dominado por fuentes de origen extragaláctico (ver figura 1.4). Muchos objetos astrofísicos han sido propuestos como responsables del flujo de neutrinos observado, dentro de ellos están principalmente los destellos de rayos gamma (del inglés, Gamma-Ray Burst, en adelante GRBs, e.g., Waxman y Bahcall, 1997), los AGN (e.g. Atoyan y Dermer, 2001), las galaxias con brotes de formación estelar (del inglés, Starburst Galaxies, en adelante SBG, e.g., Loeb y Waxman, 2006) y los cúmulos de galaxias (del inglés, Galaxy Clusters, en adelante GC)., pero ninguno de estos objetos puede atribuirse ser la fuente de todos los eventos detectados por IceCube.

Con la detección de los NAE, varios trabajos intentaron explicar dichas observaciones sugiriendo múltiples entornos y diferentes objetos astrofísicos. Particularmente, los BL Lac fueron señalados como potenciales fuentes de NAE y responsables de gran parte del flujo observado por IceCube. Por ejemplo, Padovani *et al.* (2015) bajo el enfoque de la SVB concluyeron que los BL Lac podrían explicar alrededor de ~ 10 por ciento de la emisión de neutrinos para energías mayores a 0.5 PeV. Además, ellos sugieren que a menores energías, cerca del ≈ 20 por ciento podrían ser producidos por BL Lac individuales. Adicionalmente, Padovani *et al.* (2016) indica que existe una correlación entre el catálogo de neutrinos y los EHSP, atribuyendo a este tipo de BL Lacs un $\approx 10 - 20$ por ciento del flujo total de neutrinos observados hasta ese momento. Sus resultados también indican que ≈ 6 EHSP son

¹⁰e.g., iones y protones acelerados que interactúan con la radiación o el gas del medio produciendo partículas secundarias que finalmente decaerán en partículas estables incluyendo neutrinos

los candidatos más probables para producir al menos uno de los eventos. Interesantemente, el trabajo de Padovani y Resconi (2014) previamente había señalado al TBL H2356-309 como posible contraparte del evento IC10. Siguiendo este resultado Petropoulou *et al.* (2015) usó un modelo leptohadrónico y analizó la SED de los candidatos, encontrando que los flujos producidos son consistentes con las observaciones de IceCube.

El primer indicio de correlación entre un objeto astrofísico con uno de los eventos de IceCube, tanto espacial como temporalmente, fue proporcionado por Kadler *et al.* (2016). Ellos muestran que la fase activa del blazar PKS B1424-418 es coincidente espacial y temporalmente con la detección del evento 35 del catálogo HESE. La falta de evidencia para poder atribuir dicho evento a este objeto fue insuficiente, dejando así en debate si los AGN pueden ser los principales emisores de NAE.

Recientemente, IceCube *et al.* (2018) reportó la observación multifrecuencias durante el estado activo del blazar TXS 0506+056 durante septiembre de 2017, siendo coincidente con la detección de un evento en IceCube con 3σ de significancia de estar correlacionados. Adicionalmente, el análisis de los datos previos a la fase activa de 2017 en dirección de este blazar, mostró un exceso en el flujo de neutrinos sobre el flujo de neutrinos atmosféricos durante el periodo de 2014-2015 con una significancia de 3σ de tener un origen en este blazar (IceCube, 2018). Así, el objeto TXS 0506+056 puede ser considerado como la primera fuente de NAE identificada. Con la detección del primer objeto astrofísico emisor de NAE, también se identificó al primer objeto extragaláctico acelerador de RCs. Por lo tanto, se puede establecer que los blazares son aceleradores de RCs así como fuentes NAE. Otro evento ocurrió durante el estado activo del EHSP BL Lac, etiquetado como 3HSP J095507.1+355100, que fue encontrado coincidente con la detección del NAE IceCube-200107A (Giommi *et al.*, 2020), aunque no hay evidencia de una conexión real, la coincidencia temporal y espacial podrían ser posibles indicios de una conexión real que de más soporte a la idea de que los blazares extremos son aceleradores de rayos cósmicos. Por otro lado, estudios recientes realizados con blazares soportan estadísticamente la idea de que los blazares son aceleradores de rayos cósmicos y que el flujo de difuso de neutrinos debe estar dominados por estos objetos astrofísicos (e.g. Buson *et al.*, 2022; Plavin *et al.*, 2022).

Finalmente, el análisis realizado por la colaboración IceCube para buscar fuentes puntuales de neutrinos encontró una región con un exceso en el número de neutrinos respecto al esperado, si el fondo fuese isotrópico, con una significancia estadística de 2.9σ . Y además dicha región es coincidente con la galaxia Seyfert NGC 1068 (Aartsen *et al.*, 2020). Recientemente, estos resultados fueron actualizados y reportados por la colaboración IceCube obteniendo un exceso de 79^{+22}_{-20} neutrinos, con una significancia estadística de 4.2σ , la suficiente para afirmar que dichos eventos deben estar asociados con NGC 1068 (Aartsen *et al.*, 2022). Entonces, NGC 1098 puede ser considerado como el segundo objeto astrofísico emisor de NAE, y por lo tanto, un acelerador de rayos cósmicos.

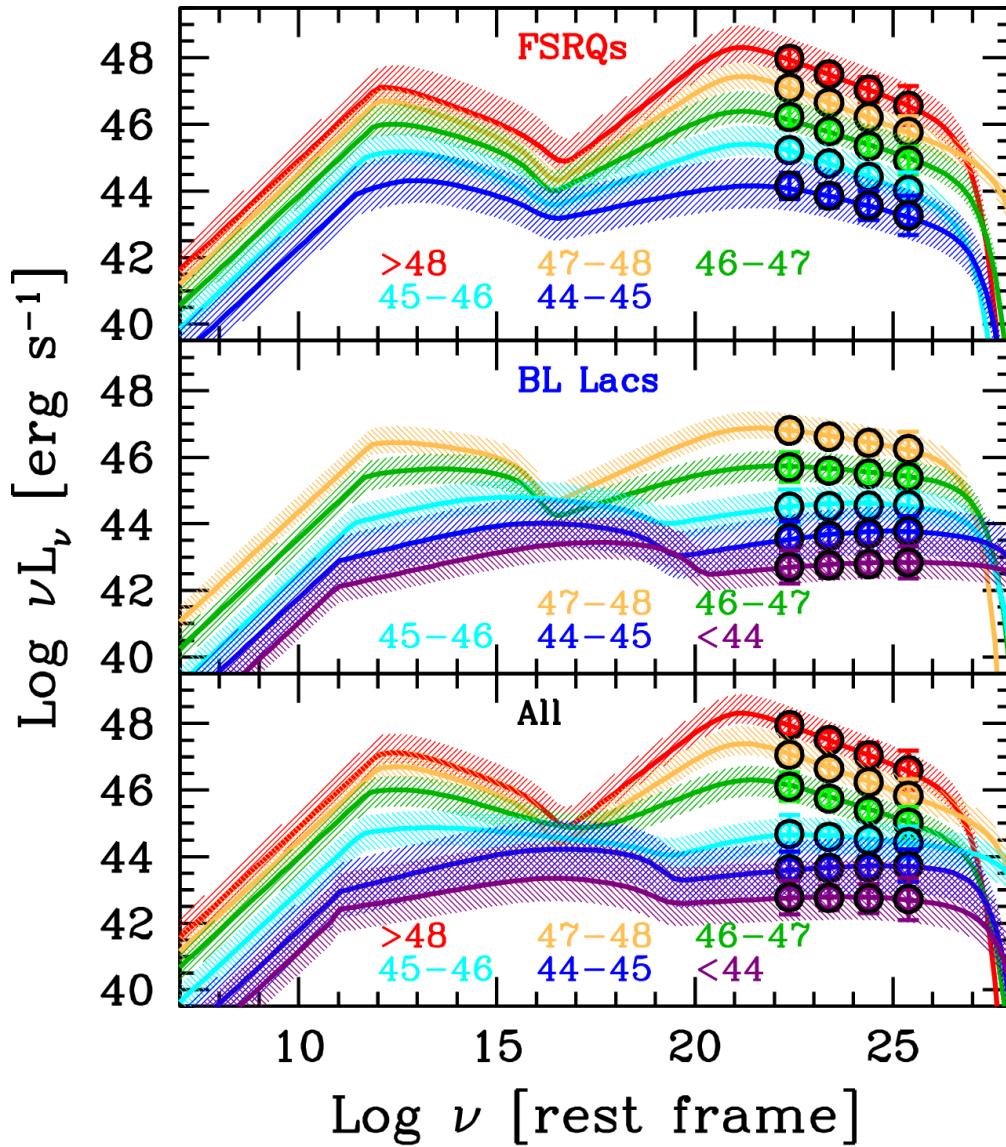


Figura 1.2: Panel superior: muestra la secuencia blazar de los FSRQ, i.e., el comportamiento de la distribución espectral de energía en función de la luminosidad. Panel medio: lo mismo que el panel superior pero para el caso de los BL Lac. Panel inferior: resultado que incluye tanto a los FSRQ como para a los BL Lac (Ghisellini *et al.*, 2017).

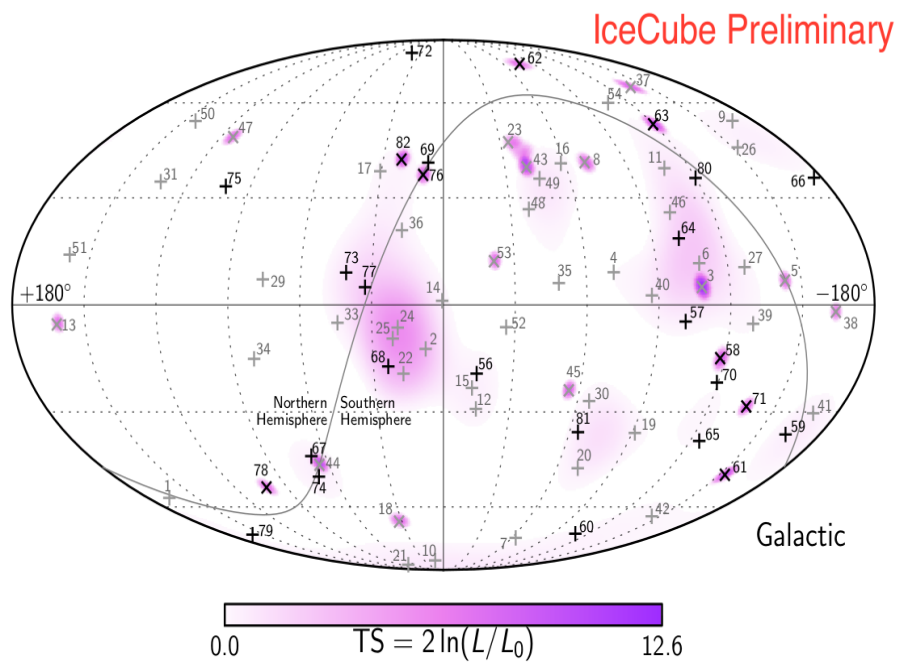


Figura 1.3: Distribución espacial de los eventos detectados en IceCube. Las "x" representan eventos con topología tipo traza y mientras los "+" eventos con topología tipo cascada del catálogo HESE (Aartsen *et al.*, 2017).

Capítulo 2

Procesos radiativos en la astrofísica de altas energías

En esta sección se hace una breve descripción de los principales procesos radiativos que son usados para describir la emisión de los blazares. Podemos subdividir los procesos en dos categorías según el tipo de partícula involucrada en: leptónicos y hadrónicos. Dentro de los leptónicos tenemos: i) radiación sincrotrón, ii) dispersión Compton, y iii) creación de pares. Dentro de los hadrónicos tenemos: i) sincrotrón de protones, ii) fotopion, y iii) fotopares (Bethe-Heitler).

2.1. Leptónicos

2.1.1. Radiación Sincrotrón

En astrofísica los electrones y positrones son una de las principales fuentes de radiación sincrotrón. Este proceso es la principal fuente de emisión en los blazares en las bandas de radio, óptico, y rayos X. Además, es bien aceptado que la radiación sincrotrón es un mecanismo muy común en muchos fenómenos astrofísicos de altas energías. Para el caso de los blazares, este mecanismo es capaz de describir exitosamente la joroba de bajas energías de la SED.

La radiación sincrotrón es producida por partículas cargadas que se mueven en régimen relativista siguiendo trayectorias helicoidales a lo largo de un campo magnético. Si consideramos un electrón con energía, $E_e = \gamma_e m_e c^2$, y con factor Lorentz, γ_e , que gira alrededor de una línea de campo magnético, \mathbf{B} , la frecuencia de giro está dada por la frecuencia angular de Larmor,

$$\Omega_L = \frac{eB}{\gamma_e m_e c}, \quad (2.1)$$

donde e es la carga del electrón y B es la intensidad de campo magnético.

La potencia emitida por un solo electrón que se mueve en un campo magnético uniforme

y con un ángulo pitch arbitrario¹, α , es dada por la expresión (Blumenthal y Gould, 1970)

$$P_{\text{syn}}^{\text{em}}(\varepsilon, \gamma_e, \alpha) = \frac{\sqrt{3}e^3 B}{2\pi m_e c^2 \hbar} \sin \alpha \frac{\varepsilon}{\varepsilon_c} \int_{\varepsilon/\varepsilon_c}^{\infty} dt K_{5/3}(t), \quad (2.2)$$

donde la función $K_{5/3}$ es la función de Bessel de orden $5/3$ y ε_c es la energía crítica definida como

$$\varepsilon_c = \frac{3eB\hbar}{2m_e c} \gamma_e^2 \sin \alpha. \quad (2.3)$$

La potencia emitida por una población de electrones confinada dentro de una región con campo magnético puede ser calculada integrando la ecuación (2.2). Considerando el caso general de una distribución de electrones, $N_e = \frac{dN_e}{d\gamma_e d\Omega}$,² el coeficiente de emisión es dado por

$$J_{\text{syn}}(\varepsilon) = \int_{\gamma_{e,\text{min}}}^{\gamma_{e,\text{max}}} d\gamma_e \int_0^\Omega d\Omega N_e(\gamma_e, \theta) \int_0^{\pi/2} d\alpha P_{\text{syn}}^{\text{em}}(\varepsilon, \gamma_e, \alpha). \quad (2.4)$$

La tasa de enfriamiento para un electrón relativista es dada por la expresión, $\dot{\gamma}_e|_{\text{syn}} = \gamma_e m_e c^2 / P_{\text{syn}}$, entonces tenemos (Blumenthal y Gould, 1970)

$$\dot{\gamma}_e|_{\text{syn}} = -\frac{4\sigma_T}{3m_e c} U_B \gamma_e^2, \quad (2.5)$$

donde σ_T es la sección eficaz de Thompson y $U_B = B^2/8\pi$ es la densidad de energía del campo magnético.

2.1.2. Dispersión Compton

La existencia de una población de electrones que se mueven a velocidades relativistas a través de un medio de fotones (estos pueden ser los producidos por radiación sincrotrón de estos mismos electrones o debido a una fuente externa de radiación) inevitablemente producirán colisiones entre ambas poblaciones, provocando que los electrones pierden energía en cada colisión que se les cede a los fotones, así se producirá una distribución de fotones con energías más altas.

Un electrón que se mueve con velocidades ultra relativistas $\beta_e \approx 1$, y con factor Lorentz $\gamma_e \gg 1$, inmerso en un campo de radiación isotrópico, $n_\gamma = \frac{dn_\gamma}{d\varepsilon_\gamma}$, sufrirá colisiones con los fotones del medio provenientes de todas las direcciones. El ángulo de colisión es θ en el sistema de referencia del laboratorio (SRL), mientras que, en el sistema de referencia del electrón en reposo (SRR) el ángulo de colisión será $\bar{\theta}$, cuya transformación es dado por (Landau y Lifshitz, 1980)

$$\tan \bar{\theta} = \frac{\sin \theta}{\gamma_e (\cos \theta - \beta_e)}. \quad (2.6)$$

Considerando la conservación del 4-momentum durante la colisión, la energía del fotón después de la colisión en el SRR es

$$\bar{\varepsilon}_1 = \frac{\bar{\varepsilon}}{(\bar{\varepsilon}/m_e c^2)(1 - \cos \bar{\theta}_1) + 1}, \quad (2.7)$$

¹Es el ángulo instantáneo formado entre los vectores de la velocidad y el campo magnético.

²El número de electrones en el rango de energía $\gamma_e + \gamma_e d\gamma_e$ y confinados en un ángulo sólido $d\Omega$.

donde $\bar{\varepsilon}$ y $\bar{\theta}_1$ son la energía del fotón inicial y el ángulo del fotón resultante medido respecto al electrón después de la colisión en el SSR, respectivamente.

Usando la sección eficaz de Compton, σ_c , es posible calcular la tasa de colisiones de un electrón con los fotones del medio usando la expresión

$$dN/dt = c \int \sigma_c (1 - \beta_e \cos \theta) dn_\gamma, \quad (2.8)$$

y posteriormente es posible calcular el espectro producido por una población de electrones con distribución homogénea e isotrópica en el SRL (Blumenthal y Gould, 1970),

$$Q_{ic}(\varepsilon_1) = \frac{3}{4} c \sigma_T \int_{\gamma_{e, \min}}^{\gamma_{e, \max}} d\gamma_e \frac{N_e(\gamma_e)}{\gamma_e^2} \int_{\varepsilon_{\min}}^{\varepsilon_{\max}} d\varepsilon \frac{n_\gamma(\varepsilon)}{\varepsilon} F_c(q, \Gamma_e), \quad (2.9)$$

donde

$$F_c(q, \Gamma_e) = 2q \log(q) + (1 + 2q)(1 - q) + \frac{1}{2} \frac{(\Gamma_e q)^2}{1 + \Gamma_e q} (1 - q), \quad (2.10)$$

es el kernel del proceso de dispersión Compton que incluye el régimen de Klein-Nishina para el caso de una distribución de fotones isotrópico $n_\gamma(\varepsilon)$ (Blumenthal y Gould, 1970), donde se definen los parámetros

$$\Gamma_e = 4 \frac{\varepsilon \gamma_e}{m_e c^2}, \quad q = \frac{\varepsilon_1}{\Gamma_e (m_e c^2 \gamma_e - \varepsilon_1)}, \quad (2.11)$$

en el rango $1/(4\gamma_e^2) \leq q \leq 1$. Con esta restricción es posible determinar los límites de integración en la distribución de fotones

$$\varepsilon_{\min} = \frac{m_e \varepsilon_1}{4\gamma_e (\gamma_e m_e - \varepsilon_1)} \quad y \quad \varepsilon_{\max} = \frac{\varepsilon_1}{1 - \frac{\varepsilon_1}{m_e \gamma_e}}. \quad (2.12)$$

Finalmente, la tasa de enfriamiento de un electrón por dispersión Compton es (Blumenthal y Gould, 1970)

$$\dot{\gamma}_e|_{ic} = -\frac{3}{4} c \sigma_T \gamma_e^{-2} \int_{\gamma_e m_e c^2}^{\infty} d\varepsilon_1 \varepsilon_1 \int_{\varepsilon_{\min}}^{\varepsilon_{\max}} d\varepsilon \frac{n_\gamma(\varepsilon)}{\varepsilon} F_c(q, \Gamma_e). \quad (2.13)$$

2.1.3. Creación de pares

Dos fotones que colisionan, e.g., uno de alta energía y otro de baja energía pueden producir pares electrón-positrón si ambos poseen la suficiente energía mediante $\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$. La energía de la colisión $\gamma + \gamma$ es expresado por el cuadrado de la energía invariante

$$s_{\gamma\gamma} = 2\varepsilon_\gamma \varepsilon (1 - \cos \theta_{\gamma\gamma}), \quad (2.14)$$

donde $\theta_{\gamma\gamma}$ es el ángulo de colisión en el SRL, ε_γ es la energía del fotón de alta energía y ε es la energía de un fotón de baja energía. En el caso de una colisión frontal, la condición mínima del proceso para producir un par e^+, e^- en reposo está dada por

$$\varepsilon_\gamma \varepsilon \gtrsim m_e^2 c^4 \approx 0.26 \text{ MeV}^2. \quad (2.15)$$

La creación de pares es un proceso importante en la atenuación de rayos gamma, debido a que el universo está permeado por radiación, e.g, la radiación cósmica de fondo en microondas (CMBR, por sus siglas en inglés) y la radiación de fondo extragaláctico (EBL, por sus siglas en inglés). Para calcular la probabilidad de absorción de un rayo gamma que viaja una distancia L , y que está inmerso en un campo de radiación, se define la profundidad óptica, $\tau_{\gamma\gamma}$. Para el caso de una distribución de fotones isotrópica y homogénea tenemos (Dermer y Menon, 2009)

$$\tau_{\gamma\gamma}(\varepsilon_\gamma) = L \int_{-1}^{+1} d\mu \frac{(1-\mu)}{2} \int_{\varepsilon_{\text{um}}}^{\infty} d\varepsilon \sigma_{\gamma\gamma}(\beta_{\text{cm}}) n_\gamma(\varepsilon), \quad (2.16)$$

donde $\sigma_{\gamma\gamma}$ es la sección eficaz del proceso, $\mu = \cos\theta_{\gamma\gamma}$ es el coseno del ángulo de colisión entre los dos fotones, β_{cm} es la velocidad de los pares creados en el sistema del centro de masa (SCM). La velocidad de los pares y la energía umbral son dadas por las siguientes expresiones

$$\beta_{\text{cm}} = \left[1 - \frac{2m_e^2 c^4}{\varepsilon \varepsilon_\gamma (1-\mu)} \right], \quad \varepsilon_{\text{um}} = \frac{2m_e^2 c^4}{\varepsilon_\gamma (1-\mu)}. \quad (2.17)$$

La sección eficaz del proceso tiene la expresión

$$\sigma_{\gamma\gamma}(\beta_{\text{cm}}) = \frac{3}{16} \sigma_{\text{T}} (1 - \beta_{\text{cm}}^2) \left[(3 - \beta_{\text{cm}}^4) \ln \left(\frac{1 + \beta_{\text{cm}}}{1 - \beta_{\text{cm}}} \right) - 2\beta_{\text{cm}}(2 - \beta_{\text{cm}}^2) \right], \quad (2.18)$$

cuyo máximo valor es $\sigma_{\gamma\gamma} \approx \sigma_{\text{T}}/4$.

El espectro observado de rayos gammas resultante será modificado por el factor de atenuación dado por

$$C_{\text{abs}}^{\gamma\gamma} \simeq \left[\frac{1 - \exp^{-\tau_{\gamma\gamma}(\varepsilon_\gamma)}}{\tau_{\gamma\gamma}(\varepsilon_\gamma)} \right] \quad \text{ó} \quad C_{\text{abs}}^{\gamma\gamma} \simeq \exp^{-\tau_{\gamma\gamma}(\varepsilon_\gamma)}, \quad (2.19)$$

dependiendo del caso de estudio. La primera expresión representa la solución de la ecuación de transferencia en una geometría plano-paralela para una fuente esférica que confina la radiación atenuante. La segunda es para el caso de una fuente que no está confinada. Por lo tanto, el espectro observado tendrá la expresión

$$Q_\gamma^{\text{obs}}(\varepsilon_\gamma) \simeq Q_\gamma(\varepsilon_\gamma) \times C_{\text{abs}}^{\gamma\gamma}, \quad (2.20)$$

Finalmente, por cada colisión $\gamma\gamma$ un par e^+ , e^- es creado. Suponiendo que cada e^- y e^+ son creados con el mismo momentum, la tasa de producción de pares e^- y e^+ es

$$Q_e^{\gamma\gamma}(\gamma_e) \simeq 2 \frac{d\varepsilon_\gamma}{d\gamma_e} [1 - C_{\text{abs}}^{\gamma\gamma}] Q_\gamma(\varepsilon_\gamma), \quad (2.21)$$

con $\varepsilon_\gamma \approx 2\gamma_e m_e c^2$.

2.2. Hadrónico

2.2.1. Fotopion

Los protones (o núcleos) ultra energéticos durante su propagación inevitablemente interaccionan con la radiación del medio, y cuando la energía es suficiente para producir piones,

se tiene

$$p + \gamma \rightarrow n_0\pi^0 + n_+\pi^+ + n_-\pi^- + \dots \quad (2.22)$$

donde n_0, n_+, n_- son los números de piones neutros, positivos y negativos producidos, respectivamente. Para producir un solo pion, generalmente el canal de interacción dominante es la resonancia delta, i.e., $p + \gamma \rightarrow \Delta^+ \rightarrow p + \pi^0 (n + \pi^+)$, la condición necesaria que debe cumplirse es obtenida a partir de la cinemática relativista, donde para producir un solo pion en reposo expresado en el SCM es

$$s_{p\pi} > m_p^2 c^4 + m_\pi^2 c^4 + 2m_\pi m_p c^4 \approx 1.1618 \text{ GeV}^2, \quad (2.23)$$

donde m_π es la masa del pion que por simplicidad se asume $m_{\pi^0} \approx m_{\pi^+} \approx m_{\pi^-}$.

Por otro lado la energía de una colisión entre un protón y un fotón con un ángulo de $\theta_{p\gamma}$ tendrá una energía en el SCM

$$s_{p\gamma} = m_p^2 c^4 + 2\varepsilon_p \varepsilon (1 - \beta_p \cos \theta_{p\gamma}), \quad (2.24)$$

con ε_p y ε la energía del protón y del fotón, respectivamente. Comparando las expresiones (2.23) y (2.24) se puede obtener la condición mínima para producir un solo pion en reposo en el SRL, y para el caso de una colisión frontal, se obtiene

$$\varepsilon_p \varepsilon > \frac{m_\pi^2 c^4 + 2m_\pi m_p c^4}{4} \approx 7.3 \times 10^{16} \text{ eV}^2. \quad (2.25)$$

Siguiendo el tratamiento de Kelner y Aharonian (2008), la condición (2.25) puede reescribirse introduciendo el parámetro η definido como

$$\eta = \frac{4\varepsilon_p \varepsilon}{m_p^2 c^4} \geq \left(\frac{m_\pi}{m_p}\right)^2 + 2\frac{m_\pi}{m_p} \approx 0.313. \quad (2.26)$$

Usando esta parametrización y la cinemática relativista, la fracción de energía mínima y máxima que es transferida del protón al pion es

$$x_\pm = \frac{1}{2(1+\eta)} \left[\eta + r^2 + 1 - R^2 \pm \sqrt{(\eta + 1 - (R+r)^2)(\eta + 1 - (R-r)^2)} \right], \quad (2.27)$$

donde $r = \frac{m_\pi}{m_p} \approx 0.146$ y $R = \frac{M}{m_p}$ con $M_{\text{tot}} = M + m_\pi$ la masa total de las partículas producidas en la interacción, por ejemplo, en el caso de la producción de un solo pion $M = m_p$. y en el caso de un segundo pion (π'), $M = m_p + m_{\pi'}$ y así sucesivamente.

En el caso de la producción de un solo pion, e.g., el canal de la resonancia delta se tiene

$$x'_\pm = \frac{1}{2(1+\eta)} \left[\eta - 2r \pm \sqrt{(\eta - r^2 - 2r)(\eta - r^2 + 2r)} \right], \quad (2.28)$$

y cuando un segundo pion es producido $\eta \geq 2.14$, se tiene

$$x''_\pm = \frac{1}{2(1+\eta)} \left[\eta + r^2 \pm \sqrt{\eta(\eta - 4r(1+r))} \right]. \quad (2.29)$$

Los piones al ser partículas inestables decaerán rápidamente³ en otras partículas, es decir, $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ y $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$. Consecuentemente los muones también son partículas inestables que decaerán rápidamente⁴ para producir finalmente partículas estables, es decir,

³Los piones cargados y neutros decaen con diferente tiempo donde para los primeros $t_{\pi^+} = t_{\pi^-} \approx 2.6 \times 10^{-8}$ s y para los segundos $t_{\pi^0} \approx 8.3 \times 10^{-17}$ s.

⁴Los muones decaen con un tiempo de $t_{\mu^+} = t_{\mu^-} \approx 2.2 \times 10^{-6}$ s.

$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ ó $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$. Note que los tiempo de decaimiento son muy rápidos y la emisión producida por estas partículas antes de decaer solo se vuelve relevante para partículas altamente energéticas y entornos extremos.

El espectro resultante de partículas estables para el proceso de fotopion, i.e, neutrinos, electrones y rayos gamma, puede ser calculado siguiendo el procedimiento semianalítico de Kelner y Aharonian (2008)

$$Q_i^{p\pi}(\varepsilon_i) = \int_{\varepsilon_{p,\text{umb}}}^{\varepsilon_{p,\text{max}}} \frac{d\varepsilon_p}{\varepsilon_p} N_p(\varepsilon_p) \int_{\varepsilon_{\text{min}}}^{\infty} d\varepsilon n_\gamma(\varepsilon) \Phi_i(\eta, x), \quad (2.30)$$

donde la etiqueta i representa el tipo de partícula estable, i.e., rayos gamma (γ), neutrinos y antineutrinos ($\nu_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu$), y para electrones-positrones (e^-, e^+). El parámetro $x = \varepsilon_i/\varepsilon_p$ es la fracción de energía transferida del protón padre a la partícula secundaria, $\varepsilon_{p,\text{umb}}$ es la energía umbral para el procesos de fotopion obtenido de la condición (2.25) y $\varepsilon_{p,\text{max}}$ es la máxima energía de los protones, $N_p(\varepsilon_p)$ es la distribución de protones isotrópica y homogénea. Y la función Φ contiene la información de la tasa de producción de partículas secundarias estables, así como la distribución resultante para cada tipo de partícula. La parametrización de Φ fue calculada por Kelner y Aharonian (2008) y cuya forma general es dada por la expresión

$$\Phi_i(\eta, x) = B_i \times \begin{cases} (\ln 2)^{\psi_i}, & x < x_{\text{min}}^i, \\ \exp \left\{ -s_i \left[\ln \left(\frac{x}{x_-^i} \right) \right]^{\delta_i} \right\} \times \left[\ln \left(\frac{2}{1+y_i^2} \right) \right]^{\psi_i}, & x_{\text{min}}^i < x < x_{\text{max}}, \\ 0, & x > x_{\text{max}}^i, \end{cases} \quad (2.31)$$

donde los valores de los parámetros B_i , s_i y δ_i son proporcionados por Kelner y Aharonian (2008). Finalmente, las expresiones para x_{min}^i , x_{max}^i y ψ_-^i son enlistados en la tabla 2.2.1. Mientras que el parámetro y_i tendrá el mismo valor para todas las partículas secundarias y es definido como

$$y_i = \frac{x - x_{\text{min}}}{x_{\text{max}} - x_{\text{min}}}. \quad (2.32)$$

Finalmente, las tasas de enfriamiento de un protón debido al proceso de fotopion es dado por (Kelner y Aharonian, 2008)

$$\dot{\gamma}_p|_{p\pi} = \gamma_p \int_0^1 dx x \int_{\varepsilon_{\text{min}}}^{\infty} d\varepsilon n_\gamma(\varepsilon) \sum_{\text{all}} \Phi_i(\eta, x). \quad (2.33)$$

Tabla 2.1: Parámetros usados para describir la función Φ según el procedimiento de Kelner y Aharonian (2008).

	ψ_i	x_{\min}	x_{\max}
γ	$2.5 + 0.4 \ln(\rho)$	x'_-	x'_+
$e^+, \bar{\nu}_\mu, \nu_e$	$2.5 + 1.4 \ln(\rho)$	$\frac{1}{4}x'_-$	x'_+
ν_μ	$2.5 + 1.4 \ln(\rho)$	$0.427x'_-$	$x'_+ \times \begin{cases} 0.427, & \rho < 2.14 \\ 0.427 + 0.0729(\rho - 2.14), & 2.14 \leq \rho \leq 10 \\ 1, & \rho > 10 \end{cases}$
$e^-, \bar{\nu}_e$	$6 \left(1 - \exp^{1.5(4-\rho)}\right) \times \Theta(\rho - 4)$	x''_-	x''_+

Notas: $\rho = \frac{\eta}{\eta_0}$ y $\Theta(\rho)$ es la función de Heaviside.

2.2.2. Fotopares

De la misma manera que en el proceso de fotopion, las colisiones entre protones (o núcleos) con los fotones del medio producirán pares electrón-positrón mediante $p + \gamma \rightarrow p + e^- + e^+$. Para producir pares en reposo, la energía invariante en el SCM es

$$s_{pe} > m_p^2 c^4 + 4m_e^2 c^4 + 4m_e m_p c^4 \approx 0.8823 \text{ GeV}^2. \quad (2.34)$$

Comparando las ecuaciones (2.24) y (2.34) se tiene la condición para la producción de pares e^+, e^- en el caso de una colisión frontal

$$\varepsilon_p \varepsilon > m_e^2 c^4 + m_e m_p c^4 \approx 4.8 \times 10^{14} \text{ eV}^2. \quad (2.35)$$

Considerando una distribución isotrópica de fotones, el espectro de los pares electrón-positrón es (Romero y Vila, 2008)

$$Q_e^{pe}(\varepsilon_e) = \frac{m_p^2 c^5}{2} \int \frac{d\varepsilon_p}{\varepsilon_p^2} N_p(\varepsilon_p) x_{pe} \int d\varepsilon \frac{n_\gamma(\varepsilon)}{\varepsilon^2} \int d\varepsilon' \varepsilon' \sigma_{pe}, \quad (2.36)$$

donde ε' es la energía del fotón incidente en el sistema de referencia del protón, σ_{pe} es la sección eficaz, y x_{pe} la fracción de energía cedida por el protón a los pares. Finalmente, la tasa de enfriamiento de un protón debido al proceso de fotopares es (Blumenthal, 1970)

$$\dot{\gamma}_p|_{pe} = \frac{3\sigma_T c \alpha_f Z^2 m_e^3}{16\pi m_p} \frac{1}{\gamma_p} \int_{2m_e/\gamma_p}^{\infty} d\varepsilon \frac{n_\gamma(\varepsilon)}{\varepsilon^2} \varphi\left(\frac{2\gamma_p \varepsilon}{m_e c^2}\right), \quad (2.37)$$

donde la función φ fue parametrizada por Chodorowski *et al.* (1992).

2.2.3. Interacción inelástica protón-protón

Otro proceso hadrónico importante pero que comúnmente no es relevante para el estudio de blazares es la interacción protón-protón o simplemente pp, dado por la reacción

$$p + p \rightarrow n_1 \pi^0 + n_2 \pi^+ + n_3 \pi^- \quad (2.38)$$

donde n_1, n_2, n_3 representan las multiplicidades de los piones neutros y cargados. En entornos astrofísico, comúnmente se considera que los protones acelerados colisionan con el gas del medio donde se propagan (e.g., medio interestelar, BLR, etc.), estos protones del medio pueden ser considerados como protones en reposo. Entonces la energía umbral para producir dicha reacción es dado por cinemática relativista y corresponde a

$$E_{\text{umb}}^{pp} \simeq m_p c^2 + 2m_\pi c^2 + \frac{m_\pi^2 c^2}{m_p} \approx 1.228 \text{ GeV}. \quad (2.39)$$

Observe que a diferencia de los procesos fotohadrónicos, el procesos pp producirá partículas secundarias generalmente con mucho menos energía. Para un tratamiento del cálculo de los espectros de las partículas secundarias producidas por este proceso ver Kelner *et al.* (2006); Stecker *et al.* (1968); Stecker (1971); Schlickeiser (2002).

Capítulo 3

Modelo leptohadrónico con dos zonas de emisión

En esta tesis se propone un modelo leptohadrónico con dos zonas de emisión (o regiones de disipación) y tres fuentes de radiación externas. El objetivo es describir la SED de los blazares extremos (particularmente el caso de los TBL) y evitar aquellos valores extremos demandados por el modelo 1ZSSC mencionados en el capítulo 1.

El modelo propuesto puede describir exitosamente la SED de los TBL cuyo pico de MAE alcanza valores mayores a ~ 1 TeV. Las dos regiones de disipación serán nombradas como la región interna y la región externa. Las regiones se localizan a diferentes distancias respecto al SMBH, mientras que la región externa se ubica muy lejos, a una distancia r_o , la región interna se ubica a una distancia r_i , que es menor al de la región externa. Es importante mencionar que se asume a la región interna lo suficientemente lejos del disco de acreción para ignorar sus efectos en los procesos radiativos producidos dentro de la región interna. Adicionalmente, se consideran algunas fuentes de radiación externas a las regiones de disipación, estos son: i) un plasma electrón-positrón que se forma por encima del disco de acreción y que es lanzado con una velocidad medianamente relativista (de aquí en adelante nombrado como plasma- e^\pm), ii) la región de líneas anchas y iii) el toro polvoso. El plasma- e^\pm es relevante para los procesos hadrónicos y leptónicos involucrados en la región interna, pero es irrelevante para los procesos de la región externa debido a la distancia que las separa. Por otro lado, la BLR y el DT son relevantes únicamente para los procesos leptónicos de la región externa. Un panorama general del modelo propuesto es representado en la figura 3.1. Para las dos regiones de disipación se asumen velocidades en un régimen ultra relativista, pero diferente una de la otra. Debido a la distancia que separa ambas regiones, la emisión de una no influye en los procesos radiativos de la otra, por lo tanto la emisión en cada región puede ser tratada como un fenómeno desacoplado de la otra.

Para el cálculo de la emisión producida por cada región, se definen cuatro sistemas de referencias: i) del plasma- e^\pm , ii) de la región interna, iii) de la región externa, y iv) del observador. Denotaremos con letras latinas en mayúscula y con el superíndice “ob” para las cantidades medidas por un observador en la tierra. Al mismo tiempo, el sistema de referencia del AGN será denotado de la misma forma pero sin el superíndice. Mientras que los sistemas de referencias del plasma, de la región interna y externa serán marcados con letras minúsculas griegas sin primar, primada, y doble primada, respectivamente. Por ejemplo, la

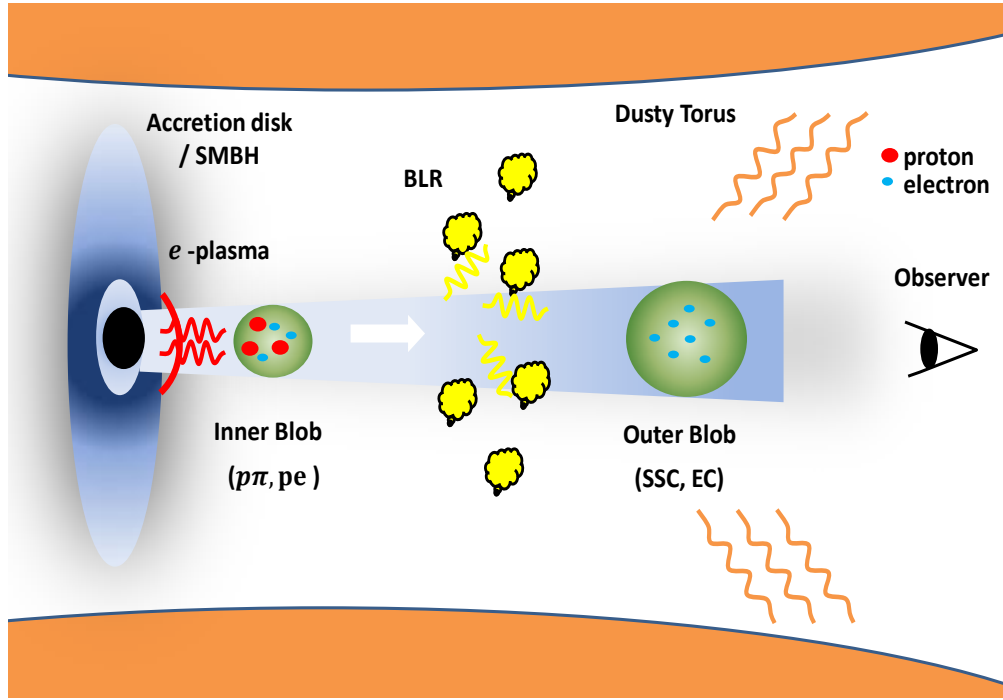


Figura 3.1: Representación esquemática del modelo leptohadrónico con dos zonas de emisión propuesto para explicar la emisión de los TBL (Aguilar-Ruiz *et al.*, 2022).

energía observada en la tierra será escrita de la forma E^{ob} , y la energía medida en el sistema de referencia del AGN como E , mientras que para el plasma- e^{\pm} será ε , y finalmente las cantidades medidas en la la región interna, y la región externa serán escritos de la forma ε' y ε'' , respectivamente.

Para denotar los efectos relativistas de las regiones interna y externa, consideramos el caso donde el ángulo de observación del jet se encuentra muy cerca de la línea de visión $\theta_{\text{obs}} \lesssim 1/\Gamma$, por lo tanto el factor Doppler puede ser aproximado para casos ultrarelativistas como $\mathcal{D} = [\Gamma(1 - \beta \cos \theta_{\text{obs}})]^{-1} \simeq 2\Gamma$. Debido a que las regiones principales se mueven a diferentes velocidades en el régimen relativista, por ejemplo el plasma- e^{\pm} (Γ_{pl}), la región interna (Γ_{i}) y la región externa (Γ_{o}), cada región se mueve relativo a otra con un factor Lorentz de

$$\Gamma_{\text{rel}} = \Gamma_{\text{j}}\Gamma_{\text{k}}(1 - \beta_{\text{j}}\beta_{\text{k}}) \quad \text{con } \text{j} \neq \text{k}. \quad (3.1)$$

Finalmente, la luminosidad total del jet es calculada sumando la contribución de cada región, y donde cada región contiene energía en forma de radiación, partículas y campo magnético. La luminosidad total de cada región en el sistema de referencia del AGN es (e.g.; Celotti y Ghisellini, 2008; Böttcher *et al.*, 2013b)

$$L_{\text{j}} = 2\pi r_{\text{j}}^2 \Gamma_{\text{j}}^2 \beta_{\text{j}} c (u_{\gamma,\text{j}} + u_{\text{e},\text{j}} + u_{\text{p},\text{j}} + u_{\text{B},\text{j}}), \quad (3.2)$$

donde $u_{\gamma,\text{j}}$ es la densidad de energía de radiación calculada como $u_{\gamma,\text{j}} \simeq L_{\gamma,\text{j}}^{\text{ob}}/(4\pi r_{\text{j}}^2 \mathcal{D}_{\text{j}}^2 c)$, con $L_{\gamma,\text{j}}^{\text{ob}}$ la luminosidad bolométrica observada. Los términos $u_{\text{e},\text{j}}$ y $u_{\text{p},\text{j}}$ corresponden a la densidad de energía de las partículas para electrones y protones, respectivamente, definidos

como $u_{i,j} = m_i c^2 \int \gamma_{i,j} N_{i,j}(\gamma_{i,j}) d\gamma_{i,j}$ con $i = e$ y p . Finalmente, la densidad de energía del campo magnético es $u_{B,j} = B_j^2 / (8\pi)$.

A continuación se describe con mayor detalle cada uno de los ingredientes principales del modelo propuesto. Se dividió en dos grupos, las que son fuentes externas de radiación y las dos regiones de emisión principales, que es donde se aceleran los electrones y/o los protones.

3.1. Fuentes de radiación externas

Con el fin de obtener un espectro duro de rayos gamma, se consideraron algunas fuentes de radiación externa a las regiones principales de disipación, estas fuentes son relevantes en los procesos radiativos de cada región. A continuación se describen brevemente cada una de ellas y sus principales características.

Plasma- e^\pm

Cerca del SMBH, los fotones de MeV se aniquilan con los fotones de más bajas energías mediante el proceso $\gamma_{>\text{MeV}} + \gamma_{<\text{MeV}} \rightarrow e^\pm$ produciendo la expulsión de un plasma- e^\pm (Beloborodov, 1999). Dicho plasma alcanza velocidades $\beta_{\text{pl}} \approx 0.3 - 0.7$. Estos pares producen un entorno ópticamente grueso si la luminosidad de fotones por encima de los 511 keV es mayor que $L_{\text{keV}} \gtrsim 3 \times 10^{-3} L_{\text{Edd}}$. En el plasma- e^\pm los fotones sólo escapan en la fotosfera, el cual ocurre a un radio compacto alrededor del radio de Schwarzschild $R_{\text{keV}} \sim R_g \sim 1.4 \times 10^{14} \text{ cm} (M_\odot / 10^9 M_\odot)$. La radiación que escapa es altamente anisotrópica y con un espectro en forma de línea de aniquilación con pico centrada en $\varepsilon_{\text{pl}} \approx 511 \text{ keV}$. Debido a esto, podemos asumir una aproximación delta para describir el espectro del plasma

$$n_{\text{pl}}(\varepsilon) = \frac{u_{\text{pl}}}{\varepsilon_{\text{pl}}} \delta(\varepsilon - \varepsilon_{\text{pl}}), \quad (3.3)$$

donde u_{pl} es la densidad de energía de fotones del plasma. Este plasma es la fuente de radiación más importante en la región interna con la que los protones acelerados interactúan dentro de esta, y que dará origen a los rayos gamma que se extienden hasta energías de algunos TeV para formar un espectro duro, independiente del espectro de protones acelerados mediante los mecanismos de Fermi.

BLR

Aunque algunos trabajos sugieren que la emisión de la BLR/DT está ausente en los objetos BL Lac (e.g. Plotkin *et al.*, 2012), existen algunos BL Lac tipo HSP como lo son Mrk 421, PKS 2005-489, PKS 2155-304, y H 2356-309 que presentan emisión en $\text{Ly}\alpha$ del orden de $\text{Ly}\alpha \sim 10^{41} - 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$ (Sbarrato *et al.*, 2012; Stocke *et al.*, 2011; Fang *et al.*, 2014) aunque estos valores de luminosidad son débiles comparado con los típicos observados en los FSRQ. Adicionalmente, los resultados proporcionados por Elitzur y Ho (2009) señalan que la emisión de la BLR/DT solo desaparece si la luminosidad del disco es menor a un valor crítico dado por $L_{d,\text{crit}} \approx 1.1 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1} (2.3 \times 10^{40} \text{ erg s}^{-1})$ para $M_\bullet = 10^9 (10^8) M_\odot$. Por lo tanto, siguiendo dicho resultado, Foschini (2012) señala que los BL Lac tienen discos de acreción

estándar como los que operan en los FSRQ pero con una menor eficiencia de ionización de la BLR/DT. Algo que es importante mencionar es que existe evidencia que sugiere una conexión entre la emisión de la BLR y los jet en blazares, donde se ha observado incrementos en la intensidad de la línea de Mg II $\lambda 2800$ durante el estado de estallido (atribuido a la emisión no térmica del jet) en el blazar 3C 453.3 (León-Tavares *et al.*, 2013).

Generalmente los modelos de EC que incluyan la radiación de la BLR y/o el DT no son usualmente invocados para ajustar la SED de los BL Lac, debido a que el modelo SSC proporciona una explicación factible para la emisión observada. En el caso de los HSP, dicho modelo generalmente presenta el inconveniente de requerir valores extremos en los parámetros requeridos. Algunos autores, han usado un modelo de SSC y EC para describir la SED de algunos HSP, por ejemplo, Kang *et al.* (2016) utilizó un modelo leptónico con una zona de emisión invocando un escenario donde incluye la contribución SSC y EC para el caso particular del BL Lac tipo HSP PKS 1424 +240. Con dicho modelo, los autores encontraron un conjunto de parámetros sin valores extremos que ajustan exitosamente las observaciones. Además, los autores sugieren que la BLR/DT no desaparece completamente en los BL Lac sino que están presentes pero con menor intensidad. Dichos resultados también sugieren que la densidad de energía de la BLR/DT deberá ser un factor alrededor de $\sim 10^{-3}$ más pequeño que la requerida tradicionalmente por los FSRQ. Similarmente, Cerruti *et al.* (2017a) señala que en los escenarios leptónicos, los modelos con dos zonas de emisión que incluyan EC son favorecidos para explicar la emisión electromagnética de PKS 1424 +240. Los resultados obtenidos por los autores sugieren que la radiación del DT es la fuente de fotones semillas más significativa para dispersión Compton, incluso mayor que los producidos por sincrotrón. Tomando estos resultados, en esta tesis se considerará la emisión de la BLR y el DT en nuestros cálculos de EC, especialmente para la región externa.

La emisión de la BLR es atribuida al resultado de la fotoionización de las nubes densas que forman la BLR, donde los fotones ionizantes son los fotones UV provenientes del disco de acreción. Los fotones provenientes de la BLR tienen principalmente dos contribuciones, correspondiente a las líneas de emisión del H I Ly α y del He I Ly α con energías pico de $E_{\text{BLR}} = 10.2 \text{ eV}$ y 40.2 eV , respectivamente. Esta emisión se origina en una región espacialmente distribuida con geometría de cascarón delgado que se localiza a una distancia de (e.g. , Ghisellini y Tavecchio, 2009; Kaspi *et al.*, 2007)

$$r_{\text{BLR}} \approx 10^{17} \text{ cm} \left(\frac{L_d}{10^{45} \text{ erg s}^{-1}} \right)^{1/2}. \quad (3.4)$$

Para el caso de los objetos BL Lac, la luminosidad bolométrica de la BLR tiene un límite superior dado por la relación $L_{\text{BLR}} \lesssim 5 \times 10^{-4} L_{\text{Edd}}$ (Ghisellini *et al.*, 2011), si consideramos este valor como un fracción de la luminosidad del disco de acreción $L_{\text{BLR}} = \phi_{\text{BL}} L_d$, entonces, la densidad de energía de la BLR es (Hayashida *et al.*, 2012)

$$u_{\text{BLR}} = \frac{\phi_{\text{BLR}} L_d}{4\pi r_{\text{BLR}}^2 c [1 + (r_o/r_{\text{BLR}})^3]} \approx 0.26 \text{ erg cm}^{-3} \frac{\phi_{\text{BLR}}}{1 + (r_o/r_{\text{BLR}})^3}. \quad (3.5)$$

Por otra parte, la distribución de los fotones correspondientes a la línea de emisión puede ser aproximada con una función delta

$$n_{\text{BLR}}(E) = \frac{u_{\text{BLR}}}{E_{\text{BLR}}} \delta(E - E_{\text{BLR}}). \quad (3.6)$$

DT

Los fotones provenientes del DT son pensados como consecuencia del reprocesamiento de la radiación del disco de acreción. Entonces, podemos calcular su luminosidad como $L_{\text{DT}} = \phi_{\text{DT}} L_d$ (e.g., Ghisellini y Tavecchio, 2008). El radio de esta región puede ser calculado usando el resultado de Cleary *et al.* (2007), dado por

$$r_{\text{DT}} \approx 2.5 \times 10^{18} \text{ cm} \left(\frac{L_d}{10^{45} \text{ erg s}^{-1}} \right)^{1/2}, \quad (3.7)$$

donde la emisión puede ser modelada como un cuerpo gris con una temperatura de entre $10^2 - 10^3$ Kelvin y una frecuencia pico de $\nu_{\text{DT}}^{\text{pico}} \sim 2 \times 10^{13}$ Hz. Si la relación de arriba se mantiene para cualquier blazar, entonces observamos que la densidad de energía es independiente de la luminosidad del disco de acreción (Hayashida *et al.*, 2012)

$$u_{\text{DT}} = \frac{\phi_{\text{DT}} L_d}{4\pi r_{\text{DT}}^2 c [1 + (r_o/r_{\text{DT}})^3]} \approx 4.3 \times 10^{-3} \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3} \frac{\phi_{\text{DT}}}{1 + (r_o/r_{\text{DT}})^4}, \quad (3.8)$$

donde la distribución de fotones del DT, n_{DT} , es normalizada imponiendo la condición $u_{\text{DT}} = \int dE E n_{\text{DT}}(E)$.

3.1.1. Atenuación de rayos gamma

Las fuentes externas de radiación producen atenuación de rayos gamma principalmente en aquellos producidos en la región interna. La profundidad óptica para cada una de las regiones arriba enlistadas se calculó usando la ecuación (2.16) y los resultados se muestran en la figura 3.2. Dicha figura muestra que solamente el plasma- e^\pm produce un entorno ópticamente grueso dentro de la región interna que impide el escape de rayos gamma con energías en el rango de los MeV hasta algunos GeV. Por otro lado, la BLR produce una ligera atenuación principalmente en 100 GeV (para el caso de un SMBH con masa de $10^9 M_\odot$) mientras que los fotones del DT no generan una atenuación significativa.

3.2. Regiones de disipación

3.2.1. Región externa

En este trabajo asumimos que la región externa está localizado lejos del plasma- e^\pm respecto a la región interna; entonces, la dispersión IC no es un proceso relevante debido a la dilución en la densidad numérica de los fotones del plasma- e^\pm . La distancia de disipación de esta región es estimada usando el tiempo de variabilidad

$$r_o \simeq 2\Gamma_o^2 c t_{\text{var}} \approx 1.3 \times 10^{17} \text{ cm} \left(\frac{D_o}{10} \right)^2 \left(\frac{t_{\text{var}}}{1 \text{ día}} \right). \quad (3.9)$$

La distancia de disipación determina la influencia de la radiación externa de la BLR y del DT, y dependiendo de su valor serán incrementados o reducidos por los efectos relativistas

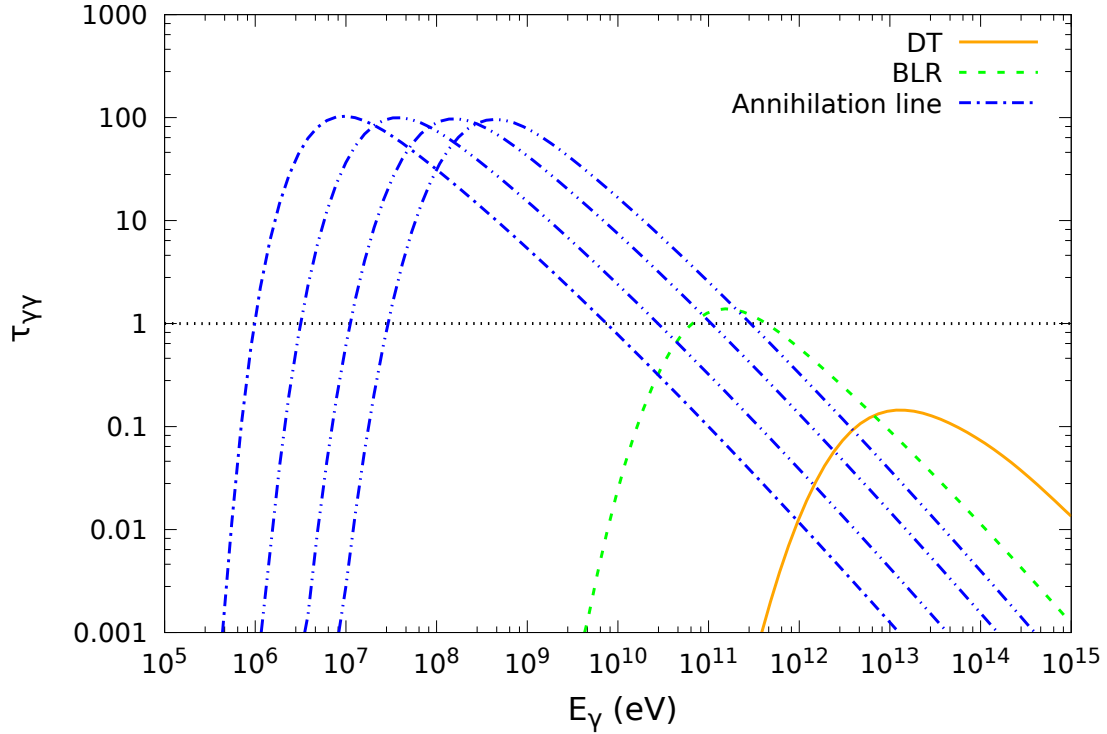


Figura 3.2: Profundidad óptica para la absorción de rayos gamma mediante $\gamma+\gamma$ considerando diferentes fuentes de atenuación. En el caso del plasma- e^{\pm} se calculó en el sistema de referencia de la región interna asumiendo una masa de SMBH $M_{\bullet} = 10^9 M_{\odot}$, una luminosidad de línea de aniquilación $L_{\text{keV}} = 5 \times 10^{-3} L_{\text{Edd}}$, una velocidad del plasma de $\beta_{\text{pl}} = 0.3$ y un factor Lorentz de la región interna $\Gamma_i = 1.5, 3, 6, 10$ de izquierda a la derecha, respectivamente. Para los casos de la BLR y el DT se calculó en el sistema de referencia del AGN asumiendo un factor de reprocesamiento $\phi_{\text{BLR(DT)}} = 0.1$ (Aguilar-Ruiz *et al.*, 2022).

(ver ecuaciones 3.5 y 3.8). Dicha radiación externa interactúa con los electrones dentro de esta región. Cuando la región se localiza inmersa en el campo de radiación producido por la BLR o el DT, los fotones medidos en la región externa son corridos al azul, entonces la energía y la densidad de energía son

$$\varepsilon''_{\text{BLR(DT)}} \simeq 2\Gamma_o E_{\text{BLR(DT)}}, \quad u''_{\text{BLR(DT)}} \simeq 4\Gamma_o^2 u_{\text{BLR(DT)}}, \quad (3.10)$$

mientras que si la región se localiza fuera del radio de la BLR o el DT, la energía y la densidad de energía son corridos al rojo, entonces tenemos

$$\varepsilon''_{\text{BLR(DT)}} \simeq E_{\text{BLR(DT)}}/2\Gamma_o, \quad u''_{\text{BLR(DT)}} \simeq u_{\text{BLR(DT)}}/4\Gamma_o^2. \quad (3.11)$$

Los electrones dentro de esta región son enfriados mediante los mecanismos de radiación sincrotrón y/o dispersión Compton. En esta tesis, la distribución de electrones confinados en esta región sigue la misma forma espectral como la asumida en la región interna (ver ecuación 3.12). La contribución de protones de esta región se despreció debido a que su interacción con la radiación de la BRL y el DT solo producen rayos gamma el régimen de los PeV y con un flujo muy bajo (e.g., Murase *et al.*, 2014). En esta región, los electrones son asumidos con una distribución isotrópica y homogénea dada por una función con dos leyes de potencias.

$$N'_e(\gamma'_e) = K'_e \begin{cases} \gamma_e'^{-\alpha_{e,1}}, & \gamma'_{e,\min} \leq \gamma'_e \leq \gamma'_{e,\text{br}}, \\ \gamma'_{e,\text{br}}^{\alpha_{e,2}-\alpha_{e,1}} \gamma_e'^{-\alpha_{e,2}}, & \gamma'_{e,\text{br}} \leq \gamma'_e \leq \gamma'_{e,\max}. \end{cases} \quad (3.12)$$

En nuestro modelo, los valores de los parámetros $\gamma'_{e,\min}$, $\gamma'_{e,\text{br}}$, $\gamma'_{e,\max}$ serán determinados mediante el ajuste de los datos observacionales. Sin embargo una estimación de la energía de corte puede ser realizada comparando la tasa de enfriamiento por radiación sincrotrón y con la expansión adiabática, entonces para electrones y protones tenemos

$$\gamma_{e(p),\text{br}} = \frac{3\pi m_{e(p)}^3 c^2}{\sigma_T m_e^2 B^2 R}. \quad (3.13)$$

Emisión sincrotrón. En un campo magnético, las partículas cargadas que se mueven a lo largo de las líneas de campo pierden energía por radiación sincrotrón. El flujo observado emitido por una distribución de electrones homogénea e isotrópica en la región externa es

$$\nu F_\nu(E_{\text{syn}}^{\text{ob}})|_{\text{syn}}^{\text{ob}} = \frac{\mathcal{D}_o^3 \sqrt{3} e^3 B''}{d_L^2 8\pi^2 \hbar m_e c^2 (1+z)} \int_{\gamma'_{e,\min}}^{\gamma'_{e,\max}} d\gamma_e'' N_e''(\gamma_e'') R_{\text{syn}} \left(\frac{E_{\text{syn}}^{\text{ob}}}{(1+z)\mathcal{D}_o \varepsilon_c''} \right). \quad (3.14)$$

Dispersión Compton. Los electrones confinados dentro de la región externa colisionarán mediante el mecanismo de dispersión Compton con los campos de radiación producidos por la BLR, el DT y por los producidos por radiación sincrotrón. El flujo observado resultante es calculado como

$$\nu F_\nu(E_{\text{ic}}^{\text{ob}})|_{\text{ic}}^{\text{obs}} = \frac{3\sigma_{\text{T}} c \mathcal{D}_o^2}{16\pi d_L^2} \frac{E_{\text{ic}}^{\text{ob}2}}{(1+z)^2} \int_{\varepsilon''_{\min}}^{\varepsilon''_{\max}} d\varepsilon'' \frac{u''_{\text{ph}}(\varepsilon'')}{\varepsilon''^2} \int_{\gamma'_{e,\min}}^{\gamma'_{e,\max}} d\gamma_e'' \frac{N_e''(\gamma_e'')}{\gamma_e''^2} F_c(q, \Gamma_e), \quad (3.15)$$

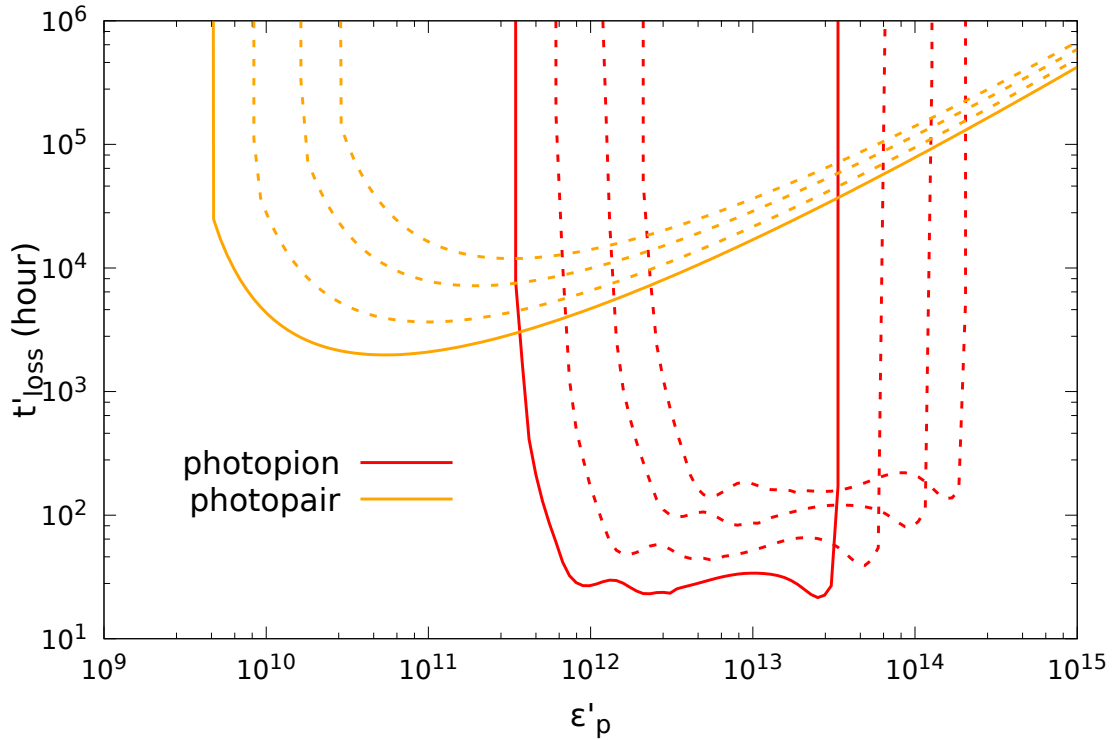


Figura 3.3: Tiempo de escala de los protones para procesos fotohadrónicas calculado en la región interna. Se consideró los fotones semillas externos provenientes del plasma- e^\pm asumiendo una masa de SMBH $M_\bullet = 10^9 M_\odot$, una luminosidad de línea de aniquilación $L_{\text{keV}} = 5 \times 10^{-3} L_{\text{Edd}}$, velocidad del plasma de $\beta_{\text{pl}} = 0.3$ y un factor Lorentz de la región $\Gamma_i = 1.5$ (línea sólida) y $\Gamma_i = 3, 6, 10$ (línea punteada de izquierda a derecha) (Aguilar-Ruiz *et al.*, 2022).

donde la densidad de radiación total es

$$u''_{\text{ph}} = \frac{J''_{\text{syn}}}{4\pi R_o''^2 c} + u''_{\text{BLR}} + u''_{\text{DT}}. \quad (3.16)$$

3.2.2. Región interna

Esta región se localiza fuera de la fotosfera del plasma- e^\pm , entonces la radiación externa más importante son los fotones de 511 keV provenientes del plasma- e^\pm . Adicionalmente, se asume que el tamaño de esta región debe ser del orden del $\sim 10^{14} - 10^{15} \text{ cm}$ ¹. Se asume que los protones son distribuidos homogénea e isotrópicamente durante la fase de equilibrio siguiendo la expresión

$$N'_p(\epsilon'_p) = K'_p \epsilon'^{-\alpha_p} \quad \epsilon'_{p,\text{min}} \leq \epsilon'_p \leq \epsilon'_{p,\text{max}}, \quad (3.17)$$

¹Esta suposición es debido a que se asume un jet con forma cónica, entonces, está región debe ser menor al tamaño de la región externa.

donde K'_p es la constante de normalización, α_p es el índice espectral y $\varepsilon'_{p,\min}$ y $\varepsilon'_{p,\max}$ corresponden a la mínima y máxima energía, respectivamente.

Se asume que la región interna es eléctricamente neutra (i.e. $N_e = N_p$; Böttcher *et al.*, 2013a; Sikora *et al.*, 2009; Abdo *et al.*, 2011; Petropoulou *et al.*, 2014; Fraija *et al.*, 2017b), y por lo tanto, la relación entre las densidades de energía de los protones y los electrones es del orden de

$$U_e \sim \frac{m_e \log \gamma_{e,\text{br}}}{m_p \log \gamma_{p,\text{max}}} U_p, \quad \text{para } \alpha_p = 2, \quad (3.18)$$

esto indica que los protones relativistas juegan un papel importante en esta región.

Asumiendo que la luminosidad del campo magnético es conservada a través de todo el jet, esto implica que el valor del campo magnético en la región interna debe ser mayor al de la región externa, que es consistente con los resultados de O'Sullivan y Gabuzda (2009); Sokolovsky *et al.* (2011), y pueden ser relacionados con la siguiente expresión

$$B_i = \left(\frac{\Gamma_o}{\Gamma_i} \right) \left(\frac{r_o}{r_i} \right) B_o. \quad (3.19)$$

De la ecuación (3.13) note que un campo magnético más intenso produce una energía de corte menor en la distribución de electrones, por lo tanto, la emisión de los electrones en la región interna deberá ser mucho menor que la región externa donde la emisión es dominada por radiación SSC. Debido a efectos relativistas los fotones emitidos por el plasma- e^\pm son corridos al rojo en la región interna, entonces la energía y la densidad de energía son (ver, Fraija *et al.*, 2020)

$$\varepsilon'_{\text{pl}} \approx \varepsilon_{\text{pl}} / (2\Gamma_{\text{rel}}), \quad \text{y} \quad u'_{\text{pl}} \approx u_{\text{pl}} / (2\Gamma_{\text{rel}})^2, \quad (3.20)$$

respectivamente, donde Γ_{rel} es el factor Lorentz relativo entre el plasma- e^\pm y la región interna

$$\Gamma_{\text{rel}} = \Gamma_i \Gamma_{\text{pl}} (1 - \beta_i \beta_{\text{pl}}). \quad (3.21)$$

Por lo tanto, se espera que los protones acelerados en la región interna interactúen con los fotones provenientes del plasma- e^\pm vía procesos fotohadrónicos, i.e., fotopion y fotopar. Los tiempos de escala para tales procesos fueron calculados para la región interna y se muestran en la figura 3.3. En esta figura se observa que el proceso de fotopion es más eficiente que el proceso de fotopares, y donde el proceso de fotopion solamente se produce en un rango pequeño de energías.

Rayos gamma de MAE. En una colisión frontal, los protones acelerados y los fotones del plasma- e^\pm producirán rayos gamma con energías superiores

$$E_\gamma^{p\pi} \gtrsim 6.8 \text{ TeV } \mathcal{D}_i \left(\frac{\Gamma_{\text{rel}}}{5} \right) \left(\frac{\varepsilon_{\text{pl}}}{511 \text{ keV}} \right)^{-1}. \quad (3.22)$$

Usando el espectro del plasma- e^\pm en aproximación delta, el flujo observado de rayos gamma es

$$E_\gamma F_{E_\gamma} |_{p\pi}^{ob} = \frac{\mathcal{D}_i^4}{4\pi d_L^2} \frac{u'_{\text{pl}}}{\varepsilon'_{\text{pl}}} \varepsilon_\gamma'^2 \int_{\varepsilon'_{p,\text{th}}}^{\varepsilon'_{p,\text{max}}} \frac{d\varepsilon'_p}{\varepsilon'_p} N'_p(\varepsilon'_p) \Phi_\gamma \left(\frac{4\varepsilon'_p \varepsilon'_{\text{pl}}}{m_p^2 c^4}, \frac{\varepsilon'_\gamma}{\varepsilon'_p} \right) \times C_{\text{abs}}, \quad (3.23)$$

donde la función Φ_γ es reportada por Kelner y Aharonian (2008). Y el coeficiente de absorción interna, C_{abs} , debido a los fotones del plasma- e^\pm en la aproximación gris es dado por la ecuación (2.19).

Pares secundarios y rayos gamma de MeV Los pares secundarios producidos en interacciones fotohadrónicas, producen un espectro remarcable en la banda de los rayos gamma de MeV. Cada electrón o positrón en promedio toma el 5% de la energía del protón padre que los produce, entonces se puede estimar el factor Lorentz de los electrones producidos por el proceso de fotopion,

$$\gamma_{e,\text{th}}^{p\pi} \approx 3.6 \times 10^3 \left(\frac{\Gamma_{\text{rel}}}{5} \right) \left(\frac{\varepsilon'_{\text{pl}}}{511 \text{ keV}} \right)^{-1}, \quad (3.24)$$

mientras que los electrones producidos por el proceso de fotopares en promedio toman una fracción de la energía del protón padre del orden de $\sim m_e/m_p$, entonces

$$\gamma_{e,\text{th}}^{pe} \approx 10 \left(\frac{\Gamma_{\text{rel}}}{5} \right) \left(\frac{\varepsilon'_{\text{pl}}}{511 \text{ keV}} \right)^{-1}. \quad (3.25)$$

La tasa de producción de electrones por el proceso de fotopion es

$$Q_e^{p\pi}(\gamma'_e) = m_e c^2 \frac{u'_{\text{pl}}}{\varepsilon'_{\text{pl}}} \int \frac{d\varepsilon'_p}{\varepsilon'_p} N'_p(\varepsilon'_p) \Phi_e \left(\frac{4\varepsilon'_p \varepsilon'_{\text{pl}}}{m_p^2 c^4}, \frac{m_e c^2 \gamma'_e}{\varepsilon'_p} \right), \quad (3.26)$$

y la tasa de producción de electrones por el proceso de fotopares usando la aproximación delta, y asumiendo una distribución de fotones isotrópica es dado por la expresión (Romero y Vila, 2008)

$$Q_e^{pe}(\gamma'_e) \simeq \frac{6}{16\pi} \sigma_T c \alpha_f m_p m_e^2 \frac{N'_p(\gamma'_e m_p)}{\gamma_e'^2} \frac{n'_{\text{pl}}}{\varepsilon_{\text{pl}}'^2} \psi(\kappa), \quad (3.27)$$

La distribución de electrones secundarios puede ser calculada usando la ecuación de continuidad, asumiendo que los electrones no se escapan ni son reacelerados, entonces se tiene

$$N_e^{\text{sec}}(\gamma_e) \approx \frac{1}{(\dot{\gamma}_e^{\text{syn}} + \dot{\gamma}_e^{\text{ic}})} \int_{\gamma_e}^{\infty} d\gamma_e [Q_e^{p\pi}(\gamma_e) + Q_e^{pe}(\gamma_e)], \quad (3.28)$$

Producción de neutrinos De la misma manera los neutrinos son producidos en todos los sabores con energías

$$E_\nu^{p\pi} \gtrsim 3.4 \text{ TeV } \mathcal{D}_i \left(\frac{\Gamma_{\text{rel}}}{5} \right) \left(\frac{\varepsilon_{\text{pl}}}{511 \text{ keV}} \right)^{-1}, \quad (3.29)$$

y el flujo observado es calculado con la expresión

$$E_\nu F_{E_\nu} \Big|_{p\pi}^{\text{ob}} = \frac{\mathcal{D}_i^4}{4\pi d_L^2} \frac{n'_{\text{pl}}}{\varepsilon_{\text{pl}}'^2} \varepsilon_\nu'^2 \int_{\varepsilon_{p,\text{th}}}^{\varepsilon_{p,\text{max}}} \frac{d\varepsilon'_p}{\varepsilon'_p} N'_p(\varepsilon'_p) \Phi_\nu \left(\frac{4\varepsilon'_p \varepsilon'}{m_p^2 c^4}, \frac{\varepsilon'_\nu}{\varepsilon'_p} \right). \quad (3.30)$$

Finalmente, el número de neutrinos esperados en el Observatorio IceCube es

$$N_\nu \approx \frac{T}{4\pi d_L^2} \int_{30 \text{ TeV}}^{5 \text{ PeV}} dE_\nu A_{\text{eff}}(E_\nu) \frac{E_\nu F_{E_\nu}}{E_\nu^2}, \quad (3.31)$$

donde T es el tiempo de observación y A_{eff} es el área efectiva del observatorio, los límites de integración se deben al rango de energías de los eventos reportados en los catálogos por IceCube.

Capítulo 4

Aplicación: BL Lac con espectro duro

Catalogo de TBL

Actualmente, 13 BL Lac han sido detectados con espectro duro intrínseco en la banda rayos gamma de TeV, i.e., $\Gamma_{\text{MAE}}^{\text{int}} \leq 2$, ellos son enlistados en la tabla 4.1. Si se consideran sus incertidumbres, solo 6 de ellos pueden ser etiquetados como TBL, i.e, 1ES 0229 +200, RGB J0710 +591, 1ES 0347-121, 1ES 1101-232, 1ES 1218 +304, TXS 0210 +515. Pero si en lugar se toman en cuenta el mejor valor reportado sin considerar las incertidumbres, tres más pueden ser agregados a la lista, i.e., 1ES 0414 +009, H 2356-309 y 1ES 1426 +428. El resto podrían ser considerados casos que radican en el límite de transición de TeV BL Lac de suave a duros ($\Gamma_{\text{MAE}}^{\text{int}} \approx 2$), i.e., PKS 0548-322, 1ES 2037 +521, RGB J2042 +244, 2WHSP J073326.7+515354, 1RXS J195815.6-301119. De estos cinco últimos, es importante mencionar el caso de RGB J2042 +244, para el cual solo indicios de una señal fue reportado, entonces no podría ser etiquetado como una detección real (Acciari *et al.*, 2020). En esta tesis se consideran todos los TBL mencionados incluyendo el caso de RGB J2042 +244 y que son enlistados en la tabla 4.1.

En este capítulo se aplicará a cada uno de los TBL seleccionados el modelo descrito en el capítulo (3). Para ello se consideró el espectro de rayos gamma de MAE para cada TBL después de ser corregidos por los efectos de atenuación del EBL. Esto implica que un flujo de neutrinos debe ser producido junto al flujo observado de rayos gamma. Con el fin de calcular el flujo de neutrinos asociado a cada TBL, primero se modeló el espectro de rayos gamma de MAE según la descripción del capítulo (3).

En esta tesis, la cosmología usada está basada en el modelo Λ CDM donde la constante de Hubble tiene un valor de $H_0 = 67.4 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, y las densidades de energía correspondientes a materia y energía oscura son $\Omega_M = 0.315$ y $\Omega_\Lambda = 0.685$, respectivamente (Planck Collaboration *et al.*, 2020).

4.1. Selección de parámetros y estimaciones analíticas

En esta sección se estiman los valores de los parámetros requeridos por el modelo propuesto. Dichas estimaciones se utilizaron para restringir el rango de valores que describen exitosamente la SED de los *blazares extremos* seleccionados.

Tabla 4.1: Esta tabla muestra el catálogo de TBL usado en este trabajo. Los primeros ocho son enlistados en Costamante (2020) (ver referencias ahí), y seis nuevos objetos son reportados por Acciari *et al.* (2019, 2020); de Bony de Lavergne *et al.* (2021). La columna (2) es el corrimiento al rojo (los datos fueron tomados de <http://tevcat2.uchicago.edu/>). La columna (3) es el logaritmo de la masa del SMBH. La columna (4) es la energía pico de sincrotrón. La columna (5) es la luminosidad pico de sincrotrón. La columna (6) es el límite inferior de la energía pico en MAE. La columna (7) es el límite inferior de la luminosidad de MAE en la energía pico. La columna (8) es el índice espectral intrínseco de MAE.

Nombre del objeto	z	$\log M_{\bullet}$ ($\log M_{\odot}$)	$E_{\text{sin}}^{\text{pk}}$ (keV)	$\varepsilon L_{\varepsilon_{\text{sin}}}^{\text{pk}}$ (erg s^{-1})	E_{γ}^{pk} (TeV)	$\varepsilon L_{\varepsilon_{\gamma}}^{\text{pk}}$ (erg s^{-1})	$\gamma_{\text{MAE}}^{\text{intr}}$	ref
[1]	[2]	[3]	[4]	[5]	[6]	[7]	[8]	[9]
1ES 0229 +200	0.140	9.16 ± 0.11	9.1 ± 0.7	6.5×10^{44}	> 12	$> 9.8 \times 10^{44}$	1.5 ± 0.20	(1,2,3,11)
RGB J0710 +591	0.125	8.25 ± 0.22	3.5 ± 0.2	4.3×10^{44}	> 4	$> 2.3 \times 10^{45}$	1.8 ± 0.20	(2,3,11)
1ES 0347-121	0.188	8.02 ± 0.11	1.4 ± 0.6	4.0×10^{44}	> 3	$> 7.7 \times 10^{44}$	1.8 ± 0.20	(2,3,11)
1ES 1101-232	0.186	-	1.4 ± 0.2	1.8×10^{45}	> 4	$> 9.2 \times 10^{44}$	1.7 ± 0.20	(2,3)
1ES 0414 +009	0.287	-	0.3 ± 0.2	2.8×10^{45}	> 2	$> 7.3 \times 10^{44}$	1.9 ± 0.30	(2,3)
1ES 1218 +304	0.182	8.04 ± 0.24	1.3 ± 0.3	7.9×10^{44}	> 2	$> 1.8 \times 10^{45}$	1.9 ± 0.10	(2,3,11)
PKS 0548-322 ^a	0.069	8.14 ± 0.24	-	-	> 2	$> 1.3 \times 10^{43}$	2.0 ± 0.30	(4,5,11)
H 2356-309 ^a	0.165	8.08 ± 0.23	2.14 ± 0.17	-	> 2	$> 1.1 \times 10^{44}$	1.95 ± 0.20	(6,11)
TXS 0210 +515	0.049	-	0.825	-	> 4	$> 4.5 \times 10^{42}$	1.6 ± 0.30	(7)
1ES 1426 +428	0.129	-	5.2	-	> 2	$> 1.3 \times 10^{44}$	1.8 ± 0.50	(7)
1ES 2037 +521 ^a	0.053	-	-	-	> 2	$> 1.3 \times 10^{43}$	2.0 ± 0.50	(7)
RGB J2042 +244 ^b	0.104	-	1.3	-	> 2	$> 6 \times 10^{43}$	1.8 ± 0.60	(7)
PGC 2402248	0.065	8.53 ± 0.19	2.6 ± 0.3	5.1×10^{43}	> 2	$> 5 \times 10^{42}$	1.99 ± 0.16	(8,10)
1RXS J195815.6-301119 ^a	0.119	-	5.41 ± 1.78	-	> 2	$> 4 \times 10^{43}$	2.0 ± 0.27	(9)

Notas:

¹ (Aharonian *et al.*, 2007); ² (Costamante *et al.*, 2018); ³ (Costamante, 2020); ⁴ (Aharonian *et al.*, 2010); ⁵ (Superina *et al.*, 2008); ⁶ (Costamante, 2012; Abramowski *et al.*, 2010); ⁷ (Acciari *et al.*, 2020); ⁸ (Acciari *et al.*, 2019); ⁹ (de Bony de Lavergne *et al.*, 2021). ¹⁰ (Becerra González *et al.*, 2020) ¹¹Wagner (2008)

^a Debido al valor en el índice espectral, estos objetos podrían ser considerados como BL Lac de transición de suaves a duros.

^b Solo indicios de una señal fueron reportados (Acciari *et al.*, 2020).

4.1.1. El plasma- e^\pm

Se estableció la velocidad del plasma en la fotosfera como $\beta_{\text{pl}} \approx 0.3$ y la energía correspondiente a la línea de aniquilación $\varepsilon_{\text{pl}} \approx 511 \text{ keV}$, dicha línea puede ser modelada usando una distribución de fotones dada por la ecuación (3.3). La formación y expulsión del plasma- e^\pm ocurre cuando se cumple que la luminosidad es $L_{\text{keV}} \gtrsim 3 \times 10^{-3} L_{\text{Edd}}$, como previamente se mencionó. Adicionalmente, como el plasma es producido por la radiación del disco de acreción, se asumió $L_{\text{keV}} \sim L_d$, que es una suposición razonable. En esta tesis, se tomó el valor $L_{\text{keV}} = 5 \times 10^{-3} L_{\text{Edd}}$ como valor de referencia para todos los TBL. Dicha elección puede justificarse siguiendo la clasificación sugerida por Ghisellini *et al.* (2011), donde los BL Lac solo poseen luminosidades de líneas anchas menores a $L_{\text{BLR}} = 5 \times 10^{-4} L_{\text{Edd}}$, y si además se asume un valor de $\phi_{\text{BLR}} = 0.1$ ¹, como generalmente se acepta (Peterson, 1997a), entonces la luminosidad del disco no puede ser mayor a $L_d = 5 \times 10^{-3} L_{\text{Edd}}$. Considerando los valores mencionados, la densidad de energía de los fotones producidos por el plasma es $u_{\text{pl}} \simeq 3 \times 10^6 (M_\bullet/10^9 M_\odot) \text{ erg cm}^{-3}$ en el sistema de referencia del plasma.

4.1.2. La región interna

Ya que esta región se espera esté localizada más cerca del SMBH comparado con la región externa, consideramos tamaños menores que los de la región externa, de alrededor de algunos $\sim 10^{14} - 10^{15} \text{ cm}$. Note que esta escala puede ser asociada con un tiempo de variabilidad observada impuesto por la condición de causalidad $t_{\text{var}}^{\text{ob}} \gtrsim r_g/\mathcal{D}_i \sim \text{decenas minutos}$.² El tiempo de variabilidad en la banda de MAE no está establecido para el caso de los TBL, a excepción de 1ES 0229 +200 y 1ES 1218 +304, donde el primero muestra indicios de tiempos de escala del orden de años y el segundo del orden de días. En tales casos, nuestro modelo puede explicar las observaciones sin violar la condición de causalidad incluso en el caso de regiones de emisión compactos del orden de $R' \sim 10^{14} \text{ cm} \lesssim \mathcal{D}_i t_{\text{dia}}$.

El valor del factor Lorentz de esta región, Γ_i , puede ser estimado mediante los rayos gamma de MAE. Como se observa en la figura 3.3, el espectro resultante tendrá una forma angosta en un intervalo de energía determinado por el valor de Γ_i . Cuando Γ_i toma valores más grandes, la energía pico se desplaza a energías mayores al mismo tiempo que la eficiencia del proceso decrece. Como la eficiencia es aproximadamente constante en un rango de energía específico, entonces el pico estará cerca de la máxima energía de los protones permitida por el proceso. Entonces Γ_i no puede ser superior que ~ 3 debido a que valores superiores implican rayos gamma más allá de 10 TeV. Esta afirmación es fácil de ver aproximando la energía transferida de los protones a los rayos gamma con valor de $\varepsilon_\gamma = 0.1\varepsilon_p$ (Kelner y Aharonian, 2008; Ahlers y Halzen, 2015). Por ejemplo, para grandes valores de Γ_i tenemos $E_\gamma^{\text{ob}} \simeq 100 \text{ TeV} (\varepsilon'_p/100 \text{ TeV})(\Gamma_i/10)$, y para pequeños valores tenemos $E_\gamma^{\text{ob}} \simeq 10 \text{ TeV} (\varepsilon'_p/30 \text{ TeV})(\Gamma_i/3)$. De la tabla 4.1, observamos que 1ES 0229+200 es el único TBL cuyo pico esperado tiene valores superiores que 10 TeV, mientras que para el resto podrían estar a más bajas energías, implicando que Γ_i podría ser menor que 3. Por lo tanto,

¹Generalmente se toma un valor del 10%, que ha sido restringido estimando la fracción de fotones ionizantes del continuo absorbidos por la BLR y reemitidos como líneas de emisión.

²Tiempos de variabilidad rápidas de este orden, incluso de orden de algunos minutos, han sido asociados a algunos HSP (e.g., Aharonian *et al.*, 2007; Albert *et al.*, 2007).

el factor Lorentz de la región interna debería estar en el rango de $1.5 \leq \Gamma_i \leq 3$ para las fuentes tipo TBL consideradas en esta tesis.

Respecto a la intensidad de campo magnético este puede ser estimado asumiendo que la luminosidad magnética es conservada a lo largo del jet, $L_{B,i} = L_{B,o}$, la cual es consistente con las observaciones (e.g., O'Sullivan y Gabuzda, 2009). Además, Konigl (1981) sugiere que un campo magnético que varía como $B \propto r^{-1}$ puede explicar la emisión electromagnética de la mayoría de los jet compactos del VLBI. Aquí usamos la siguiente expresión obtenida suponer conservación de la luminosidad, dada por la ecuación (3.19)

$$B'_i \sim 33 \text{ G} \left(\frac{r_i}{10^{15} \text{ cm}} \right)^{-1}, \quad (4.1)$$

la expresión fue normalizada usando los valores típicos de la región externa que serán discutidos en la siguiente sección y los valores de la región interna discutidas en esta sección. La tabla 4.2 muestra que nuestro modelo demanda valores de $B_o \approx (0.1 - 0.3) \text{ G}$, $\Gamma_o = 5$ y $r_o \approx 10^{17} \text{ cm}$, para tiempos de escala con variabilidad de días.

Protones

De la figura 3.3 se observa que el tiempo de escala para el proceso de fotopion tiene una forma cuasi plana, entonces la eficiencia del proceso, $f_{p\pi} \simeq (R'_b/c)t_{p\pi}^{-1}$, deberá tener un valor aproximadamente constante dentro de un rango de energías determinado. Entonces la forma espectral de los rayos gamma puede ser bien trazado por la forma de la distribución de protones. Debido a esto, se asume que el índice espectral de los protones es igual al de los rayos gamma de MAE, $\gamma_{\text{MAE}}^{\text{intr}} = \alpha_p$. Dicha elección incluirá valores tan duros como $\alpha_p = 1.5 \pm 0.2$ (ver tabla 4.1), que incluso para estos valores están en el rango predicho por el mecanismo de aceleración de partículas por choques (Stecker *et al.*, 2007).

Respecto a las energías mínimo y máximo de los protones en el sistema de referencia comóvil, se eligieron como valores $\varepsilon'_{p,\text{min}} = 1 \text{ GeV}$ y $\varepsilon'_{p,\text{max}} = 100 \text{ TeV}$, respectivamente. Aquí no se asume valores más grandes para la energía máxima de los protones porque los fotones que provienen del plasma- e^\pm solo interactúan mediante procesos fotopion con protones hasta ese valor, incluso si el Factor Lorentz de la región alcanza valores de hasta $\Gamma_i = 10$ (ver Figura 3.3). Es importante mencionar que la estimación de la energía máxima del protón alcanzada por mecanismos de Fermi podría ser calculada comparando $t'_{\text{acc}} = \varepsilon'_p/(\eta e B' c)$ con las pérdidas adiabáticas $t'_{\text{ad}} = R'/c$. En este caso, obtenemos

$$\varepsilon'_{p,\text{max}} \sim 280 \text{ PeV} \left(\frac{\eta}{0.1} \right) \left(\frac{B'_i}{100 \text{ G}} \right) \left(\frac{R'}{1 \times 10^{14} \text{ cm}} \right), \quad (4.2)$$

donde B'_i es la intensidad del campo magnético, y η es la eficiencia de aceleración. Estos valores indican que los protones son acelerados más allá del rango de energías de operación del proceso de fotopion que es relevante para nuestro modelo. Si los protones alcanzaran tales valores estos podrían enfriarse fuertemente por radiación sincrotrón

$$E_{p,\text{syn}}^{\text{ob}} \sim 0.3 \text{ GeV} \left(\frac{D_i}{6} \right) \left(\frac{B'_i}{100 \text{ G}} \right) \left(\frac{\varepsilon'_{p,\text{max}}}{100 \text{ PeV}} \right)^2, \quad (4.3)$$

A estas energías el flujo sería atenuado significativamente por la radiación de la línea de aniquilación. Además observe que el flujo producido no es significativo, por ejemplo, asumiendo $\alpha_p = 2$ el flujo producido en el pico es

$$L_{p,\text{syn}}^{\text{ob,pk}} \sim 1.2 \times 10^{42} \text{ erg s}^{-1} \left(\frac{\mathcal{D}_i}{6} \right)^4 \left(\frac{B'_i}{100 \text{ G}} \right)^2 \left(\frac{K'_p}{3 \times 10^{39} \text{ eV}^{-1}} \right) \left(\frac{\varepsilon'_{p,\text{max}}}{100 \text{ PeV}} \right). \quad (4.4)$$

Observe que para $\varepsilon'_{p,\text{max}} = 100 \text{ TeV}$ el flujo es alrededor de 3 ordenes de magnitud menor, por lo tanto, pueden ser despreciados.

Electrones

Primarios Asumiendo una condición de neutralidad de carga, la constante de normalización K_e puede ser estimada una vez se determina el contenido de protones. Los electrones son enfriados principalmente por expansión adiabática y pérdidas por sincrotrón, y solo el segundo mecanismo produce una distribución más suave tal que $\alpha_{e,2} = \alpha_{e,1} + 1 \sim 3$. La condición de igualdad entre pérdidas adiabáticas ($t_{\text{ad}} = 2R'/c$) y pérdidas por sincrotrón ($t_{\text{syn}} = 6\pi m_e c / (\sigma_T B_i'^2 \gamma_e')$) puede estimar el valor de la energía de corte de la población de electrones (Cerruti *et al.*, 2015)

$$\gamma'_{e,\text{br}} \approx 7.5 \left(\frac{B'_i}{100 \text{ G}} \right)^{-2} \left(\frac{R'_i}{10^{14} \text{ cm}} \right)^{-1}. \quad (4.5)$$

La energía pico observada y que es producida radiación sincrotrón de los electrones primarios en esta región es determinada por el valor de la energía de corte de los electrones, el cual es dado por la expresión de arriba. Entonces se obtiene la expresión

$$E_{e,\text{syn,pk}}^{\text{ob}} \approx 3 \times 10^{-4} \text{ eV} \left(\frac{\mathcal{D}_i}{5} \right) \left(\frac{B'_i}{100 \text{ G}} \right)^{-3} \left(\frac{R'_i}{10^{14} \text{ cm}} \right)^{-2}. \quad (4.6)$$

Se observa que la energía pico de sincrotrón es muy dependiente de la intensidad de campo magnético, para $B_i \sim 100 \text{ G}$ el pico aparece en la banda de radio. Entonces, los datos reportados por algunos TBL en la banda de radio pueden ayudarnos a restringir el valor del campo magnético considerando radiación sincrotrón, entonces tenemos

$$B'_i \sim \left(\frac{6\pi\nu L_\nu^{\text{ob}}}{\sigma_T c K'_e} \right)^{\frac{2}{1+\alpha_{e,1}}} \left(\frac{m_e \nu}{e} \right)^{\frac{-3+\alpha_{e,1}}{1+\alpha_{e,1}}} \mathcal{D}_i^{\frac{-5-\alpha_{e,1}}{1+\alpha_{e,1}}}. \quad (4.7)$$

Por ejemplo, consideramos el caso de 1ES 0229+200 con $\alpha_{e,1} = 2$ y K'_e (determinado por la condición de neutralidad), obtenemos

$$B'_i \approx 31 \text{ G} \left(\frac{\mathcal{D}_i}{5} \right)^{-7/3} \left(\frac{\nu_{\text{syn}}^{\text{ob}}}{10 \text{ GHz}} \right)^{-1/3} \left(\frac{\nu L_{\nu,\text{syn}}^{\text{ob}}}{10^{41} \text{ erg s}^{-1}} \right)^{2/3} \left(\frac{K'_e}{10^{49}} \right)^{-2/3}, \quad (4.8)$$

el cual concuerda con lo sugerido por la ecuación (4.1).

Secundarios De la discusión del capítulo 3, se observa que los electrones producidos por fotopion son los más energéticos $\gamma_e \sim 10^3$. Mientras que aquellos producidos por fotopares tienen factores Lorentz principalmente alrededor $\sim 10^1 - 10^2$, además este proceso tiene una eficiencia dos órdenes de magnitud menor si se compara con fotopion. Entonces en este trabajo los pares secundarios serán dominados por aquellos producidos por fotopion. La emisión sincrotrón será producida a energías mayores a

$$E_{\text{syn,p}\pi} \gtrsim 73 \text{ keV} \left(\frac{\Gamma_{\text{rel}}}{2} \right)^2 \left(\frac{B'_i}{100\text{G}} \right) \left(\frac{\mathcal{D}_i}{5} \right). \quad (4.9)$$

En entornos donde $t_{\text{sin}} \sim t_{\text{var}}$, la luminosidad de electrones secundarios es un buen trazador de la luminosidad de sincrotrón, i.e., $L_{\text{sin}} \sim L_e^{p\pi}$. Entonces una aproximación puede ser obtenida a partir del flujo de rayos gamma producido por el mismo proceso, i.e., $L_{\text{syn}} \approx (1/4)L_\gamma$ (Ahlers y Halzen, 2017). Por ejemplo, la emisión de MAE de los TBL es $L_\gamma^{\text{MAE}} \sim 10^{45} \text{ erg s}^{-1}$, por lo tanto, esta debería implicar una luminosidad de sincrotrón de los pares secundarios de $L_{\text{syn}}^{p\pi} \sim 2.5 \times 10^{44} \text{ erg s}^{-1}$.

Espectro resultante de rayos gamma

Es importante mencionar que los rayos gamma emitidos por esta región serán atenuados antes de ser observados, mediante el procesos $\gamma\gamma \rightarrow e^+ + e^-$. Las principales fuentes de atenuación son la radiación del plasma- e^\pm , de la BLR, del DT y de la región externa. Para obtener el espectro observado se utilizó la profundidad óptica, $\tau_{\gamma\gamma}$, calculada en el capítulo 3 (ver figura 3.2). Para el caso de los fotones del plasma- e^\pm se utilizó la aproximación dada por la ecuación (2.19), que considera los efectos de atenuación de los rayos gamma antes de escapar de esta región. La figura 3.2 muestra que la emisión total en el rango de $\sim 1 \text{ MeV} - 10 \text{ GeV}$ para valores $1.5 \leq \Gamma_i \leq 3$ es fuertemente atenuada principalmente por los fotones de la línea de aniquilación, por lo tanto, gran parte de la emisión producida por la cascada originada por los pares secundarios será suprimida.

Adicionalmente, es esencial mencionar que aunque la emisión de la BLR puede dejar rastro en el espectro resultante de la región interna, este tiene apenas efectos notorios, principalmente a 100 GeV para objetos con $M_\bullet = 10^9 M_\odot$. Este efecto debería ser más pequeño apenas por un factor de ~ 3 para $M_\bullet = 10^8 M_\odot$ comparados a uno con masa de $M_\bullet = 10^9 M_\odot$, esta afirmación puede verse debido a que la profundidad óptica escala como $\tau_{\gamma\gamma} \propto r_{\text{BLR}}$ y el radio $r_{\text{BLR}} \propto L_d^{0.5} \propto L_{\text{Edd}}^{0.5} \propto M_\bullet^{0.5}$. Entonces, solo para el caso de 1ES 0229+200 el efecto es notable debajo de energías de TeV y entonces los rayos gamma por encima de 1 TeV emergen sin atenuación significativa.

4.1.3. La región externa

En el modelo propuesto esta región se mueve más rápido que la región interna con un factor Lorentz de Γ_o entonces el factor Doppler es $\mathcal{D}_o \simeq 2\Gamma_o$. El tamaño de la región se asocia con tiempos de variabilidad del orden de días, por lo tanto, tenemos $R_o'' \lesssim 2.6 \times 10^{16} \text{ cm} (t_{\text{var}}/\text{día})(\mathcal{D}_o/10)$. Si el radio de la región corresponde a la sección transversal del jet y el ángulo de apertura es dado por la expresión $\theta_j \simeq 1/(\Gamma_o)$, entonces la distancia de

disipación podría ser estimada usando la ecuación (3.9),

$$r_o \approx 1.3 \times 10^{17} \text{ cm} \left(\frac{\mathcal{D}_o}{10} \right)^2 \left(\frac{t_{\text{var}}}{1 \text{ día}} \right). \quad (4.10)$$

Sin embargo, usando las ecuaciones (3.4) y (3.7), la ubicación de la BLR y el DT es $r_{\text{BLR}} \approx 7(2) \times 10^{16} \text{ cm}$ y $r_{\text{DT}} \approx 1.7(0.6) \times 10^{18} \text{ cm}$ para masas de SMBH de $M_\bullet = 10^9(10^8) M_\odot$ y $L_d = 3 \times 10^{-3} L_{\text{Edd}}$, respectivamente. Es importante notar que la región de disipación está localizada afuera de la BLR pero aún inmersa en el campo de radiación del DT $r_{\text{BLR}} \leq r_o \leq r_{\text{DT}}$. Aunque si la región externa se asocia con un tiempo de variabilidad o un factor Lorentz menor al asumido, la región podría estar inmersa dentro de la radiación de la BLR y por lo tanto sería el campo de radiación más dominante en lugar del DT. Entonces, como la región externa está más allá de la influencia de la BLR para tamaños del orden de $\sim 10^{16} \text{ cm}$, su radiación es menor que la del DT, por lo tanto, en los cálculos solo se considerarán los fotones infrarrojos del DT, a menos que otra cosa se diga. Los rayos gamma producidos en esta región únicamente serán atenuados por los fotones del DT, pero debido a que la distancia que estos viajan antes de escapar es menor al que lo viajan los producidos en la región interna, la opacidad $\gamma\gamma$ también será menor, y por lo tanto el factor de atenuación a energías menores a 1 TeV puede ser despreciado en esta región.

Región de líneas anchas La discusión realizada previamente acerca de la emisión electromagnética de BLR/DT señala que los BL Lac tienen luminosidades más débiles que los FSRQ. Por ejemplo, Mrk 421, Mrk 501 y H 2356-309 catalogados como BL Lac tipo EHSP tienen luminosidades de BLR de $L_{\text{BLR}} \approx 5 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$, $L_{\text{BLR}} \approx 1.3 \times 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$ (Sbarrato *et al.*, 2012) y $L_{\text{BLR}} \sim 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$ (Fang *et al.*, 2014), respectivamente. Por otro lado, usando los valores de las masas de SMBH reportados por Wagner (2008), se obtiene que dichas luminosidades corresponden a una fracción de la luminosidad de Eddington, alrededor de $L_{\text{BLR}} \sim 10^{-5} L_{\text{Edd}}$.

Sin embargo, la formación del plasma- e^\pm demanda una luminosidad de $L_{\text{keV}} \approx L_d \sim 10^{-3} L_{\text{Edd}}$, que implica un factor de ionización de $\phi_{\text{BLR}} = L_{\text{BLR}}/L_d \sim 10^{-2}$. Este valor podría indicar que los BL Lac poseen BLR/DT que reprocesan los fotones del disco de acreción con menor eficiencia que los FSRQ (Kang *et al.*, 2016), para los que comúnmente es bien aceptado un valor de $\phi_{\text{BLR}} = 0.1$. En este trabajo, se adoptó $\phi_{\text{BLR}} = 0.05$. Entonces, la luminosidad de BLR deberá ser $L_{\text{BLR}} \approx 2 \times 10^{43} (2 \times 10^{42}) \text{ erg s}^{-1}$ para $M_\bullet = 10^9(10^8) M_\odot$.

De la ecuación (3.4), la distancia de la BLR es $r_{\text{BL}} \approx 7 \times 10^{16} \text{ cm} (M_\bullet/10^9 M_\odot)^{0.5} < r_o$, por lo tanto, su densidad de energía medida en la región externa es

$$u''_{\text{BL}} \approx 9.5 \times 10^{-5} \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3} \left(\frac{\mathcal{D}_o}{10} \right)^{-2} \left(\frac{\phi_{\text{BL}}}{0.05} \right), \quad (4.11)$$

y cuyo espectro tendrá una energía pico de $\varepsilon''_{\text{BL}} \approx 1 (\mathcal{D}_o/10)^{-1} \text{ eV}$.

Toro Polvoso. Se asumió que el DT reprocesa la misma fracción de la luminosidad del disco como lo hace la BLR, i.e., $\phi_{\text{DT}} = 0.05$. Usando las ecuaciones (3.7) y (3.8), podemos

observar que el tamaño del DT es $r_{\text{DT}} \approx 10^{18} \text{ cm} (M_{\bullet}/10^9 M_{\odot})^{0.5} > r_o$, y su densidad de energía en el sistema de referencia de la región externa es

$$u''_{\text{DT}} \approx 2.1 \times 10^{-2} \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3} \left(\frac{\mathcal{D}_o}{10} \right)^2 \left(\frac{\phi_{\text{DT}}}{0.05} \right), \quad (4.12)$$

y el espectro tendrá una energía pico de $\varepsilon''_{\text{DT}} \approx 1 (\mathcal{D}_o/10) \text{ eV}$. Entonces, se observa que la contribución por EC será dominada principalmente por la radiación del DT en lugar de la BLR.

Radiación sincrotrón. Los electrones relativistas confinados en esta región son los responsables de la emisión de rayos X producida por radiación sincrotrón. Para explicar una intensidad de campo magnético típico en blazares, en el rango de $0.1 - 1 \text{ G}$, podemos estimar el valor del factor Lorentz de corte de los electrones usando la energía pico observada de sincrotrón. Para los EHSP el valor promedio es $E_{s,\text{pk}}^{\text{ob}} \sim 3 \text{ keV}$ (ver tabla 4.1), entonces se tiene

$$\gamma''_{e,b} \lesssim 4 \times 10^5 (1+z)^{1/2} \left(\frac{E_s^{\text{ob}}}{3 \text{ keV}} \right)^{1/2} \left(\frac{\mathcal{D}_o}{10} \right)^{-1/2} \left(\frac{B_o''}{0.1 \text{ G}} \right)^{-1/2}. \quad (4.13)$$

Adicionalmente, si se asume un tiempo de variabilidad característico de un día, la densidad de energía de sincrotrón producido en esta región es

$$u''_s = L_s^{\text{ob}} / (4\pi \mathcal{D}_o^4 R_o''^2 c) \quad (4.14)$$

$$\sim 10^{-2} \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3} \left(\frac{\mathcal{D}_o}{10} \right)^{-4} \left(\frac{R_o''}{1 \times 10^{16} \text{ cm}} \right)^{-2} \left(\frac{L_s^{\text{ob}}}{10^{45} \text{ erg s}^{-1}} \right). \quad (4.15)$$

Finalmente, la constante de normalización correspondiente se estima considerando los valores en el pico de la emisión, y en el caso una distribución con ley de potencias con índice espectral de $p \sim 2$,

$$K_e'' \sim 6\pi L_{s,\text{pk}}^{\text{ob}} / (\sigma_{\text{TC}} \mathcal{D}_o^4 B_o''^2 \gamma_{e,b}''^{3-p}) \quad (4.16)$$

$$\sim 8 \times 10^{51} \left(\frac{\mathcal{D}_o}{10} \right)^{-4} \left(\frac{B_o''}{0.5 \text{ G}} \right)^{-2} \left(\frac{\gamma_{e,b}''}{2 \times 10^5} \right)^{-1} \left(\frac{L_{s,\text{pk}}^{\text{ob}}}{10^{45} \text{ erg s}^{-1}} \right). \quad (4.17)$$

Emisión de altas energías.

La discusión hecha indica que para explicar la joroba de sincrotrón producido en la región externa usando valores típicos es necesario que los electrones sean acelerados hasta valores de $\gamma_e \sim 10^5$. Además se observa que para nuestro escenario, la radiación del DT tiene una contribución del mismo orden que la radiación sincrotrón, entonces los efectos de EC no pueden ser despreciados como comúnmente se asume en el caso de los BL Lac.

Para un factor Doppler $\mathcal{D}_o = 10$, la energía de los fotones del DT y de sincrotrón en la región de emisión son aproximadamente $\varepsilon''_{\text{DT}} \approx 1 \text{ eV}$ y $\varepsilon''_{\text{sin}} \approx 100 \text{ eV}$, respectivamente.

Tabla 4.2: Parámetros usados para describir la SED de los seis TBL más conocidos.

	1ES 0229+200	RGB J0710+591	1ES 0347-121	1ES 1101-232	1ES 0414+009	1ES 1218+304
Región Interna						
$\Gamma_i(\mathcal{D}_i)$	3(5.8)	2.5(4.8)	1.5(2.6)	2(3.7)	1.5(2.6)	2(3.7)
$R_b[10^{14} \text{ cm}]$	7.3	0.76	0.76	0.76	0.7	0.76
$K_p [\text{eV}^{-1} \text{ cm}^{-3}]$	1.2×10^{-5}	2.5×10^{-3}	2.2×10^{-2}	1.7×10^{-2}	2.7×10^{-2}	1.0×10^{-2}
$L_p [\text{erg s}^{-1}]$	2.8×10^{45}	1.2×10^{45}	3.4×10^{45}	1.3×10^{46}	3.7×10^{45}	5.1×10^{45}
$L_e [\text{erg s}^{-1}]$	1.5×10^{41}	1.4×10^{41}	2.5×10^{41}	9.1×10^{41}	1.21×10^{41}	2.3×10^{41}
$L_B [\text{erg s}^{-1}]$	4.0×10^{44}	4.1×10^{42}	1.1×10^{42}	3.4×10^{42}	2.3×10^{43}	1.4×10^{43}
$\gamma_{e,b}$	5.5	11	13	13	1	3.3
$B [\text{G}]$	50	110	100	100	500	200
$U_B/(U_p + U_e)$	0.14	0.003	3.2×10^{-4}	2.3×10^{-4}	0.006	0.003
Región externa						
$B [\text{G}]$	0.18	0.16	0.18	0.3	0.1	0.15
$R_b [10^{16} \text{ cm}]$	1.3	1.9	1.9	3.4	23	2.6
$\gamma_{e,\text{min}}$	1	1	1	30	50	1
$\gamma_{e,b}$	3×10^5	3×10^5	1×10^5	2×10^5	4×10^4	1×10^5
$\gamma_{e,\text{max}}$	5×10^6	1×10^6	9×10^5	1×10^6	7×10^5	7×10^5
$\alpha_{e,1}$	1.8	2	2	2	1.8	1.8
$\alpha_{e,2}$	3.1	3.2	3	3.9	3.2	3
$L_B [\text{erg s}^{-1}]$	1.27×10^{43}	2.26×10^{43}	2.86×10^{43}	2.39×10^{44}	1.2×10^{45}	3.5×10^{43}
$L_e [\text{erg s}^{-1}]$	6.2×10^{43}	9.67×10^{43}	1.58×10^{44}	8.17×10^{43}	4.6×10^{44}	2×10^{43}
U_B/U_e	0.2	0.23	0.18	2.9	2.7	0.18

Entonces considerando estos valores el régimen de Thompson es válido para electrones con un factor Lorentz de

$$\gamma_e'' \ll 5 \times 10^5 (\varepsilon_{\text{DT}}''/1 \text{ eV})^{-1}, \quad \gamma_e'' \ll 5 \times 10^3 (\varepsilon_{\text{sin}}''/100 \text{ eV})^{-1}. \quad (4.18)$$

Por lo tanto, los electrones se dispersarán más eficientemente con la radiación del DT evitando incluso el régimen de KN.

Por ejemplo, si elegimos $\gamma_{e,\text{br}}'' = 2 \times 10^5$, entonces la energía pico producido por EC del DT será

$$E_{ic}^{\text{ob}} \sim 0.48 \text{ TeV} (\gamma_{e,\text{br}}''/2 \times 10^5)^2 (\mathcal{D}_o/10) (\varepsilon_{\text{DT}}''/1 \text{ eV}), \quad (4.19)$$

el cual está justo por debajo de los rayos gamma producidos por el proceso de fotonión en la región interna.

4.2. Resultados

Finalmente, usando los parámetros enlistados en la tabla 4.2 y 4.3, se ajustó exitosamente la SED de los seis blazares extremos más conocidos, es decir, 1ES 0229+200, RGB J0710+591, 1ES 0347-121, 1ES 1101-232, 1ES 1218-304, 1ES 0414+009 y para las cuales existen datos cuasi-simultáneos. Adicionalmente se modelaron los 8 objetos restantes para los cuales solo datos históricos están disponibles, para este segundo grupo por simplicidad la radiación del DT previamente discutido no fue tomado en cuenta. Los resultados se muestran en la figura 4.1 y 4.2. Es importante mencionar que en este trabajo, no hemos incluido la contribución producida por la galaxia anfitriona cuya emisión es responsable del flujo observado en la banda óptica-UV (Costamante *et al.*, 2018). Los resultados encontrados muestran un buen ajuste para todos los TBL demandando parámetros similares.

Tabla 4.3: Igual que la de la tabla 4.2 pero para los ocho TBL restantes.

	PKS0548-322	H2356-309	TXS0210+515	1ES1476+428	1ES2037+521	RGBJ2042+244	2WHSP J073326.7+515354	1RXS J195815.6-301119
Región interna								
$\Gamma_i(\mathcal{D}_i)$	1.5(3)	1.5(3)	1.5(3)	2(4)	2(4)	2(4)	2(4)	2(4)
$R_b [10^{14} \text{ cm}]$	2	5	0.8	2	1	2	1	2
$B [\text{G}]$	300	100	300	200	200	200	200	200
$K_p [\text{eV}^{-1} \text{ cm}^{-3}]$	8.65×10^{-5}	1.5×10^{-4}	5.5×10^{-5}	1.5×10^{-4}	3.6×10^{-4}	2.5×10^{-4}	3.5×10^{-4}	4.4×10^{-4}
$\varepsilon_{p,\text{max}} [\text{PeV}]$	1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
$L_p [\text{erg s}^{-1}]$	6.5×10^{43}	3.7×10^{44}	4.3×10^{43}	5.1×10^{44}	8.4×10^{43}	2.4×10^{44}	8.4×10^{43}	4.2×10^{44}
$n_p = n_e [\text{cm}^{-3}]$	8.9×10^4	1.5×10^5	8.6×10^4	1.7×10^5	3.3×10^5	2.3×10^5	3.3×10^5	4.7×10^5
$L_e [\text{erg s}^{-1}]$	2.7×10^{39}	3.2×10^{40}	6.5×10^{38}	1.8×10^{40}	9.6×10^{39}	2.3×10^{40}	9.6×10^{39}	4.1×10^{40}
$\gamma_{e,b}$	1	2	5	1.3	2.5	1.3	2.5	1.3
$\alpha_{e,1} = \alpha_p$	1.9	1.95	1.6	1.8	2	2	2	2
$\alpha_{e,2} = \alpha_{e,1} + 1$	3	3	3	3	3	3	3	3
$L_B [\text{erg s}^{-1}]$	6.8×10^{43}	4.7×10^{43}	9.7×10^{43}	9.6×10^{43}	2.4×10^{43}	9.6×10^{43}	2.4×10^{43}	9.6×10^{43}
$U_B/(U_p + U_e)$	1	0.12	0.2	0.3	0.29	0.4	0.28	0.23
Región externa								
$\Gamma_o(\mathcal{D}_o)$	5(10)	5(10)	5(10)	5(10)	5(10)	5(10)	10(20)	5(10)
$B [\text{G}]$	0.15	0.45	0.25	0.15	0.45	0.6	0.4	0.6
$R_b [10^{16} \text{ cm}]$	2.16	1.2	0.6	2.2	0.1	0.2	0.1	0.2
$\gamma_{e,\text{min}}$	1	50	1	1	50	50	50	50
$\gamma_{e,b}$	1×10^5	1×10^5	7×10^4	1×10^5	5×10^4	5×10^4	4×10^4	5×10^4
$\gamma_{e,\text{max}}$	1×10^6	6×10^5	7×10^5	3×10^6	5×10^5	1×10^6	1×10^6	1×10^6
$\alpha_{e,1}$	1.8	1.9	1.9	1.8	1.8	1.8	1.8	1.8
$\alpha_{e,2}$	3.2	3.2	3.0	3.0	3.0	3.0	3.0	3.2
$L_B [\text{erg s}^{-1}]$	2.55×10^{43}	6.8×10^{43}	5.3×10^{42}	2.6×10^{43}	4.7×10^{41}	3.4×10^{42}	5.6×10^{42}	3.4×10^{42}
$L_e [\text{erg s}^{-1}]$	5.6×10^{43}	7.7×10^{43}	2.7×10^{43}	1.2×10^{44}	1.4×10^{43}	2.4×10^{43}	7.3×10^{43}	3.4×10^{43}
U_B/U_e	0.45	0.89	0.19	0.22	0.03	0.14	0.08	0.09

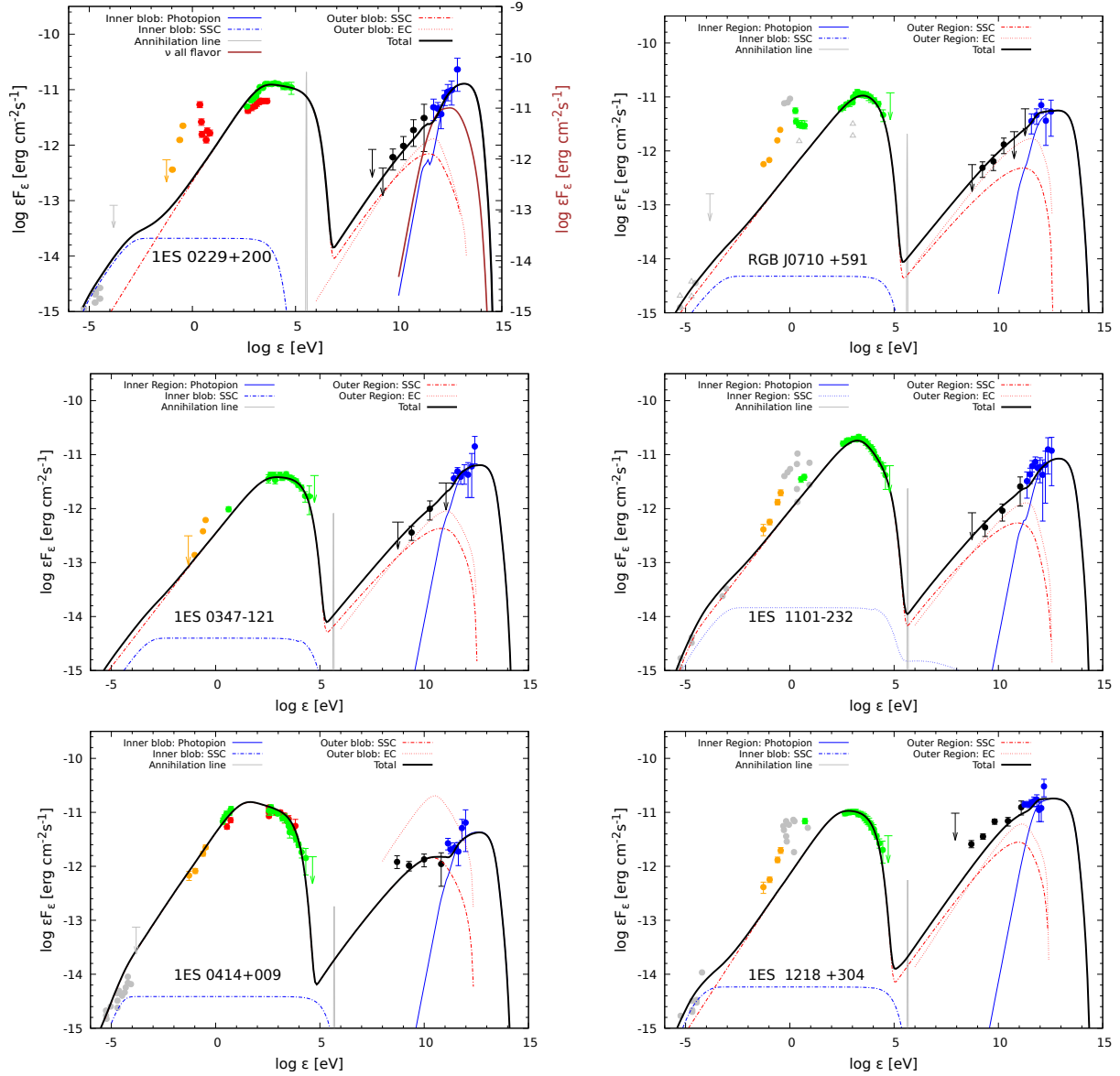


Figura 4.1: Resultados de modelar la SED de seis de los catorce TBL considerados en esta tesis usando el modelo leptohadrónico propuesto (Aguilar-Ruiz *et al.*, 2022). El modelo SSC y el modelo EC de la región externa usando fotones semillas del DT son mostrados en líneas rojas punteada-segmentada y punteada, respectivamente. Los productos resultantes del decaimiento de piones a energías por encima de algunos TeV son mostrados con línea sólida azul. La suma de todas las contribuciones es mostrada en líneas negras. La línea café del panel superior-izquierdo (i.e., 1ES0229 + 200) corresponde al flujo de neutrinos. Los datos fueron tomados de Costamante *et al.* (2018), ver referencias ahí citadas. Los puntos grises representan las datos históricos, y los puntos naranjas son los reportados por el observatorio Wise. Mientras que los puntos rojos y verdes representan los datos reportados por Swift y NuSTAR, respectivamente. Finalmente, los puntos negros y azules son solos reportados por Fermi-LAT y H.E.S.S.

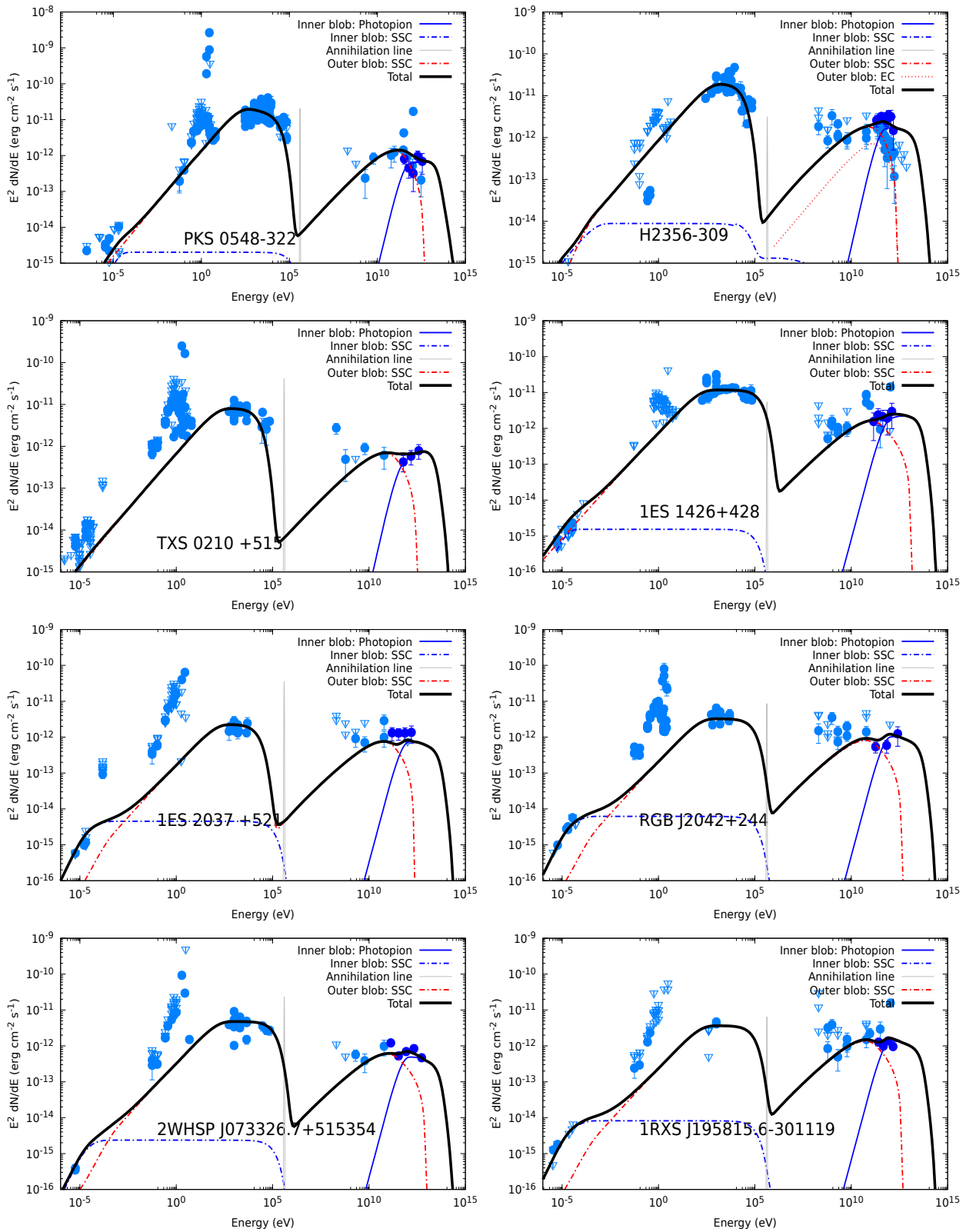


Figura 4.2: Continuación de la figura 4.1, considerando los ocho TBL restantes del catálogo seleccionado, pero sin incluir la contribución de EC en la región externa. En este caso se utilizó los datos archivados obtenidos de <https://tools.ssd.cnr.it/SED/>.

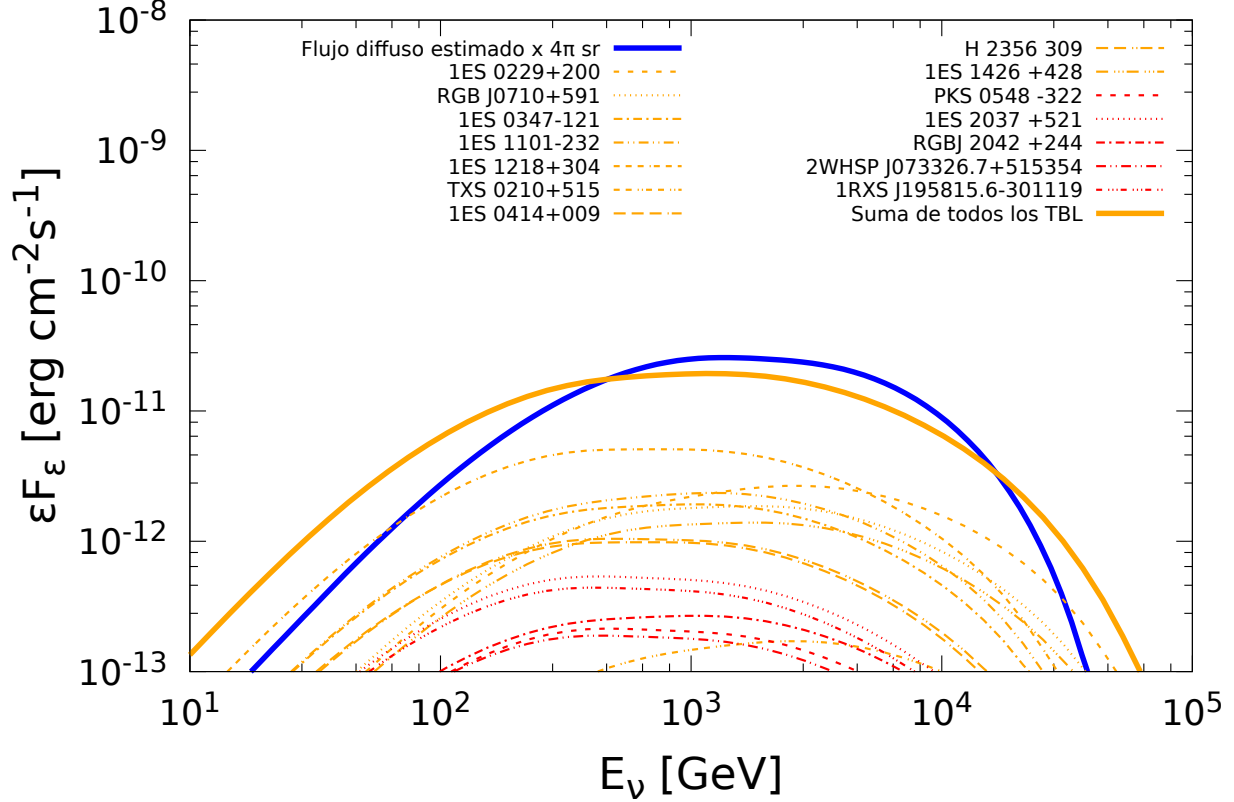


Figura 4.3: Flujo de neutrinos para cada TBL considerado en esta tesis. Además se muestra el flujo total de estas fuentes y se compara con el flujo difuso estimado con nuestro modelo considerando todo el cielo, i.e., $4\pi E_\nu^2 \phi_\nu$.

4.3. Los TBL y el flujo difuso de neutrinos

Una vez que se modeló el espectro de cada TBL, se tomaron los parámetros encontrados, y se calculó el espectro de neutrinos producido por cada TBL, los resultados se muestran en la figura 4.3, donde se observa que el flujo es dominado principalmente por 1ES 0229+200. Usando el flujo de neutrinos obtenido a 1 TeV, se comparó los resultados obtenidos con la reciente sensibilidad reportado por IceCube para el hemisferio norte (Aartsen *et al.*, 2022). Dicha sensibilidad considera que las fuentes tienen un espectro de neutrinos que es descrito por una ley de potencias, entonces ellos consideraron índices espectral de 2, 2.5 y 3.2. Los resultados se muestran en la figura 4.4. Esta figura sugiere que en ausencia de una asociación, entre neutrinos y alguno de los TBL considerados en esta tesis, el espectro de los neutrinos producidos por los TBL deben de ser favorablemente índices espectrales suaves mayores a $\gtrsim 2$. Una implicación como esta es consistente con nuestros resultados debido a que en esta tesis el espectro de neutrinos producido por el modelo propuesto tiene una forma muy angosta, con un rango de energías entre ~ 0.1 TeV y 10 TeV.

Adicionalmente, la contribución de la población de TBL fue calculado integrando el espacio de densidades de BL Lac, entonces el flujo observado por unidad de ángulo sólido es

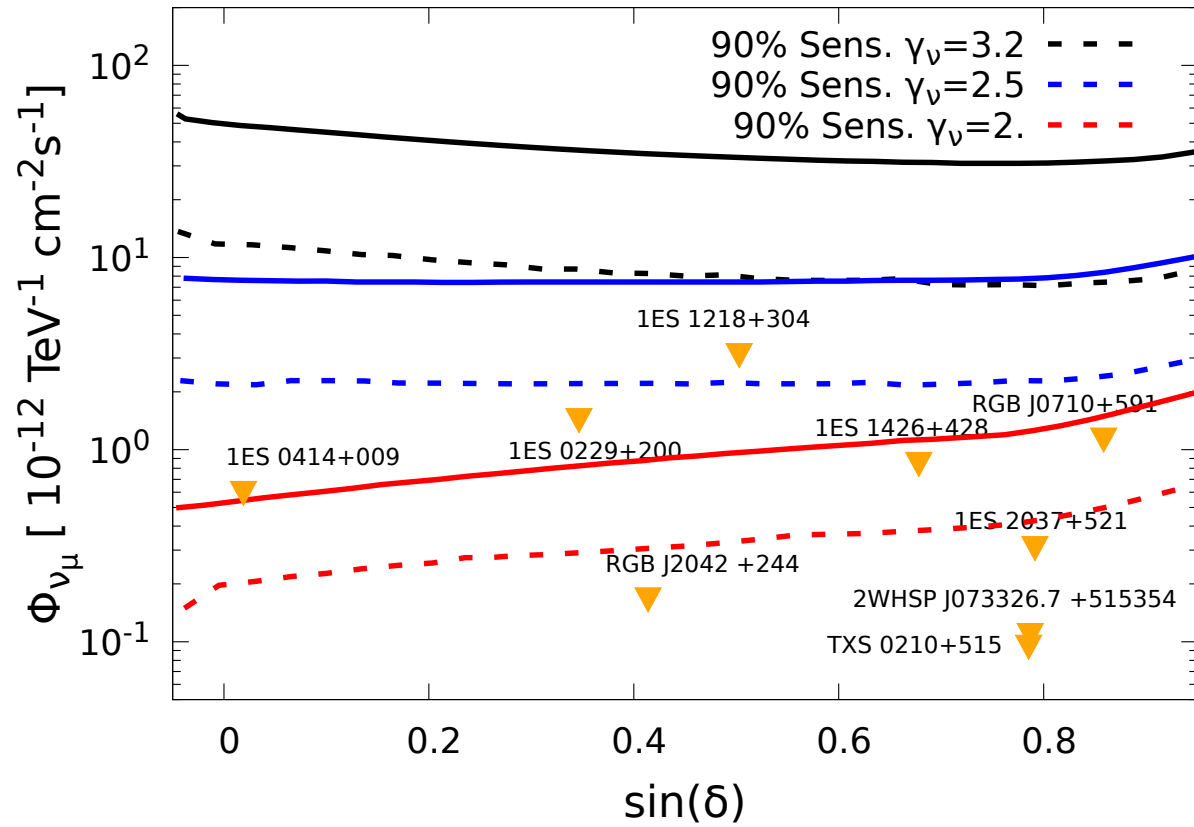


Figura 4.4: Sensibilidad media de IceCube con un 90% C.L. (líneas punteadas) y el flujo necesario para un potencial descubrimiento con 5 σ de significancia (líneas sólidas) para fuentes de neutrinos con diferentes índices espectrales (Aartsen *et al.*, 2022). Además se muestra el flujo a 1 TeV estimado en esta tesis para aquellos TBL que se localizan en el hemisferio norte.

dato por la expresión

$$E_\nu^2 \phi_\nu(E_\nu) = E_\nu^2 \int_0^{z_{\max}} dz \int_{L_{\gamma,\min}}^{L_{\gamma,\max}} dL_\gamma \int_{\gamma_{\gamma,\min}}^{\gamma_{\max}} d\gamma_\gamma \Phi(L_\gamma, z, \gamma_\gamma), \quad (4.20)$$

donde Φ representa el espacio de densidades como función de L_γ , z , γ_γ definido como

$$\Phi(L_\gamma, z, \gamma_\gamma) = \frac{dN}{dL_\gamma dz d\gamma_\gamma} = \rho_\gamma(L_\gamma, z) \times \frac{dV_c}{dz} \times \frac{dN}{d\gamma_\gamma}, \quad (4.21)$$

donde ρ_γ es la función de luminosidad de rayos gamma (del inglés, Gamma-Ray Luminosity function, en adelante GLF), que representa el número de objetos BL Lac por unidad de volumen comóvil en el rango de luminosidades $[L_\gamma + L_\gamma dL_\gamma]$, $dV_c/dz = cd_L^2/(H_0(1+z)^2 \sqrt{(1+z)^3 \Omega_m + \Omega_\Lambda})$ es el elemento de volumen comóvil por unidad de corrimiento al rojo y unidad de ángulo sólido, y $dN/d\gamma_\gamma$ es la distribución de índices espectrales intrínsecos de los espectros de rayos gamma.

Para el caso de objetos BL Lac, se utilizó el escenario con evolución de pura densidad (del inglés, Pure Density Evolution), el cual ofrece una buena descripción (Zeng *et al.*, 2014; Qu *et al.*, 2019),

$$\rho(L_\gamma, z) = \frac{A}{\ln(10)L_\gamma} \left[\left(\frac{L_\gamma}{L_*} \right)^{\gamma_1} + \left(\frac{L_\gamma}{L_*} \right)^{\gamma_2} \right]^{-1} \times (1+z)^\kappa, \quad (4.22)$$

con $\log_{10}(A) = -6.69_{-0.12}^{+0.12} \text{Mpc}^{-3}$, $\gamma_1 = -0.54_{-0.38}^{+0.38}$, $\gamma_2 = 0.91_{-0.07}^{+0.07}$, $L_* = 0.23_{-0.1}^{+0.1} \times 10^{45} \text{erg s}^{-1}$ y $\kappa = -3.39_{-0.62}^{+0.61}$ (Zeng *et al.*, 2014).

Similarmente, se utilizó la distribución de índices espectrales intrínsecos de rayos gamma, con la siguiente forma

$$\frac{dN}{d\gamma_{\gamma,\text{int}}} \propto \exp^{-(\gamma_{\gamma,\text{int}} - \mu)^2 / (2\sigma^2)}, \quad (4.23)$$

con $\mu = 2.00 \pm 0.02$ y $\sigma = 0.25 \pm 0.01$. Observe que aquellos objetos con $\gamma_{\gamma,\text{int}} \leq 2$ representan aproximadamente la mitad de la población.

En ausencia de una función de luminosidad que describa únicamente a la población de EHSP/TBL, en este trabajo se aproximó la contribución de estos restringiendo los límites de integración para el cálculo del flujo de neutrinos, se asumió que los TBL se encuentran en un extremo de la distribución de los BL Lacs y que su luminosidad es menor a $L_\gamma \lesssim 10^{45} \text{erg s}^{-1}$ (e.g., Prandini y Ghisellini, 2022; Ghisellini *et al.*, 2017), esta suposición se basa en la secuencia blazar, donde los EHSP/TBL son los objetos menos luminosos. Además, asumiendo que el espectro observado por Fermi-LAT en la banda de 100 MeV - 100 GeV se extiende hasta el régimen de MAE, se espera que aquellos objetos con índices espectrales menores a $\gamma_\gamma \leq 2$ sean potenciales TBL. Finalmente el flujo difuso de neutrinos es dado por la expresión

$$E_\nu^2 \phi_\nu(E_\nu) = E_\nu^2 \frac{c}{4\pi H_0} \int_0^{z_{\max}} \frac{dz}{\sqrt{(1+z)^3 \Omega_m + \Omega_\Lambda}} \int_{L_{\gamma,\min}}^{L_{\gamma,\max}} dL_\gamma \int_{\gamma_{\gamma,\min}}^{\gamma_{\max}} d\gamma_\gamma \rho_\gamma(L_\gamma, z) Q_\nu(E_\nu) \frac{dN}{d\gamma_\gamma}, \quad (4.24)$$

con $z_{\max} = 2$, $L_{\gamma,\min} = 10^{40} \text{erg s}^{-1}$, $L_{\gamma,\max} = 10^{45} \text{erg s}^{-1}$ y $\gamma_{\gamma,\min} = 1$, $\gamma_{\gamma,\max} = 2$. Además se asume que el índice espectral de rayos gamma es un buen trazador del índice espectral

del espectro de protones, entonces $\gamma_\gamma = \alpha_p$, y además que la densidad de fotones semillas proporcionados por el plasma- e^\pm es del orden de la emisión en rayos gamma observados por Fermi-LAT, L_γ , entonces, $L_{\text{pl}}/L_\gamma \sim 1$ para todos los casos.

Finalmente, el flujo de neutrinos total producido por la población de TBL considerada en esta tesis, fue calculado sumando el flujo individual de cada objeto. El resultado es graficado en la figura 4.3 y es comparado con el flujo difuso calculado usando la GLF de BL Lac con el procedimiento descrito previamente. Además, el flujo difuso calculado es comparado con las observaciones de IceCube, mostrando un resultado consistente (ver figura 4.5). Note que el modelo propuesto no predice neutrinos en el rango de energías de los eventos reportados en el catalogo H.E.S.E., i.e., con energías mayores que 30 TeV.

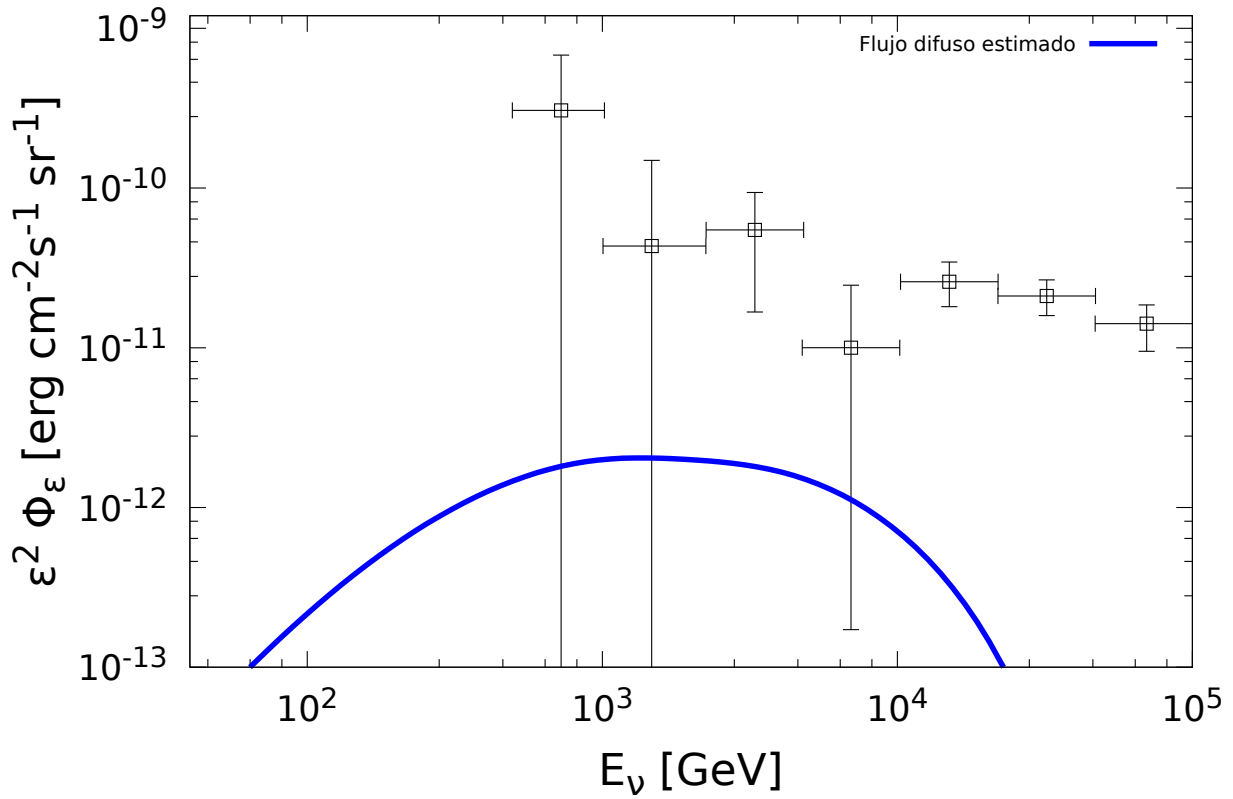


Figura 4.5: Flujo difuso de neutrinos observado por IceCube y flujo de neutrinos estimado con nuestro modelo fotohadrónico usando la función de luminosidad de los BL Lac. Los datos de IceCube corresponden al espectro de neutrinos de eventos tipo cascada (Aartsen *et al.*, 2020).

Capítulo 5

Discusiones y Conclusiones

El comportamiento de los blazares *extremos* tipo TBL representa un gran reto para un modelo puramente leptónico o puramente hadrónico y con una zona de emisión. Estos objetos demandan parámetros atípicos para explicar la forma dura del espectro en la banda de los rayos gamma de MAE. En esta tesis, se propuso un modelo leptohadrónico con dos zonas de emisión y tres fuentes de radiación externas (un plasma- e^\pm , la BLR y el DT) para explicar las observaciones multifrecuencias de este tipo de blazares extremos. El modelo describe exitosamente, tanto la joroba de sincrotrón, como la joroba de altas energías. Se modeló la SED de los 14 TBL detectados hasta nuestros días y se encontró que el modelo propuesto es una explicación factible para las observaciones, y que logra relajar los valores atípicos requeridos por el modelo leptónico con una zona de emisión.

Se mostró que la radiación de la línea de aniquilación producida por la expulsión de un plasma desde el disco de acreción en el régimen medianamente relativista (plasma- e^\pm) y el DT juegan papeles importantes en la formación de un espectro duro, como los observados en la banda de MAE. En este modelo, la joroba de rayos gamma es producido principalmente por dos regiones: i) la región interna, la cual es la responsable de la contribución más energética por encima de los TeV, mediante interacciones fotohadrónicas entre los protones acelerados dentro de esta región con los fotones de la línea de aniquilación del plasma- e^\pm , y ii) la región externa, donde los rayos gamma de MAE son creados por dispersión Compton principalmente con los fotones del DT y los fotones de sincrotrón. En todos los casos la región interna demanda tamaños más pequeños que la región externa, con radios del orden de $R_i \sim 10^{14} - 10^{15}$ cm, además de moverse con velocidades asociadas a factores Lorentz en el rango de $\Gamma_i = 1.5 - 3$ ($\mathcal{D}_i = 2.6 - 5.8$). Además, la luminosidad de protones requerida está en el régimen sub-Eddington, el cual es un valor factible para el caso de los BL Lac. Por otra parte, la región externa puede explicar totalmente la emisión de rayos X y el flujo a sub-TeV con un modelo SSC que incluya EC, sin demandar un valor de equipartición lejos de la unidad, $U_B/U_e \gtrsim 0.1$. Considerando los efectos de la radiación del DT, la cuál es la contribución dominante en la región externa, por un factor de $u''_{DT}/u''_{sin} \sim 2$ respecto a la emisión de sincrotrón, un espectro más duro puede ser obtenido en la banda de los GeV, contrario a si solo se consideran los fotones producidos por sincrotrón. Solo el EHSP BL Lac 1ES 0414 +009, que se comporta más como tipo HSP BL Lac (debido a que su pico es ≈ 0.4 keV), tiene una mejor descripción sino se considera la contribución del DT (ver Figura 4.1). Esto podría significar que la región externa se localiza fuera de la influencia de la radiación del DT. Por lo tanto, el tamaño de

la región de emisión debería ser mayor que en aquellos TBL que tienen una región externa dentro del DT. Nuestros resultados obtenidos son consistentes con esta idea, debido a que en nuestro modelo 1ES 0414 +009 demanda un tamaño de la región externa mayor al tamaño del DT, $R_{DT} \sim 10^{17}$ cm, como puede verse en la tabla 4.2.

Otro resultado significativo, es que el enfriamiento de los electrones mediante sincrotrón en la región interna, podría explicar las observaciones en la banda de radio, por ejemplo, para el caso de 1ES 0229 +200, esta difícilmente pueden ser interpretado con algún mecanismo en la región externa.

Es crucial que la emisión de la región externa aún requiera valores muy elevados en el factor Lorentz de los electrones, $\gamma''_{e,b} \approx 10^5$, para explicar el pico de sincrotrón y parte del espectro de rayos gamma. Como muchos autores señalan, este resultado implica que los blazares extremos deben ser aceleradores de partículas muy eficientes. Además, el modelo propuesto no requiere valores muy elevados para el factor Lorentz mínimo en la distribución de electrones en la región externa. El valor máximo requerido para este parámetro en el modelo es ≈ 50 , en contraste con los valores típicos de alrededor $\sim 10^3$ demandados por el modelo 1ZSSC. Finalmente, es esencial notar que si el plasma- e^\pm o la región interna no están presentes en un extreme BL Lac, el comportamiento tipo EHSP se conserva aunque el comportamiento TBL sea apagado. Este resultado concuerda con la existencias de EHSP sin exhibir comportamiento TBL o viceversa.

Adicionalmente, el proceso de fotopion involucra la emisión de neutrinos, los cuales también deberán ser observados con energías de \sim TeV similar a los rayos gamma. A diferencia de los rayos gamma los neutrinos no sufren atenuación, entonces, son buenos trazadores del espectro intrínseco de rayos cósmicos o fotones semillas. Además, una firma muy característica en el flujo de neutrinos predicha por este modelo es que los tiempos de variabilidad no puede ser menor a algunas horas, cuya afirmación se basa en el criterio de causalidad, $t''_{var} \gtrsim R_i/\mathcal{D}_i \sim 1.8$ horas $(R_i/10^{15}\text{cm})(\mathcal{D}_i/5)^{-1}$, y los valores típicos encontrados para la región interna.

Se calculó el flujo de neutrinos producido por cada TBL y la suma total se comparó con el flujo difuso producido por la población de TBL usando la GLF de BL Lacs, los resultados indican que bajo nuestro modelo, la contribución de los TBL no representa una fracción significativa del flujo observado por IceCube. Este flujo podría explicar aproximadamente el $\sim 1 - 10$ por ciento del flujo medido en el rango de energía de $\sim (1 - 30)$ TeV, sin una contribución más allá de los 100 TeV. Entonces nuestro modelo no podría explicar ninguno de los eventos detectados por IceCube que fueron reportados en el catálogo H.E.S.E. cuyo evento menos energético es de 30 TeV. Respecto a contribución individual, los flujos obtenidos a 1 TeV fueron comparados con la sensibilidad reportada por IceCube para espectros de neutrinos con diferentes índices espectrales. Los resultados muestran que aunque el flujo de los TBL está dominado por 1ES 0229+200, el objeto con mayor más probabilidad para detectar es 1ES 1218+304, aunque el flujo producido no es significativo. Es importante mencionar ningún TBL produce un flujo significativo para ser detectado como un fuente puntual. Finalmente, el modelo propuesto podría ser puesto a prueba con futuras observaciones de IceCube-gen2 en blazares extremos cercanos o en aquellos que presenten estados activos intensos.

Referencias bibliográficas

- Aartsen, M. G., Ackermann, M., Adams, J., Aguilar, J. A., Ahlers, M., Ahrens, M., Alispach, C., Andeen, K., Anderson, T., Anseau, I., y et al. (2020). Time-Integrated Neutrino Source Searches with 10 Years of IceCube Data. *Phys. Rev. Lett.*, 124(5):051103.
- Aartsen *et al.*, M. G. (2017). The IceCube Neutrino Observatory - Contributions to ICRC 2017 Part II: Properties of the Atmospheric and Astrophysical Neutrino Flux. *arXiv e-prints*, p. arXiv:1710.01191.
- Aartsen *et al.*, M. G. (2020). Characteristics of the diffuse astrophysical electron and tau neutrino flux with six years of IceCube high energy cascade data. *arXiv e-prints*, p. arXiv:2001.09520.
- Aartsen *et al.*, M. G. (2013a). Evidence for High-Energy Extraterrestrial Neutrinos at the IceCube Detector. *Science*, 342(6161):1242856.
- Aartsen *et al.*, M. G. (2013b). First Observation of PeV-Energy Neutrinos with IceCube. *Phys. Rev. Lett.*, 111(2):021103.
- Aartsen *et al.*, M. G. (2022). Evidence for neutrino emission from the nearby active galaxy NGC 1068. *Science*, 378(6619):538–543.
- Abdo *et al.*, A. A. (2010). The Spectral Energy Distribution of Fermi Bright Blazars. *ApJ*, 716(1):30–70.
- Abdo *et al.*, A. A. (2011). Fermi Large Area Telescope Observations of Markarian 421: The Missing Piece of its Spectral Energy Distribution. *ApJ*, 736(2):131.
- Abramowski *et al.*, A. (2010). Multi-wavelength observations of H 2356-309. *A&A*, 516:A56.
- Acciari *et al.*, V. A. (2019). Testing emission models on the extreme blazar 2WHSP J073326.7+515354 detected at very high energies with the MAGIC telescopes. *MNRAS*, 490(2):2284–2299.
- Acciari *et al.*, V. A. (2020). New Hard-TeV Extreme Blazars Detected with the MAGIC Telescopes. *ApJS*, 247(1):16.
- Ackermann *et al.*, M. (2015). The Third Catalog of Active Galactic Nuclei Detected by the Fermi Large Area Telescope. *ApJ*, 810(1):14.

- Aguilar-Ruiz, E., Fraija, N., Galván-Gómez, A., y Benítez, E. (2022). A two-zone model as origin of hard TeV spectrum in extreme BL lacs. *MNRAS*, 512(2):1557–1566.
- Aharonian, F. A. (2000). TeV gamma rays from BL Lac objects due to synchrotron radiation of extremely high energy protons. *New A*, 5(7):377–395.
- Aharonian, F. A. (2002). Proton-synchrotron radiation of large-scale jets in active galactic nuclei. *MNRAS*, 332(1):215–230.
- Aharonian, F. A. (2004). *Very high energy cosmic gamma radiation : a crucial window on the extreme Universe*.
- Aharonian, F. A., Khangulyan, D., y Costamante, L. (2008). Formation of hard very high energy gamma-ray spectra of blazars due to internal photon-photon absorption. *MNRAS*, 387(3):1206–1214.
- Aharonian *et al.*, F. (2007). An Exceptional Very High Energy Gamma-Ray Flare of PKS 2155-304. *ApJ*, 664(2):L71–L74.
- Aharonian *et al.*, F. (2010). Discovery of VHE γ -rays from the BL Lacertae object PKS 0548-322. *A&A*, 521:A69.
- Aharonian *et al.*, F. (2007). New constraints on the mid-IR EBL from the HESS discovery of VHE γ -rays from 1ES 0229+200. *A&A*, 475(2):L9–L13.
- Ahlers, M. y Halzen, F. (2015). High-energy cosmic neutrino puzzle: a review. *Reports on Progress in Physics*, 78(12):126901.
- Ahlers, M. y Halzen, F. (2017). IceCube: Neutrinos and multimessenger astronomy. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, 2017(12):12A105.
- Ahnen *et al.*, M. L. (2018). Extreme HBL behavior of Markarian 501 during 2012. *A&A*, 620:A181.
- Albert *et al.*, J. (2007). Variable Very High Energy γ -Ray Emission from Markarian 501. *ApJ*, 669(2):862–883.
- Aloisio, R. (2012). Ultra High Energy Cosmic Rays: A Short Review. *arXiv e-prints*, p. arXiv:1211.2004.
- Alves Batista, R., Biteau, J., Bustamante, M., Dolag, K., Engel, R., Fang, K., Kampert, K.-H., Kostunin, D., Mostafa, M., Murase, K., Oikonomou, F., Olinto, A. V., Panasyuk, M. I., Sigl, G., Taylor, A. M., y Unger, M. (2019). Open Questions in Cosmic-Ray Research at Ultrahigh Energies. *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*, 6:23.
- Anchordoqui, L. A. (2019). Ultra-high-energy cosmic rays. *Phys. Rep.*, 801:1–93.
- Angel, J. R. P. y Stockman, H. S. (1980). Optical and infrared polarization of active extragalactic objects. *ARA&A*, 18:321–361.

- Antonucci, R. (1993). Unified models for active galactic nuclei and quasars. *ARA&A*, 31:473–521.
- Atoyan, A. y Dermer, C. D. (2001). High-Energy Neutrinos from Photomeson Processes in Blazars. *Phys. Rev. Lett.*, 87(22):221102.
- Becerra González, J., Acosta-Pulido, J. A., y Clavero, R. (2020). Optical spectral characterization of the TeV extreme blazar 2WHSP J073326.7+515354. *MNRAS*, 494(4):6036–6042.
- Beloborodov, A. M. (1999). Electron-positron outflows from gamma-ray emitting accretion discs. *MNRAS*, 305(1):181–189.
- Biteau, J., Prandini, E., Costamante, L., Lemoine, M., Padovani, P., Pueschel, E., Resconi, E., Tavecchio, F., Taylor, A., y Zech, A. (2020). Progress in unveiling extreme particle acceleration in persistent astrophysical jets. *Nature Astronomy*, 4:124–131.
- Blandford, R., Meier, D., y Readhead, A. (2019). Relativistic Jets from Active Galactic Nuclei. *ARA&A*, 57:467–509.
- Blandford, R. D. y Königl, A. (1979). Relativistic jets as compact radio sources. *ApJ*, 232:34–48.
- Blandford, R. D. y Rees, M. J. (1992). The standard model and some new directions. *AIP Conference Proceedings*, 254(1):3–19.
- Błażejowski, M., Sikora, M., Moderski, R., y Madejski, G. M. (2000). Comptonization of Infrared Radiation from Hot Dust by Relativistic Jets in Quasars. *ApJ*, 545(1):107–116.
- Blumenthal, G. R. (1970). Energy loss of high-energy cosmic rays in pair-producing collisions with ambient photons. *Phys. Rev. D*, 1:1596–1602.
- Blumenthal, G. R. y Gould, R. J. (1970). Bremsstrahlung, synchrotron radiation, and Compton scattering of high-energy electrons traversing dilute gases. *Rev. Mod. Phys.*, 42:237–270.
- Bonnoli, G., Tavecchio, F., Ghisellini, G., y Sbarrato, T. (2015). An emerging population of BL Lacs with extreme properties: towards a class of EBL and cosmic magnetic field probes? *MNRAS*, 451(1):611–621.
- Böttcher, M., Reimer, A., Sweeney, K., y Prakash, A. (2013a). Leptonic and Hadronic Modeling of Fermi-detected Blazars. *ApJ*, 768(1):54.
- Böttcher, M., Reimer, A., Sweeney, K., y Prakash, A. (2013b). Leptonic and Hadronic Modeling of Fermi-detected Blazars. *ApJ*, 768(1):54.
- Buson, S., Tramacere, A., Pfeiffer, L., Oswald, L., Menezes, R. d., Azzollini, A., y Ajello, M. (2022). Beginning a Journey Across the Universe: The Discovery of Extragalactic Neutrino Factories. *ApJ*, 933(2):L43.
- Celotti, A. y Ghisellini, G. (2008). The power of blazar jets. *MNRAS*, 385(1):283–300.

REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Cerruti, M., Benbow, W., Chen, X., Dumm, J. P., Fortson, L. F., y Shahinyan, K. (2017a). Luminous and high-frequency peaked blazars: the origin of the γ -ray emission from PKS 1424+240. *A&A*, 606:A68.
- Cerruti, M., Zech, A., Boisson, C., y Inoue, S. (2015). A hadronic origin for ultra-high-frequency-peaked BL Lac objects. *MNRAS*, 448(1):910–927.
- Cerruti, M., Zech, A., Emery, G., y Guarin, D. (2017b). Hadronic modeling of TeV AGN: Gammas and neutrinos. En *6th International Symposium on High Energy Gamma-Ray Astronomy*, volumen 1792 de *American Institute of Physics Conference Series*, p. 050027.
- Chodorowski, M. J., Zdziarski, A. A., y Sikora, M. (1992). *ApJ*, 400:181.
- Cleary, K., Lawrence, C. R., Marshall, J. A., Hao, L., y Meier, D. (2007). Spitzer Observations of 3C Quasars and Radio Galaxies: Mid-Infrared Properties of Powerful Radio Sources. *ApJ*, 660(1):117–145.
- Costamante, L. (2012). On the correct intrinsic VHE properties of the BL Lac H 2356-309. *arXiv e-prints*, p. arXiv:1208.0808.
- Costamante, L. (2020). TeV-peaked candidate BL Lac objects. *MNRAS*, 491(2):2771–2778.
- Costamante, L., Bonnoli, G., Tavecchio, F., Ghisellini, G., Tagliaferri, G., y Khangulyan, D. (2018). The NuSTAR view on hard-TeV BL Lacs. *MNRAS*, 477(3):4257–4268.
- Costamante, L., Ghisellini, G., Giommi, P., Tagliaferri, G., Celotti, A., Chiaberge, M., Fosfati, G., Maraschi, L., Tavecchio, F., Treves, A., y Wolter, A. (2001). Extreme synchrotron BL Lac objects. Stretching the blazar sequence. *A&A*, 371:512–526.
- de Bony de Lavergne, M., Bylund, T., Meyer, M., Priyana Noel, A., y Sanchez, D. A. (2021). Detection of new Extreme BL Lac objects with H.E.S.S. and Swift XRT. *arXiv e-prints*, p. arXiv:2108.02232.
- Dermer, C. D. y Menon, G. (2009). *High Energy Radiation from Black Holes: Gamma Rays, Cosmic Rays, and Neutrinos*.
- Dermer, C. D. y Schlickeiser, R. (1993). Model for the High-Energy Emission from Blazars. *ApJ*, 416:458.
- Dermer, C. D., Schlickeiser, R., y Mastichiadis, A. (1992). High-energy gamma radiation from extragalactic radio sources. *A&A*, 256:L27–L30.
- Donea, A.-C. y Protheroe, R. J. (2003). Radiation fields of disk, BLR and torus in quasars and blazars: implications for γ -ray absorption. *Astroparticle Physics*, 18(4):377–393.
- Dzhatdov, T., Galkin, V., y Podlesnyi, E. (2021). Nonthermal Radiation of the Extreme TeV Blazar 1ES 0229+200 from Electromagnetic Cascades on Infrared Photon Field. *Universe*, 7(12):494.

- Elitzur, M. y Ho, L. C. (2009). On the Disappearance of the Broad-Line Region in Low-Luminosity Active Galactic Nuclei. *ApJ*, 701(2):L91–L94.
- Fang, T., Danforth, C. W., Buote, D. A., Stocke, J. T., Shull, J. M., Canizares, C. R., y Gastaldello, F. (2014). An HST/COS Observation of Broad Ly α Emission and Associated Absorption Lines of the BL Lacertae Object H 2356-309. *ApJ*, 795(1):57.
- Fermi, E. (1949). On the origin of the cosmic radiation. *Phys. Rev.*, 75:1169–1174.
- Finke, J. D. (2016). External Compton Scattering in Blazar Jets and the Location of the Gamma-Ray Emitting Region. *ApJ*, 830(2):94.
- Foffano, L., Prandini, E., Franceschini, A., y Paiano, S. (2019). A new hard X-ray-selected sample of extreme high-energy peaked BL Lac objects and their TeV gamma-ray properties. *MNRAS*, 486(2):1741–1762.
- Foschini, L. (2012). On the emission lines in active galactic nuclei with relativistic jets. *Research in Astronomy and Astrophysics*, 12(4):359–368.
- Fossati, G., Maraschi, L., Celotti, A., Comastri, A., y Ghisellini, G. (1998). A unifying view of the spectral energy distributions of blazars. *MNRAS*, 299(2):433–448.
- Fraija, N., Aguilar-Ruiz, E., y Galván-Gómez, A. (2020). Electron-positron pair plasma in TXS 0506+056 and the 'neutrino flare' in 2014-2015. *MNRAS*, 497(4):5318–5325.
- Fraija, N., Benítez, E., Hiriart, D., Sorcia, M., López, J. M., Mújica, R., Cabrera, J. I., de Diego, J. A., Rojas-Luis, M., Salazar-Vázquez, F. A., y Galván-Gómez, A. (2017a). Long-term Optical Polarization Variability and Multiwavelength Analysis of Blazar Mrk 421. *ApJS*, 232(1):7.
- Fraija, N., Marinelli, A., Galván-Gómez, A., y Aguilar-Ruiz, E. (2017b). Modeling the spectral energy distribution of the radio galaxy IC310. *Astroparticle Physics*, 89:14–22.
- Gallo Rosso, A., Mascaretti, C., Palladino, A., y Vissani, F. (2018). Introduction to neutrino astronomy*. *European Physical Journal Plus*, 133(7):267.
- Gao, S., Fedynitch, A., Winter, W., y Pohl, M. (2019). Modelling the coincident observation of a high-energy neutrino and a bright blazar flare. *Nature Astronomy*, 3:88–92.
- Ghisellini, G. (1989). Synchrotron self Compton models for compact sources - The case of a steep power-law particle distribution. *MNRAS*, 236:341–351.
- Ghisellini, G., Righi, C., Costamante, L., y Tavecchio, F. (2017). The Fermi blazar sequence. *MNRAS*, 469(1):255–266.
- Ghisellini, G. y Tavecchio, F. (2008). The blazar sequence: a new perspective. *MNRAS*, 387(4):1669–1680.
- Ghisellini, G. y Tavecchio, F. (2009). Canonical high-power blazars. *MNRAS*, 397(2):985–1002.

- Ghisellini, G., Tavecchio, F., Foschini, L., y Ghirlanda, G. (2011). The transition between BL Lac objects and flat spectrum radio quasars. *MNRAS*, 414(3):2674–2689.
- Giommi, P., Glauch, T., y Resconi, E. (2020). Swift observation of a flaring very extreme blazar in the error region of the high-energy neutrino Ice-Cube 200107A. *The Astronomer’s Telegram*, 13394:1.
- Giommi, P., Padovani, P., Polenta, G., Turriziani, S., D’Elia, V., y Piranomonte, S. (2012). A simplified view of blazars: clearing the fog around long-standing selection effects. *MNRAS*, 420(4):2899–2911.
- Gould, R. J. (1979). Compton and synchrotron processes in spherically-symmetric non-thermal sources. *A&A*, 76(3):306–311.
- Guépin, C., Kotera, K., y Oikonomou, F. (2022). High-energy neutrino transients and the future of multi-messenger astronomy. *arXiv e-prints*, p. arXiv:2207.12205.
- Hayashida *et al.*, M. (2012). The Structure and Emission Model of the Relativistic Jet in the Quasar 3C 279 Inferred from Radio to High-energy γ -Ray Observations in 2008-2010. *ApJ*, 754(2):114.
- Heckman, T. M. y Best, P. N. (2014). The Coevolution of Galaxies and Supermassive Black Holes: Insights from Surveys of the Contemporary Universe. *ARA&A*, 52:589–660.
- Hümmer, S., Rüger, M., Spanier, F., y Winter, W. (2010). Simplified models for photohadronic interactions in cosmic accelerators. *The Astrophysical Journal*, 721(1):630.
- IceCube (2018). . *Science*, 361(6398):147–151.
- IceCube et al (2018). *Science*, 361(6398):eaat1378.
- Kadler *et al.*, M. (2016). Coincidence of a high-fluence blazar outburst with a PeV-energy neutrino event. *Nature Physics*, 12(8):807–814.
- Kang, S.-J., Zheng, Y.-G., Wu, Q., y Chen, L. (2016). On the origin of the soft photons of the high-synchrotron-peaked blazar PKS 1424+240. *MNRAS*, 461(2):1862–1867.
- Kaspi, S., Brandt, W. N., Maoz, D., Netzer, H., Schneider, D. P., y Shemmer, O. (2007). Reverberation Mapping of High-Luminosity Quasars: First Results. *ApJ*, 659(2):997–1007.
- Katarzyński, K., Ghisellini, G., Tavecchio, F., Gracia, J., y Maraschi, L. (2006). Hard TeV spectra of blazars and the constraints to the infrared intergalactic background. *MNRAS*, 368(1):L52–L56.
- Katarzyński, K., Sol, H., y Kus, A. (2001). The multifrequency emission of Mrk 501. From radio to TeV gamma-rays. *A&A*, 367:809–825.
- Kaufmann, S., Wagner, S. J., Tibolla, O., y Hauser, M. (2011). 1ES 0229+200: an extreme blazar with a very high minimum Lorentz factor. *A&A*, 534:A130.

- Kelner, S. R. y Aharonian, F. A. (2008). Energy spectra of gamma rays, electrons, and neutrinos produced at interactions of relativistic protons with low energy radiation. *Phys. Rev. D*, 78:034013.
- Kelner, S. R., Aharonian, F. A., y Bugayov, V. V. (2006). Energy spectra of gamma rays, electrons, and neutrinos produced at proton-proton interactions in the very high energy regime. *Phys. Rev. D*, 74:034018.
- Konigl, A. (1981). Relativistic jets as X-ray and gamma-ray sources. *ApJ*, 243:700–709.
- Landau, L. y Lifshitz, E. (1980). *The Classical Theory of Fields*. Pergamon Press.
- Lefa, E., Rieger, F. M., y Aharonian, F. (2011). Formation of Very Hard Gamma-Ray Spectra of Blazars in Leptonic Models. *ApJ*, 740(2):64.
- Lemoine, M. (2019). Generalized Fermi acceleration. *Phys. Rev. D*, 99(8):083006.
- León-Tavares, J., Chavushyan, V., Patiño-Álvarez, V., Valtaoja, E., Arshakian, T. G., Popović, L. Č., Tornikoski, M., Lobanov, A., Carramiñana, A., Carrasco, L., y Lähteenmäki, A. (2013). Flare-like Variability of the Mg II λ 2800 Emission Line in the Γ -Ray Blazar 3C 454.3. *ApJ*, 763(2):L36.
- Lipari, P., Lusignoli, M., y Meloni, D. (2007). Flavor composition and energy spectrum of astrophysical neutrinos. *Phys. Rev. D*, 75:123005.
- Loeb, A. y Waxman, E. (2006). The cumulative background of high energy neutrinos from starburst galaxies. *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 2006(5):003.
- Mannheim, K. (1993). The proton blazar. *A&A*, 269:67–76.
- Maraschi, L., Ghisellini, G., y Celotti, A. (1992). A Jet Model for the Gamma-Ray-emitting Blazar 3C 279. *ApJ*, 397:L5.
- Marcha, M. J. M., Browne, I. W. A., Impey, C. D., y Smith, P. S. (1996). Optical spectroscopy and polarization of a new sample of optically bright flat radio spectrum sources. *MNRAS*, 281(2):425–448.
- Mészáros, P., Fox, D. B., Hanna, C., y Murase, K. (2019). Multi-messenger astrophysics. *Nature Reviews Physics*, 1(10):585–599.
- Mücke, A. y Protheroe, R. J. (2001). A proton synchrotron blazar model for flaring in Markarian 501. *Astroparticle Physics*, 15(1):121–136.
- Murase, K., Inoue, Y., y Dermer, C. D. (2014). Diffuse neutrino intensity from the inner jets of active galactic nuclei: Impacts of external photon fields and the blazar sequence. *Phys. Rev. D*, 90(2):023007.
- Narayan, R., Kato, S., y Honma, F. (1997). Global Structure and Dynamics of Advection-dominated Accretion Flows around Black Holes. *ApJ*, 476(1):49–60.

REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Narayan, R. y Yi, I. (1994). Advection-dominated Accretion: A Self-similar Solution. *ApJ*, 428:L13.
- Narayan, R. y Yi, I. (1995). Advection-dominated Accretion: Self-Similarity and Bipolar Outflows. *ApJ*, 444:231.
- Nemmen, R. S., Georganopoulos, M., Guiriec, S., Meyer, E. T., Gehrels, N., y Sambruna, R. M. (2012). A Universal Scaling for the Energetics of Relativistic Jets from Black Hole Systems. *Science*, 338(6113):1445.
- Nenkova, M., Sirocky, M. M., Ivezić, Ž., y Elitzur, M. (2008a). AGN Dusty Tori. I. Handling of Clumpy Media. *ApJ*, 685(1):147–159.
- Nenkova, M., Sirocky, M. M., Nikutta, R., Ivezić, Ž., y Elitzur, M. (2008b). AGN Dusty Tori. II. Observational Implications of Clumpiness. *ApJ*, 685(1):160–180.
- Netzer, H. (2013). *The physic and evolution of Active Galactic Nuclei*. cambridge university press.
- Netzer, H. (2015). Revisiting the Unified Model of Active Galactic Nuclei. *ARA&A*, 53:365–408.
- O’Sullivan, S. P. y Gabuzda, D. C. (2009). Magnetic field strength and spectral distribution of six parsec-scale active galactic nuclei jets. *MNRAS*, 400(1):26–42.
- Packham, C., Radomski, J. T., Roche, P. F., Aitken, D. K., Perlman, E., Alonso-Herrero, A., Colina, L., y Telesco, C. M. (2005). The Extended Mid-Infrared Structure of the Circinus Galaxy. *ApJ*, 618(1):L17–L20.
- Padovani, P. (2007). The blazar sequence: validity and predictions. *Ap&SS*, 309(1-4):63–71.
- Padovani, P. (2017). On the two main classes of active galactic nuclei. *Nature Astronomy*, 1:0194.
- Padovani, P., Alexander, D. M., Assef, R. J., De Marco, B., Giommi, P., Hickox, R. C., Richards, G. T., Smolčić, V., Hatziminaoglou, E., Mainieri, V., y Salvato, M. (2017). Active galactic nuclei: what’s in a name? *A&A Rev.*, 25(1):2.
- Padovani, P., Petropoulou, M., Giommi, P., y Resconi, E. (2015). A simplified view of blazars: the neutrino background. *MNRAS*, 452(2):1877–1887.
- Padovani, P. y Resconi, E. (2014). Are both BL Lacs and pulsar wind nebulae the astrophysical counterparts of IceCube neutrino events? *MNRAS*, 443(1):474–484.
- Padovani, P., Resconi, E., Giommi, P., Arsioli, B., y Chang, Y. L. (2016). Extreme blazars as counterparts of IceCube astrophysical neutrinos. *MNRAS*, 457(4):3582–3592.
- Peterson, B. M. (1997a). *The Broad-Line Region*, p. 67–92. Cambridge University Press.
- Peterson, B. M. (1997b). *The Narrow-Line Region*, p. 93–109. Cambridge University Press.

- Petropoulou, M., Dimitrakoudis, S., Padovani, P., Mastichiadis, A., y Resconi, E. (2015). Photohadronic origin of γ -ray BL Lac emission: implications for IceCube neutrinos. *MNRAS*, 448(3):2412–2429.
- Petropoulou, M., Lefa, E., Dimitrakoudis, S., y Mastichiadis, A. (2014). One-zone synchrotron self-Compton model for the core emission of Centaurus A revisited. *A&A*, 562:A12.
- Planck Collaboration, Aghanim, N., Akrami, Y., Ashdown, M., Aumont, J., Baccigalupi, C., y et al. (2020). Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters. *A&A*, 641:A6.
- Plavin, A. V., Kovalev, Y. Y., Kovalev, Y. A., y Troitsky, S. V. (2022). Growing evidence for high-energy neutrinos originating in radio blazars. *arXiv e-prints*, p. arXiv:2211.09631.
- Plotkin, R. M., Anderson, S. F., Brandt, W. N., Markoff, S., Shemmer, O., y Wu, J. (2012). The Lack of Torus Emission from BL Lacertae Objects: An Infrared View of Unification with WISE. *ApJ*, 745(2):L27.
- Prandini, E. y Ghisellini, G. (2022). The Blazar Sequence and Its Physical Understanding. *Galaxies*, 10(1):35.
- Qu, Y., Zeng, H., y Yan, D. (2019). Gamma-ray luminosity function of BL Lac objects and contribution to the extragalactic gamma-ray background. *MNRAS*, 490(1):758–765.
- Romero, G. E. y Vila, G. S. (2008). The proton low-mass microquasar: high-energy emission. *A&A*, 485(3):623–631.
- Rott, C. (2021). Progress in neutrino astronomy. *Journal of Korean Physical Society*, 78(10):864–872.
- Saugé, L. y Henri, G. (2004). TeV Blazar Gamma-Ray Emission Produced by a Cooling Pileup Particle Energy Distribution Function. *ApJ*, 616(1):136–146.
- Sbarrato, T., Ghisellini, G., Maraschi, L., y Colpi, M. (2012). The relation between broad lines and γ -ray luminosities in Fermi blazars. *MNRAS*, 421(2):1764–1778.
- Schlickeiser, R. (2002). *Cosmic Rays Astrophysics* (New York: Springer).
- Seyfert, C. K. (1943). Nuclear Emission in Spiral Nebulae. *ApJ*, 97:28.
- Shakura, N. I. y Sunyaev, R. A. (1973). Black holes in binary systems. Observational appearance. *A&A*, 24:337–355.
- Sikora, M., Begelman, M. C., y Rees, M. J. (1994). Comptonization of Diffuse Ambient Radiation by a Relativistic Jet: The Source of Gamma Rays from Blazars? *ApJ*, 421:153.
- Sikora, M., Stawarz, L., Moderski, R., Nalewajko, K., y Madejski, G. M. (2009). Constraining Emission Models of Luminous Blazar Sources. *ApJ*, 704(1):38–50.
- Sobacchi, E. y Lyubarsky, Y. E. (2019). On the magnetization and the radiative efficiency of bl lac jets. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 484(1):1192–1201.

REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Sokolovsky, K. V., Kovalev, Y. Y., Pushkarev, A. B., y Lobanov, A. P. (2011). A VLBA survey of the core shift effect in AGN jets. I. Evidence of dominating synchrotron opacity. *A&A*, 532:A38.
- Stecker, F. W. (1971). *Cosmic Gamma Rays* (NASA SP-249; Baltimore, MD: Mono Book Coop).
- Stecker, F. W., Baring, M. G., y Summerlin, E. J. (2007). Blazar γ -Rays, Shock Acceleration, and the Extragalactic Background Light. *ApJ*, 667(1):L29–L32.
- Stecker, F. W., Tsuruta, S., y Fazio, G. G. (1968). The Effects of the Decay of Nucleon Isobars and Hyperons on the Cosmic Gamma-Ray Spectrum. *ApJ*, 151:881.
- Stein, W. A., O’Dell, S. L., y Strittmatter, P. A. (1976). The BL Lacertae objects. *ARA&A*, 14:173–195.
- Stocke, J. T., Danforth, C. W., y Perlman, E. S. (2011). Broad Ly α Emission from Three Nearby BL Lacertae Objects. *ApJ*, 732(2):113.
- Superina, G., Benbow, W., Boutelier, T., Dubus, G., y Giebels, B. (2008). Discovery of VHE gamma-rays from the BL Lac object PKS 0548-322 with H.E.S.S. En *International Cosmic Ray Conference*, volumen 3 de *International Cosmic Ray Conference*, pp. 913–916.
- Tavecchio, F. (2014). On the hadronic cascade scenario for extreme BL Lacs. *MNRAS*, 438(4):3255–3262.
- Tavecchio, F., Ghisellini, G., Bonnoli, G., y Foschini, L. (2011). Extreme TeV blazars and the intergalactic magnetic field. *MNRAS*, 414(4):3566–3576.
- Tavecchio, F., Ghisellini, G., Ghirlanda, G., Costamante, L., y Franceschini, A. (2009). The hard TeV spectrum of 1ES 0229+200: new clues from Swift. *MNRAS*, 399(1):L59–L63.
- Tavecchio, F., Ghisellini, G., Ghirlanda, G., Foschini, L., y Maraschi, L. (2010). TeV BL Lac objects at the dawn of the Fermi era. *MNRAS*, 401(3):1570–1586.
- Tavecchio, F., Maraschi, L., y Ghisellini, G. (1998). Constraints on the Physical Parameters of TeV Blazars. *ApJ*, 509(2):608–619.
- Tavecchio, F. y Sobacchi, E. (2020). Anisotropic electron populations in BL Lac jets: consequences for the observed emission. *MNRAS*, 491(2):2198–2204.
- Ulrich, M.-H., Maraschi, L., y Urry, C. M. (1997). Variability of Active Galactic Nuclei. *ARA&A*, 35:445–502.
- Urry, C. M. y Padovani, P. (1995). Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei. *PASP*, 107:803.
- Wagner, R. M. (2008). Synoptic studies of 17 blazars detected in very high-energy γ -rays. *MNRAS*, 385(1):119–135.

- Waxman, E. y Bahcall, J. (1997). High energy neutrinos from cosmological gamma-ray burst fireballs. *Phys. Rev. Lett.*, 78:2292–2295.
- Zeng, H., Yan, D., y Zhang, L. (2014). Gamma-ray luminosity function of BL Lac objects. *MNRAS*, 441(2):1760–1768.
- Zheng, Y. G., Yang, C. Y., y Kang, S. J. (2016). Bethe-Heitler cascades as a plausible origin of hard spectra in distant TeV blazars. *A&A*, 585:A8.