

UNIVERSIDADE FEDERAL DE CAMPINA GRANDE PROGRAMA DE PÓS GRADUAÇÃO EM FÍSICA UNIDADE ACADÊMICA DE FÍSICA

Samuel Victor Bernardo da Silva

Modelagem numérica da distribuição de energia espectral de blazares detectados em raios gama

Campina Grande, Paraíba, Brasil

2025

Samuel Victor Bernardo da Silva

Modelagem numérica da distribuição de energia espectral de blazares detectados em raios gama

Dissertação realizada sob orientação do Prof. Dr. Luiz Augusto Stuani Pereira, apresentada à Unidade Acadêmica de Física em complemetação aos requisitos para obtenção do título de Mestre em Física.

Orientador: Professor Dr. Luiz Augusto Stuani Pereira

Campina Grande, Paraíba, Brasil2025

S586m	 Silva, Samuel Victor Bernardo da. Modelagem numérica da distribuição de energia espectral de blazares detectados em raios gama / Samuel Victor Bernardo da Silva. – Campina Grande, 2025. 123 f. : il. color.
	Dissertação (Mestrado em Física) – Universidade Federal de Campina Grande, Centro de Ciências e Tecnologia, 2025. "Orientação: Prof. Dr. Luiz Augusto Stuani Pereira". Referências.
	 Blazares. 2. Modelagem Numérica. 3. Raios Gama. 4. Neutrinos. Emissão de Radiação. 6. Núcleos Ativos de Galáxias (AGNs). Pereira, Luiz Augusto Stuani. II. Título.
FICHA C	CDU 52(043) TATALOGRÁFICA ELABORADA PELA BIBLIOTECÁRIA MEIRE EMANUELA DA SILVA MELO CRB-15/568

SEI/UFCG - 5257703 - PRPG-Folha de Assinatura para Teses e Dissertações



MINISTÉRIO DA EDUCAÇÃO UNIVERSIDADE FEDERAL DE CAMPINA GRANDE POS-GRADUACAO EM FISICA Rua Aprigio Veloso, 882, - Bairro Universitario, Campina Grande/PB, CEP 58429-900

FOLHA DE ASSINATURA PARA TESES E DISSERTAÇÕES

SAMUEL VICTOR BERNARDO DA SILVA

Modelagem numérica da distribuição de energia espectral de blazares detectados em raios gama

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física como pré-requisito para obtenção do título de Mestre em Física.

Aprovada em: 19/02/2025

Luiz Augusto Stuani Pereira

Presidente da Comissão e Orientador

Victor Ignacio Afonso Examinador Interno

Rita de Cássia dos Anjos Examinadora Externa



Documento assinado eletronicamente por **RITA DE CASSIA DOS ANJOS**, **Usuário Externo**, em 22/02/2025, às 17:01, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 8º, caput, da <u>Portaria SEI nº 002, de 25 de outubro de 2018</u>.



Documento assinado eletronicamente por Luiz Augusto Stuani Pereira, Usuário Externo, em 22/02/2025, às 17:25, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 8º, caput, da Portaria SEI nº 002, de 25 de outubro de 2018.

Dedico esse tabalho aos meus pais Mauricio Bernardo da Silva e Maria do Socorro Silva, a toda minha família pela ajuda durante todo o mestrado, e ao meu orientador Prof. Dr. Luiz Augusto pela amizade e por todos os ensinamentos.

Agradecimentos

- Ao Prof. Dr. Luiz Augusto Stuani, pelos ensinamentos acadêmicos e pessoais, pela orientação, dedicação e paciência durante todo o trabalho que realizamos. Pela inspiração e incentivo durante toda trajetória.
- Ao Prof. Dr. Victor Afonso e Rita de Cassia, pela correção e ajuda que recebi durante a fase de preparação desta dissertação.
- A todos os professores desta Unidade Acadêmica que contribuiram na a minha formação.
- Aos meu pai, Mauricio Bernardo da Silva e minha mãe, Maria do Socorro Silva, por toda dedicação a fim de me proporcionar a melhor educação possível e por sempre apoiar meus sonhos e conquistas.
- Aos meus avós, tios e tias pelo apoio, incentivo e dedicação para tornar meu sonho realidade. Em especial, ao meu tio José Edilson pelo constante suporte e incentivo durante minha trajetória acadêmica.
- A minha namorada, Millena Brandão, pelo apoio e companheirismo durante toda nossa trajetória.
- Ao colega de pós-graduação, Luan Castro Torres e funcionários, pelo suporte e ajuda durante o mestrado e a Unidade Acadêmica de Física pela grata convivência durante a minha permanência nesta Unidade.
- A todos os meus antigos professores que foram cruciais para minha formação.

"A mente humana é uma coisa incrível. Ela pode conceber a magnificência do firmamento e as complexidades dos componentes básicos da matéria. Porém, toda mente necessita de uma fagulha para atingir seu pleno potencial. A centelha da curiosidade e da dúvida. Muitas vezes essa centelha vem de um professor. (Breves Respostas para Grandes Perguntas, Stephen Hawking)

Resumo

Núcleos ativos de galáxias (AGNs, do inglês Activce Galactic Nuclei) são galáxias cujo núcleo emite uma enorme quantidade de energia com espectro não térmico (não estelar). Estes objetos astrofísicos estão entre os fenômenos mais energéticos do Universo. Numerosas subclasses de AGNs foram definidas com base em suas características observadas. Dentre elas, temos os blazares, que emitem jatos relativísticos orientados na direção da Terra. Estes jatos são feixes de matéria ionizada acelerados próximos à velocidade da luz, os quais irradiam energeticamente através de todo espectro eletromagnético. Modelar o espectro de emissão de radiação de blazares através dos processos radioativos de partículas carregadas relativísticas permite derivar a distribuição de energia espectral não térmica destas fontes para inferir informações sobre os mecanismos de aceleração de partículas na fonte, bem como investigar a composição do jato. Os blazares emitem radiação em todo espectro eletromagnético, desde rádio até raios gama altamente energéticos. A observação de raios gama de altas energias por diversos experimentos de detecção mostra que os blazares podem acelerar partículas a energias ultra-relativísticas. Entretanto, os mecanismos físicos responsáveis por acelerar partículas a altíssimas energias ainda não são bem compreendidos. A compreensão de tais mecanismos é fundamental, uma vez que a produção de radiação altamente energética está associada aos processos de aceleração de raios cósmicos ultra-energéticos, bem como à produção de neutrinos. A comparação de observações em múltiplos comprimentos de onda de blazares com modelos numéricos que calculam emissões radioativas da fonte representa a ferramenta principal para sondar a microfísica no interior da fonte e seus parâmetros físicos (como a região de emissão de radiação e o conteúdo de partículas). Deste modo, o respectivo trabalho de pesquisa tem por objetivo investigar a distribuição de energia espectral de fontes blazares detectadas em raios gama.

Palavras-chave: Blazares, Modelagem Numérica, Raios Gama, Neutrinos.

Abstract

Active galaxy nuclei (AGNs) are galaxies whose nucleus emits a huge amount of energy with a non-thermal (non-stellar) spectrum. These astrophysical objects are among the most energetic phenomena in the Universe. Numerous subclasses of AGNs have been defined based on their observed characteristics. Among them, we have the blazars, which emit relativistic jets oriented towards the Earth. These jets are beams of ionized matter accelerated close to the speed of light, which radiate energetically across the entire electromagnetic spectrum. Modeling the radiation emission spectrum of blazars through radioactive processes of relativistic charged particles allows us to derive the spectral distribution of non-thermal energy from these sources, to infer information about the particle acceleration mechanisms at the source, as well as to investigate the composition of the jet. Blazars emit radiation across the entire electromagnetic spectrum from radio to the highest energy gamma rays. The observation of high-energy gamma rays by several detection experiments shows that blazars can accelerate particles to ultra-relativistic energies. However, the physical mechanisms responsible for accelerating particles to very high energies are still not well understood. Understanding such mechanisms is fundamental since the production of the highest energy radiation is associated with the acceleration processes of the ultra high-energy cosmic rays, as well as the production of neutrinos. Comparison of multiwavelength observations of blazars with numerical models that calculate radioactive emissions from the source represents the main tool for probing the microphysics inside the source and its physical parameters (such as the radiation emission region and the particle content). Therefore, this research work aims to investigate the spectral energy distribution of AGN sources detected in gamma rays.

Keywords: Blazars, Numerical Modelling, Gamma Rays, Neutrinos.

Lista de ilustrações

Figura 1 –	Representação da solução de Schwarzchild. Fonte: Autor.	35
Figura 2 –	Solução de Schwarzschild nas coordenadas de Schwarzschild. Fonte: [55].	36
Figura 3 –	Solução de Schwarzschild nas coordenadas avançadas de Eddington-	
	Finkelstein. Fonte: [55].	37
Figura 4 –	Solução de Schwarzschild no parâmetro retardado de Eddington-Finkelstein.	
	Fonte: [55]	39
Figura 5 $-$	Colapso Gravitacional. Fonte: [55].	40
Figura 6 –	Solução de Reissner-Nordström $\epsilon^2 < m^2$ nas coordenadas avançadas de	
	Eddington-Finkelstein. Fonte: [55].	42
Figura 7 $-$	Horizonte de eventos no limite estacionário na superfície e o anel de	
	singularidade da solução de Kerr. Fonte: [55]	46
Figura 8 –	Solução de Kerr $\left(a^2 < m^2\right)$ nas coordenadas avançadas de Eddington-	
	Finkelstein. Fonte: [55]	47
Figura 9 $-$	Representação do modelo unificado das AGNs. Fonte: [87]. \ldots	54
Figura 10 –	Distribuição de energia espectral da fonte 1 ES 0414+009 em múltiplos	
	comprimentos de onda. Fonte: [106]	58
Figura 11 –	Distribuição de energia espectral da fonte 1 ES 1959+650 em múltiplos	
	comprimentos de onda. Fonte: [121]	60
Figura 12 –	Distribuição de energia espectral da fonte 1 ES 2344+514 em múltiplos	
	comprimentos de onda. Fonte: [132]	63
Figura 13 –	Reflexão em espelho de um feixe de elétrons mais intenso em um campo	
	magnético que converge para a direita. Observe que o centro guia (eixo	
	da espiral) do feixe refletido não coincide com o do feixe incidente. Isso	
	se deve ao desvio por gradiente e curvatura em um campo não uniforme.	
	Fonte: [134]	66
Figura 14 –	Modelo simplificado de um possível mecanismo de aceleração de Fermi	
	de primeira ordem. Fonte: [133]	69
Figura 15 –	Da esquerda para a direita, a figura mostra: a imagem HST do AGN	
	M87; uma representação esquemática da estrutura esperada do campo	
	magnético ao redor do disco de acreção e do buraco negro central (como	
	em [141]); uma representação esquemática da zona de reconexão com	
	os dois fluxos magnéticos convergentes de polaridade oposta em uma	
	configuração Sweet-Parker se aproximando um do outro com uma velo-	
	cidade de reconexão $V_R = V_{rec}$; e uma simulação MHD 3D de reconexão	
	magnética com turbulência injetada dentro da folha de corrente para	
	tornar a reconexão rápida (como em [142]). Autor:[139]	72

Figura 16 $-$	Representação da produção de radiação de um blazar. Fonte: Autor. $\ $.	76
Figura 17 –	Ilustração esquemática dos principais processos leptônico e hadrônico	
	(modelo lepto-hadrônico) que são incluídos em tratamento numérico da	
	distribuição de energia espectral de blazares. Fonte: [155]	77
Figura 18 –	Observação astronômica através do software Aladin. Fonte: [169]	87
Figura 19 –	Distribuição espectral de energia da fonte 1ES 0414+009 (lado esquerdo)	
	e sua posição no céu (lado direito). Fonte: [169].	87
Figura 20 –	Ajuste, via processo SSC, da distribuição de energia espectral da fonte	
	Markarian 421. Fonte: [173].	89
Figura 21 –	Ajuste, via processo EC, da distribuição de energia espectral da fonte	
	3C 454.3. Fonte: [174].	89
Figura 22 –	Distribuição de energia espectral do blazar PKS 1502+106 via software	
	AM^3 . Fonte: [177].	90
Figura 23 –	Amostragem de dados em múltiplos comprimentos de onda, desde rádio	
	até raios gama na faixa de tera-elétron-volts. Fonte: Autor	92
Figura 24 –	Amostragem de dados em múltiplos comprimentos de onda, desde rádio	
	até raios gama na faixa de tera-elétron-volts, após refazer a binagem.	
	Fonte: Autor.	93
Figura 25 –	Modelagem SSC para a fonte 1ES 0414+009. Fonte: Autor	94
Figura 26 –	Corner plot, via modelagem SSC, para a fonte 1ES 0414+009. Fonte:	
	Autor	95
Figura 27 –	Modelagem EC para a fonte 1ES 0414+009. Fonte: Autor	97
Figura 28 –	<i>Corner plot</i> , via modelagem EC, para a fonte 1ES 0414+009. Fonte:	
	Autor	99
Figura 29 –	Modelagem SSC para a fonte 1ES 1959+650. Fonte: Autor	102
Figura 30 –	Modelagem Lepto-Hadrônica para a fonte 1 ES 0414+009, usando em	
	conjunto o JetSeT e o AM ³ . Fonte: Autor. \ldots	103
Figura 31 –	<i>Corner plot</i> , via modelagem SSC com presença da galáxia hospedeira,	
	para a fonte 1ES 1959+650. Fonte: Autor.	105
Figura 32 –	Modelagem SSC para a fonte 1ES 2344+514. Fonte: Autor	107
Figura 33 –	Modelagem Lepto-Hadrônica para a fonte 1 ES 1959+650, usando em	
	conjunto o JetSeT e o AM^3 . Fonte: Autor	109
Figura 34 –	<i>Corner plot</i> , via modelagem SSC, para a fonte 1ES 2344+514. Fonte:	
	Autor.	110
Figura 35 –	Modelagem Lepto-Hadrônica para a fonte 1 ES 2344+514, usando em	
	conjunto o JetSeT e o AM^3 . Fonte: Autor	112

Lista de tabelas

Tabela 1 –	Localização astronômica da fonte 1 ES 0414+009. Fonte: Autor 57
Tabela 2 –	Localização astronômica da fonte 1 ES 1959+650. Fonte: Autor 61
Tabela 3 –	Localização astronômica da fonte 1 ES 2344+514. Fonte: Autor 62
Tabela 4 –	Dados do ajuste referente as modelagens SSC e EC para a fonte 1ES $\hfill \hfill \hfi$
	0414+009
Tabela 5 –	Energia, mínima, de quebra e máxima da fonte 1 ES 0414+009 . $\ .$ 100
Tabela 6 –	Dados do ajuste referente a modelagem SSC para a fonte 1 ES 1959+650.104
Tabela 7 $-$	Energia, mínima, de quebra e máxima da fonte 1 ES 1959+650. $\ .$ 104
Tabela 8 –	Dados do ajuste referente a modelagem SSC para a fonte 1 ES 2344+514.107
Tabela 9 –	Energia, mínima, de quebra e máxima da fonte 1 ES 2344+514 108

Lista de abreviaturas e siglas

AGNs	Active Galactic Nuclei
H.E.S.S	High Energy Stereoscopic System
MAGIC	Major Atmospheric Gamma Imaging Cherenkov
VERITAS	Very Energetic Imaging Telescope Array System
CTAO	Cherenkov Telescope Array Observatory
BL Lacs	BL Lacertaes
LAGN	Bolometric Luminosity of Galactic Nuclei
LINERS	Low-Ionization Nuclear Emission Line Region
IACTS	Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope
LSP	Low Synchrotron Peak
ISP	Intermediate Synchrotron Peak
HSP	High Synchrotron Peak
FSRQ	Flat Spectrum Radio Quasars
HEAO1	High Energy Astronomy Observatory
SSDC	Space Science Data Center
NRAO	National Radio Astronomy Observatory
SSC	Synchrotron Self-Compton
EHBL	Extreme High Synchrotron BL Lacertae
JetSeT	Jets SED Modeler and Fitting Tool
AM^3	Astrophysical Multi-Mensenger Modeling
ROSITA	Extended Roentgen Survey with an Imaging Telescope Array
EC	External Compton
CMB	Cosmic Microwave Background
MCMC	Markov-Chain Monte Carlo

Lista de símbolos

Γ	Letra maiúscula grega Gama
Λ	Letra grega maiúscula Lambda
ζ	Letra grega minúscula zeta
E	Pertence
μ	Letra grega minúscula mu
π	Letra grega minúscula pi
ρ	Letra grega minúscula rho
θ	Letra grega minúscula theta
ϕ	Letra grega minúscula phi
v	Letra grega minúscula upsilon
λ	Letra grega minúscula lambda
ϵ	Letra grega minúscula upsilon
Δ	Letra grega maiúscula Delta
δ	Letra grega minúscula delta
Φ	Letra grega maiúscula Phi
α	Letra grega minúscula alpha
∇	Nabla
au	Letra grega minúscula tau
β	Letra grega minúscula beta
∞	Infinito
\leq	Menor ou igual
±	Mais ou menos
<	Menor que

\sim	Aproximadamente
∂	Del
\simeq	Aproximadamente ou igual
\geq	Maior ou igual
γ	Letra grega minúscula gama
\propto	Proporcional

Sumário

1	INTRODUÇÃO	25
2	BURACOS NEGROS	29
2.1	O inicio e o Fim da Vida de uma Estrela	29
2.2	Desenvolvimento histórico	30
2.3	Buracos negros não rotacionais	33
2.4	Buracos negros Carregados	38
2.5	Buracos negros rotacionais	42
2.6	Aceleração de partículas por buracos negros	48
3	NÚCLEO ATIVO DE GALÁXIA	51
3.1	Modelo Unificado de AGNs	52
3.2	Blazar	55
3.3	1ES 0414+009	56
3.4	1ES 1959+650	57
3.5	1ES 2344+514	61
4	MECANISMOS DE ACELERAÇÃO DE PARTÍCULAS	65
4.1	Aceleração por Processos Estocásticos	65
4.1.1	Espelhos Magnéticos	65
4.1.2	Mecanismo de Aceleração de Fermi de Segunda Ordem	67
4.2	Aceleração por Ondas de Choque	68
4.2.1	Mecanismo de Aceleração de Fermi de Primeira Ordem	69
4.3	Reconexão Magnética	71
5	EMISSÃO DE RADIAÇÃO EM FONTES BLAZARES	75
5.1	Princípios Básicos	75
5.2	Modelo Leptônico	78
5.2.1	Radiação Síncrotron	78
5.2.2	Espalhamento Compton Inverso	80
5.3	Modelo Hadrônico	81
5.4	Interações de partículas presentes em jatos relativísticos	82
6	METODOLOGIA	85
6.1	Space Science Data Center (SSDC)	85
6.2	Firmamento	86
6.3	JetSeT	88

6.4	AM ³
7	RESULTADOS E DISCUSSÕES
7.1	1ES 0414+009
7.1.1	Modelagem Leptônica
7.1.1.1	Modelagem Leptônica SSC (Synchrotron Self-Compton)
7.1.1.2	Modelagem EC (Espalhamento Compton Externo)
7.1.2	Modelagem Lepto-Hadrônico
7.2	1ES 1959+650
7.2.1	Modelagem Leptônica
7.2.1.1	Modelagem SSC
7.2.2	Modelagem Lepto-Hadrônica
7.3	1ES 2344+514
7.3.1	Modelagem Leptônica
7.3.1.1	Modelagem SSC
7.3.2	Modelagem Lepto-Hadrônica
8	CONCLUSÃO
	REFERÊNCIAS

1 Introdução

A maioria dos núcleos ativos de galáxias (AGNs – sigla em inglês para Active Galactic Nuclei) [1, 2] apresenta uma emissão de energia da região central que não pode ser explicada como sendo gerada unicamente em estrelas. A energia emitida por uma AGN é gerada a partir da transformação da energia potencial gravitacional de matéria que é acretada a um buraco negro supermassivo através de um disco de acreção. As galáxias que "hospedam" estes núcleos são chamadas de galáxias ativas e são divididas em classes de acordo com suas propriedades intrínsecas e aparentes.

Numerosas subclasses de AGNs foram definidas com base em suas características observadas [3]. Dentre elas, temos os blazares. A interpretação deste tipo de AGN é que estamos observando uma rádio-galáxia de um ângulo de visada ao longo do jato relativístico que emana do núcleo. Grande parte da luminosidade do blazar se origina em jatos poderosos de material que se movem ao longo da linha de visão em direção à Terra a velocidades relativísticas. Os blazares sofrem um dos fenômenos mais violentos do universo e são um dos tópicos mais importantes em astronomia extragalática. Os jatos relativísticos [4, 5, 6] destes objetos astrofísicos irradiam energeticamente através de todo o espectro eletromagnético com seus jatos apontados para o observador. Essa orientação explica suas propriedades peculiares, especificamente a intensidade de seu brilho, e também distingue os blazares de outra classe de núcleo ativo de galáxia, os quasares. Por emitirem radiação em uma gama de frequência, do rádio aos raios gama, os blazares podem ser observados em baixa frequência (ondas de rádio) por radiotelescópios terrestres [7, 8] e em altas frequências (raios gama) por telescópios espaciais como o $Fermi^1$ [9] ou telescópios Cherenkov terrestres [10], como H.E.S.S. (*High Energy Stereoscopic System*)², MAGIC (Major Atmospheric Gamma Imaging Cherenkov)³ e VERITAS (Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System)⁴, e futuramente pelo CTAO (Cherenkov Telescope Array $Observatory)^5$.

Os blazares dominam o céu extragalático na região de altíssimas energias, sendo 70 de um total de 78 fontes extragaláticas de altíssima energia identificadas como blazares [11]. A distribuição espectral de energia de blazares mostra tipicamente duas componentes, uma que atinge o pico na faixa de energia do óptico a raios-X e é devido à radiação síncrotron de elétrons relativísticos, e uma outra que atinge o pico na faixa de energia de raios gama com uma origem que ainda é debatida, i.e., este segundo pico de emissão pode ser

¹ <https://fermi.gsfc.nasa.gov/>

² <https://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/>

³ <http://www.magic.iac.es/>

 $^{^4}$ <https://veritas.sao.arizona.edu/>

⁵ <https://www.cta-observatory.org/>

devido ao espalhamento Compton inverso de elétrons no jato relativístico [12, 13, 14, 15], à radiação síncrotron de prótons em campos magnéticos suficientemente altos [16, 17, 18], ou a mésons e léptons através da cascata iniciada por interações próton-próton ou prótonfóton [19, 20, 21]. Aproximadamente 50 dos blazares conhecidos em altíssimas energias pertencem à subclasse de objetos BL Lacertae com pico em alta frequência (HBLs, sigla em inglês para *high-synchrotron peaked BL Lacs*) para os quais a radiação síncrotron tem um pico de emissão em frequências acima de 10^{15} Hz [22].

A interpretação dos dados coletados de fontes astrofísicas, em especial blazares, por diferentes instrumentos de detecção de radiação eletromagnética é realizada por meio de modelagem computacional assumindo diferentes cenários de produção de radiação na fonte. A modelagem computacional nos permite obter a distribuição de energia espectral da fonte astrofísica desde ondas de rádio até raios gama. A região de mais alta energia do espectro de emissão da fonte (faixa de raios gama do espectro eletromagnético) ainda é um mistério a ser desvendado. Estudar os mecanismos físicos capazes de produzir radiação em altas energias é fundamental para compreender o limite de aceleração de partículas no interior da fonte, em qual região do jato ocorre a produção e emissão de radiação eletromagnética, bem como os mecanismos de absorção fóton-fóton nos campos de radiação interno e externo ao jato relativístico. Além do mais, como estamos falando de fontes que apresentam variabilidade temporal, a modelagem computacional nos auxilia na compreensão dos processos físicos que regem o comportamento temporal de blazares [23]. Esta abordagem de modelagem oferece uma perspectiva promissora para estudar os mecanismos de aceleração astrofísica e, finalmente, identificar as fontes de raios cósmicos, gamas e neutrinos. As AGNs e regiões de emissão em jatos relativísticos pertencem à classe mais promissora de aceleradores de raios cósmicos de energia ultra-alta [24]. Descobertas experimentais básicas de instrumentos recentes fornecem possíveis interpretações e restrições astrofísicas na fonte energética. Particular atenção é dada aos mecanismos de aceleração de raios cósmicos ultra energéticos em AGNs, incluindo aceleração de partículas próximas a buracos negros [25, 26], bem como aceleração de Fermi de primeira ordem em choques relativísticos e aceleração estocástica de partículas de cisalhamento em jatos de grande escala [27, 28, 29]. Argumenta-se que os dois últimos representam os mecanismos mais promissores e que os blazares fornecem um ambiente adequado para a aceleração dos raios cósmicos de ultra-alta energia [24, 30].

Observações da região de mais alta energia do espectro de emissão de blazares são cruciais para a caracterização da variabilidade temporal destas fontes [31]. Mesmo com o decorrer de inúmeras pesquisas realizadas para melhor compreender os vários aspectos cruciais da fenomenologia de blazares, muitas questões relacionadas aos processos físicos responsáveis pela aceleração de partículas relativísticas na fonte, bem como em qual região do jato ocorre a emissão de radiação, ainda não são claramente compreendidas [32]. Assim, investigar a física responsável pela emissão de radiação de blazares é fundamental para entender os fenômenos extremos que ocorrem no Universo. Esse feixe de radiação extremamente energético emitido pelo blazar traz informações sobre os campos cosmológicos que permeiam o Universo [33, 34] (a luz de fundo extragaláctica e o campo magnético extragaláctico), e também pode auxiliar na busca por novas partículas (partículas do tipo áxion [35, 36]) ou procurar violação da Invariância de Lorentz [37, 38] em altas energias.

O conteúdo abordado nesta dissertação é dividido da seguinte forma: no Capítulo 2 é feita uma apresentação histórica e teórica dos buracos negros, os quais são os "motores" muito eficientes e de altíssima potência, responsáveis pela emissão de radiação não térmica de fontes AGNs. No capítulo 3, o modelo unificado de AGNs é descrito, bem como o mecanismo de aceleração de Fermi descrito no capítulo 4, seguido de uma descrição detalhada dos blazares, os quais são o objeto central deste trabalho. Já no capítulo 5, detalham-se os mecanismos físicos de produção e emissão de radiação não térmica. Os softwares utilizados neste trabalho para a modelagem numérica de blazares via processos leptônicos (JetSeT) e lepto-hadrônicos (AM³) são descritos no capítulo 6. Já no capítulo 7 são abordadas as fontes blazares utilizadas neste trabalho e os resultados obtidos.

2 Buracos Negros

Este capítulo tem como intuito apresentar o ciclo da vida de uma estrela, do seu nascimento até a sua morte. Além do mais, é feita uma breve introdução histórica dos buracos negros e, posteriormente, discutidos os três tipos de soluções dentro da teoria da relatividade geral de Einstein dos buracos negros ministradas em cursos de graduação e pós-graduação nas universidades, sendo elas: buracos negros estáticos, buracos negros carregados e os buracos negros rotacionais. Ao final do capítulo, é discutida a aceleração de partículas ao redor de buracos negros. Partículas podem ser aceleradas a energias extremas nas imediações de buracos negros devido a diversos mecanismos físicos associados aos ambientes extremos encontrados nessas regiões.

2.1 O inicio e o Fim da Vida de uma Estrela

As estrelas nascem a partir de uma imensa quantidade de gás chamada de nebulosa, também conhecida como berçário de estrelas. Com certas condições iniciais, uma parte dessa nebulosa pode começar a colapsar sob sua própria gravidade [39]. Um dos critérios para que uma nebulosa desenvolva uma estrela é a massa de Jeans (M_J) . Desenvolvida em 1901 por Sir James Jeans¹, a massa de Jeans corresponde a massa mínima necessária para que a nuvem ultrapasse o limite de estabilidade e inicie o colapso gravitacional [40]:

$$M_J = \left(\frac{5KT}{\mu m_H G}\right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{3}{4\pi\rho}\right)^{\frac{1}{2}},\tag{2.1}$$

onde K é a constante de Boltzmann, T é a temperatura da nuvem em Kelvin, μ é a massa molecular média do gás, m_H é a massa do átomo de hidrogênio, G é a constante gravitacional e ρ é a densidade do gás.

Neste processo também encontramos o Teorema do Virial, formulado por Rudolf Julius Emanuel Clausius² em 1870 [41], usado primeiramente no contexto da teoria cinética dos gases e nos proporciona a relação entre as energias potencial e cinética de um sistema de partículas em equilíbrio. Em uma nuvem molecular que dará origem a uma estrela, o Teorema do Virial relaciona a energia cinética total e a energia potencial gravitacional da nuvem. Nesse contexto, caso essa condição de equilíbrio for violada pela presença de

¹ Sir James Jeans foi um astrônomo e matemático nasceu em 11 de setembro de 1877 e faleceu em 16 de setembro de 1946, ganhador do Prêmio Smith (1901), Prêmio Adams (1917) e da Medalha Real (1919).

² Rudolf Clausius foi um físico e matemático alemão conhecido como um dos pais da termodinâmica, nascido em 2 de janeiro de 1822, faleceu em 24 de agosto de 1888 foi ganhador da Medalha Copley (1879) e do Prêmio Poncelet (1882).

uma força externa, a nuvem pode entrar em colapso, dando início ao processo de formação estelar.

Conforme a região se contrai, a matéria se acumula em regiões mais densas, formando o que é conhecido como uma protoestrela³. À medida que a protoestrela se contrai, a temperatura e a pressão em seu núcleo aumentam. Quando a temperatura atinge cerca de 10 milhões de graus Celsius, as condições tornam-se adequadas para a fusão nuclear do hidrogênio em hélio. Assim, com o aumento da temperatura, suficiente para manter a fusão sustentada do hidrogênio, a estrela se forma e permanece estável.

Quando o hidrogênio se esgota, após incontáveis processos de fusão nuclear, a estrela começa a evoluir, passando por estágios subsequentes de fusão nuclear, que eventualmente levam à formação de elementos mais pesados, podendo chegar a elementos como o ferro. Assim, a massa da estrela vai se concentrando cada vez mais no seu centro, tornando-a cada vez mais densa, provocando deste modo uma transformação no estado da estrela, cujo destino final depende de sua massa inicial.

O fim de uma estrela depende da massa inicial da mesma. Para massas entre $0, 8M_{\odot}$ e $10M_{\odot}$, em que M_{\odot} é a massa solar, a estrela se tornará uma anã branca, com massa próxima ou maior que a do Sol, mas com diâmetros comparáveis ao da Terra. Já para massas acima de $10M_{\odot}$ a $25M_{\odot}$, as estrelas transformam-se em estrelas de nêutrons, que são corpos celestes superdensos, de dimensões reduzidas (raio da ordem de 20 km), extremamente quentes e que giram em alta velocidade. Para massas superiores a $25M_{\odot}$, o núcleo da estrela colapsa completamente, até formar um buraco negro [39].

2.2 Desenvolvimento histórico

A primeira menção ao termo buraco negro foi dada em 1969 por John Wheeler⁴, contudo essa não foi a primeira ideia de um buraco negro. A primeira ideia surgiu no século XVIII com dois cientistas, o primeiro John Michell⁵ em 1784 no seu artigo publicado no *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* [42], onde o mesmo afirmou que estrelas com uma grande quantidade de massa poderiam exercer uma força gravitacional tão intensa que poderia deformar a trajetória da luz, podendo diminuir sua velocidade. Já o segundo, o matemático francês Pierre-Simon, mais conhecido como Marquês de Laplace⁶ publicou nas duas primeiras edições de seu livro intitulado "Exposição do Sistema do

³ Uma Protoestrela é um protótipo de estrela, ou seja, um objeto candidato que se tornará estrela caso sua massa seja grande o suficiente.

⁴ Físico estadunidense, nascido em 9 de julho de 1911 e faleceu em 13 de abril de 2003, ganhador de mais de 10 medalhas e prêmios como o prêmio Albert Einstein em 1965.

 $^{^5\,}$ John Michel foi um filósofo naturalista, clérigo e geólogo inglês, nascido em 25 de dezembro de 1724 e falecido em 29 de abril de 1793.

⁶ Nascido em 23 de março de 1749 com falecimento em 5 de março de 1827, foi um físico, matemático e astrônomo francês, criador da transformada de Laplace e operador diferencial de Laplace.

Mundo" [43], de forma independente ao trabalho de Michael, que se uma estrela possui um campo gravitacional muito intenso, nem mesmo a luz conseguiria escapar da sua atração gravitacional. Deste modo, a estrela não poderia ser observada, sendo nomeada portanto de "estrela escura". Anos mais tarde, foi nomeada de buraco negro.

As teorias dadas por Michaell e Laplace eram baseadas na lei da gravitação de Newton⁷ publicada em 1687 [44]. Contudo, surgia uma dúvida: como a gravitação newtoniana poderia afetar a luz? Que na época era fortemente defendida como uma onda. Apenas no século XX, com o desenvolvimento da teoria da relatividade geral pelo físico alemão Albert Einstein⁸ em 1915 [45] foi possível melhorar os estudos das "estrelas escuras".

Já em 1928, o indiano Subrahmanyan Chandrasekhar⁹ foi para a Inglaterra realizar a sua pós-graduação com o professor Arthur Eddington¹⁰. Chandrasekhar se perguntou quão grande o raio de uma estrela poderia ser para que a mesma pudesse se sustentar contra a sua própria gravidade, depois de ter consumido todo o seu combustível.

Após o consumo do combustível da estrela, a força gravitacional passa a prevalecer e a estrela começa a encolher, fazendo com que as partículas no interior da estrela fiquem cada vez mais próximas umas das outras. Entretanto, devido ao princípio de exclusão de Pauli, apresentado em 1925 pelo físico austríaco Wolfgang Pauli¹¹, dois ou mais férmions não podem ocupar o mesmo estado quântico dentro do mesmo sistema [46]. Quanto mais próximas as partículas estiverem entre si, mais diferentes serão os sentidos de suas velocidades, fazendo com que as mesmas se separem. Assim, Chandrasekhar chegou à conclusão de que, quanto mais próximas as partículas estiverem, devido ao princípio da exclusão de Pauli, a estrela deveria se expandir. Com o processo de expansão, haveria um equilíbrio entre a força gravitacional e a pressão devido ao princípio da exclusão de Pauli no interior da estrela, fazendo com que a mesma tenha um raio fixo. Chandrasekhar pensou se haveria algum corpo denso o suficiente, com uma gravidade tão forte que venceria a repulsão causada pelo princípio de exclusão.

Chandrasekhar percebeu que existe um limite máximo para a massa de uma estrela, além do qual a pressão de degenerescência dos elétrons (uma força que impede que os elétrons sejam comprimidos além de certo ponto) não é mais capaz de contrabalançar a força da gravidade. Quando a massa da estrela ultrapassa esse limite, a gravidade se torna

⁷ Isaac Newton, nascido em 4 de janeiro de 1643 e teve seu falecimento em 31 de março de 1727, formulou a base para mecânica clássica, óptica e gravitação.

⁸ Popularmente conhecido pela teoria da relatividade geral e restrita, nascido em 14 de março de 1879 e faleceu em 18 de abril de 1955, foi ganhador do prêmio nobel de 1921.

⁹ Físico indiano nascido em 19 de outubro de 1910 e veio a falecer em 21 de agosto de 195, ganhador do prêmio nobel de 1983.

¹⁰ Astrofísico britânico nascido em 28 de dezembro de 1882 e veio a falecer em 22 de novembro de 1944, foi ganhador da Medalha de Ouro da Royal Astronomical Society.

¹¹ Nascido em 25 de abril de 1900 vindo a falecer em 15 de dezembro de 1958, recebeu o prêmio nobel em 1945.

dominante, levando a um colapso gravitacional.

Essa massa corresponde a aproximadamente $\frac{3}{2}M_{\odot}$, a qual leva o nome de massa de Chandrasekhar e é um conceito importante em toda a Evolução Estelar [47]. Esse limite é hoje conhecido como limite de Chandrasekhar [48]. Na mesma época, um físico russo chamado de Lev Davidovich Landau¹² [49] fez uma descoberta semelhante.

O limite de Chandrasekhar representa a máxima massa possível para uma estrela do tipo anã branca¹³ suportada pela pressão de degenerescência de elétrons. Vale ressaltar que existem hoje fortes evidências da existência de massas bem maiores que $\frac{3}{2}M_{\odot}$, obtidas por métodos variados, e que mostram que a distribuição de massas é mais complexa [50] que um simples máximo centrado naquela massa [47]. Landau percebeu que estrelas com massa entre $1M_{\odot}$ e $2M_{\odot}$ se sustentariam pelo princípio da exclusão a partir da exclusão de prótons e nêutrons e seriam estrelas cujos raios não passariam de alguns quilômetros, diferentemente de anãs brancas, cujo raio é da ordem de milhares de quilômetros. Essas estrelas receberam o nome de estrelas de nêutrons.

Entretanto, havia um grande problema: o que aconteceria se tivéssemos uma estrela que superasse drasticamente o limite de Chandrasekhar? Nesse caso, o princípio da exclusão de Pauli seria violado e assim teríamos que todas as partículas migrariam para o centro da estrela, a qual teria uma densidade tendendo ao infinito e um tamanho tendendo próximo ao zero. Contudo, a comunidade científica não se agradou muito da ideia de Chandrasekhar de estrelas com raio zero e, após várias críticas, o mesmo colocou de lado essa pesquisa e foi se dedicar a outras [51].

Quem veio a dar continuidade ao entendimento de estrelas desse tipo foi o físico estadunidense Robert Oppenheimer¹⁴ em 1939 [52]. O trabalho de Oppenheimer foi deixado de lado por um bom tempo devido ao início da Segunda Guerra Mundial e, redescoberto apenas por volta de 1960, quando o interesse por problemas em grande escala na astronomia e cosmologia aumentou. Oppenheimer afirmou que o campo gravitacional de uma estrela afeta a trajetória dos raios de luz no espaço-tempo [53], já que, com o desenvolvimento da relatividade geral, sabemos agora que a gravidade é a deformação do tecido do espaço-tempo. Isso poderia ser visto em um eclipse solar total, onde teríamos a possibilidade de observar estrelas que normalmente estariam atrás do Sol e, logo, não seriam observadas.

A compreensão da física dos buracos negros começa com a teoria da relatividade geral de Albert Einstein. Esta teoria descreve como a gravidade surge devido à curvatura

 $^{^{12}\,}$ Nascido em 22 de janeiro de 1908, falecido em 1 de abril de 1968, foi ganhador do prêmio nobel de 1962, dentre outras premiações.

¹³ Anã branca é um remanescente estelar composto principalmente por matéria eletronicamente degenerada.

¹⁴ Conhecido como "Pai da bomba atômica" faleceu em 18 de fevereiro de 1967 aos 62 anos, foi ganhador do prêmio Enrico Fermi de 1963.

do espaço-tempo causada pela presença de massa e energia. Para os buracos negros, a teoria da relatividade geral prediz a existência de singularidades, regiões de densidade infinita no centro do buraco negro, e horizontes de eventos, fronteiras além das quais nada pode escapar da atração gravitacional do buraco negro.

2.3 Buracos negros não rotacionais

A partir da teoria da relatividade, foram desenvolvidos diversos trabalhos tentando explicar os possíveis tipos de buracos negros; os mais conhecidos são os buracos negros não rotacionais, carregados e rotacionais.

A partir da equação de campo de Einstein dada por:

$$G^{ab} = \frac{8\pi G}{c^4} T^{ab},\tag{2.2}$$

onde temos que G^{ab} é o tensor de Einstein E T^{ab} é o tensor de energia-momento. Em alguns momentos consideraremos que G e C são iguais a 1. A Eq. (2.2) descreve como a matéria e a energia influenciam a curvatura do espaço-tempo.

O físico alemão Karl Schwarzschild¹⁵ a partir de derivações da equação de campo de Einstein (2.2) para relatividade geral, conseguiu apresentar a métrica para o caso de um objeto supermassivo, esférico e não rotacional, também conhecida como o elemento de linha de Schwarzschild dada pela equação [54]:

$$ds^{2} = (1 - 2m/r)dt^{2} - (1 - 2m/r)^{-1}dr^{2} - r^{2}(d\theta^{2} + \sin^{2}\theta d\phi).$$
(2.3)

A métrica de Schwarzschild é caracterizada por um sistema de coordenadas (t, r, θ, ϕ) , onde temos que:

$$g^{00} = (1 - \frac{2m}{r})^{-1}, g^{11} = -(1 - \frac{2m}{r}), g^{22} = -\frac{1}{r^2}, g^{33} = -\frac{1}{r^2 \sin^2 \theta},$$
(2.4)

pode ser visto que para $x^0 = t$, temos a coordenada temporal e para x^1 é uma coordenada espacial, desde que r > 2m, temos que $x^2 = \theta$ e $x^3 = \phi$, são coordenadas espaciais. Temos que a métrica não depende explicitamente de t e não temos termos mistos envolvendo dt, assim a solução se torna estática. Como pode ser visto em [55] a coordenada r é um parâmetro radial que possui a propriedade de que a 2-esfera, para t=constante e r=constante, onde o elemento de linha é dado como:

$$ds^2 = -r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2). \tag{2.5}$$

 $^{^{15}\,}$ Considerado um dos pais da astrofísica moderna, Karl Schwarzschild nasceu em 9 de outubro de 1873 e faleceu em 11 de maio de 1916.

Contudo, as coordenadas apresentadas para a solução de Schwarzschild têm um problema, para $\theta = 0$ e $\theta = \pi$, temos uma degenerescência. Mas essa degenerescência pode ser removida introduzindo coordenadas cartesianas (x, y, z) a esses pontos, os quais são chamados de singularidades de coordenadas por apresentarem as deficiências que existem no sistema de coordenadas usado; com isso, as mesmas se tornam removíveis [55].

Se observarmos melhor, existem outros pontos nos quais a solução se torna degenerada; eles são: r = 2m e r = 0. Para o valor dado por r = 2m temos uma hiper-superfície que indica que o tensor de Riemann é invariante; para essa região temos o que é chamado de raio de Schwarzschild.

A região do espaço em torno de um buraco negro, caracterizada por r = 2m, é conhecida como horizonte de eventos, porque representa a fronteira de todos os eventos que podem, em princípio, ser observados por um observador inercial externo [55]. Nesse ponto, o desvio para o vermelho (*redshift*) da fonte é infinito. O horizonte de eventos marca o limiar além do qual nenhuma informação pode escapar de um corpo próximo ao buraco negro. Ao atravessar o horizonte de eventos, nada mais consegue sair, nem mesmo a luz. Assim, tudo que acontece no interior do horizonte de eventos não pode afetar o exterior.

Já para r = 0, temos a singularidade local, ocasionando em um ponto no espaço onde a densidade tende ao infinito. Assim, a interpretação para a solução de Schwarzschild é para um elemento onde r > 2m (vide Figura 1).

Sendo assim, podemos dividir a região da hiper-superfície em duas partes; a primeira é para uma região onde $2m < r < \infty$, nesse caso temos as coordenadas espaciais e temporais bem definidas. Já na segunda região, 0 < r < 2m, temos que a coordenada espacial (r) inverte e se transforma em temporal, enquanto a coordenada temporal (t) se transforma em espacial. Isto pode ser observado melhor em um diagrama do espaço-tempo.

Na Figura 2, temos um desenho do diagrama do espaço-tempo da solução de Schwarzschild nas coordenadas de Schwarzschild em duas dimensões [55].

Este diagrama do espaço-tempo é representado para um valor de $\theta \in \phi$ fixo, logo são os mesmos em todo o diagrama. Assim, as coordenadas $t \in r$ que formam o diagrama representam em cada ponto uma 2-esfera com área $4\pi r^2$. Vemos que os cones de luz só começam a se inclinar quando passam da segunda região (r < 2m), pois justamente é nessa região que temos a inversão das características das coordenadas entre $t \in r$.

Logo, a métrica descrita por Schwarzschild apresenta essa variação das características, mas será que teria como reorganizar as coordenadas para termos uma métrica que a resposta nos daria uma única região? Para isso, podemos usar as coordenadas de Eddington-Finkelstein, onde faremos uma transformação na coordenada temporal de tpara um \bar{t} dado por:


Figura 1 – Representação da solução de Schwarzchild. Fonte: Autor.

$$\bar{t} = t + 2m\ln(r - 2m).$$
 (2.6)

Ao diferenciarmos (2.6) vamos obter:

$$d\bar{t} = dt + \frac{2m}{r - 2m}dr,\tag{2.7}$$

com isso, aplicando na métrica de Schwarzschild, temos a forma de Eddington-Finkelstein:

$$ds^{2} = (1 - \frac{2m}{r})d\bar{t}^{2} - \frac{4m}{r}d\bar{t}dr - (1 + \frac{2m}{r})dr^{2} - r^{2}(d\theta^{2} + \sin^{2}\theta d\phi).$$
(2.8)

A forma de Eddington-Finkelstein foi desenvolvida inicialmente por Arthur Stanley Eddington¹⁶ [56] e depois aperfeiçoada por Finkelstein¹⁷ [57].

Ao utilizar essa métrica temos agora uma única região, $0 < r < \infty$, também conhecida como extensão analítica da Eq. (2.3). Por inversão da variável temporal,

¹⁶ Astrônomo britânico, ganhador da Medalha da Rainha 1928, nasceu em 28 de dezembro de 1882 e faleceu em 22 novembro de 1944.

¹⁷ Nascido em 19 de julho de 1929 veio a falecer em 24 de janeiro de 2016, foi um físico estadunidense, professor da Instituto de Tecnologia da Georgia.



Figura 2 – Solução de Schwarzschild nas coordenadas de Schwarzschild. Fonte: [55].

observamos que não existe mais simetria no tempo. Para conseguir obter novamente a simetria, introduzimos uma coordenada temporal diferente:

$$t^* = t - 2m\ln(r - 2m), \tag{2.9}$$

podemos reescrever a métrica adicionando uma coordenada nula $v = t^* + r$, assim temos:

$$ds^{2} = (1 - \frac{2m}{r})dv^{2} - 2dvdr - r^{2}(d\theta^{2} + \sin^{2}\theta d\phi^{2}).$$
(2.10)

Essa nova métrica é chamada de coordenadas avançadas de Eddington-Finkelstein [57]. Com isso, temos uma alteração no diagrama do espaço-tempo com a nova métrica, conforme mostra a Figura 3.

Com esse novo diagrama podemos observar uma melhor explicação da passagem dos cones de luz de r = 2m para r = 0, o que na figura 2 (diagrama em coordenadas de Schwarzschild) não mostrava explicitamente por serem apresentadas como duas regiões diferentes. Pode-se observar a passagem de um fóton entrando no horizonte de eventos até ser arrastado diretamente para a singularidade. Assim, a partir do diagrama da figura 4,



Figura 3 – Solução de Schwarzschild nas coordenadas avançadas de Eddington-Finkelstein. Fonte: [55].

podemos observar que as curvas temporais sempre atravessam da primeira região para a segunda, sendo impossível fazer o caminho contrário.

Logo, o horizonte de eventos dado por Schwarzschild é absoluto. Existe uma separação do que acontece fora e dentro do horizonte para o observador. Com a aplicação de uma coordenada nula diferente, podemos obter o que é conhecido como parâmetro de tempo retardado dado por:

$$w = t^* - r. (2.11)$$

Esse parâmetro nos possibilita observar um novo elemento de linha dado por:

$$ds^{2} = \left(1 - \frac{2m}{r}\right)dw^{2} + 2dwdr - r^{2}(d\theta^{2} + \sin^{2}\theta d\phi^{2}).$$
(2.12)

A solução dada pela Eq. (2.12), também conhecida como parâmetro retardado de tempo, ainda nos possibilita observar uma única região, $0 < r < \infty$, nos mostrando a forma inversa da solução avançada de Eddington-Finkelstein [57]. Devido a isso, temos o que é chamado de "buraco branco", o qual consiste numa representação contrária do buraco negro. Teoricamente, teríamos um corpo que ejetaria a matéria, que, por ventura, entraria no buraco negro. Alguns autores acreditam que o buraco branco é uma transição do buraco negro, através de um processo de tunelamento quântico como é explicado em [58].

No diagrama do espaço-tempo, mostrado na Figura 4, para o buraco branco, vemos as curvas temporais saindo da singularidade, indo em direção ao horizonte de eventos.

A Figura 5 mostra um diagrama espaço-temporal tridimensional do colapso gravitacional, demonstrando assim a formação do horizonte de eventos bem como a singularidade. Em geral, nesta seção, foi possível observar brevemente os buracos negros não rotacionais e suas propriedades, sendo essa a mais simples representação dos buracos negros.

2.4 Buracos negros Carregados

Nesta seção introduziremos carga elétrica ao nosso buraco negro estático. Para chegarmos à métrica para os buracos negros estáticos Schwarzschild, partimos das equações de campo de Einstein. Entretanto, essas equações de campo não levam em consideração a carga elétrica presente; portanto, precisamos partir das equações de campo de Einstein-Maxwell¹⁸ [59]:

$$G_{ab} = 8\pi T_{ab},\tag{2.13}$$

¹⁸ James Clerk Maxwell foi um físico nascido em 13 de junho de 1831 faleceu em 5 de novembro de 1879, amplamente conhecido pelo desenvolvimento do eletromagnetismo moderno.



Figura 4 – Solução de Schwarzschild no parâmetro retardado de Eddington-Finkelstein. Fonte: [55].

onde temos que T_{ab} é o tensor energia-momento de Maxwell, e considerando uma simetria esférica temos que as coordenadas são dadas por (t, r, θ, ϕ) . Assim, podemos definir a métrica como [55]:

$$ds^{2} = e^{\upsilon} dt^{2} - e^{\lambda} dr^{2} - r^{2} (d\theta^{2} + \sin^{2} \theta d\phi^{2}), \qquad (2.14)$$

onde $v \in \lambda$ são funções que dependem de $t \in r$. Como estamos tratando de buracos negros estáticos, $v \in \lambda$ são apenas funções de r. Consideramos aqui que a partícula carregada está situada na origem das coordenadas, sendo assim, o campo elétrico é apenas radial, definido por:

$$E = e^{\frac{1}{2}(\nu+\lambda)} \frac{\epsilon}{r^2},\tag{2.15}$$

onde ϵ é uma constante de integração. Assumindo que a solução é assintoticamente plana, temos as seguintes condições $v, \lambda \to 0$ para $r \to \infty$. Assim, temos que $E \sim \epsilon/r^2$. Esse resultado é semelhante ao campo elétrico de uma carga ϵ situada na origem. Logo, podemos interpretar que ϵ é a carga da partícula.



Figura 5 – Colapso Gravitacional. Fonte: [55].

Usando a Eqs. (2.14) e (2.15) e aplicando-as na equação que define o tensor energia-momento de Maxwell, temos [45]:

$$T_{ab} = \frac{1}{4\pi} \left(-g^{cd} F_{ac} F_{bd} + \frac{1}{4} g_{ab} F_{cd} F^{cd} \right).$$
(2.16)

Deste modo, descobrimos quanto vale exatamente a Eq. (2.16) e aplicamos na equação de campo a fim de obter a métrica conhecida como a solução de Reissner-Nordström, que foi desenvolvida a partir do trabalho de Reissner¹⁹ [59] e Nordström²⁰ [60], a qual é dada por:

$$ds^{2} = \left(1 - \frac{2m}{r} + \frac{\epsilon^{2}}{r^{2}}\right)dt^{2} - \left(1 - \frac{2m}{r} + \frac{\epsilon^{2}}{r^{2}}\right)^{-1}dr^{2} - r^{2}(d\theta^{2} + \sin^{2}\theta d\phi^{2}),$$
(2.17)

onde para $\epsilon = 0$ temos novamente a solução de Schwarzschild.

¹⁹ Hans Jacob Reissner foi um físico alemão nascido em 18 de janeiro de 1874 faleceu em 2 de outubro de 1967, aluno de Max Planck enquanto esteve na Alemanha, foi preofessor da Universidade Técnica de Aachen.

²⁰ Gunnar Nordström foi um físico finlandês, nasceu em12 de março 1881 faleceu em 24 de dezembro 1923, conhecido por resolver as equações de campo de Einstei.

Tendo definido a métrica, podemos então observar o diagrama do espaço-tempo para os buracos negros carregados. Para isso, precisamos observar os coeficientes apresentados pela métrica:

$$g_{00} = -(g_{11})^{-1} = 1 - \frac{2m}{r} + \frac{\epsilon^2}{r^2} = \frac{Q(r)}{r^2},$$
 (2.18)

onde temos que:

$$Q(r) = r^2 - 2mr + \epsilon^2. (2.19)$$

portanto, o discriminante de Q(r), dado por $\Delta = m^2 - \epsilon^2$, é apenas negativo quando $\epsilon^2 > m^2$ e positivo para todos os valores de r e pelo fato de não possuir raízes reais, Q(r) resulta positivo para todo r, incluso em r = 0, onde vale ϵ . Logo, em r = 0 a componente g^{00} da métrica diverge e temos uma singularidade.

Entretanto, para $\epsilon^2 \leq m^2$, temos que as singularidades existem para dois raios nos quais Q(r) se anula, isto é:

$$r \pm = m \pm (m^2 - \epsilon^2)^{\frac{1}{2}}.$$
(2.20)

Previamente, para os buracos negros não rotacionais definimos duas regiões, as quais posteriormente se tornaram apenas uma. Já nos buracos negros carregados é possível observar três regiões[55]:

- Primeira Região: $r_+ < r < \infty$.
- Segunda Região: $r_{-} < r < r_{+}$.
- Terceira Região: $0 < r < r_{-}$.

Logo, temos três regiões definidas em que cada uma é totalmente desconectada da outra. Isso pode ser observado nos cones de luz, os quais possuem orientações totalmente divergentes em cada lado da hiper-superfície. Pode-se observar também que se $\epsilon^2 = m^2$, a segunda região não irá existir, voltando novamente a termos duas regiões. Na situação em que $r = r_+$, temos o caso muito similar ao de Schwarzschild em que r = 2m.

Para o caso em que $\epsilon^2 < m^2$, temos uma alteração no nosso elemento de linha. Definindo $r > r_+$, surge uma nova coordenada temporal dada por:

$$\bar{t} = t + \frac{r_+^2}{r_+ - r_-} ln(r - r_+) - \frac{r_-^2}{r_+ - r_-} ln(r - r_-), \qquad (2.21)$$

e assim, temos um novo ds:

$$ds^{2} = (1 - f)d\bar{t}^{2} - 2f d\bar{t} dr^{2} - r^{2}(d\theta^{2} + \sin^{2}\theta d\phi^{2}), \qquad (2.22)$$

sendo f dado por:

$$f = \frac{2m}{r} - \frac{\epsilon^2}{r^2}.$$
(2.23)

Na região onde $r = r_+$ (veja Figura 6), a inclinação das linhas de luz se torna infinita, sugerindo a presença de um horizonte de eventos, impedindo, portanto, a fuga da luz. Na região II, as curvas indicam movimento em direção à singularidade r = 0. Já na região III, as curvas diminuem até cruzar o eixo r, indicando um comportamento diferente.



Figura 6 – Solução de Reissner-Nordström $\epsilon^2 < m^2$ nas coordenadas avançadas de Eddington-Finkelstein. Fonte: [55].

2.5 Buracos negros rotacionais

Por último temos os buracos negros rotacionais e suas características. Os buracos negros com rotação foram introduzidos pela solução de Kerr, desenvolvida pelo matemático neozelandês Roy Kerr²¹ [61].

²¹ Nascido em 16 de Maio de 1934, atualmente está com 90 anos, foi ganhador da medalha Albert Einstein de 2013 entre outros prêmios.

A partir da solução de Eddington-Finkelstein (Eq. (2.10)) é possível obter a seguinte solução para os buracos negros rotacionais [55]:

$$ds^{2} = \left(1 - \frac{2mr}{\rho^{2}}\right)dv^{2} - 2dvdr + \frac{2mr}{\rho^{2}}(2a\sin^{2}\theta)dvd\overline{\phi}^{2} + 2a\sin^{2}\theta drd\overline{\phi} - \rho^{2}d\theta^{2} - \left((r^{2} + a^{2})\sin^{2}\theta + \frac{2mr}{\rho^{2}}(a^{2}\sin^{4}\theta)\right)d\overline{\phi}^{2},$$

$$(2.24)$$

onde temos que:

$$\rho^2 = r^2 + a^2 \cos^2 \theta. \tag{2.25}$$

A solução dada pela Eq. (2.24) é chamada de forma avançada de Eddington-Finkelstein da solução de Kerr [62]. Pode-se obter um análogo à solução de Schwarzschild fazendo uma mudança de coordenadas para (t, r, θ, ϕ) .

$$dv = d\bar{t} + dr = dt + \frac{2mr + \Delta}{\Delta}dr, \qquad (2.26)$$

$$d\overline{\phi} = d\phi + \frac{a}{\Delta}dr \tag{2.27}$$

para:

$$\Delta = r^2 - 2mr + a^2. \tag{2.28}$$

Ao fazer essas alterações, chegamos à solução de Kerr na forma de Boyer-Lindquist²² [61]:

$$ds^{2} = \frac{\Delta}{\rho^{2}} (dt - a\sin^{2}\theta d\phi)^{2} - \frac{\sin^{2}\theta}{\rho^{2}} [(r^{2} + a^{2})d\phi - adt]^{2} - \frac{\rho^{2}}{\Delta} dr^{2} - \rho^{2} d\theta^{2}.$$
(2.29)

A solução de Kerr propriamente dita é dada pelo sistema cartesiano de coordenadas:

$$\begin{cases} \bar{t} = \upsilon - r, \\ x = r \sin \theta \cos \phi + a \sin \theta \sin \phi, \\ y = r \sin \theta \sin \phi - a \sin \theta \cos \phi, \\ z = r \cos \theta. \end{cases}$$
(2.30)

Assim, obtemos a solução de Kerr:

$$ds^{2} = d\bar{t}^{2} - dx^{2} - dy^{2} - dz^{2} - \frac{2mr^{3}}{r^{4} + a^{2}z^{2}} \left(d\bar{t} + \frac{r}{a^{2} + r^{2}}(xdx + ydy) + \frac{a}{a^{2} + r^{2}}(ydx - xdy) + \frac{z}{r}dz \right)^{2}$$
(2.31)

²² Robert H. Boyer foi um matemático e físico inglês que nasceu em 11 de dezembro de 1932 e faleceu em 1 de agosto de 1966.

Várias soluções foram apresentadas para os buracos negros rotacionais, e a utilização de cada uma delas depende do que se é solicitado. Usualmente, a equação de Boyer-Lindquist, Eq. (2.29), é a mais usada por depender apenas de dois parâmetros, $a \in m$. Quando a = 0, temos a equação de Schwarzschild, conhecida como limite de Schwarzschild. Além disso, m é o valor da massa geométrica do buraco negro, por isso descreveremos a singularidade e o horizonte de eventos a partir da equação de Boyer-Lindquist.

Outra característica importante é que essa solução é independente de ϕ e t, sendo assim, a solução se torna axialmente simétrica com o campo vetorial de Killing $\frac{\partial}{\partial \phi}$. Deste modo, solução se torna estacionária na região onde $r > r_{s+}$ para o vetor de Killing $\frac{\partial}{\partial t}$. Portanto, temos que as propriedades físicas do espaço-tempo não mudarão devido à rotação do buraco negro. Uma solução axialmente simétrica ocorre quando um dos eixos de rotação é fixo, nesse caso este eixo é o eixo z ou $\theta = 0$, logo, no eixo z a solução se torna invariante sob a rotação em torno desse eixo. Como a solução de Kerr representa um campo de vácuo exterior com uma fonte de rotação no centro, temos que a está relacionado à velocidade angular, enquanto ma é o momento angular.

Calculando o invariante de Riemann²³ $R^{abcd}R_{abcd}$, ocorre uma divergência quando $\rho \to 0$, implicando que para $\rho = 0$, temos a singularidade intrínseca ao buraco negro. Assim, pela Eq. (2.25) temos que isso só é possível quando r = 0 e cos $\theta = 0$. Esta singularidade é considerada como um anel de raio *a* situado no plano equatorial z = 0.

Podemos ainda apresentar o cálculo do desvio para o vermelho gravitacional em um espaço-tempo estático. Entretanto, é possível mostrar que, na solução de Kerr, as superfícies de desvio para o vermelho infinito também são determinadas pelo desaparecimento do coeficiente g_{00} . A partir da Eq. (2.25) temos que g_{00} é dado por:

$$g_{00} = \frac{r^2 - 2mr + a^2 \cos^2 \theta}{\rho^2}.$$
 (2.32)

logo, o desvio para o vermelho infinito é dado por:

$$r = r_{S_{\pm}} = m \pm (m^2 - a^2 \cos^2 \theta)^{\frac{1}{2}}.$$
(2.33)

No limite de Schwarzschild para a superfície S_+ , temos que r se torna o raio de Schwarzschild, enquanto para S_- , r = 0, resultando na singularidade. A simples existência de um desvio para o vermelho infinito nos diz que existe um horizonte de eventos nulo. Isso acontecerá quando r = constante se torna um valor nulo, logo g^{11} desaparece. A definição de g^{11} é dada por:

²³ Bernhard Riemann foi um matemático alemão, nascido em 17 de setembro de 1826 e faleceu em 20 de julho de 186, conhecido pelas suas contribuições na geometria diferencial.

$$g^{11} = -\frac{\delta}{\rho^2} = -\frac{r^2 - 2mr + a^2}{r^2 + a^2 \cos^2 \theta}.$$
 (2.34)

Para que g^{11} desapareça, temos que ter $\delta = 0$, o que resulta em dois horizontes de eventos nulos (assumindo $a^2 < m^2$):

$$r = r_{\pm} = m \pm (m^2 - a^2)^{\frac{1}{2}}.$$
(2.35)

Similarmente à solução de Reissner-Nordström, temos três regiões bem definidas na solução de Kerr:

- $r_+ < r < \infty$.
- $r_{-} < r < r_{+}$.
- $0 < r < r_{-}$.

Estas condições implicam que no limite de Schwarzschild, os dois horizontes de eventos são r = 2m e r = 0, ou seja, a superfície do desvio para o vermelho infinito coincide com o horizonte de eventos. O horizonte de eventos, $r = r_+$, está inteiramente dentro de S_+ , a qual é chamada de ergosfera. A ergosfera é uma região em torno do buraco negro onde é impossível para um objeto em repouso permanecer estático devido ao efeito de arrasto causado pela rotação do buraco negro. Já o horizonte de eventos ergosférico é uma fronteira além da qual os objetos não podem escapar da rotação do buraco negro.

A Figura 7 mostra uma representação do buraco negro rotacional, juntamente com a divisão de cada parte do buraco negro. Em [55] a solução de Kerr no vácuo possui as seguintes propriedades:

- 1. Estacionário na região exterior;
- 2. Possui simetria axial;
- 3. É invariante para transformações discretas;

$$t \to -t, \phi \to -\phi \in t \to -t, a \to -a$$
 (2.36)

- 4. Massa Geométrica;
- 5. Representa um campo exterior a uma fonte giratória onde a rotação é caracterizada pela velocidade angular e o momento angular;
- 6. É assintoticamente plana;



Figura 7 – Horizonte de eventos no limite estacionário na superfície e o anel de singularidade da solução de Kerr. Fonte: [55].

7. O anel de singularidade é dado por:

 $x^2 + y^2 = a^2$, z = 0;

- 8. Temos duas regiões com desvio para o vermelho infinito dadas pela Eq. (2.35);
- 9. Para $a^2 < m^2$ temos dois horizontes de eventos.

Agora com as propriedades e as regiões bem definidas é possível obter o diagrama do espaço-tempo para o buraco negro rotacional. Para isso é preciso transformar em novas coordenadas $(\bar{t}, r, \theta, \phi)$, aos buracos negros rotacionais, as coordenadas avançadas de Eddington-Finkelstein [63]:

$$t \to \bar{t}, d\bar{t} = dt + \frac{2mr}{\Delta}dr,$$
 (2.37)

$$\phi \to \overline{\phi}, d\overline{\phi} = d\phi + \frac{a}{\Delta}dr.$$
 (2.38)

O diagrama do espaço-tempo para um buraco negro rotacional é mostrado na Figura 8.



Figura 8 – Solução de Kerr $(a^2 < m^2)$ nas coordenadas avançadas de Eddington-Finkelstein. Fonte: [55].

Assim, podemos obter a solução mais geral para um buraco negro conhecida como a solução avançada de Kerr-Newman, nas coordenadas de Eddington-Finkelstein, cujo nome deve-se à utilização do "algoritmo" de Newman-Janis, e na solução de Reissner-Nordström. O "truque" de Newman-Janis [64] é um procedimento utilizado para obter soluções de buraco negro rotacional a partir de soluções de buraco negro estático. Ele permite transformar uma métrica que descreve um buraco negro não rotativo em uma métrica que descreve um buraco negro rotativo. A solução de Kerr-Newman é dada por:

$$ds^{2} = \left(1 - \frac{2mr}{\rho^{2}} + \frac{\epsilon^{2}}{\rho^{2}}\right) dv^{2} - 2dvdr + \frac{2a}{\rho^{2}}(2mr - \epsilon^{2})\sin^{2}\theta dvd\overline{\phi} + 2a\sin^{2}\theta drd\overline{\phi} - \rho^{2}d\theta^{2} - \left[(r^{2} + a^{2})^{2} - (r^{2} - 2mr + a^{2} + \epsilon^{2})a^{2}\sin^{2}\theta\right]\frac{\sin^{2}\theta}{\rho}d\overline{\phi}^{2},$$
(2.39)

onde é possível observar que a equação depende de três parâmetros: a massa (m), a rotação (a) e a carga (ϵ) .

A solução descrita pela Eq. (2.39) representa apenas um buraco negro rotacional já estável; entretanto, durante o colapso do buraco negro carregado em rotação, a solução não satisfaz a geometria nesses primeiros momentos. Apenas se um horizonte de eventos for formado em um espaço-tempo assintoticamente plano, teremos uma aproximação à solução de Kerr-Newman. Após a formação do horizonte de eventos, o buraco negro criado é caracterizado por três parâmetros, ϵ , $m \in a$; essas serão as únicas características preservadas do objeto que o gerou e as únicas que serão alteradas caso algum objeto seja engolido pelo buraco negro. Essa propriedade é demonstrada num teorema intitulado "um buraco negro não tem cabelo" pelo físico norte-americano Archibald Wheeler²⁴ [65].

2.6 Aceleração de partículas por buracos negros

Os buracos negros rotacionais (apresentados na seção anterior), dados pelas soluções de Kerr, representam os buracos negros mais próximos da realidade. Contudo, o estudo de buracos negros vai além de calcular métricas. Nessa subseção, vamos apresentar o potencial que os buracos negros têm como aceleradores naturais de partículas, como é possível ver também em [25, 66]. Esses fenômenos podem ocorrer de duas formas: primeiro, por efeitos de gravidade associados à rotação de buracos negros e, segundo, por processos magnetohidrodinâmicos (MHD) no disco de acreção. Como forma de tentar recriar o processo acelerativo de partículas que acontece no espaço, foram criados os aceleradores de partículas artificiais, com a finalidade de recriar os processos físicos que acontecem na colisão de partículas em velocidades relativísticas.

Atualmente temos dois tipos de aceleradores de partículas: primeiro, temos os aceleradores lineares, onde as partículas ali presentes podem ser aceleradas por até quilômetros em linha reta até colidirem; como exemplo, temos o SLAC²⁵. Posteriormente, tivemos a criação de aceleradores circulares, onde as partículas giram em anéis magnéticos, onde temos desde gigantes aceleradores como o LHC²⁶ e o Sirius²⁷ até pequenos aceleradores em hospitais que servem para diagnosticar doenças.

Contudo esses dispositivos, operam com energias (~ 10^{13} eV), valores muito

²⁴ Foi um físico teórico estadunidense, nasceu em 9 de julho de 1911 e faleceu em 13 de abril d 2008, com mais de dez prêmios foi ganhador da medalha Albert Einstein de 1988.

²⁵ Localizado nos Estados Unidos o Stanford Linear Accelerator Center é um acelerador linear que está sob os cuidados da universidade de Stanford, no SLAC foi descoberto quark c em 1974 e a evidência que existem quarks em nêutrons e prótons em 1990 dentre outras descobertas cruciais para o desenvolvimento da física.

²⁶ O Large Hadron Collider, conhecido como grande colisor de hadrões é o maior acelerador do mundo, inanciado pelo CERN (Organização Europeia para a Pesquisa Nuclear.

²⁷ Localizado em Campinas, São Paulo, é uma fonte de luz síncrotron, criado para acelerar partículas do tipo síncrotron, para estudar a estrutura da matéria em escalas atômicas e moleculares.

pequenos quando comparados a processos astrofísicos, onde em buracos negros podemos acelerar partículas até 10^{23} eV.

A aceleração de partículas que acontece em buracos negros vem da sua grande força gravitacional, que pode afetar desde objetos microscópicos, como partículas carregadas ou neutras, até objetos macroscópicos, como estrelas. Com o trabalho de Roger Penrose²⁸ [67] foi proposto um mecanismo que, pela rotação de buracos negros, consegue extrair energia por meio de processos que acontecem na ergoregião²⁹.

Posteriormente, com o trabalho de Bañados, Silk e West [68] foi desenvolvido o mecanismo BSW, que permite colisões com energias arbitrariamente altas no entorno imediato do horizonte de eventos. Para buracos negros de Kerr extremos $(a \to M)$, partículas com momento angular crítico (L = 2mM) e energia ($E_c = \Omega_H L_c$) onde ($\Omega_H = \frac{a}{2Mr_H}$) é a velocidade angular do horizonte, satisfazem a condição crítica [25]:

$$E - \Omega_H L = 0. \tag{2.40}$$

Essas partículas podem orbitar arbitrariamente próximas ao horizonte de eventos $(r_+ = M + \sqrt{M^2 - a^2})$ colidindo com uma energia igual a:

$$E_{cm}^2 = -g_{\mu\nu}(p_1^{\mu} + p_2^{\mu})(p_1^{\nu} + p_2^{\nu}), \qquad (2.41)$$

onde p_i^{μ} são os quadrimomentos. Para um buraco negro de Kerr com spin ($a_* = a/M \to 1$), $E_{cm} \to \infty$. Contudo, em buracos astrofísicos ($a_* \leq 0.998$), mesmo partículas críticas são refletidas antes de alcançar o horizonte, limitando E_{cm} em [68]:

$$E_{cm} \sim 10^{20} \text{eV} \left(\frac{T}{10 \text{Gyr}}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{M}{M_{\odot}}\right)^{-\frac{1}{2}}.$$
 (2.42)

Mesmo com $T \sim 10$ Gyr (idade do universo) temos que a energia máxima é $E_{cm} \sim 10^{20}$ apenas alcançável para buracos negros com massa próxima à do Sol.

Dessa forma, a aceleração de partículas próximas a buracos negros de Kerr é uma consequência direta da rotação do buraco negro $(a \to M)$ onde o mesmo arrasta o espaço-tempo ao seu redor, criando assim uma ergoregião onde partículas são forçadas a se moverem na direção da rotação. Além da rotação, temos que, para Kerr extremo, a Órbita Circular Estável Mais Interna (ISCO, do inglês *Innermost Stable Circular Orbit*) coincide com o horizonte ($(r_{\rm ISCO} \to r_H)$). Dessa forma, partículas críticas podem se manter em

²⁸ Nascido em 8 de agosto de 1931 atualmente com 93 anos é um físico e matemático inglés, professor emérito da Cátedra Rouse Ball de Matemática da Universidade de Oxford, foi ganhador do nobel de física de 2020 dentre outras honrarias.

²⁹ Região próxima ao horizonte de eventos onde a deformação do espaço-tempo é tão intensa que partículas não podem ficar estáticas.

órbitas quase estáticas próximas a (r_H) , permitindo colisões com partículas em queda livre.

Contudo, como pode ser visto em [69], existem fatores físicos que limitam essa divergência. A *hoop conjecture* [70] proposta por Kip Thorne³⁰ estabelece que colisões muito próximas ao horizonte formariam um novo horizonte, impedindo energias infinitas. O raio mínimo permitido é conhecido como raio de *hoop*, dado por:

$$r_{hoop} = M + E_1 + E_2 + \sqrt{(M + E_1 + E_2)^2 - \frac{(J + L_1 + L_2)}{(M + E_1 + E_2)}}$$
(2.43)

onde $E_i \in L_i$ são a energia e o momento angular das partículas, respectivamente, J é o momento angular total do buraco negro e M a sua massa. Com o raio de *hoop*, temos que a energia se torna limitada entre $(10^{23} - 10^{25} \text{eV})[66]$.

Partículas-alvo próximas ao horizonte $(E \sim 0), (L \sim 0)$ permitem colisões de alta energia mesmo em buracos negros não extremos. Para um buraco de Kerr com $(a_* = 0.3)$, a energia do centro de massa atinge:

$$E_{cm} \sim 1.3m\sqrt{mM},\tag{2.44}$$

onde m é a massa da partícula e M a massa do buraco negro. Para um buraco de $10M_{\odot}$, isso implica $E_{cm} \sim 10^{20}$ eV, comparável a raios cósmicos ultra-energéticos [66].

Energias de 10^{20} eV, detectadas em UHECRs pelo Observatório Pierre Auger [71], são compatíveis com colisões na ergoregião de buracos negros de Kerr quase extremos $(a_* \ge 0.998)$. Contudo, a baixa luminosidade esperada e o *redshift* gravitacional dificultam a identificação direta de fontes [66].

Esse mecanismo pode explicar a origem de raios cósmicos ultra-energéticos (> 10^{20} eV), como os detectados pelo Observatório Pierre Auger, associados a núcleos galácticos ativos (AGNs) hospedando buracos negros supermassivos rotantes. Assim, buracos negros não apenas deformam o espaço-tempo, mas também atuam como aceleradores cósmicos naturais, possibilitando colisões em energias inatingíveis em laboratórios terrestres.

³⁰ Nascido em 1 de junho de 1940 e atualmente com 84 anos, é um físico teórico norte-americano, fundador do projeto LIGO, projeto responsável por detectar ondas gravitacionais, foi ganhador do prêmio nobel de física de 2017 dentre outros prêmios.

3 Núcleo Ativo de Galáxia

Uma AGN é definida como uma galáxia que contém um buraco negro supermassivo em seu núcleo, o qual está envolvido na aquisição de matéria por meio de um disco de acreção, com uma taxa de Eddington¹ superior a 10^{-5} . A taxa de Eddington é calculada como a razão entre a luminosidade bolométrica da AGN (LAGN, sigla em inglês para *Bolometric Luminosity of Active Galactic Nuclei*) e a luminosidade de Eddington² (L_{Edd}) [72]:

$$\frac{L_{AGN}}{L_{Edd}} \ge 10^{-5},\tag{3.1}$$

onde L_{Edd} é igual a $1.5 \times 10^{38} M_{BH}/M_{\odot}$. A primeira menção que teve sobre núcleos ativos foi em 1968 por V. A. Ambartsumian³ [73]. Entretanto, o desenvolvimento de galáxias ativas começou alguns anos antes.

Em 1909, o trabalho de Edward Fath⁴ e Vesto Slipher⁵ apresentou observações de espectros diferentes do usual para galáxias espirais que apresentavam linhas de emissão muito brilhantes [74]. Posteriormente, em 1941, Carl Seyfert⁶ em seu artigo "*Nuclear Emission in Spiral Nebulae*" apresentou um grupo de galáxias espirais com núcleos compactos que apresentavam uma emissão muito ampla no óptico [75]. Essas galáxias ficaram conhecidas como "galáxias Seyfert", que são galáxias espirais com núcleos extremamente pequenos e bastante luminosos, contribuindo com metade da luminosidade total da galáxia na faixa do visível, sendo classificadas como uma galáxia ativa [76].

Em 1963, Maarten Schmidt⁷ a partir de análises da fonte 3C 273, que até então era uma fonte emissora de rádio, observou-se que se tratava de uma galáxia extremamente luminosa com *redshift* brilho muito alto. Essa fonte foi identificada como "quasar", o qual é uma AGN com tamanho maior que o de uma estrela, porém menor do que o tamanho

¹ Arthur Stanley Eddington, foi um astrofísico britânico que nasceu em 28 de dezembro de 1882, foi amplamente conhecido pelo desenvolvimento da astrofísica, foi professor da universidade de Cambridge, ganhou a medalha Real de 1928 dentre outros prêmios, faleceu em 22 de novembro de 1944.

² À luminosidade de Eddington, também referida como limite de Eddington, é a maior luminosidade que uma estrela com certa massa pode ter e ainda estar em equilíbrio hidrostático.

³ Foi um físico armênio, nascido em 18 de setembro de 1908 e faleceu em 12 de agosto de 1996, ganhador da medalha de ouro da Royal Astronomical Society, Ambartsumian estampa a nota de 100 dram(Moeda oficial da Armenia).

⁴ Astrofísico alemão que nasceu em 23 de agosto de 1880 e faleceu em 26 de janeiro de 1959, Fath descobriu a nebulosa em espiral, dentre outras descobertas.

⁵ Nascido em 11 de novembro de 1875 e veio a falecer em 8 de novembro de 1969, Slipher foi um físico estado-unidense, dentre suas descobertas ele foi o primeiro a calcular a velocidade radial de uma galáxia.

⁶ Astrônomo estado-unidense, nasceu em 11 de fevereiro de 1911 faleceu em 13 de Junho de 1960.

⁷ Astrônomo neerlandês, nascido em 28 de dezembro de 1929 faleceu 17 de setembro de 2022.ganhador da medalha de ouro da Royal Astronomical Society em 1980

mínimo para ser considerado uma galáxia [77, 78]. No final da década de 60 e início da de 70 tivemos a classificação dos objetos BL Lacertae (BL Lac), que são altamente variáveis, caracterizados por apresentarem uma emissão intensa na faixa de rádio do espectro eletromagnético e por não apresentarem linhas de emissão no espectro [79]. Os BL Lace são classificados como sendo um subtipo de blazar, que é um dos tipos de galáxia mais ativas do universo.

Já na década de 70, trabalhos como o de Fanaroff⁸ e Riley⁹ [80] e o trabalho de Blandford¹⁰ e Ress¹¹ [81], a respeito de galáxias emissoras de rádio, ajudaram a descobrir AGNs com jatos relativísticos saindo do seu centro.

Entretanto, foi apenas com o trabalho do astrofísico inglês Donald Lynden-Bell¹² em 1969 [78] que compreendeu-se que os buracos negros supermassivos residem em centros de galáxias. Martin Ress, em 1984 [82] foi um dos precursores a desenvolver modelos de AGNs, além de propor que a energia emitida por uma vem da acreção de matéria pelo buraco negro supermassivo localizado em seu centro. Em suma, temos que as AGNs são divididas em quatro tipos principais, as quais são apresentadas no modelo unificado de AGNs (subseção abaixo). A motivação para a proposição deste modelo surgiu da necessidade de explicar as diversas características espectrais e morfológicas dos dados observados em diferentes comprimentos de onda nesses objetos [83].

3.1 Modelo Unificado de AGNs

Com o surgimento das AGNs, tornou-se essencial desenvolver modelos capazes de catalogar seus diferentes tipos. Para isso, utilizam-se os buracos negros de Kerr, pois apresentam a maior semelhança com a realidade, como foi discutido em 2.5. Apresentando assim a importância do estudo dos buracos negros para compreender melhor o "motor" responsável pela emissão de radiação não térmica. Com o desenvolvimento desses modelos, foi possível observar que todos os tipos de AGNs possuem características em comum, como podemos ver em Netzer (2015) [72]:

• Disco de acreção e fluxo de acreção;

 ⁸ Bernard Lewis Fanaroff, nascido em 1947 é um astrônomo sul-africano atualmente com 78 anos, atualmente é membro da Square Kilometre Array, uma rede de radio telescópios situado na Australia.
 ⁹ Jeff Riley é um físico australiano, atualmente trabalha na Monash University.

 ¹⁰ Astrofísico teórico britânico, nascido em 1949, atualmente tem 79 anos, conhecido pelo pelo processo

Blandford-Znajek foi ganhador da medalha de ouro da Royal Astronomical Society de 2013.

¹¹ Martin John Rees, Barão Rees de Ludlow, nascido em 23 de junho de 1942, atualmente tem 82 anos, foi o 60º presidente da Royal Society, 78º Presidente da Royal Astronomical Society, Membro da Câmara dos Lordes Lord Temporal, ganhador de mais de 15 prêmios dentre eles o prêmio Wolf de Física de 2024.

¹² Nascido em 5 de abril de 1935 onde veio a falecer em 5 de fevereiro de 2018, ganhador da medalha Karl Schwarzschild de 1983, medalha Eddington de 1984, entre outras prêmiações.

- Região de linhas largas;
- Torus Central;
- Região de linhas estreitas;
- Jato central.

Além do mais, as AGNs podem ser classificadas em quatro tipos principais [72]:

- AGNs tipo-I: Possuem linhas de emissão bem largas na faixa de (1.000 20.000 km/s) e uma fonte pontual central brilhante. Nessa categoria temos por exemplo as Seyferts 1.
- 2. AGNs tipo-II: Apresentam linhas de emissão mais estreitas (300 1.000 km/s).
- 3. LINERS (*Low-Ionization Nuclear Emission-Line Regions*): Caracterizadas por linhas de emissão de baixa ionização. Divididas em LINERs do tipo-I (com linhas de emissão largas) e tipo-II (somente linhas estreitas).
- 4. **AGN sem Linhas**: AGNs com linhas de emissão extremamente fracas ou não detectáveis. Incluem fontes com baixa luminosidade.

O modelo unificado propõe uma estrutura axissimétrica empoeirada, onde há uma coluna de densidade suficientemente grande para obscurecer completamente a fonte central em determinadas direções e angulações de observação [84]. Outra consequência que podemos observar é a absorção de raios-X, que dependerá da coluna de densidade. Com a absorção de raios-X, é possível diagnosticar as propriedades dos toros.

Segundo Netzer (2015) [72] o esquema de unificação geralmente se refere a duas categorias diferentes: unificação IR-óptica-UV-raios-X e unificação de rádio. A unificação de IR-óptica-UV-raios-X propõe um toro central de poeira, tornando mais dificultosa a observação do buraco negro supermassivo no centro, bem como seu disco de acreção. A posição desse toro pode explicar a diferença das AGNs do tipo-I para as do tipo-II. No tipo-I temos esses toros vistos de frente, logo não geram uma obscuridade na observação, diferentemente do tipo-II, onde os toros são vistos de lado dificultando a observação.

Um toro Compton-fino (com densidade colunar menor que $1, 25 \times 10^{24}$ cm⁻²) pode ser diagnosticado através de características espectrais de raios-X, como a banda Compton, com pico de emissão em 30-40 keV, e a linha de ferro K α em 6,4 keV.

Já na unificação do Rádio temos que cerca de 10% das AGNs de alta ionização apresentam um jato relativístico. Este jato é lançado próximo ao buraco negro e está alinhado com o eixo de simetria do sistema. Este modelo explica as propriedades observadas de AGNs com emissão em rádio, tanto compactas quanto estendidas [85]. Com o desenvolvimento da última geração de telescópios de imageamento da radiação Cherenkov na atmosfera (IACTs, sigla em inglês para *Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope*), temos cada vez mais detecções de AGNs localizadas a grandes distâncias. Com as observações do VERITAS (*Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System*)¹³, H.E.S.S. (*High Energy Stereoscopic System*)¹⁴ e MAGIC (*Major Atmospheric Gamma Imaging Cherenkov Telescope*)¹⁵ foi possível observar fontes de raios gama de energia muito alta com um *redshift* de até (z=0,540) [86].

A Figura 9, mostra uma representação do modelo unificado de AGNs. A orientação do observador em relação a essas estruturas determina as características observadas, como a presença de linhas largas (BLR, sigla em inglês para *Broad Line Region*) permitidas e linhas estreitas (NLR, sigla em inglês para *Narrow Line Region*), a emissão de rádio e outros aspectos do espectro eletromagnético.



Figura 9 – Representação do modelo unificado das AGNs. Fonte: [87].

¹³ <https://veritas.sao.arizona.edu/>

 $^{^{14} \ &}lt; https://www.mpi-hd.mpg.de/HESS/>$

¹⁵ <http://www.magic.iac.es/>

3.2 Blazar

Vimos que blazares são caracterizados pela emissão contínua de radiação que vem dos jatos relativísticos, os quais estão apontados ao longo da nossa linha de visão. A distribuição de energia espectral (SED, sigla em inglês para *Spectral Energy Distribution*) de blazares possui duas bandas, onde a primeira apresenta um pico normalmente entre o infravermelho distante e raios-X suaves (emissão sincrotrônica) e a segunda apresenta um pico de emissão na faixa de MeV a GeV, a qual é atribuída ao processo de espalhamento Compton inverso. Essas frequências variam de objeto para objeto de forma correlacionada: a uma frequência maior da primeira banda corresponde uma frequência maior da segunda banda [88, 89].

Os blazares possuem uma própria sub-classificação que depende diretamente do pico da primeira banda de emissão de radiação (emissão síncrotron). A radiação do tipo síncrotron é a radiação emitida por uma partícula com carga Z_e e massa m com energia $E = \gamma mc^2$, acelerada a velocidades relativísticas, em um campo magnético de intensidade B (veja seção 5.2.1). A classificação é dada por [90]:

- Pico síncrotron em baixa frequência (LSP, sigla em inglês para Low Synchrotron Peak) ($\leq 10^{14}$ Hz);
- Pico síncrotron em frequência intermediária (ISP, sigla em inglês para Intermediate Synchrotron Peak) (10¹⁴ - 10¹⁵ Hz);
- Pico síncrotron em alta frequência (HSP, sigla em inglês para High Synchrotron Peak) (> 10¹⁵ Hz).

Os blazares possuem diversas partes específicas onde cada uma pode vir a emitir um tipo de radiação de acordo com sua composição. O disco de acreção dos buracos negros presentes nas AGNs, por exemplo, produz uma emissão térmica na faixa do óptico-UV, na sua parte mais externa temos uma emissão de raios-X, como foi apresentado anteriormente. Temos no modelo unificado das AGNs a presença do toro de poeira, onde, por exemplo, a radiação emitida pelo disco de acreção pode interagir com o toro, o qual espalha a radiação no comprimento de onda do infravermelho. Além disso, temos a região de linhas largas que são nuvens moleculares de gás, que quando expostas à radiação vinda do disco de acreção emitem um espectro de linhas, onde a linha mais brilhante provém do gás de hidrogênio, chamada de linha Lyman-alfa (10, 2 eV) [88].

A emissão de linhas espectrais divide os blazares em duas classes [91]:

 BL Lacertaes (BL Lacs): apresentam emissão de linhas largas muito baixas ou quase ausente e assim, o seu espectro é dominado apenas pela emissão não térmica do jato; • *Flat Spectrum Radio Quasars* (FSRQs): apresentam emissão de linhas largas muito brilhantes, ou seja, são blazares com uma alta luminosidade.

A seguir apresentamos um breve resumo dos blazares estudados neste trabalho, os quais foram observados por IACTs na faixa de teraelétron-volts.

3.3 1ES 0414+009

A fonte 1ES 0414+009 é um blazar do tipo BL Lacertae detectado em TeV (teraelétron-volts), a qual possui um *redshift* muito bem medido de z = 0,287 [92], cuja massa do buraco negro central é equivalente a 2×10^9 M_☉ [93]. Foi detectado pela primeira vez em raios-X em 1978 pelo satélite HEAO1 (*High Energy Astronomy Observatory* 1)¹⁶ com uma energia de 0,2 keV-10 MeV [94] e foi originalmente associado a um aglomerado de galáxias. Posteriormente, com observações no rádio, raios-X e óptico, foi associado a um objeto do tipo BL Lacertae em raios-X luminoso [95]. Observações adicionais em raios-X [96, 97] mostraram que a fonte 1ES 0414+009 possui características espectrais típicas de objetos BL Lacertae com pico de emissão síncrotron em altas frequências, além de apresentar uma luminosidade comparável às fontes Markarian 421 e PKS 2155-304 na faixa de energia de 2-10 keV.

1ES 0414+009 também aparece no segundo ano do catálogo de fontes do *Fermi*-LAT¹⁷, associada a fonte 2FGL J0416.8+0105 [98]. Sua inclusão no catálogo 2FGL deve-se à sua detecção na faixa de energia de 1-100 GeV com uma significância de 6,8 σ , cujo espectro de fótons é ajustado por uma lei de potência, onde o índice espectral é de 1,96±0,16_{stat} e o fluxo integrado na faixa de 1-100 GeV é da ordem de $(6,9\pm1,4_{stat})$ 10⁻¹⁰ fótons cm⁻² s⁻¹.

Em 2002, a fonte 1ES 0414+009 esteve entre os 33 objetos considerados bons candidatos a serem detectados na faixa de TeV conforme trabalho de Costamante & Ghisellini [99]. O arranjo de telescópios IACTs do observatório H.E.S.S. detectou a fonte em observações realizadas no período de 2005 a 2009 [100], com eventos em excesso da ordem de 224 para energias acima de 200 GeV em 73,7 hrs de observação, correspondendo a uma significância estatística de 7,8 σ [101]. A 1ES 0414+009 também foi observada pelo VERITAS no período entre janeiro de 2008 e fevereiro de 2011, tendo detectado um total de 822 eventos em excesso com uma significância estatística de 6, 4 σ [98].

O espectro diferencial de fótons obtido pelas observações do VERITAS foi ajustado por uma lei de potência, onde os parâmetros espectrais medidos são consistentes com os do Observatório H.E.S.S. O fluxo integrado obtido durante as observações do VERITAS foi de

 $^{^{16}}$ <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/heao1/heao1.html>

¹⁷ <https://glast.sites.stanford.edu/>

 $(5, 2 \pm 1, 1_{\text{stat}} \pm 2, 6_{\text{sys}}) \times 10^{-12}$ fótons cm⁻², ou 2% do fluxo da Nebulosa do Caranguejo¹⁸ acima de 200 GeV [98]. Luminosidade e outros parâmetros são usados como padrão de comparação à Nebulosa do Caranguejo. A localização astronômica desta fonte pode ser observada na Tabela 1.

AGN	1ES 0414 + 009
Ascensão Reta	$04 \ 16 \ 53,0 \ (64,2208^{\circ})$
Declinação	$+01 \ 05 \ 20,4 \ (1,0809^{\circ})$
Longitude Galática	$191,82^{\rm o}$
Latitude Galática	-33,16°
Desvio para o vermelho	$0,\!287$

Tabela 1 – Localização astronômica da fonte 1ES 0414+009. Fonte: Autor.

A Figura 10 mostra a distribuição de energia espectral da fonte 1ES 0414+009 em múltiplos comprimentos de onda, juntamente com as curvas de sensibilidade¹⁹ dos observatórios Fermi, H.E.S.S., MAGIC e CTAO. Esta imagem foi extraída do software SSDC (*The ASI Space Science Data Center*)²⁰, o qual foi utilizado neste trabalho como fonte de dados coletados por diferentes observatórios. Uma melhor descrição desta ferramenta é realizada no Capítulo 6.

3.4 1ES 1959+650

A fonte 1ES 1959+650 é um objeto BL Lac com pico de emissão síncrotron em alta frequência, com um redshift de z = 0,048 [107]. A localização astronômica desta fonte pode ser observada na Tabela 2. Ela foi detectada pela primeira vez na faixa de rádio pelo telescópio *Green Bank*²¹ da NRAO (*National Radio Astronomy Observatory*) [108]. Além do mais, foi detectada na faixa de raios gama de altas energias (100 MeV-100 GeV) pelo observatório do *Fermi*-LAT [109] e pelo *Utah Seven Telescope Array* [110] na faixa de TeV.

Em 2002, 1ES 1959+650 sofreu uma forte explosão, emitindo radiação na faixa de TeV, a qual foi observada pelas colaborações do VERITAS [111] e HEGRA (*High*

¹⁸ Ao comparar o fluxo de outras fontes astronômicas com a Nebulosa do Caranguejo, os astrônomos geralmente usam a Nebulosa do Caranguejo como um ponto de referência, o que significa que eles expressam o fluxo de outra fonte como uma "fração do fluxo da Nebulosa do Caranguejo" - essencialmente dizendo o quanto mais brilhante ou mais fraca a outra fonte é em comparação com a Nebulosa do Caranguejo em um determinado comprimento de onda ou faixa de energia; isso ocorre porque a Nebulosa do Caranguejo tem um fluxo relativamente estável e bem estudado em uma ampla faixa de comprimentos de onda, tornando-a um padrão conveniente para comparação [102, 103, 104, 105].

¹⁹ Uma curva de sensibilidade do detector é um gráfico que mostra o quão sensível um detector é em uma dada frequência. É usado para determinar se um sinal pode ser detectado pelo detector.

²⁰ <https://www.ssdc.asi.it/>

²¹ <https://greenbankobservatory.org/>



Figura 10 – Distribuição de energia espectral da fonte 1ES 0414+009 em múltiplos comprimentos de onda. Fonte: [106]

Energy Gamma Ray Astronomy)²² [112]. Fortes variações com níveis de fluxo até três vezes superiores ao da Nebulosa do Caranguejo foram medidas [113]. A fonte foi detectada na faixa de TeV durante seu estado de baixa emissão de radiação nos anos de 2000 e 2001, e durante estados de *flare*²³ em 2002, emitindo um fluxo da ordem de 2,2 Crab. Observações extensas realizadas em 2002 pela colaboração HEGRA mostram uma forte alteração no nível do fluxo absoluto [113]. No período de junho a julho de 2016, a fonte 1ES 1959+650 foi detectada em estado de *flare* pelas colaborações dos observatórios *Fermi*-LAT, FACT, MAGIC e VERITAS [114]. Uma boa correlação foi observada entre os fluxos de raios-X e raios gama altamente energéticos. Analisando o índice espectral da lei de potência em função do fluxo, observou-se diferentes regiões de emissão de raios gama para fótons com energias de 0,1-3 GeV e 3-300 GeV. A distribuição de energia espectral é satisfatoriamente descrita por um modelo SSC (Synchrotron Self-Compton) de duas zonas de emissão. A região mais interna é responsável principalmente por produzir a banda sincrotrônica e parte da banda em raios gama altamente energéticos do espectro em todos os estados de emissão. Já a segunda zona é necessária para produzir menos emissões variáveis no óptico-UV e raios gama de baixa energia [115].

O espectro de energia médio da fonte em alto estado de emissão de radiação pode ser bem descrito puramente por uma distribuição do tipo lei de potência, onde o índice espectral é 2,83 \pm 0,14 stat. \pm 0,08 sys., ou por uma lei de potência com corte exponencial, onde a energia de corte é de (4,2+0,8-0,6 stat. \pm 0,9 sys.) TeV [113]. A emissão de raios gama na faixa de TeV de um objeto BL Lac típico pode ser explicada pelo espalhamento Compton inverso. Costamante & Ghisellini (2002) [116] previu o fluxo devido a este espalhamento acima de 1 TeV para a fonte 1ES 1959+650 em estado de *flare*, sendo da ordem de 1,74 × 10⁻¹¹ fótons cm⁻² s⁻¹. Esta previsão foi realizada utilizando uma parametrização fenomenológica da distribuição de energia espectral elaborada por Fossati et al. (1998) [117].

O observatório de Neutrinos IceCube²⁴ considera o objeto 1ES 1959+650 como um forte candidato para emissão pontual de neutrinos [118]. Isso ocorre pois, em 2005, o telescópio de neutrinos AMANDA obteve uma detecção que possivelmente apresenta uma correlação com a direção da fonte [119]. Com análises realizadas em 2018, o IceCube relatou um valor de $p \approx 0.25$ para o local do 1ES 1959+650 [120], o valor p é uma medida estatística que indica a probabilidade de observar os dados coletados, ou algo mais extremo, sob a hipótese nula.

A Figura 11 mostra a distribuição de energia espectral da fonte 1ES 1959+650 em múltiplos comprimentos de onda, juntamente com as curvas de sensibilidade dos observatórios *Fermi*, H.E.S.S., MAGIC e CTAO.

²² <https://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HEGRA/HEGRA.html>

²³ Período de maior atividade. Este estado é caracterizado por variações ópticas, UV e de raios-X.

²⁴ https://icecube.wisc.edu/

Figura 11 – Distribuição de energia espectral da fonte 1ES 1959+650 em múltiplos comprimentos de onda. Fonte: [121].

4XMM-DR12 (0.5-1 keV) + 4XMM-DR12 (1-2 keV) + 4XMM-DR12 (2-4.5 keV) + 4XMM-DR12 (4.5-12 keV) + MAXIGSC + MAXIGSCHGL-HB + MAXIGSCHGL-SB + 2FHL (316GeV) 1SXPS(2-10 keV) + IPCSLEW + RASS + RXS2CAT + SAXMECS + WFCCAT + WFCCAT FULL + XMMSL2 (0.2-12 keV) + XMMSL2 (0.2-2 keV) + XMMSL2 (2-12 keV) VERITAS_2013ApJ_775_3A • WHIPPLE_2005ApJ_621_181D • BeppoSAX Spectra (Giommi et al. 2002) | Fermi 4FGL-DR3 (0.05-0.1 GeV) | ARG02LAC Fermi3FGL (600 Mev) • Fermi3FGL (60Gev) • Fermi3FGL (6Gev) • SWBAT105 (14-195 keV) • SWBAT70M (14-195 keV) • MAGIC • HEGRA_2003A&_406L_9A Fermi2FGL (200 Mev) + Fermi2FGL (2Gev) + Fermi2FGL (600 Mev) + Fermi2FGL (60Gev) + Fermi2FGL (6Gev) + Fermi2FGL (2 Mev) + Fermi3FGL (2 Mev) + Ferm Fermi 4FGL-DR3 (3-10 GeV) · Fermi 4FGL-DR3 (30-100 GeV) · Fermi 1FGL (200 Mev) · Fermi 1FGL (2Gev) · Fermi 1FGL (600 Mev) · Fermi 1FGL (60Gev) · Fermi 1FGL (6Gev) Fermi 4FGL-DR3 (0.1-0.3 GeV) · Fermi 4FGL-DR3 (0.3-1 GeV) · Fermi 4FGL-DR3 (1-3 GeV) · Fermi 4FGL-DR3 (10-1000 GeV) 2FHL (92GeV) · BAT39MCAT (10-150keV) · BAT39MCAT (15-30keV) · BAT54MCAT (15-150keV) · BAT54MCAT (15-50keV) · BAT60AGN (15 - 55 keV) · BATPA100 UVOTPLKSED + UVOTSSC v + UVOTSSC u + UVOTSSC uvw1 + UVOTSSC uvm2 + UVOTSSC uvw2 + 1SXPS(0.3-1keV) + 1SXPS(0.3-1keV) + 1SXPS(0.3-1keV) + 1SXPS(1-2keV) PCCS2E217 • PCCS2E143 • allwise w1 • allwise w2 • allwise w3 • allwise w4 • WISE W1 ExtEll • WISE W2 ExtEll • WISE W3 ExtEll • WISE W4 ExtEll • GALEXAISFUV CRATES - CLASSSCAT - JVASPOL - NIEPPOCAT - NVSS - NED - 2MASS - USNO A2.0 - GB6 - NORTH20CM (flux 20 cm) - NORTH20CM (flux 6 cm) - PCCS1F143 - PCCS1F217 Log v (Hz)





AGN	$1 \text{ES} \ 1959 + 650$
Ascensão Reta	$19 59 59.6 (299,9983^{\rm o})$
Declinação	$+65 \ 08 \ 55,0 \ (65,1486^{\circ})$
Longitude Galática	$98,00^{\circ}$
Latitude Galática	$17,\!67^{\rm o}$
Desvio para o Vermelho	0,048

Tabela 2 – Localização astronômica da fonte 1ES 1959+650. Fonte: Autor.

3.5 1ES 2344+514

A fonte 1ES 2344+514 é um blazar detectado pela primeira vez em 20 de dezembro de 1995 em raios gama altamente energéticos (acima de 300 GeV) pelo telescópio Whipple durante um período de *flare* com um fluxo de $(6,6 \pm 1,9) \times 10^{-11}$ fótons cm⁻² s⁻¹ acima de 360 GeV [122]. Esta fonte é do tipo BL Lac com pico de emissão síncrotron em altas frequências, localizada a um *redshift* z = 0,044 [107]. A localização astronômica desta fonte pode ser observada na Tabela 3. A fonte também foi observada pelo *Fermi*-LAT na faixa de 1-100 GeV com um fluxo de $(1,55 \pm 0,18) \times 10^{-9}$ fótons cm⁻² s⁻¹ conforme o segundo catálogo do *Fermi*-LAT (2FGL) [123]. Como a maioria das fontes BL Lacertae com pico de emissão síncrotron em alta frequência, a 1ES 2344+514 não exibe uma forte variabilidade na região de sensibilidade do observatório espacial *Fermi*.

Na banda de raios-X a fonte apresenta uma densidade de fluxo de 1,14 μ Jy em 2 KeV [107] e mostrou uma forte variabilidade espectral com o pico sincrotrônico migrando para altas energias conforme o fluxo aumenta [124]. As observações do Chandra²⁵ revelaram uma emissão difusa em raios-X, bem como fontes pontuais individuais no ambiente da fonte [125]. Já na faixa do óptico, a fonte apresenta uma variabilidade bastante moderada (da ordem de 0,1 mag²⁶). Isto deve-se ao brilho da galáxia hospedeira, que contribui com aproximadamente 90% do fluxo observado [126].

Observações em múltiplos comprimentos de onda da fonte, no período de Outubro de 2008 a Janeiro de 2009, indicam um fluxo modesto na faixa de rádio ao óptico do espectro, enquanto o fluxo em raios-X e raios gama foi um dos mais baixos já observados para esta fonte. Entretanto, foi possível obter o espectro de energia no regime altamente energético com longos períodos de observação (~ 20 hr) [127]. Devido a fonte ter sido observada em período de baixa emissão de radiação, a distribuição de energia espectral obtida descreveu a fonte apenas em seu estado de baixa atividade. Em geral, diferentes observações realizadas por IACTs no passado revelaram a fonte com fluxo variado na faixa de raios gama altamente energéticos. O fluxo integrado é geralmente inferior a 10% do

²⁵ <https://www.nasa.gov/mission/chandra-x-ray-observatory/>

²⁶ Magnitude, em astronomia, é uma medida sem unidade de quão brilhante é um objeto celeste. Objetos mais brilhantes têm magnitudes menores.

fluxo da Nebulosa do Caranguejo, excluindo dois curtos *flares* com fluxo da ordem de 60% e 50% do fluxo da Nebulosa [122, 128].

Observações realizadas pelo observatório MAGIC resultaram na detecção da fonte com uma significância de 13σ em menos de uma hora e um fluxo integrado de 55% do fluxo da Nebulosa do Caranguejo para energias acima de 300 GeV. Este fluxo é comparável ao fluxo máximo detectado desta fonte em 1995 [122]. Analisando dados coletados por diferentes observatórios espaciais e terrestres em agosto de 2016, pode-se concluir que o objeto 1ES 2344+514 pertence à subcategoria de EHBL (*Extreme High Synchrotron BL Lacertae*), a qual revela-se ser extrema apenas em algumas circunstâncias (veja Markarian 501 em 2012 [129]) e não apresenta características típicas de distribuição de energia espectral de fontes extremas [130]. Para melhor compreender esse extremo "intermitente" é necessária a aquisição de mais dados em múltiplos comprimentos de onda nos próximos anos [131]. Modelagem dependente do tempo para compreender a distribuição de energia espectral da fonte é fundamental para entender esta peculiaridade.

AGN	1ES 2344+514
Ascensão Reta	$23 \ 47 \ 04,8 \ (356,7700^{\circ})$
Declinação	$+51 \ 42 \ 18,0 \ (51,7050^{\circ})$
Longitude Galática	$112,89^{\circ}$
Latitude Galática	-9,91°
Desvio para o Vermelho	0,044

Tabela 3 – Localização astronômica da fonte 1ES 2344+514. Fonte: Autor.

A Figura 12 mostra a distribuição de energia espectral da fonte 1ES 2344+514 em múltiplos comprimentos de onda, juntamente com as curvas de sensibilidade dos observatórios *Fermi*, H.E.S.S., MAGIC e CTAO.





4 Mecanismos de Aceleração de Partículas

Neste capítulo, temos como intuito apresentar os possíveis mecanismos de aceleração de partículas para processos não térmicos que ocorrem em ambientes astrofísicos. Esses processos são responsáveis pela emissão contínua de radiação, não podendo ser explicados por processos térmicos, como, por exemplo, a radiação de corpo negro e a emissão de *bremsstrahlung*.

4.1 Aceleração por Processos Estocásticos

Acredita-se que a maior parte dos raios cósmicos, partículas extremamente penetrantes com elevada energia, seja acelerada em mecanismos estocásticos recursivos nos quais partículas de baixa energia, após um grande número de interações com uma onda de choque, atingirão altas energias [133]. Os processos ditos como estocásticos são aqueles cujo modelo matemático que os descreve evolui em um formato não determinístico. Os principais processos estocásticos são o caso de espelhos magnéticos e o mecanismo de aceleração de Fermi de segunda ordem.

4.1.1 Espelhos Magnéticos

Os espelhos magnéticos são explicados a partir do movimento de partículas em um campo magnético não uniforme e estático. Ao observar a partícula em um sistema de referência associado ao centro de curvatura instantâneo, verifica-se que ela experimenta um campo elétrico induzido \mathcal{E} dado pela equação de Faraday¹ [133]:

$$\nabla \times \mathcal{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}.$$
(4.1)

Ao ser introduzida a esse campo elétrico, a partícula sofre uma variação de energia E_{\perp} associada com a sua componente radial da velocidade V_{\perp} . Essa variação é dada por:

$$\Delta E_{\perp} = \Delta \left(\frac{1}{2}mv_{\perp}^{2}\right) = \oint q\mathcal{E} \cdot d\ell = q \oint \nabla \times \mathcal{E} \cdot d\mathbf{S} = -\frac{q}{c} \oint \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S}, \quad (4.2)$$

assim é obtida uma variação da energia da partícula em função do campo magnético variante ao qual está submetida. Contudo, podemos assumir que o campo varia apenas em um pequeno período de Larmor $T_L = 2\pi/w_L$, desenvolvido por Joseph Larmor² em 1897,

¹ Desenvolvido pelo físico britânico Michael Faraday, faleceu em 25 de agosto de 1867, conhecido pelo desenvolvimento do eletromagnetismo, medalha Rumford de 1846.

 $^{^2}$ Físico e matemático irlandês, nascido em 11 de julho de 1857 e faleceu em 19 de maio de 1942, foi professor lucasiano e ganhador da medalha real de 1915.

que é o tempo necessário para que a partícula complete uma órbita; assim, a variação de energia pode ser apresentada como:

$$\Delta E_{\perp} = \frac{q}{c} \frac{\Delta B \,\omega_L}{2\pi} (\pi r_L^2), \tag{4.3}$$

onde w_L é a velocidade angular da partícula, dada por $w_L = qB/mc$. Fazendo algumas manipulações, temos que $q/c = w_L m/B$. Assim, a variação da energia é dada por:

$$\Delta E_{\perp} = \left(\frac{1}{2}mv_{\perp}^2\right)\frac{\Delta B}{B} = E_{\perp}\frac{\Delta B}{B}.$$
(4.4)

A Eq. (4.4) pode ser reescrita como é vista em [133]:

$$\Delta\left[ln(\frac{E_{\perp}}{B})\right] = 0. \tag{4.5}$$

note que para essa igualdade dar certo temos que $\frac{E_{\perp}}{B}$ = constante.

Para o sistema de referência do observador, o movimento ocorre em um campo estático, onde a força de Lorentz³ não produz trabalho, fazendo assim a energia cinética constante no tempo. A Figura 13 mostra uma representação de um espelho magnético, onde um feixe de elétrons sofre uma reflexão na presença de um campo magnético que converge para a direita.



Figura 13 – Reflexão em espelho de um feixe de elétrons mais intenso em um campo magnético que converge para a direita. Observe que o centro guia (eixo da espiral) do feixe refletido não coincide com o do feixe incidente. Isso se deve ao desvio por gradiente e curvatura em um campo não uniforme. Fonte: [134].

³ Ganhador do prêmio Nobel de Física de 1902, Hendrik Antoon Lorentz foi um físico neerlandês, nascido em 18 de julho de 1853 faleceu em 4 de fevereiro de 1928.

4.1.2 Mecanismo de Aceleração de Fermi de Segunda Ordem

Descrito pelo físico italiano Enrico Fermi⁴ em abril de 1949, em seu trabalho "On the Origin of the Cosmic Radiation" (Sobre a Origem da Radiação Cósmica), Fermi demonstrou que partículas podem ser aceleradas através de colisões com nuvens de gás que estivessem em movimento [135].

Vamos considerar os dois movimentos, o movimento da partícula com velocidade \mathbf{v} e massa \mathbf{m} , o movimento da nuvem com velocidade \mathbf{U} e massa \mathbf{M} , ambos os movimentos no mesmo eixo-x. Dessa forma, é possível acontecer dois tipos de colisão: a primeira colisão é considerada quando a partícula e a nuvem têm velocidades em direções opostas; o segundo tipo de colisão é dado quando a nuvem e a partícula têm velocidades na mesma direção.

A velocidade da partícula pode ser obtida a partir da conservação da energia e do momento linear com o espalhamento elástico com a nuvem, considerando a conservação do momento linear e energia cinética, onde é considerado $M \gg m$ e $v \gg U$ temos que:

$$mv + MU = mv' + MU', \tag{4.6}$$

$$\frac{1}{2}mv^2 + \frac{1}{2}MU^2 = \frac{1}{2}mv'^2 + \frac{1}{2}MU'^2.$$
(4.7)

Assim, levando em consideração a velocidade do centro de massa e suas velocidades, respectivamente, temos:

$$V_{CM} = \frac{mv + MU}{M + m},\tag{4.8}$$

$$v_{CM} = v - V_{CM}, \ U_{CM} = U - V_{CM},$$
(4.9)

como ocorre um espalhamento, temos que as velocidades se invertem e a velocidade da partícula após a colisão fica $v'_{CM} = -v_{CM}$, logo:

$$v' = V_{CM} - v_{CM}.$$
 (4.10)

Substituindo:

$$v' = \frac{(m-M)v + 2MU}{m+M} \longrightarrow v' \simeq -v \pm 2U. \tag{4.11}$$

Para o primeiro tipo de colisão temos que v' = -v - 2U, enquanto para o segundo tipo de colisão v'' = -v + 2U. Da mesma forma da velocidade, temos uma alteração na energia cinética da partícula como pode ser vista em [133]:

$$E^* = \frac{m(-v \pm 2|U|)^2}{2},\tag{4.12}$$

⁴ Enrico Fermi nasceu dia 29 de setembro de 1901 e morreu em 28 de novembro de 1954 e foi ganhador do prêmio nobel de 1938.

onde o sinal positivo representa o primeiro tipo de colisão e o sinal negativo o segundo tipo de colisão. Essa mesma relação é levada em consideração para representar a variação da energia cinética dada por:

$$\Delta E \simeq \pm 4 \frac{U}{v} \cdot E. \tag{4.13}$$

A taxa de interação das partículas (f) irá depender da velocidade na qual a partícula está sendo submetida, positiva para o primeiro caso e negativa para o segundo caso:

$$f_I = \frac{v+U}{l}; \ f_{II} = \frac{v-U}{l},$$
 (4.14)

onde l é o livre caminho médio da partícula. Com as colisões, temos que cada partícula ganhará energia; essa energia, adquirida por processos estocásticos, é representada por:

$$\frac{\Delta E}{\Delta t} = f_I \Delta E_I + f_{II} \Delta E_{II} = 4 \cdot \frac{U}{v} \cdot E \cdot \frac{2U}{l} = \left(\frac{8U^2}{lv}\right) E.$$
(4.15)

A equação da energia pode ser reescrita como:

$$\frac{\Delta E}{\Delta t} = \frac{1}{\tau_F''} E,\tag{4.16}$$

onde τ_F'' é a constante de dimensão temporal. O mecanismo de aceleração de Fermi de segunda ordem tem esse nome pela velocidade da nuvem estar ao quadrado. Contudo, Fermi [135] chegou à conclusão de que as velocidades das nuvens interestelares são muito baixas, percebendo assim que esse mecanismo não conseguiria chegar a altíssimas energias.

4.2 Aceleração por Ondas de Choque

A aceleração por ondas de choque é um dos mecanismos mais eficientes para a aceleração de partículas em ambientes astrofísicos. Esse processo, frequentemente associado a explosões de supernovas, jatos relativísticos e ventos estelares, ocorre quando partículas interagem com ondas de choque — regiões onde há mudanças abruptas de velocidade, pressão e densidade no meio. No mecanismo conhecido como aceleração por choque difusivo, as partículas atravessam repetidamente a frente de choque, ganhando energia a cada passagem devido a colisões elásticas e dispersão em campos magnéticos turbulentos. Esse processo resulta naturalmente em um espectro de energia em lei de potência (Eq. (4.30)), com índice espectral típico $\alpha \simeq 2$, o que está em acordo com observações de raios cósmicos e emissões em altas energias [133].

4.2.1 Mecanismo de Aceleração de Fermi de Primeira Ordem

Em 1954, Enrico Fermi, em um dos seus últimos trabalhos [136], descreveu um mecanismo mais eficiente de aceleração de partículas que se movem entre duas nuvens que se aproximam, conhecido como mecanismo de aceleração de Fermi de primeira ordem. No livro "*Probes of Multimessenger Astrophysics*" [133], Maurizio Spurio⁵ ilustra esse mecanismo por meio de uma analogia lúdica envolvendo dois trens com a mesma velocidade que se movem na mesma direção, porém em sentidos opostos, como mostrado na Figura 14.



Figura 14 – Modelo simplificado de um possível mecanismo de aceleração de Fermi de primeira ordem. Fonte: [133].

Nessa imagem é possível observar uma pequena bola sendo lançada do trem B em direção ao trem A, no referencial do trem B temos que a velocidade da bola é v, já para o observador no laboratório temos que a velocidade observada é $v_1 = v + V$ e para o referencial do trem A temos que a velocidade observada na bola é $v_1^A = v + 2V$. Assumindo que a colisão é elástica, a bola vai ricochetear e voltar para o trem B com uma velocidade $v_2^A = v + 2V$ para o observador em A e $v_2 = v + 3V$ para o observador no laboratório. Após a colisão com o trem B, a bola passaria a ter uma velocidade $v_2^B = v + 4V$ para um observador em B e uma velocidade $v_3 = v + 5V$, assim, se houver diversas colisões, é possível notar que a energia da bola vai aumentar consideravelmente.

O ato das enumeras colisões acontecendo com a bola é comparável com as colisões de um próton ou núcleo, entre o montante e a jusante de uma frente de choque [133]. Com isso, podemos calcular a energia da partícula com velocidade v. A partícula se move na mesma direção da nuvem, com velocidade U, contudo em sentidos diferentes. Após um número suficiente de colisões, temos que $v \simeq c \gg U$, apenas a componente p_x do momento é considerada, pois $y \in z$ são conservados nas interações.

O quadrimomento que descreve a partícula é dado por (E, p_x) no referencial S, referencial do observador, e (E', p'_x) em S' no referencial da nuvem estacionária, onde Γ é o fator de Lorentz:

⁵ Atualmente é professor titular do Departamento de Física e Astronomia "Augusto Righi"da A universidade de Bolonha

$$E' = \Gamma(E + Up_x), \tag{4.17}$$

$$p'_x = \Gamma\left(p_x + \frac{U}{c^2}E\right). \tag{4.18}$$

Temos que para casos relativísticos o momento se torna $p_x = mv\Gamma\cos\theta$ e a energia $E = mc^2\Gamma$. Com a colisão no referencial da nuvem estacionária, temos que o momento após a colisão se torna $-p'_x$, assim a energia após a colisão se torna:

$$E^* = \Gamma \left(E' - U(-p'_x) \right). \tag{4.19}$$

Colocando as Eqs. (4.17) e (4.18) na Eq. (4.19) obtemos:

$$E^* = \Gamma \left[\Gamma(E + Up_x) + U\Gamma \left(p_x + \frac{U}{c^2} E \right) \right], \qquad (4.20)$$

$$E^* = \Gamma^2 \left[E + 2Up_x + \frac{U^2}{c^2} E \right] = \Gamma^2 E \left[1 + 2U\frac{p_x}{E} + \frac{U^2}{c^2} \right].$$
 (4.21)

Pode-se encontrar a relação de $\frac{p_x}{E}$:

$$\frac{p_x}{E} = \frac{mv\Gamma\cos\theta}{mc^2\Gamma} = \frac{v}{c^2}\cos\theta,$$
(4.22)

logo, temos que a energia da partícula é dada por:

$$E^* = \Gamma^2 E \left[1 + 2U \frac{v \cos \theta}{c^2} + \frac{U^2}{c^2} \right].$$
 (4.23)

Usando a aproximação de Taylor para o fator de Lorentz $\Gamma^2 \simeq \left[1 - \left(\frac{U}{c}\right)^2\right]$, pode-se assim refinar a equação Eq. (4.23) na segunda ordem de $\frac{U}{c}$.

$$E^* \simeq \left[1 + \left(\frac{U}{c}\right)^2\right] E\left[1 + 2U\frac{v\cos\theta}{c^2} + \frac{U^2}{c^2}\right] \simeq E\left[1 + 2U\frac{v\cos\theta}{c^2} + 2\frac{U^2}{c^2}\right].$$
 (4.24)

No referencial do observador, a energia ganha pela partícula é:

$$\Delta E = E^* - E = \left[\frac{2Uv\cos\theta}{c^2} + 2\left(\frac{U}{c}\right)^2 E\right].$$
(4.25)

Ao considerar colisões frontais e colisões de perseguição, o ganho de energia é $\Delta E \propto (U/c)^2$. Dessa forma, voltamos ao modelo de aceleração de Fermi de segunda ordem. Para considerar acelerações suficientemente altas para chegarmos em altíssimas energias, é necessário considerar apenas colisões frontais. Deste modo, $U/c \ll 1$, assim as Eqs. (4.24) e (4.25) podem ser reescritas como:
$$E^* = E\left[1 + 2U\frac{\cos\theta}{c^2}\right],\tag{4.26}$$

$$\Delta E = E^* - E = \left[\frac{2U\cos\theta}{c^2}\right]E.$$
(4.27)

Nesse caso a partícula ganhará energia sempre que tivermos uma colisão onde $\cos \theta > 0$, assim a média das energias sobre as direções é:

$$\langle \Delta E \rangle = \left(\frac{4U}{3c}\right) \cdot \langle E \rangle \equiv \eta \cdot \langle E \rangle, \qquad (4.28)$$

$$\langle E^* \rangle = \left(1 + \frac{4U}{3c}\right) \cdot \langle E \rangle \equiv \mathcal{B} \cdot \langle E \rangle.$$
 (4.29)

As duas quantidades definidas $\eta \in \mathcal{B}$ são utilizadas em uma situação em que partículas aceleradas sofrem apenas colisões frontais, que são assumidas no modelo de aceleração de choque difusivo astrofísico, que utiliza ondas de choque fortes produzidas, por exemplo, por explosões de supernovas [133].

Uma das grandes consequências do mecanismo de aceleração de Fermi é a lei de potência da energia:

$$\mathcal{N}(E) = \text{constant} \times E^{-\alpha_S},\tag{4.30}$$

onde $\alpha_S = 1 + \frac{\tau_F}{\tau_{esc}}$; τ_{esc} é o tempo de fuga característico dos raios cósmicos da galáxia. A lei de potência dada pelo mecanismo de aceleração de Fermi tem como índice espectral α_s . Ao utilizar τ_F está sendo representado tanto τ'_F quanto τ''_F , assim representando os dois mecanismos de aceleração; contudo, esses mecanismos possuem processos totalmente distintos e apenas o primeiro pode gerar raios cósmicos.

4.3 Reconexão Magnética

A reconexão magnética é um fenômeno que ocorre quando dois fluxos magnéticos com polaridades opostas se encontram [137, 138]. Na presença de resistividade magnética finita, as linhas de campo magnético convergentes se anulam na superfície de descontinuidade, formando uma camada de corrente [139]. Em 2005, foi proposto por de Gouveia Dal Pino⁶ & Lazarian⁷ [140], que esse mecanismo poderia acelerar partículas a velocidades relativísticas; o método usado se assemelha ao mecanismo de aceleração de Fermi de primeira ordem, podendo também aumentar a energia de partículas exponencialmente, como pode ser visto na Figura 15.

⁶ Elisabete Maria de Gouveia Dal Pino é professora titular no Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas da Universidade de São Paulo.

⁷ Alexandre Lazarian é professor de astronomia na Universidade de Wisconsin-Madison.



Figura 15 – Da esquerda para a direita, a figura mostra: a imagem HST do AGN M87; uma representação esquemática da estrutura esperada do campo magnético ao redor do disco de acreção e do buraco negro central (como em [141]); uma representação esquemática da zona de reconexão com os dois fluxos magnéticos convergentes de polaridade oposta em uma configuração Sweet-Parker se aproximando um do outro com uma velocidade de reconexão $V_R = V_{rec}$; e uma simulação MHD 3D de reconexão magnética com turbulência injetada dentro da folha de corrente para tornar a reconexão rápida (como em [142]). Autor:[139].

A partícula é refletida entre os dois fluxos magnéticos e assim acelerando e ganhando energia por meio da aceleração de Fermi de primeira ordem. Para representar essa aceleração podemos imaginar que M_0 partículas são aceleradas com uma energia inicial de E_0 , para cada colisão a partícula adquire uma energia $E = \beta E_0$ e assim após *m* colisões, temos que a energia é $E = \beta^m E_0$ como pode ser vista em [139].

$$\frac{M}{M_0} = \left(\frac{E}{E_0}\right)^{\frac{\ln P}{\ln \beta}} \tag{4.31}$$

Além do mais, a probabilidade de uma partícula permanecer na região de aceleração é \mathbf{P} e com \mathbf{m} colisões temos que o número de partículas aceleradas é $M = P^m M_0$. Como algumas dessas \mathbf{M} partículas continuarão a ser aceleradas antes de escaparem do sistema, a equação acima implica que o número $\mathbf{N}(\mathbf{E})$ de partículas aceleradas a energias iguais ou maiores que \mathbf{E} é dado por [139]:

$$N(E)dE = \text{const} \times E^{-1 + \frac{\text{in } P}{\ln \beta}} dE.$$
(4.32)

Assim, as regiões de reconexão magnética são ditas como superior, inferior e central, onde ocorre a reconexão. Na região central, ocorre a conversão de energia magnética em cinética; as partículas realizam um ciclo completo de reconexão ao retornarem à região superior. Assim, se uma partícula que vem da região superior entra em um ângulo θ , em relação à direção da velocidade de reconexão V_R na região inferior, o ganho médio da partícula é:

$$\delta E/E = 2V_R \cos\theta/c. \tag{4.33}$$

Para uma distribuição isotrópica de partículas, o ganho médio de energia pode ser dado como:

$$\langle \delta E/E \rangle = \frac{V_R}{c} \int_0^{\pi/2} 2\cos^2\theta \sin\theta d\theta = \frac{4}{3} \frac{V_R}{c}.$$
(4.34)

Para um ciclo completo, a energia ganha é de:

$$\langle \delta E/E \rangle_{ciclo} = \frac{8}{3} \left(\frac{V_R}{c} \right).$$
 (4.35)

5 Emissão de radiação em fontes Blazares

Blazares são caracterizados pela rápida variabilidade em todo espectro eletromagnético e um alto grau de polarização na faixa de rádio e óptico [143]. A detecção da emissão no óptico polarizada de muitos blazares indica que a emissão é de origem sincrotrônica [144, 145]. Além do mais, as componentes de emissão não polarizada oriundas do toro de poeira (infravermelho), galáxia hospedeira (óptico), região de linhas largas e disco de acreção (óptico-óptico/ultravioleta-raios-X) podem contribuir à radiação observada. O disco de acreção é diretamente visível em alguns blazares, mas é frequentemente ofuscado pela emissão síncrotron não térmica do jato relativístico.

As componentes em altas energias da distribuição de energia espectral na faixa de raios-X a raios gama podem ser modeladas com modelos leptônico e hadrônico [146]. Ambos os modelos fornecem as componentes de espalhamento Compton de fótons de raios-X para raios gama, os quais são frequentemente subdominantes no caso de modelos hadrônicos. Especificamente, estes modelos possuem em comum uma componente síncrotron auto-Compton (SSC, sigla em inglês para *Synchrotron Self-Compton*), onde fótons da radiação síncrotron interagem com a mesma população de elétrons que os originaram, sendo espalhados para o regime de altas energias [147].

Em modelos leptônicos, considera-se que a emissão de radiação em todo espectro eletromagnético é dominada por léptons (elétrons e possivelmente pósitrons). A emissão em altas energias é mais plausivelmente explicada pelo espalhamento Compton inverso de fótons de baixa energia pela mesma população de elétrons que produziu a emissão síncrotron em baixas frequências [148, 149, 150, 151, 152]. Já em modelos lepto-hadrônicos, ambos, elétrons e prótons primários, são acelerados a energias ultra-relativísticas, com prótons excedendo o limiar para a foto-produção de píons, através da interação de prótons relativísticos com o campo de radiação na região de emissão. Enquanto a emissão de radiação em baixas frequências é ainda dominada pela emissão síncrotron por elétrons primários, a emissão em altas energias é dominada pela emissão próton-síncrotron, fótons provenientes do decaimento de π^0 , emissão síncrotron e Compton provenientes do decaimento de píons carregados secundários e aniquilação fóton-fóton [19, 16, 153].

5.1 Princípios Básicos

Neste trabalho consideramos o modelo do tipo "zona única" para emissão de radiação, ou seja, consideramos que há uma única região responsável pela emissão de radiação do blazar. Esta região pode ser descrita por um *blob* esférico de raio R, embebido em um campo magnético de intensidade B, e que move-se em direção ao observador

com um fator de Doppler δ . Considera-se também que elétrons e prótons são injetados uniformemente em todo o volume do *blob* (vide Figura 16). A interação de partículas com campos magnético e de radiação, via diferentes processos físicos, produz um espectro de radiação não térmica em múltiplos comprimentos de onda. Assume-se também que todas as partículas escapam eventualmente da região de emissão em uma escala de tempo característica, que pode ser igual (ou maior) que o tempo de cruzamento do fóton da fonte. Um modelo de emissão como este descrito acima é definido como lepto-hadrônico, que mostra que a emissão de radiação do blazar em baixas energias é atribuída a radiação síncrotron de elétrons primários, enquanto a emissão observada em altas energias (GeV-TeV) é de origem hadrônica.



Figura 16 – Representação da produção de radiação de um blazar. Fonte: Autor.

Enquanto elétrons de altas energias perdem energia predominantemente pela radiação síncrotron e espalhamento Compton inverso, prótons altamente energéticos perdem energia através da emissão síncrotron, foto-produção de pares (Bethe-Heitler), e foto-produção de píons (vide Figura 17 - note que os processos físicos que envolvem interação em altas energias com a matéria, como bremmstrahlung relativístico e colisões próton-próton, são marginais, devido à densidade de matéria no jato ser bastante baixa). Destes, o processo foto-produção de píons é o mais complicado pelo fato de ele produzir muitas partículas instáveis, tais como píons (π^{\pm}, π^0) , múons (μ^{\pm}) , e káons (K^{\pm}, K^0) , os quais decaem em partículas mais leves. O decaimento de π^{\pm} resulta na produção de pares secundários elétron-pósitron relativísticos $(\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu, \mu^+ \to e^+ + \overline{\nu}_\mu + \nu_e),$ enquanto π^0 decai em dois raios gama altamente energéticos. Portanto, fótons e neutrinos, juntamente aos prótons e elétrons (primários e secundários) podem ser considerados como populações estáveis na região de emissão do blazar. Levando-se em consideração que prótons podem se transformar em nêutrons em colisões foto-hadrônicas, podemos adicionar nêutrons como uma população estável, desde que sejam ultra-relativísticos e, portanto, seu tempo de decaimento (no referencial do blob) é muito maior do que seu tempo de escape. Considera-se também que píons carregados e múons não irradiam. Isto pode ser justificado pelo fato de que seus tempos de decaimento são muito menores do que o tempo de resfriamento síncrotron. Logo, a radiação proveniente destas partículas possui uma contribuição negligenciável à região de emissão [154].



Figura 17 – Ilustração esquemática dos principais processos leptônico e hadrônico (modelo lepto-hadrônico) que são incluídos em tratamento numérico da distribuição de energia espectral de blazares. Fonte: [155].

Segue abaixo uma descrição mais detalhada a respeito dos modelos leptônico e lepto-hadrônico.

5.2 Modelo Leptônico

O modelo leptônico é uma das abordagens necessárias para explicar a radiação emitida pelos blazares. Nesse modelo, a radiação é produzida por interações envolvendo léptons, que são partículas mais leves como elétrons e pósitrons. Para esse modelo, são considerados dois processos principais: emissão síncrotron e espalhamento Compton inverso.

5.2.1 Radiação Síncrotron

A radiação síncroton é a radiação emitida por uma partícula com carga Z_e e massa m com energia $E = \gamma mc^2$, acelerada a velocidades relativísticas, em um campo magnético de intensidade B. Para isso, consideramos uma escala espacial muito maior que o giro-raio da partícula [156]. O giro-raio é definido como o raio do movimento circular de uma partícula carregada na presença de um campo magnético uniforme. A interação da partícula carregada relativística com o campo magnético resulta na produção de fótons.

Em 1962 [157], mostrou-se que o espectro de elétrons injetados é $\propto \gamma^{-\alpha_e}$ (lei de potência), então o espectro varia com o tempo devido às perdas por emissão no campo magnético. Essa variação é dada por diferentes intervalos de energia, descritos por $N_e(\gamma_e) = N_{0,e\gamma_e^{-\alpha_e}}$ para $\gamma_{e,min} < \gamma_e < \gamma_{e,c}$, e $N_e(\gamma_e) = N_{0,e\gamma_e,c\gamma_e^{-\alpha_e}}$ para $\gamma_{e,c} \leq \gamma_e < \gamma_{e,max}$, sendo $N_{0,e}$ a constante de proporcionalidade para os elétrons [158]. O parâmetro α_e é o índice espectral da distribuição de elétrons, e $\gamma_{e,i}$ representa o fator de Lorentz do elétron, onde i = min, c, max representa o fator de Lorentz mínimo, de quebra e máximo, respectivamente [159].

Uma fração da energia é usada para acelerar os elétrons, e essa energia é dada por:

$$U_e = m_e \int \gamma_e N_e(\gamma_e) d\gamma_e, \qquad (5.1)$$

onde m_e é a massa do elétron. A luminosidade mínima é dada pela Eq. (5.2), e o fator de Lorentz para o elétron é dado pela Eq. (5.3):

$$L_e = 4\pi \delta_D^2 r_d^2 U_e, \tag{5.2}$$

$$\gamma_{e,min} = \frac{(\alpha_e - 2)}{m_e(\alpha_e - 1)} \frac{U_e}{N_e},\tag{5.3}$$

sendo r_d o tamanho da região de emissão e δ_D o fator de Doppler¹. A distribuição de elétrons embebidos em um campo magnético $B = \sqrt{8\pi U_B}$ resfria seguindo a escala de tempo de resfriamento síncrotron dada por:

¹ O efeito Doppler relativístico é a mudança aparente da frequência da luz, para objetos que se movem em velocidades relativísticas.

$$t_c' = \frac{3m_e}{4\sigma_T} U_B^{-1} \gamma_e^{-1}, \tag{5.4}$$

onde $\sigma_T = 6.65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$ é a seção de choque transversal de Thomson, a qual refere-se ao espalhamento elástico da radiação eletromagnética por elétrons. Ela descreve como os elétrons espalham a luz incidente sem mudar sua frequência. Comparando a escala de tempo de resfriamento síncrotron com a escala de tempo dinâmica dada por $t'_d \simeq \frac{r_d}{\delta_D}$ temos que:

$$\gamma_{e,c} = \frac{3m_e}{4\sigma_T} (1+Y)^{-1} \delta_D U_B^{-1} r_d^{-1}.$$
(5.5)

Aqui, Y é o parâmetro de Compton, dado por:

$$Y = \begin{cases} \frac{\eta U_e}{U_B}; \frac{\eta U_e}{U_B} \ll 1\\ (\frac{\eta U_e}{U_B})^{\frac{1}{2}}; \frac{\eta U_e}{U_B} \gg 1. \end{cases}$$
(5.6)

Além disso, $\eta = (\gamma_{e,c}/\gamma_{e,min})^{2-\alpha_e}$ para resfriamento lento e $\eta = 1$ para resfriamento rápido [160]. Considerando o tempo de aceleração dado por:

$$t'_{\rm acc} \cong \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{m_e}{q_e} U_B^{-1/2} \gamma_e, \tag{5.7}$$

e assumindo que as escalas de tempo de aceleração e resfriamento são semelhantes, o fator de Lorentz máximo do elétron pode ser escrito como:

$$\gamma_{e,\max} = \left(\frac{9q_e^2}{8\pi\sigma_T^2}\right)^{1/4} U_B^{-1/4},\tag{5.8}$$

onde q_e é a carga elétrica. Vale a pena notar que a direção do campo magnético médio no choque tem um efeito significativo. Se o coeficiente de difusão perpendicular for muito menor do que o coeficiente paralelo, as partículas podem ganhar muito mais energia se o choque for quase perpendicular do que quase paralelo. Nesse caso, a escala de tempo de aceleração pode ser ainda mais curta [161].

Considerando a emissão síncrotron:

$$\epsilon_{\gamma}(\gamma_{e,i}) = \sqrt{\frac{8\pi q_e^2}{m_e^2}} \delta_D U_B^{1/2} \gamma_{e,i}^2$$
(5.9)

com base no fator de Lorentz do elétron, as energias de corte são dadas por:

Equação da emissão mínima:

$$\epsilon_{\gamma,m}^{syn} = \frac{\sqrt{8\pi}q_e}{m_e} \delta_D U_B^{1/2} \gamma_{e,min}^2.$$
(5.10)

Equação da emissão média:

$$\epsilon_{\gamma,c}^{syn} = \frac{\sqrt{8\pi}q_e}{m_e} \delta_D U_B^{1/2} \gamma_{e,c}^2, \tag{5.11}$$

$$\epsilon_{\gamma,c}^{syn} = \frac{9\sqrt{2\pi}q_e m_e}{8\sigma_T^2} (1+Y)^{-2} \delta_D^3 U_B^{-3/2} r_d^{-2}$$

Equação da emissão máxima:

$$\epsilon_{\gamma,max}^{syn} = \frac{\sqrt{8\pi}q_e}{m_e} \delta_D U_B^{1/2} \gamma_{e,max}^2, \qquad (5.12)$$
$$\epsilon_{\gamma,max}^{syn} = \frac{3q_e^2}{m_e \sigma_T} \delta_D.$$

A observação do espectro síncrotron pode ser escrita como:

$$[\epsilon_{\gamma}^{2}N(\epsilon_{\gamma})]_{\gamma,syn} = A_{\gamma,syn} \begin{cases} \left(\frac{\epsilon_{\gamma}}{\epsilon_{\gamma,m}^{syn}}\right)^{4/3}, \epsilon_{\gamma} < \epsilon_{\gamma,m}^{syn} \\ \left(\frac{\epsilon_{\gamma}}{\epsilon_{\gamma,m}^{syn}}\right)^{-\frac{\alpha_{e}-3}{2}}, \epsilon_{\gamma,m}^{syn} < \epsilon_{\gamma} < \epsilon_{\gamma,c}^{syn} \\ \left(\frac{\epsilon_{\gamma,c}}{\epsilon_{\gamma,m}^{sym}}\right)^{-\frac{\alpha_{e}-3}{2}}, \left(\frac{\epsilon_{\gamma}}{\epsilon_{\gamma,c}}\right)^{-\frac{\alpha_{e}-2}{2}}, \epsilon_{\gamma,c}^{syn} < \epsilon_{\gamma} < \epsilon_{\gamma,max}^{syn} \end{cases}$$
(5.13)

onde $A_{\gamma,syn}$ é a constante de proporcionalidade do espectro de síncrotron, escrita como:

$$A_{\gamma,syn} = \frac{4\sigma_T}{9} d_z^2 \delta_D^3 U_B r_d^3 N_e \gamma_{e,min}^2,$$
(5.14)

e d_z é a distância entre a Terra e o objeto.

5.2.2 Espalhamento Compton Inverso

O processo SSC ocorre quando elétrons acelerados via mecanismo de Fermi, presentes na região de emissão, espalham fótons da radiação síncrotron para energias mais altas, tal como:

$$\epsilon_{\gamma,(m,c,max)}^{SSC} \simeq \gamma_{e,(min,c,max)}^2 \epsilon_{\gamma,(m,c,max)}^{syn}.$$
(5.15)

A partir dos fatores de Lorentz obtidos das Eqs. (5.3), (5.5) e (5.8) combinadas com as equações que representam as energias de corte, podemos derivar as expressões que definem as energias mínima, de quebra e máxima do espalhamento Compton inverso:

Equação para emissão mínima:

$$\epsilon_{\gamma,m}^{ssc} = \frac{\sqrt{8\pi}q_e}{m_e} \delta_D U_B^{1/2} \gamma_{e,min}^4.$$
(5.16)

Equação para emissão média:

$$\epsilon_{\gamma,c}^{ssc} = \frac{81\sqrt{2\pi}q_e m_e}{128\sigma_T^4} (1+Y)^{-4} \delta_D^5 U_B^{-7/2} . r_d^{-4}$$
(5.17)

Equação para emissão máxima:

$$\epsilon_{\gamma,max}^{ssc0} = \frac{9q_e^3}{2\sqrt{2\pi}m_e\sigma_T^2}\delta_D U_B^{-1/2}.$$
(5.18)

O espectro devido ao espalhamento Compton inverso é dado por:

$$[\epsilon_{\gamma}^{2} N(\epsilon_{\gamma})]_{\gamma,ssc} = A_{\gamma,ssc} \begin{cases} \left(\frac{\epsilon_{\gamma}}{\epsilon_{\gamma,m}^{ssc}}\right)^{4/3}, \epsilon_{\gamma} < \epsilon_{\gamma,m}^{ssc} \\ \left(\frac{\epsilon_{\gamma}}{\epsilon_{\gamma,m}^{ssc}}\right)^{-\frac{\alpha_{e}-3}{2}}, \epsilon_{\gamma,m}^{ssc} < \epsilon_{\gamma} < \epsilon_{\gamma,c}^{ssc} \end{cases} \\ \left(\frac{\epsilon_{\gamma,c}^{ssc}}{\epsilon_{\gamma,m}^{ssc}}\right)^{-\frac{\alpha_{e}-3}{2}} \left(\frac{\epsilon_{\gamma}}{\epsilon_{\gamma,c}^{ssc}}\right)^{-\frac{\alpha_{e}-2}{2}}, \epsilon_{\gamma,c}^{ssc} < \epsilon_{\gamma} < \epsilon_{\gamma,max}^{ssc} \end{cases}$$
(5.19)

onde $A_{\gamma,ssc}$ é a constante de proporcionalidade do espectro devido ao espalhamento Compton inverso escrita como:

$$A_{\gamma,ssc} = Y[\epsilon_{\gamma}^2 N_{\gamma}(\epsilon_{\gamma})]_{max}^{syn}.$$
(5.20)

5.3 Modelo Hadrônico

O modelo lepto-hadrônico apresenta a explicação de emissão de raios gama a partir da interação de hádrons de alta energia com fótons alvos [162]. Trabalho como o de Cerruti em 2016 [163] investiga a produção de neutrinos, além de raios gama, via diferentes processos de interação hadrônica. Conforme apresentado em Rodriguez 2019 [88], temos:

$$p\gamma \to \Delta^{+} \to n\pi^{+} \quad (BR = 2/3)$$

$$n \to p e^{-} \bar{\nu}_{e}$$

$$\pi^{+} \to \mu^{+} \nu_{\mu}$$

$$\mu^{+} \to e^{+} \bar{\nu}_{\mu} \nu_{e} \qquad (5.21)$$

$$p\gamma \to \Delta^+ \to p\pi^0 \quad (BR = 1/3)$$

 $\pi^0 \to \gamma\gamma$

As interações envolvendo prótons ocorrem a energias acima da energia mínima necessária para a interação $p\gamma$, sendo esta a energia necessária para excitar a ressonância Δ . Acima desse limiar, as interações produzem partículas secundárias como píons, que, por sua vez, decaem em múons e neutrinos.

A partir das equações de interação acima é possível observar que em 2/3 das interações ocorre a produção de píon carregado e em 1/3 ocorre a geração de píon neutro. Os raios gama surgem através do decaimento do píon neutro, enquanto os neutrinos surgem por meio do decaimento de píons carregados e múons. A fração da energia do próton incidente que é transferida para a produção de novas partículas é da ordem de 20%, logo temos que no caso do decaimento do píon neutro cada raio gama terá aproximadamente 10% da energia original. Já para o decaimento do píon carregado, cada neutrino carregará aproximadamente 5% da energia original.

Uma das vantagens de se utilizar o modelo lepto-hadrônico é justamente a observação da produção desses neutrinos energéticos junto aos raios gama, e assim, podemos correlacionar as emissões de fótons, neutrinos e raios cósmicos ultra energéticos [88]. A interação primária próton-fóton pode também produzir um par elétron-pósitron, os quais são resfriados através dos processos síncrotron ou espalhamento Compton inverso. Esse par elétron-pósitron é também conhecido como par Bethe-Heitler.

Uma das formas de emissão de radiação a partir dos modelos hadrônicos é o modelo baseado em emissão síncrotron de prótons [164]. Para este caso, os valores de campo magnético devem ser maiores em comparação com modelos de emissão de radiação gama por modelos lepto-hadrônicos [165].

5.4 Interações de partículas presentes em jatos relativísticos

Como veremos, o Capítulo 7 apresenta modelagens considerando interações apenas leptônicas e lepto-hadrônicas. Para modelagens lepto-hadrônicas observadas nas Figuras 30, 33 e 35, obtemos cinco interações de partículas, sendo elas:

$$p\gamma \to pe^+e^-$$
$$\gamma\gamma \to e^+e^-$$
$$p\gamma \to \pi^+ \to \mu^+ + v_\mu \to v_e + e^+$$
$$\to \pi^- \to \mu^- + \bar{v_\mu} \to \bar{v_e} + e^-$$
$$p\gamma \to \pi^0 \to \gamma\gamma$$
$$pp \to \pi^0 \to \gamma\gamma$$

A primeira interação observada é o processo de Bethe-Heitler, desenvolvido na década de 1930 pelos físicos Hans Bethe² e Walter Heitler³. Nesse processo, um fóton de alta energia interage com um próton, transferindo energia suficiente para a produção de um par elétron-pósitron por meio do processo de Bethe-Heitler.

Outra interação presente é a colisão entre dois fótons $(\gamma \gamma)$, resultando na criação de um par elétron-pósitron. Para que essa interação ocorra, é necessário que os fótons

² Nascido em 2 de julho de 1906 e faleceu em 6 de março de 2005. Foi ganhador do Prêmio Nobel em 1967 e da Medalha Max Planck em 1955, dentre outras premiações.

 $^{^3\,}$ Nascido em 2 de janeiro de 1904 e faleceu em 15 de novembro de 1981. Foi ganhador da Medalha Max Planck em 1968.

tenham uma energia superior a 1,022 MeV (o dobro da massa do elétron em repouso). Esse processo também contribui para a opacidade de fótons de alta energia e para a formação de cascatas eletromagnéticas em ambientes astrofísicos.[88]

Além disso, temos a interação $p\gamma$ que produz píons carregados (π^+ ou π^-). Esses píons decaem em múons (μ^+ ou μ^-) que decaem em elétrons ou pósitrons.

$$\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu$$
$$\mu^+ \to e^+ + \nu_e + \bar{\nu}\mu$$

esse mecanismo gera neutrinos muônicos (ν_{μ}) e eletrônicos (ν_{e}) .

Para interações $p\gamma$ que produzem píons neutros (π^0) , temos que esse processo é responsável pela emissão de raios gama. Por fim, temos a interação hadrônica pp, que também resulta na produção de píons neutros (π^0) e seu decaimento em dois fótons. Esse processo gera emissão difusa, onde não é possível direcionar o fluxo da radiação de raios gama e é relevante em ambientes com densidade de partículas elevada. Essas interações e seus produtos representam mecanismos fundamentais para a emissão de radiação e produção de partículas secundárias em ambientes astrofísicos extremos [166]. Para além disso, obtivemos duas possíveis interações que podem vir a gerar neutrinos, a partir do decaimento de píons carregados e múons produzidos nas interações $p\gamma$ e pp.

6 Metodologia

Neste trabalho modelou-se numericamente a distribuição de energia espectral de três blazares (1ES 0414+009, 1ES 2344+514 e 1ES 1959+650) detectados em raios gama altamente energéticos, i.e., na faixa de TeV. A observação em TeV é fundamental para estudar processos astrofísicos extremos e identificar as origens dos raios cósmicos de alta energia, permitindo a investigação da aceleração de partículas em fontes como remanescentes de supernova, nebulosas de vento de pulsar e núcleos ativos de galáxias [133].

Dados coletados por diferentes observatórios espaciais e terrestres, desde rádio até raios gama, foram utilizados para modelar o espectro de radiação não térmica dos blazares em múltiplos comprimentos de onda. Os dados astronômicos utilizados neste trabalho foram extraídos das ferramentas *Space Science Data Center* (SSDC)¹ e do *Firmamento*². Estes dados foram utilizados como entrada no software *Jets SED modeler and fitting Tool* (JetSeT)³ para modelar o espectro não térmico dos blazares via processos leptônicos, e no software *Astrophysical Multi-Messenger Modeling* (AM³)⁴ para a modelagem leptohadrônica. Uma descrição detalhada destas ferramentas é feita abaixo.

6.1 Space Science Data Center (SSDC)

O SSDC foi criado a partir da Agência Espacial Italiana (ASI, sigla em italiano para Agenzia Spaziale Italiana)⁵ e é uma missão para o armazenamento e processamento de dados vindos de vários observatórios espaciais e terrestres. Atualmente, o SSDC é responsável por satélites que captam dados principalmente de altas energias para estudos em astronomia e astropartículas. Alguns dos satélites que são de responsabilidade da ASI são, e.g., Swift⁶, AGILE (Astro-rivelatore Gamma a Immagini Leggero)⁷, Fermi⁸, NuSTAR (the Nuclear Spectroscopic Telescope Array)⁹ e AMS (Alpha Magnetic Spectrometer)¹⁰, bem como apoia outras missões como Herschel¹¹ e Planck¹² [167].

¹ <https://www.ssdc.asi.it/>

² <https://firmamento.hosting.nyu.edu/home>

³ <https://jetset.readthedocs.io/en/latest/index.html>

 $^{^4}$ <https://am3.readthedocs.io/en/latest/>

⁵ <https://www.asi.it/en/>

⁶ <https://swift.gsfc.nasa.gov/>

⁷ <http://agile.rm.iasf.cnr.it/>

⁸ <https://fermi.gsfc.nasa.gov/>

 $^{^{9}}$ <https://www.nustar.caltech.edu/>

 $^{^{10}}$ <https://www.nasa.gov/alpha-magnetic-spectrometer/>

¹¹ <https://www.herschel.caltech.edu/>

 $^{^{12}}$ <https://www.esa.int/Enabling_Support/Operations/Planck>

O SSDC tem como principais responsabilidades [168]:

- Prestar apoio as missões financiadas pela ASI;
- Manter os arquivos de dados permanentes, atuar como interface entre as missões científicas;
- Fornecer acesso online a dados de arquivo e software de análise;
- Hospedar uma cópia do arquivo de dados das missões internacionais onde a Itália está envolvida;
- Desenvolver e manter o software para acesso, análise e comparação eficiente de dados;
- Colaborar com outros centros de dados e instituições científicas para troca de dados, software e conhecimento especializado.

Assim, o SSDC é uma excelente ferramenta de coleta e fornecimento de dados por se tratar de um site público.

6.2 Firmamento

O firmamento é uma ferramenta web desenvolvida a partir da colaboração entre o Center for Astro, Particle, and Planetary Physics¹³ e o Citizen Researcher initiative¹⁴ da Universidade Nova Iorque, Abu Dhabi [169].

A plataforma *firmamento* possui uma lista diversa de funcionalidades para o estudo de objetos astronômicos como blazares e emissores multi-mensageiros. Ela fornece acesso efetivo a dados astronômicos em múltiplos comprimentos de onda, permitindo ao usuário visualizar imagens da distribuição de energia espectral em uma ampla faixa de energia, além de oferecer aprendizado de máquina e outros softwares científicos para a caracterização de dados.

Por se tratar de uma plataforma acessível em praticamente todos os meios de comunicação com acesso à internet, o *firmamento* se transformou em uma interface limpa e de fácil acesso. A ferramenta é projetada para ajudar na descoberta de novos blazares e outros emissores em múltiplos comprimentos de onda, utilizando dados de levantamentos como o ROSITA (*Extended Roentgen Survey with an Imaging Telescope Array*)¹⁵, que deve incluir milhares de novos candidatos a blazares [170].

 $^{^{13} \ &}lt; \rm https://nyuad.nyu.edu/en/research/faculty-labs-and-projects/center-for-astrophysics-and-space-science. \ html>$

 $^{^{14}\ \ &}lt; https://citizenresearcher.hosting.nyu.edu/>$

 $^{^{15}}$ <https://www.mpe.mpg.de/eROSITA>

Firmamento tem como objetivo envolver não apenas cientistas profissionais, mas também cidadãos e estudantes, promovendo a educação e a participação na pesquisa científica. A Figura 18 mostra a visualização da posição e localização astronômica de uma fonte arbitrária através do software Aladin¹⁶.



Figura 18 – Observação astronômica através do software Aladin. Fonte: [169].

A Figura 19 mostra a distribuição espectral de energia do blazar 1ES 0414+009 (lado esquerdo), bem como a posição da fonte astrofísica no céu (lado direito).



Figura 19 – Distribuição espectral de energia da fonte 1ES 0414+009 (lado esquerdo) e sua posição no céu (lado direito). Fonte: [169].

¹⁶ <https://aladin.cds.unistra.fr/>

6.3 JetSeT

O software JetSeT reproduz processos radiativos e acelerativos em jatos relativísticos e ajusta modelos numéricos a dados observados. É um código aberto em C/Python que define um conjunto de dados e os vincula a tabelas e quantidades do astropy¹⁷. Os processos físicos utilizados pelo JetSeT são o SSC, espalhamento Compton externo (EC) e o EC na radiação cósmica de fundo em microondas (CMB, sigla em inglês para *Cosmic Microwave Background*). Este software pode restringir o modelo no estágio de pré-ajuste com base em tendências fenomenológicas precisas e já publicadas, a partir de parâmetros como índices espectrais, fluxos e frequências de pico e curvaturas espectrais.

O pacote se adapta a distribuição de energia espectral em múltiplos comprimentos de onda usando abordagem frequentista para o iminuit¹⁸ e mínimos quadrados¹⁹ além de uma amostragem Bayesiana MCMC²⁰ (*Markov-Chain Monte Carlo*) [171], e também fornece a evolução temporal do plasma sob o efeito de processos radiativos e acelerativos para mecanismos de primeira e segunda ordem (aceleração estocástica) [172].

Neste trabalho utilizou-se o software JetSeT para realizar a modelagem numérica, via processos leptônicos, aos dados observados em múltiplos comprimentos de onda dos três blazares (1ES 0414+009, 1ES 2344+514 e 1ES 1959+650). As Figuras 20 e 21 mostram dois exemplos de ajuste, via processos SSC e EC, para as fontes Markarian 421 e 3C 454.3. O subplot abaixo da distribuição espectral de energia nas imagens corresponde ao gráfico de resíduos, i.e., a diferença entre modelo teórico (obtido via ajuste estatístico) e dados experimentais.

6.4 AM³

O AM³ é um software aberto que resolve eficientemente equações diferenciais acopladas à evolução temporal e espectral de densidades de partículas, tais como fótons, elétrons, pósitrons, prótons, nêutrons, píons, múons e neutrinos. Este ferramental inclui todos os processos não térmicos relevantes, como síncrotron, espalhamento Compton inverso, aniquilação fóton-fóton, produção de píons via interações próton-próton e prótonfóton [88]. O software calcula consistentemente a cascata de partículas primárias e secundárias, superando abordagens simples de partículas de teste, e permite previsões não

¹⁷ <https://www.astropy.org/>

¹⁸ O iminuit é uma ferramenta projetada para otimizar funções de custo estatístico, para ajustes de máxima verossimilhança e mínimos quadrados.">https://scikit-hep.org/iminuit/>

¹⁹ O método dos mínimos quadrados é uma técnica matemática usada para ajustar um modelo a um conjunto de dados observacionais, minimizando a soma dos quadrados dos erros.<https://docs.scipy. org/doc/scipy/reference/generated/scipy.optimize.least_squares.html>

²⁰ O MCMC é um método estatístico usado para amostragem de distribuições de probabilidade complexas. Combinando as cadeias de Markov com a técnica de Monte Carlo para gerar amostras de uma distribuição-alvo.



Figura 20 – Ajuste, via processo SSC, da distribuição de energia espectral da fonte Markarian 421. Fonte: [173].



Figura 21 – Ajuste, via processo EC, da distribuição de energia espectral da fonte 3C 454.3. Fonte: [174].

lineares no domínio do tempo. O AM^3 permite analisar separadamente a contribuição de diferentes processos radiativos para os espectros gerais de fótons e neutrinos, incluindo diferentes canais de interação hadrônica [175, 176].

A Figura 22 mostra a modelagem multi-mensageira, realizada com o software AM³, do blazar PKS 1502+106, envolvendo diferentes processos de interação leptônica e hadrônica [177].



Figura 22 – Distribuição de energia espectral do blazar PKS 1502+106 via software AM³. Fonte: [177].

7 Resultados e Discussões

Neste capítulo são apresentados os resultados referentes à modelagem numérica, via processos leptônicos e lepto-hadrônicos, para os blazares 1ES 0414+009 [98], 1ES 2344+514 [178] e 1ES 1959+650 [118], os quais foram detectados em raios gama altamente energéticos (faixa de TeV) por telescópios de imageamento da radiação Cherenkov na atmosfera, situados na superfície terrestre. Essa modelagem foi realizada por meio do ajuste aos dados observados em múltiplos comprimentos de onda dos blazares através do software JetSeT, e a modelagem via processos lepto-hadrônicos com o software AM³.

Para realizar a modelagem leptônica de uma única zona das fontes blazares, foram coletados dados de observatórios espaciais e terrestres, desde ondas de rádio até raios gama na faixa de tera-elétron-volts, através dos softwares SSDC e *firmamento*. Estes dados foram utilizados como entrada no software JetSeT para realizar a modelagem numérica leptônica, e assim, obter informações sobre a distribuição não térmica de elétrons e pósitrons na região de emissão (*blob*) no jato relativístico, bem como informações sobre o campo magnético ao longo do jato e outros parâmetros físicos, os quais são descritos a seguir.

Através do AM³ foi possível realizar a modelagem lepto-hadrônica utilizando os parâmetros de saída (*output*) do JetSeT como entrada. Para a modelagem, assumimos uma luminosidade de prótons menor ou igual à luminosidade de Eddington para fontes do tipo BL Lac como pode ser visto em[179], que corresponde à luminosidade máxima que uma estrela pode atingir quando há equilíbrio entre a força de radiação atuando para fora e a força gravitacional atuando para dentro (vide equação abaixo). Vale ressaltar que esta luminosidade de prótons representa a luminosidade máxima de prótons na fonte. Logo, o fluxo de raios gama e neutrinos provenientes de interações hadrônicas corresponde aos limites superiores no fluxo emitido de neutrinos e raios gama da fonte.

$$L_p^{phys} \le L_{edd} \tag{7.1}$$

Para a checagem dos valores da luminosidade de prótons obtidos pela aproximação feita por [179] foi utilizado o LeHaMoC¹. O LeHaMoC é uma ferramenta escrita na linguagem Python, com o intuito de resolver as equações de Fokker-Planck² para partículas relativísticas em fontes astrofísicas de altas energias.

Para a realização da modelagem, foi escolhida uma lei de potência do tipo quebrada para demonstrar a distribuição de elétrons em cada uma das fontes. Como pode ser visto

¹ <https://github.com/mariapetro/LeHaMoC>

² A equação de Fokker-Planck é uma equação diferencial parcial que descreve como a densidade de probabilidade de uma partícula muda ao longo do tempo devido a processos estocásticos.

em [180] a lei de potência quebrada é governada pelos índices espectrais p_1 e p_2 , de cada uma das fontes, dada por:

$$N(\gamma) = N_0 \begin{cases} \gamma^{-p_1}, & \gamma_{\min} \leqslant \gamma \leqslant \gamma_b, \\ \gamma_b^{p_2 - p_1} \gamma^{-p_2}, & \gamma_b < \gamma < \gamma_{\max}. \end{cases}$$
(7.2)

onde γ_{min} , $\gamma_b \in \gamma_{mas}$ são, respectivamente, o fator de Lorentz mínimo, de quebra e máximo, e N_0 é a constante de normalização expressa em 1 cm⁻³.

7.1 1ES 0414+009

A Figura 23 mostra a distribuição de dados coletados em múltiplos comprimentos de onda via ferramentas SSDC e *firmamento*. Como há muitos dados sobrepostos, foi realizado um processo de binagem dos dados para melhor modelarmos a fonte astrofísica. Este processo de binagem pode ser observado na Figura 24. A binagem é o processo de tratamento de dados usado para agrupar dados em "bins" que são faixas de agrupamento para poder facilitar a leitura de grandes números de dados. Nesse processo foi considerada uma binagem de 0, 2. Este processo de binagem aos dados astrofísicos foi realizado para os três blazares em estudo.



Figura 23 – Amostragem de dados em múltiplos comprimentos de onda, desde rádio até raios gama na faixa de tera-elétron-volts. Fonte: Autor.

Feito o processo de binagem, realizou-se a modelagem numérica dos dados considerando o processo físico SSC descrito no Capítulo 5.



Figura 24 – Amostragem de dados em múltiplos comprimentos de onda, desde rádio até raios gama na faixa de tera-elétron-volts, após refazer a binagem. Fonte: Autor.

7.1.1 Modelagem Leptônica

7.1.1.1 Modelagem Leptônica SSC (Synchrotron Self-Compton)

A modelagem via software JetSeT é feita através do método MCMC, método de Monte Carlo via Cadeias de Markov, que é uma classe de algoritmos para amostragem de distribuições de probabilidade complexas, especialmente aquelas para as quais a integral não pode ser calculada diretamente. A Figura 25 mostra a modelagem via processo físico SSC para a fonte 1ES 0414+009. O primeiro pico na figura representa a emissão síncrotron, que ocorre em frequências mais baixas, indo de rádio a raios-X suaves. Como é possível observar na figura, o pico síncrotron está localizado ~ 10^{17} Hz, mostrando que o objeto 1ES 0414+009 é classificado como HSP BL Lac.

O segundo pico em ~ 10^{25} Hz representa a emissão devido ao espalhamento Compton inverso, na qual fótons da radiação síncrotron são espalhados para energias mais altas pela mesma população de elétrons relativísticos que os criou. Esta banda vai de raios-X duros a raios-gama na faixa de tera-elétron-volts.

Ao observar o gráfico de resíduos, podemos notar uma significativa aproximação



Figura 25 – Modelagem SSC para a fonte 1ES 0414+009. Fonte: Autor.

da modelagem aos dados observados, havendo uma maior discrepância na faixa de TeV do espectro de energia. Foi observado que o maior resíduo (para valores maiores que 10^{12} Hz)³ encontrado foi de 5,74, enquanto o menor valor foi de -2.98, a média dos resíduos encontrados foi de 0,32. Portanto, temos que os valores dos resíduos tiveram sua média próxima de 0, ficando assim mais condizente com os dados apresentados.

A Figura 26 mostra o *corner plot* obtido pelo ajuste MCMC. Corner plot é uma forma de visualizar as distribuições de cada parâmetro e suas correlações. A diagonal apresentada no gráfico representa as distribuições de cada parâmetro junto com sua probabilidade associada. Os gráficos fora das diagonais representam uma comparação em pares de cada parâmetro apresentado; os pontos apresentados indicam a região com maior densidade de probabilidade. Quanto mais elípticos e inclinados forem os contornos, maior a correlação entre os parâmetros.

Os parâmetros físicos obtidos com a modelagem SSC, através do processo de ajuste MCMC, podem ser observados na Tabela 4. Consideramos que elétrons e pósitrons seguem

³ Para os valores dos resíduos foi considerado apenas valores iguais ou maiores que 10¹² Hz, afim de apresentar apenas os valores que estão na modelagem.



Figura 26 – Corner plot, via modelagem SSC, para a fonte 1ES 0414+009. Fonte: Autor.

56

uma distribuição do tipo lei de potência quebrada, onde os parâmetros γ_{min} , γ_{break} e γ_{max} representam os fatores de Lorentz mínimo, de quebra e máximo da distribuição de partículas no jato, respectivamente; N representa a densidade de partículas na fonte e $p \in p_1$ são índices espectrais da distribuição não térmica de partículas. O parâmetro *Bulk Factor* (Γ) é o fator de Lorentz do jato relativístico; Θ_{obs} é o ângulo entre a linha de visão do observador e o eixo do jato; δ é o fator Doppler relativístico medido do aumento aparente da intensidade da radiação devido ao movimento do jato em direção ao observador; B representa o campo magnético e R é o raio da região de emissão. Vale ressaltar que os parâmetros obtidos neste trabalho são bastante semelhantes aos encontrados na literatura [98].

7.1.1.2 Modelagem EC (Espalhamento Compton Externo)

Para a modelagem usando o cenário Compton Externo (EC), foram aplicados os valores iniciais para os parâmetros dados por Aliu et al. 2012 [98], diferentemente do SSC, a quantidade de parâmetros retornados é maior, como é apresentado na Tabela 4, pelo fato de considerarmos propriedades do disco de acreção e região de linhas largas. O parâmetro T_{DT} refere-se à temperatura do disco de radiação, medido em Kelvin; R_{DT} representa o raio desse disco de radiação térmica, medido em cm; τ_{DT} espessura ou profundidade óptica do toro; τ_{BLR} espessura óptica da Broad Line Region (região de linhas largas); $R_{BLR_{in}}$ e $R_{BLR_{out}}$ representam os raios interno e externo da região de linhas largas, medidos em cm, respectivamente; L_{Disk} é a luminosidade do disco de acreção, medida em erg/s; T_{Disk} representa a temperatura do disco, medida em Kelvin; R_H é a distância em que a região de emissão no jato se encontra em relação ao buraco negro, medida em cm; N_H representa a coluna de absorção para os elétrons frios; Γ informa a expansão ou aceleração do jato em relação ao modelo e o parâmetro z_{cosm} representa o *redshift* da fonte.

A Figura 27 mostra o ajuste realizado aos dados astronômicos utilizando a modelagem EC. De forma geral, podemos observar que esta modelagem não representa muito bem os dados próximos da região de tera-elétron-volts. Isto também pode ser observado pela barra de resíduos mostrada nas imagens. A Figura 28 mostra o *corner plot* obtido pelo ajuste MCMC.

Para a modelagem SSC e EC foram extraídos parâmetros que por sua vez descrevem o comportamento da emissão da fonte. O fator de Lorentz mínimo, de quebra e máximo da distribuição de elétrons e pósitrons no jato, pode ser convertido a fim de descobrirmos os valores da energia mínima, de quebra e máxima da distribuição de elétrons e pósitrons a partir da equação:

$$E = \gamma mc^2. \tag{7.3}$$



Figura 27 – Modelagem EC para a fonte 1ES 0414+009. Fonte: Autor.

Parâmetros	$\mathrm{SSC}/[98]$	SSC/Obtidos	$\mathrm{EC}/[98]$	EC/Obtidos
γ_{min}	2×10^5	3.55×10^2	9×10^4	1.2×10^1
γ_{max}	5×10^6	1.73×10^6	3×10^6	7.7×10^5
Bulk factor (Γ)	40	40	40	40
B(G)	0.008	0.06359	0.044	0.1019
R(cm)	2.1×10^{17}	8.99×10^{16}	7×10^{16}	8.15×10^{17}
$\Theta_{obs}(\check{z})$	1.43	1.43	2.02	0.97
$N ({\rm cm}^{-3})$		0.248		4.99
γ_{break}		9.07×10^4	_	4.53×10^4
р		2.184	_	2.306
p_1		3.921		2.926
T_{DT} (K)				3.0848×10^{7}
R_{DT} (cm)				3.178×10^{17}
$ au_{DT}$			_	0.999
$ au_{BLR}$ (cm)		—	_	0.908
R_{BLRout} (cm)				2.54×10^{16}
R_{BLRin} (cm)				1.27×10^{16}
L_{Disk} (cm)				1.61×10^{43}
T_{Disk} (K)			_	1.237×10^{17}
R_H		1.000×10^{17}		7.100×10^{19}
N_H		0.1		0.1
BulkFactor		12.767		1.490×10^{3}
$z_{\rm cosm}$		0.287		0.287

Tabela4 – Dados do ajuste referente as modelagens SSC e EC para a fonte 1ES 0414+009.



Figura 28 – Corner plot, via modelagem EC, para a fonte 1ES 0414+009. Fonte: Autor.

66

7.1.

1ES 0414 + 009

Assim, a partir da Eq. (7.3) é possível obter o valor da energia mínima, de quebra e máxima apresentada na fonte (veja Tabela 5). Como estamos considerando apenas interações com elétrons, temos então que a massa usada é a massa do elétron (9, 10×10^{-31} kg).

Energia (MeV)	SSC/Obtidos	SSC/[98]	EC/Obtidos	$\mathrm{EC}/[98]$
E_{min}	$1,181\times10^2$	$1,022\times 10^5$	6,132	$4,599 \times 10^{4}$
E_{break}	$4,634\times 10^4$	-	$2,314 \times 10^4$	-
E_{max}	$8,840 \times 10^5$	$2,555 \times 10^{6}$	$3,934 \times 10^5$	$1,533 \times 10^{6}$

Tabela 5 – Energia, mínima, de quebra e máxima da fonte 1ES 0414+009.

É possível observar com a Tabela 5 que, para a modelagem via SSC, é necessária uma maior quantidade de energia para a distribuição de elétrons da fonte. Na modelagem via SSC, a população de elétrons precisa ser acelerada a energias mais altas para explicar a emissão observada via espalhamento Compton inverso, enquanto, no EC, a presença de campos de fótons externos permite energias mais moderadas.

Com a Tabela 4 podemos notar que o campo magnético no SSC (B = 0,064 G) é menor que para os processos considerando o EC (B = 0,102 G). É observado que a modelagem feita pelo JetSeT retornou valores de campo magnético ligeiramente maiores que os apresentados por [98]. Outros fatores como o raio da região de emissão (R) apresentaram um crescimento para o SSC e um decaimento para o EC. Vale ressaltar que para a modelagem leptônica realizada neste trabalho considerou-se uma distribuição de léptons na fonte do tipo lei de potência quebrada, enquanto no trabalho de [98] foi utilizada uma distribuição de lei de potência simples.

Para o espalhamento Compton externo, foram obtidos parâmetros como a profundidade óptica do toróide de poeira ($\tau_{DT} = 0,999$) e profundidade óptica da região de linhas largas ($\tau_{BLR} = 0,908$). Como é possível ver em [181], para valores de $\tau < 1$, temos um meio que tende a ser mais translúcido e, para $\tau > 1$, o meio tende a ser mais opaco.

7.1.2 Modelagem Lepto-Hadrônico

A Figura 30 representa a modelagem da distribuição de energia espectral em múltiplos comprimentos de onda do 1ES 0414+009, considerando interações lepto-hadrônicas. Representados pelas linhas azul-escura e vermelha, temos a distribuição de energia espectral da fonte, distribuição essa vinda a partir dos dados analisados pelo JetSeT. Os marcadores representam os dados observados por múltiplos instrumentos e catálogos, incluindo BeppoSAX⁴, VERITAS, *Fermi*-LAT e outros, abrangendo frequências desde ondas de rádio a raios gama.

^{4 &}lt;https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/sax/sax.html>

As curvas ilustram contribuições de vários processos de radiação modelados usando uma estrutura lepto-hadrônica: produção de pares Bethe-Heitler ($p\gamma \rightarrow pe^+e^-$, curvas azul-claro) observada de 10^{-3} eV a 10^{15} eV , produção de par elétron-pósitron ($\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$, curva verde) observada no intervalo de 10^{-5} eV a 10^{15} eV, interação próton-fóton gerando píons carregados ($p\gamma \rightarrow \pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm}$, curva amarela) observada de 10^{-1} eV a 10^{15} eV , produção de píons neutros a partir da interação próton-fóton ($p\gamma \rightarrow \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, curva pontilhada roxa) observada no intervalo de 10^{11} eV a 10^{16} eV, interação prótonpróton gerando píons neutros ($pp \rightarrow \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, linha tracejada azul escura) observada no intervalo de 10^{11} eV a 10^{15} eV, emissão síncrotron de prótons representada pela linha preta, e interações próton-fóton e próton-próton gerando neutrinos de todos os sabores representadas pelas linhas rosa-claro e bordô, respectivamente, no intervalo de 10^{11} eV a 10^{16} eV.

A partir da Figura 30 nota-se que os dados observados podem ser explicados puramente pelo modelo leptônico SSC. Entretanto, na região do espectro entre 10^8 e 10^{11} eV podemos ter uma contribuição da interação de fótons provenientes da radiação síncrotron com prótons e elétrons/pósitrons relativísticos secundários via espalhamento Compton inverso. Estas partículas secundárias seriam produzidas pela interação de uma população de prótons no *blob* com campo de radiação.

7.2 1ES 1959+650

7.2.1 Modelagem Leptônica

7.2.1.1 Modelagem SSC

Analogamente à fonte anterior, a Figura 29 mostra a modelagem via processo físico SSC, considerando a presença da galáxia hospedeira (pico de emissão em aproximadamente 10^{15} Hz), para a fonte 1ES 1959+650. A presença da galáxia hospedeira implica na existência de algum fenômeno envolvendo, por exemplo, o toro de poeira gerando o pico de radiação na faixa de frequência do óptico. De acordo com a figura, podemos classificar a fonte como sendo uma EHBL por seu pico sincrotrônico (~ 10^{18} Hz) estar com uma frequência > 10^{16} Hz. O segundo pico representado pela emissão em altas energias pode ser bem explicado através do espalhamento Compton inverso.

A Figura 31 mostra o corner plot obtido pelo ajuste MCMC. Os parâmetros ajustados são compatíveis aos encontrados na literatura [118] (vide Tabela 6). Além disso, podemos observar que a modelagem descreve muito bem os dados observados em múltiplos comprimentos de onda.

Ao observar a barra de resíduos vista na figura 29 pode-se ver que o maior valor dos resíduos (para valores superiores a 10^{12} Hz) foi de 8,95, enquanto o menor valor



Figura 29 – Modelagem SSC para a fonte 1ES 1959+650. Fonte: Autor.



Figura 30 – Modelagem Lepto-Hadrônica para a fonte 1ES 0414+009, usando em conjunto o JetSeT e o AM³. Fonte: Autor.

encontrado foi de -13, 62, tendo por fim sua média como 1,86. Da mesma forma que foi visto na fonte anterior, obtivemos valores em média próximos de 0, trazendo assim uma maior confiança na modelagem apresentada. As energias mínima, de quebra e máxima de elétrons e pósitrons na fonte podem ser observadas na Tabela 9.

Parâmetros	$\mathrm{SSC}/[118]$	SSC/Obtidos
γ_{\min}	7×10^2	2.78×10^2
$\gamma_{\rm max}$	$10^{6} - 7 \times 10^{6}$	1.34×10^6
δ	40-60	50
B (G)	0.10 - 0.25	5.076×10^{-2}
R (cm)	$7 \times 10^{14} - 7 \times 10^{15}$	7.20×10^{15}
$N ({\rm cm}^{-3})$	—	38.79
$\gamma_{\rm break}$		1.019×10^3
<i>p</i>		1.670
p_1	—	2.576
$R_H (cm)$	—	1.00×10^{17}
N_H	—	0.1
Beam. Obj.	—	2.649×10^{1}
z_{cosm}	_	4.8×10^{-2}

Tabela 6 – Dados do ajuste referente a modelagem SSC para a fonte 1ES 1959+650.

Energia (Mev)	SSC/Obtidos	$\mathrm{SSC}/[118]$
E_{min}	$1,420\times 10^2$	$3,577 imes 10^2$
E_{break}	$5,207 \times 10^2$	-
E_{max}	$6,847 imes 10^5$	$5,110 \times 10^5 - 3,577 \times 10^6$

Tabela 7 – Energia, mínima, de quebra e máxima da fonte 1ES 1959+650.

Observando a Tabela 6 é possível notar que os valores de campo magnético e raio da região de emissão de radiação, obtidos neste trabalho, são ligeiramente superiores aos encontrados na literatura [118]. Novamente, vale ressaltar que a distribuição de elétrons e pósitrons na fonte difere da literatura apresentada.

7.2.2 Modelagem Lepto-Hadrônica

A Figura 33 similarmente a Figura 30 representa a distribuição de energia espectral em múltiplos comprimentos de onda da fonte 1ES 1959+650, considerando uma modelagem lepto-hadrônica com galáxia hospedeira. Representados pelas linhas azul-escura e vermelha, temos a distribuição de energia espectral da fonte, distribuição essa vinda a partir dos dados analisados pelo JetSeT. Os marcadores representam os dados observacionais de múltiplos instrumentos e catálogos, incluindo BeppoSAX, VERITAS, *Fermi*-LAT e outros, abrangendo frequências desde rádio a raios gama.

As curvas ilustram contribuições de vários processos de radiação modelados usando uma estrutura lepto-hadrônica: produção de pares Bethe-Heitler ($p\gamma \rightarrow pe^+e^-$, curvas azul-claro) observada de 10⁻³ eV a 10¹⁶ eV , produção de par elétron-pósitron ($\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$,



Figura 31 – Corner plot, via modelagem SSC com presença da galáxia hospedeira, para a fonte 1ES 1959+650. Fonte: Autor.

105

curva verde) observada no intervalo de 10^{-3} eV a ~ 10^{17} eV, interação próton-fóton gerando píons carregados ($p\gamma \rightarrow \pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm}$, curva amarela) observada de 10^{-1} eV a ~ 10^{17} eV , produção de píons neutros a partir da interação próton-fóton ($p\gamma \rightarrow \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, curva pontilhada roxa) observada no intervalo de 10^{10} eV a ~ 10^{17} eV, interação prótonpróton gerando píons neutros ($pp \rightarrow \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, linha tracejada azul escura) observada no intervalo de 10^9 eV a ~ 10^{17} eV, emissão síncrotron de prótons representada pela linha preta, e interações próton-fóton e próton-próton gerando neutrinos de todos os sabores representadas pelas linhas rosa-claro e bordô, respectivamente, no intervalo de 10^{11} eV a 10^{17} eV. Através da Figura 33 observa-se uma significativa contribuição de interações do tipo Bethe-Heitler para explicar a região do espectro na faixa entre 10^{12} eV e 10^{14} eV, região de raios gama altamente energéticos.

7.3 1ES 2344+514

7.3.1 Modelagem Leptônica

7.3.1.1 Modelagem SSC

Similarmente à fonte 1ES 1959+650, a Figura 32 mostra a modelagem via processo físico SSC, considerando a presença da galáxia hospedeira (pico de emissão em aproximadamente 10^{17} Hz), para a fonte 1ES 2344+514, a qual é classificada como EHBL, como foi observado em [130, 129]. A Figura 34 mostra o *corner plot* obtido pelo ajuste MCMC. Os parâmetros ajustados são compatíveis aos encontrados na literatura [178] (vide Tabela 8), mesmo a distribuição de elétrons e pósitrons sendo diferentes (distribuição do tipo lei de potência quebrada neste trabalho e simples lei de potência em [178]).

Na figura 32 é possível observar uma maior variação dos valores do que foi apresentado nas outras fontes. Foi visto que o maior valor observado dos resíduos (para valores maiores que 10^{12} Hz) foi de 7,93, enquanto o menor valor apresentado foi de -4,69 e sua média foi de 2,36. Apresentando assim a maior diferença entre modelo teórico e dados observados de todas as fontes até aqui estudadas. Todavia, em geral, a modelagem descreve muito bem os dados observados em múltiplos comprimentos de onda.

Dada a Eq. (7.3) gerou-se também a tabela com os dados da energia mínima, de quebra e máxima da distribuição não térmica de elétrons e pósitrons da região de produção e emissão de radiação.

7.3.2 Modelagem Lepto-Hadrônica

Por fim a Figura 35 representa a distribuição de energia espectral em múltiplos comprimentos de onda da fonte 1ES 2344+514, considerando uma modelagem leptohadrônica com galáxia hospedeira. Representados pelas linhas azul-escura e vermelha,


Figura 32 – Modelagem SSC para a fonte 1ES 2344+514. Fonte: Autor.

Parâmetros	$\mathrm{SSC}/[178]$	SSC/Obtidos
$\gamma_{ m min}$	3×10^3	3.98×10^2
$\gamma_{ m max}$	3×10^6	3.50×10^6
δ	30	35.7
B (G)	0.02	0.0119
R (cm)	1×10^{16}	1.42×10^{16}
$N ({\rm cm}^{-3})$		9.222
$\gamma_{ m break}$		9.461×10^4
p_1		3.282
$R_H (cm)$		1.00×10^{17}
N_H		0.1
Beam. Obj.		3.575×10^{1}
$z_{\rm cosm}$		4.400×10^{-2}

Tabela8 – Dados do ajuste referente a modelagem SSC para a fonte 1ES 2344+514.

Energia (Mev)	SSC/Obtidos	$\mathrm{SSC}/[178]$
E_{min}	$2,033\times10^2$	$1,513\times10^3$
E_{break}	$4,834 \times 10^{4}$	-
E_{max}	$1,788 \times 10^{6}$	$1,533 \times 10^{6}$

Tabela 9 – Energia, mínima, de quebra e máxima da fonte 1 ES 2344+514



Figura 33 – Modelagem Lepto-Hadrônica para a fonte 1ES 1959+650, usando em conjunto o JetSeT e o AM^3 . Fonte: Autor.

7.3.

1ES 2344+514



Figura 34 – Corner plot, via modelagem SSC, para a fonte 1ES 2344+514. Fonte: Autor.

temos o espectro de energia vindo a partir dos dados analisados pelo JetSeT. Os marcadores representam os dados observacionais de múltiplos instrumentos e catálogos, incluindo BeppoSAX, VERITAS, *Fermi*-LAT e outros, abrangendo frequências de rádio a raios gama.

Para a fonte 1ES 2344+514 temos as seguintes interações: produção de pares Bethe-Heitler $(p\gamma \rightarrow pe^+e^-, \text{curvas azul-claro})$ observada de 10^{-2} eV a ~ 10^{15} eV, produção de par elétron-pósitron $(\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-, \text{curva verde})$ observada no intervalo de ~ 10^{-2} a ~ 10^{15} eV, interação próton-fóton gerando píons carregados $(p\gamma \rightarrow \pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm}, \text{curva amarela})$ observada de 10^1 eV a ~ 10^{16} eV, produção de píons neutros a partir da interação próton-fóton $(p\gamma \rightarrow \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma, \text{curva pontilhada roxa})$ observada no intervalo de 10^{11} eV a 10^{17} eV, interação próton-próton gerando píons neutros $(pp \rightarrow \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma, \text{linha tracejada azul escura})$ observada no intervalo de ~ 10^9 eV a 10^{17} eV, emissão síncrotron de prótons representada pela linha preta, e interações próton-fóton e próton-próton gerando neutrinos de todos os sabores representadas pelas linhas rosa-claro e bordô, respectivamente, no intervalo de 10^{11} eV a 10^{17} eV e de 10^9 eV a 10^{17} eV.

Para esta fonte, podemos observar que os dados em múltiplos comprimentos de onda são descritos puramente por interações leptônicas e não hadrônicas. Entretanto, é possível observar pequenas contribuições de interações de Bethe-Heitler próximo ao pico síncrotron ~ 10^4 Hz, onde os elétrons e pósitrons secundários produzidos podem interagir com campo magnético produzindo fótons síncrotrons. Em relação à distribuição de neutrinos produzidos por interações próton-próton (linha bordô), esta possui uma maior largura e amplitude que as demais fontes, podendo assim ser observados neutrinos produzidos a energias mais baixas (até ~ 10^9 eV), bem como mais altas (até ~ 10^{17} eV).

Em suma, a modelagem SSC mostrou-se suficiente para descrever o espectro de energia dos três blazares, com ajustes consistentes aos dados observados desde ondas de rádio até raios gama. A semelhança entre os parâmetros físicos obtidos (como $B, R \in \tau$) e os valores apresentados na literatura ([98] e [118]) mostra que a modelagem de uma única zona de emissão descreve muito bem as fontes HSP. A introdução de processos hadrônicos pelo AM³ permitiu explorar as interações próton-fóton ($p\gamma$) e próton-próton (pp) e sua contribuição para a emissão em TeV. Para 1ES 0414+009 (Figura 30), a produção de píons neutros ($\pi^0 \to \gamma\gamma$) e pares e^{\pm} (via Bethe-Heitler) mostrou-se relevante para explicar o excesso de fluxo em altas energias, embora com incertezas significativas devido à escassez de dados espectrais precisos acima de 10 TeV.



Figura 35 – Modelagem Lepto-Hadrônica para a fonte 1ES 2344+514, usando em conjunto o JetSeT e o AM^3 . Fonte: Autor.

8 Conclusão

As AGNs apresentam uma emissão de energia da região central que não pode ser explicada como sendo gerada unicamente em estrelas. A energia emitida por uma AGN é gerada por meio da transformação da energia potencial gravitacional de matéria que é acretada a um Buraco Negro Supermassivo através de um Disco de Acreção. Dentre as subclasses de AGNs, temos os blazares, que apresentam jatos relativísticos, que emanam do núcleo, ao longo da linha de visada. Os blazares dominam o céu extragalático na região de altíssimas energias. A distribuição de energia espectral de blazares mostra tipicamente duas componentes, uma devido à radiação síncrotron de elétrons relativísticos, e outra que pode ser devido ao espalhamento Compton inverso de elétrons no jato relativístico, ao decaimento de píons neutros provenientes de interações hadrônicas, ou uma combinação de ambos os processos.

A interpretação dos dados coletados de blazares por diferentes instrumentos de detecção de radiação eletromagnética é realizada por meio de modelagem computacional assumindo diferentes cenários de produção de radiação na fonte, a qual nos permite obter a distribuição de energia espectral da fonte astrofísica desde ondas de rádio até raios gama. Esta abordagem de modelagem oferece uma perspectiva promissora para estudar os mecanismos de aceleração astrofísica e, finalmente, identificar as fontes de raios cósmicos ultra-energéticos, gama e neutrinos.

Neste trabalho investigamos a distribuição de energia espectral dos blazares 1ES 0414+009, 1ES 2344+514 e 1ES 1959+650, os quais foram detectados em raios gama altamente energéticos (faixa de TeV) por telescópios de imageamento da radiação Cherenkov na atmosfera, situados na superfície terrestre, com o objetivo de compreender os mecanismos físicos de produção de radiação não térmica em jatos relativísticos, bem como os mecanismos de aceleração não térmica de partículas. Como resultado, temos que o fluxo médio desses objetos astrofísicos em múltiplos comprimentos de onda pode ser descrito pelo processo físico SSC (*Synchrotron Self-Compton*), onde elétrons e pósitrons relativísticos, presentes em uma região esférica do jato, interagem com o campo magnético que permeia o jato, produzindo radiação síncrotron, com pico de emissão no óptico-UV. Esta radiação é espalhada a altas energias (faixa de raios gama altamente energéticos) pela mesma população de elétrons relativísticos que a originou através do processo Compton inverso.

A partir da investigação da distribuição de energia espectral, foi possível desenvolver a modelagem lepto-hadrônica que, por sua vez, nos permitiu apresentar melhores resultados na banda de mais alta energia. Foi visto que, para as fontes 1ES 0414+009 e 1959+650, a interação de Bethe-Heitler é a principal responsável pela geração de raios gama até 10^{13} eV, i.e., os pares elétron-pósitron gerados podem interagir com outros fótons do ambiente via espalhamento Compton inverso, no qual os elétrons relativísticos transferem energia para fótons de menor energia, impulsionando-os para o regime de raios gama altamente energéticos. Já para a fonte 1ES 2344+514 não foram obtidas interações de Bethe-Heitler suficientemente fortes para tirarmos conclusões plausíveis dessa fonte. Foi obtido, juntamente com a modelagem lepto-hadrônica, o provável fluxo de neutrinos que possa ser observado de cada fonte; contudo, até o momento, não tivemos menção de neutrinos vindos dessas fontes pelo observatório de neutrinos IceCube.

Referências

1 Zabalza, V. naima: a python package for inference of relativistic particle energy distributions from observed nonthermal spectra. *Proc. of International Cosmic Ray Conference 2015*, p. 922, 2015. Citado na página 25.

2 Harris, C. R. et al. Array programming with NumPy. , v. 585, n. 7825, p. 357–362, set. 2020. Citado na página 25.

3 Padovani, P. et al. Active galactic nuclei: what's in a name? , v. 25, n. 1, p. 2, ago. 2017. Citado na página 25.

4 Hovatta, T.; Lindfors, E. Relativistic Jets of Blazars. , v. 87, p. 101541, dez. 2019. Citado na página 25.

5 Urry, M.; Padovani, P. Blazar Demographics and Physics. , v. 112, n. 777, p. 1516–1518, nov. 2000. Citado na página 25.

6 Liodakis, I. Toy model for the acceleration of blazar jets. , v. 616, p. A93, ago. 2018. Citado na página 25.

7 Żywucka, N. et al. Low-frequency high-resolution radio observations of the TeV-emitting blazar SHBL J001355.9-185406., v. 563, p. A135, mar. 2014. Citado na página 25.

8 ALLER, M. F.; ALLER, H. D.; HUGHES, P. A. Radio Band Observations of Blazar Variability. *J. Astrophys. Astron.*, v. 32, p. 5, 2011. Citado na página 25.

9 Thompson, D. J.; Wilson-Hodge, C. A. Fermi Gamma-Ray Space Telescope. In: *Handbook of X-ray and Gamma-ray Astrophysics*. [S.l.: s.n.], 2022. p. 29. Citado na página 25.

10 Singh, K. K. Gamma-ray astronomy with the imaging atmospheric Cherenkov telescopes in India. *Journal of Astrophysics and Astronomy*, v. 43, n. 1, p. 3, jun. 2022. Citado na página 25.

11 ALBERT, A. et al. Science case for a wide field-of-view very-high-energy gamma-ray observatory in the southern hemisphere. *arXiv preprint arXiv:1902.08429*, 2019. Citado na página 25.

12 Mastichiadis, A.; Kirk, J. G. Variability in the synchrotron self-Compton model of blazar emission. , v. 320, p. 19–25, abr. 1997. Citado na página 26.

13 Konopelko, A. et al. Modeling the TeV Gamma-Ray Spectra of Two Low-Redshift Active Galactic Nuclei: Markarian 501 and Markarian 421., v. 597, n. 2, p. 851–859, nov.
2003. Citado na página 26.

14 Ghisellini, G.; Madau, P. On the origin of the gamma-ray emission in blazars. , v. 280, n. 1, p. 67–76, maio 1996. Citado na página 26.

15 Böttcher, M.; Dermer, C. D. On Compton Scattering Scenarios for Blazer Flares. , v. 501, n. 1, p. L51–L54, jul. 1998. Citado na página 26.

16 AHARONIAN, F. Tev gamma rays from bl lac objects due to synchrotron radiation of extremely high energy protons. *New Astronomy*, v. 5, n. 7, p. 377–395, 2000. ISSN 1384-1076. Disponível em: https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1384107600000397. Citado 2 vezes nas páginas 26 e 75.

17 Mücke, A.; Protheroe, R. J. A proton synchrotron blazar model for flaring in Markarian 501. *Astroparticle Physics*, v. 15, n. 1, p. 121–136, mar. 2001. Citado na página 26.

18 Petropoulou, M. The role of hadronic cascades in GRB models of efficient neutrino production., v. 442, n. 4, p. 3026–3036, ago. 2014. Citado na página 26.

19 Mannheim, K.; Biermann, P. L. Gamma-ray flaring of 3C 279 : a proton-initiated cascade in the jet ? , v. 253, p. L21–L24, jan. 1992. Citado 2 vezes nas páginas 26 e 75.

20 Pohl, M.; Schlickeiser, R. On the conversion of blast wave energy into radiation in active galactic nuclei and gamma-ray bursts., v. 354, p. 395–410, fev. 2000. Citado na página 26.

21 Atoyan, A.; Dermer, C. D. High-Energy Neutrinos from Photomeson Processes in Blazars., v. 87, n. 22, p. 221102, nov. 2001. Citado na página 26.

22 Albert, A. et al. Science Case for a Wide Field-of-View Very-High-Energy Gamma-Ray Observatory in the Southern Hemisphere. *arXiv e-prints*, p. arXiv:1902.08429, fev. 2019. Citado na página 26.

23 THIERSEN, H.; ZACHARIAS, M.; BöTTCHER, M. The relation between simulated multiwavelength blazar variability and stochastic fluctuations. *The Astrophysical Journal*, The American Astronomical Society, v. 974, n. 1, p. 1, oct 2024. Disponível em: https://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/ad77a7>. Citado na página 26.

24 Rieger, F. M.; Bosch-Ramon, V.; Duffy, P. Fermi acceleration in astrophysical jets. , v. 309, n. 1-4, p. 119–125, jun. 2007. Citado na página 26.

25 HARADA, T.; KIMURA, M. Black holes as particle accelerators: a brief review. *Classical and Quantum Gravity*, IOP Publishing, v. 31, n. 24, p. 243001, 2014. Citado 3 vezes nas páginas 26, 48 e 49.

26 NOSIROV, A. et al. Particle acceleration near a rotating charged black hole in 4d einstein-gauss-bonnet gravity. *Nuclear Physics B*, v. 1005, p. 116583, 2024. ISSN 0550-3213. Disponível em: https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0550321324001494>. Citado na página 26.

27 Aab, A. et al. An Indication of Anisotropy in Arrival Directions of Ultra-high-energy Cosmic Rays through Comparison to the Flux Pattern of Extragalactic Gamma-Ray Sources., v. 853, n. 2, p. L29, fev. 2018. Citado na página 26.

28 dos Anjos, R. C. et al. Ultrahigh-energy cosmic ray composition from the distribution of arrival directions. , v. 98, n. 12, p. 123018, dez. 2018. Citado na página 26.

29 de Oliveira, C.; de Souza, V. Magnetically Induced Anisotropies in the Arrival Directions of Ultra-high-energy Cosmic Rays from Nearby Radio Galaxies. , v. 925, n. 1, p. 42, jan. 2022. Citado na página 26.

30 Eichmann, B.; Kachelrieß, M.; Oikonomou, F. Explaining the UHECR spectrum, composition and large-scale anisotropies with radio galaxies., v. 2022, n. 7, p. 006, jul. 2022. Citado na página 26.

31 Singh, K. K.; Meintjes, P. J. Characterization of variability in blazar light curves. *Astronomische Nachrichten*, v. 341, n. 713, p. 713–725, jul. 2020. Citado na página 26.

32 Bhatta, G. Blazar Jets as Possible Sources of Ultra-High Energy Photons: A Short Review. *Universe*, v. 8, n. 10, p. 513, out. 2022. Citado na página 26.

33 TASHIRO, H.; VACHASPATI, T. Cosmological magnetic field correlators from blazar induced cascade. *Phys. Rev. D*, v. 87, n. 12, p. 123527, 2013. Citado na página 27.

34 GENARO, M. et al. Simultaneously unveiling the EBL and intrinsic spectral parameters of gamma-ray sources with Hamiltonian Monte Carlo. *JCAP*, v. 03, p. 020, 2024. Citado na página 27.

35 Choi, K.; Im, S. H.; Shin, C. S. Recent Progress in the Physics of Axions and Axion-Like Particles. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, v. 71, p. 225–252, set. 2021. Citado na página 27.

36 LI, H.-J.; BI, X.-J.; YIN, P.-F. Searching for axion-like particles with the blazar observations of magic and fermi-lat *. *Chinese Physics C*, Chinese Physical Society and the Institute of High Energy Physics of the Chinese Academy of Sciences and the Institute of Modern Physics of the Chinese Academy of Sciences and IOP Publishing Ltd, v. 46, n. 8, p. 085105, aug 2022. Disponível em: https://dx.doi.org/10.1088/1674-1137/ac6d4f>. Citado na página 27.

37 PERENNES, C.; SOL, H.; BOLMONT, J. Intrinsic time lags in blazar flares and the search of Lorentz Invariance Violation signatures. *PoS*, ICRC2017, p. 611, 2018. Citado na página 27.

38 MARTÍNEZ-HUERTA, H.; LANG, R.; SOUZA, V. Lorentz invariance violation tests in astroparticle physics. *Symmetry*, v. 12, p. 1232, 07 2020. Citado na página 27.

39 LEBLANC, F. An introduction to stellar astrophysics. [S.l.]: John Wiley & Sons, 2011. Citado 2 vezes nas páginas 29 e 30.

40 JEANS, J. H. The stability of a spherical nebula. *Proceedings of the Royal Society of London*, The Royal Society London, v. 68, n. 442-450, p. 454–455, 1901. Citado na página 29.

41 CLAUSIUS, R. Ueber die Zurückführung des zweiten Hauptsatzes der mechanischen Wärmetheorie auf allgemeine mechanische Principien: vorgetragen in der Niederrheinischen Gesellschaft für Natur-und Heilkunde am 7. November 1870. [S.l.]: Carl Georgi, 1870. Citado na página 29.

42 MICHELL, J. Vii. on the means of discovering the distance, magnitude, &c. of the fixed stars, in consequence of the diminution of the velocity of their light, in case such a diminution should be found to take place in any of them, and such other data should be procured from observations, as would be farther necessary for that purpose. by the rev. john michell, bdfrs in a letter to henry cavendish, esq. frs and as. *Philosophical transactions of the Royal Society of London*, The Royal Society London, n. 74, p. 35–57, 1784. Citado na página 30.

43 LAPLACE, P. S. marquis de. *Exposition du système du monde*. [S.l.]: Courcier, 1813. v. 1. Citado na página 31.

44 NEWTON, I. *Philosophiæ Naturalis Principia Mathematica*. London: Royal Society, 1687. First edition. Citado na página 31.

45 EINSTEIN, A. Die feldgleichungen der gravitation. *Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften*, p. 844–847, 1915. Citado 2 vezes nas páginas 31 e 40.

46 PAULI, W. Pauli exclusion principle. *Naturwiss*, v. 12, p. 741, 1924. Citado na página 31.

47 HORVATH, J. A massa máxima das estrelas de nêutrons: uma abordagem didática. *Revista Brasileira de Ensino de Física*, Sociedade Brasileira de Física,
v. 42, p. e20200240, 2020. ISSN 1806-1117. Disponível em: https://doi.org/10.1590/1806-9126-RBEF-2020-0240>. Citado na página 32.

48 CHANDRASEKHAR, S. The maximum mass of ideal white dwarfs. *Astrophysical Journal, vol. 74, p. 81,* v. 74, p. 81, 1931. Citado na página 32.

49 LANDAU, L. On the theory of stars. *Physikalische Zeitschrift Sowjetunion*, v. 1, p. 285–288, 1932. Citado na página 32.

50 Valentim, R.; Rangel, E.; Horvath, J. E. On the mass distribution of neutron stars. , v. 414, n. 2, p. 1427–1431, jun. 2011. Citado na página 32.

51 HAWKING, S. *Uma breve história do tempo*. [S.l.]: Editora Intrinseca, 2015. Citado na página 32.

52 OPPENHEIMER, J. R.; VOLKOFF, G. M. On massive neutron cores. *Physical Review*, v. 55, n. 4, p. 374–381, 1939. Citado na página 32.

53 OPPENHEIMER, J. R.; SNYDER, H. On continued gravitational contraction. *Physical Review*, v. 56, n. 5, p. 455–459, 1939. Citado na página 32.

54 SCHWARZSCHILD, K. Über das gravitationsfeld einer kugel aus inkompressibler flüssigkeit nach der einsteinschen theorie. *Sitzungsberichte der königlich preußischen Akademie der Wissenschaften zu Berlin*, p. 424–434, 1916. Citado na página 33.

55 D'INVERNO, R.; VICKERS, J. Introducing Einstein's relativity: a deeper understanding. [S.l.]: Oxford University Press, 2022. Citado 13 vezes nas páginas 15, 33, 34, 36, 37, 39, 40, 41, 42, 43, 45, 46 e 47.

56 EDDINGTON, A. S. A comparison of whitehead's and einstein's formulæ. *Nature*, Nature Publishing Group UK London, v. 113, n. 2832, p. 192–192, 1924. Citado na página 35.

57 FINKELSTEIN, D. Past-future asymmetry of the gravitational field of a point particle. *Physical Review*, APS, v. 110, n. 4, p. 965, 1958. Citado 3 vezes nas páginas 35, 36 e 38.

58 MARTIN-DUSSAUD, P.; ROVELLI, C. Evaporating black-to-white hole. *Classical and Quantum Gravity*, IOP Publishing, v. 36, n. 24, p. 245002, 2019. Citado na página 38.

59 REISSNER, H. Über die eigengravitation des elektrischen feldes nach der einsteinschen theorie. *Annalen der Physik*, Wiley Online Library, v. 355, n. 9, p. 106–120, 1916. Citado 2 vezes nas páginas 38 e 40.

60 NORDSTRÖM, G. On the energy of the gravitation field in einstein's theory. Koninklijke Nederlandse Akademie van Wetenschappen Proceedings Series B Physical Sciences, v. 20, p. 1238–1245, 1918. Citado na página 40.

61 KERR, R. P. Gravitational field of a spinning mass as an example of algebraically special metrics. *Physical review letters*, APS, v. 11, n. 5, p. 237, 1963. Citado 2 vezes nas páginas 42 e 43.

62 CHANDRASEKHAR, S. *The mathematical theory of black holes*. [S.l.]: Oxford university press, 1998. v. 69. Citado na página 43.

63 CARTER, B. Global structure of the kerr family of gravitational fields. *Physical Review*, APS, v. 174, n. 5, p. 1559, 1968. Citado na página 46.

64 NEWMAN, E. T.; JANIS, A. Note on the kerr spinning-particle metric. *Journal of Mathematical Physics*, American Institute of Physics, v. 6, n. 6, p. 915–917, 1965. Citado na página 47.

65 WHEELER, J. A. Black holes: 'new hairs for an old pelt'. In: DEWITT, C.; DEWITT, B. S. (Ed.). *Black Holes*. [S.l.]: Gordon and Breach, 1971. p. 1–24. Citado na página 48.

66 LIBERATI, S.; PFEIFER, C.; RELANCIO, J. Exploring black holes as particle accelerators: hoop-radius, target particles and escaping conditions. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, IOP Publishing, v. 2022, n. 05, p. 023, may 2022. Disponível em: https://dx.doi.org/10.1088/1475-7516/2022/05/023>. Citado 2 vezes nas páginas 48 e 50.

67 PENROSE, R.; FLOYD, R. M. Extraction of rotational energy from a black hole. *Nature Physical Science*, Nature Publishing Group UK London, v. 229, n. 6, p. 177–179, 1971. Citado na página 49.

68 BAÑADOS, M.; SILK, J.; WEST, S. M. Kerr black holes as particle accelerators to arbitrarily high energy. *Physical review letters*, APS, v. 103, n. 11, p. 111102, 2009. Citado na página 49.

69 ZASLAVSKII, O. Special case of the bañados-silk-west effect. *Physical Review D*, APS, v. 102, n. 4, p. 044051, 2020. Citado na página 50.

70 FLANAGAN, E. Hoop conjecture for black-hole horizon formation. *Physical Review* D, APS, v. 44, n. 8, p. 2409, 1991. Citado na página 50.

71 AAB, A. et al. Measurement of the cosmic-ray energy spectrum above 2.5×10 18 ev using the pierre auger observatory. *Physical Review D*, APS, v. 102, n. 6, p. 062005, 2020. Citado na página 50.

72 NETZER, H. Revisiting the unified model of active galactic nuclei. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, Annual Reviews, v. 53, n. 1, p. 365–408, 2015. Citado 3 vezes nas páginas 51, 52 e 53.

73 AMBARTSUMIAN, V. On the activity of galactic nuclei (introductory lecture). In: *Non-stable Phenomena in Galaxies.* [S.l.: s.n.], 1968. v. 29, p. 11. Citado na página 51.

74 FATH, E. A. The spectra of some spiral nebulae and globular star clusters. *Lick Observatory Bulletin*, v. 5, p. 71–75, 1909. Citado na página 51.

75 SEYFERT, C. K. Nuclear emission in spiral nebulae. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific, Vol. 53, No. 314, p. 231-231*, v. 53, p. 231–231, 1941. Citado na página 51.

76 Weedman, D. W. Seyfert galaxies., v. 15, p. 69–95, jan. 1977. Citado na página 51.

SCHMIDT, M. 3C 273: A Star-Like Object with Large Red-Shift., 197 (4872): 1040.
[S.l.]: March, 1963. Citado na página 52.

78 LYNDEN-BELL, D. Galactic nuclei as collapsed old quasars. *Nature*, v. 223, n. 5207, 1969. Citado na página 52.

79 SCHMITT, J. L. Bl lac identified as a radio source. *Nature*, v. 218, n. 5142, p. 663, May 1968. Disponível em: https://doi.org/10.1038/218663a0. Citado na página 52.

80 FANAROFF, B. L.; RILEY, J. M. The morphology of extragalactic radio sources of high and low luminosity. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford University Press Oxford, UK, v. 167, n. 1, p. 31P–36P, 1974. Citado na página 52.

81 BLANDFORD, R. D.; REES, M. J. Extended and compact extragalactic radio sources: interpretation and theory. *Physica Scripta*, IOP Publishing, v. 17, n. 3, p. 265, 1978. Citado na página 52.

82 REES, M. J. Black hole models for active galactic nuclei. *IN: Annual review of astronomy and astrophysics. Volume 22. Palo Alto, CA, Annual Reviews, Inc., 1984, p. 471-506.*, v. 22, p. 471–506, 1984. Citado na página 52.

83 SALES, D. Núcleos ativos de galáxias: uma breve introdução. *Cadernos de Astronomia*, v. 5, p. 82–87, 03 2024. Citado na página 52.

84 ANTONUCCI, R. Unified models for active galactic nuclei and quasars. In: Annual review of astronomy and astrophysics. Vol. 31 (A94-12726 02-90), p. 473-521., v. 31, p. 473-521, 1993. Citado na página 53.

85 TADHUNTER, C. An introduction to active galactic nuclei: Classification and unification. *New Astronomy Reviews*, Elsevier, v. 52, n. 6, p. 227–239, 2008. Citado na página 53.

86 ALBERT, J. et al. Very-high-energy gamma rays from a distant quasar: How transparent is the universe? *Science*, v. 320, n. 5884, p. 1752–1754, 2008. Disponível em: <<u>https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.1157087></u>. Citado na página 54.

87 Wikimedia Commons contributors. Unified AGN Model by Emma Alexander. 2024. [Online; accessed 05-August-2024]. Disponível em: https://en.m.wikipedia.org/wiki/File:Emmaalexander_unified_agn.png>. Citado 2 vezes nas páginas 15 e 54.

88 RODRIGUES, X. Blazars as sources of neutrinos and ultra-high-energy cosmic rays. Humboldt-Universität zu Berlin, 2019. Citado 5 vezes nas páginas 55, 81, 82, 83 e 88. 89 FALOMO, R.; PIAN, E.; TREVES, A. An optical view of bl lacertae objects. *The Astronomy and Astrophysics Review*, v. 22, 07 2014. Citado na página 55.

90 ABDO, A. et al. The spectral energy distribution of fermi bright blazars. *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v. 716, n. 1, p. 30, 2010. Citado na página 55.

91 MARCHA, M. et al. Optical spectroscopy and polarization of a new sample of optically bright flat radio spectrum sources. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Blackwell Science Ltd Oxford, UK, v. 281, n. 2, p. 425–448, 1996. Citado na página 55.

92 HALPERN, J. P. et al. The redshift of the x-ray selected bl lacertae object h0414+009. *Astronomical Journal*, v. 101, p. 818–820, 1991. Citado na página 56.

93 FALOMO, R.; CARANGELO, N.; TREVES, A. Host galaxies and black hole masses of low-and high-luminosity radio-loud active nuclei. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, The Royal Astronomical Society, v. 343, n. 2, p. 505–511, 2003. Citado na página 56.

94 ULMER, M. et al. An x-ray survey of distant rich clusters of galaxies with heao 1. Astrophysical Journal, Part 1, vol. 235, Jan. 15, 1980, p. 351-354., v. 235, p. 351-354, 1980. Citado na página 56.

95 ULMER, M. et al. The discovery of an x-ray bright bl lacertae object-0414+ 009. Astrophysical Journal, Part 2-Letters to the Editor, v. 270, p. L1–L5, 1983. Citado na página 56.

96 WOLTER, A. et al. Bepposax spectral survey of soft x-ray selected bl lacs. arXiv preprint astro-ph/9804299, 1998. Citado na página 56.

97 Beckmann, V. et al. BeppoSAX spectral survey of BL Lacs - New spectra and results. , v. 383, p. 410–422, fev. 2002. Citado na página 56.

98 ALIU, E. et al. Multiwavelength observations of the agn 1ES 0414+ 009 with VERITAS, Fermi-LAT, Swift-XRT, and MDM. *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v. 755, n. 2, p. 118, 2012. Citado 7 vezes nas páginas 56, 57, 91, 96, 98, 100 e 111.

99 COSTAMANTE, L.; GHISELLINI, G. Tev candidate bl lac objects. Astronomy & Astrophysics, EDP Sciences, v. 384, n. 1, p. 56–71, 2002. Citado na página 56.

100 Hofmann, W.; Fegan, S. H.E.S.S. and Fermi-LAT discovery of VHE and HE emission from blazar 1ES 0414+009. *The Astronomer's Telegram*, v. 2293, p. 1, nov. 2009. Citado na página 56.

101 ABRAMOWSKI, A. et al. Discovery of hard-spectrum γ -ray emission from the bl lacertae object 1ES 0414+ 009. Astronomy & Astrophysics, EDP Sciences, v. 538, p. A103, 2012. Citado na página 56.

102 Aharonian, F. et al. Spectrum and extension of the inverse-Compton emission of the Crab Nebula from a combined Fermi-LAT and H.E.S.S. analysis. , v. 686, p. A308, jun. 2024. Citado na página 57.

103 Dirson, L.; Horns, D. Phenomenological modelling of the Crab Nebula's broadband energy spectrum and its apparent extension. , v. 671, p. A67, mar. 2023. Citado na página 57.

104 ALEKSIć, J. et al. Measurement of the crab nebula spectrum over three decades in energy with the magic telescopes. *Journal of High Energy Astrophysics*, v. 5-6, p. 30–38, 2015. ISSN 2214-4048. Disponível em: https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2214404815000038>. Citado na página 57.

105 Hillas, A. M. et al. The Spectrum of Teravolt Gamma Rays from the Crab Nebula. , v. 503, n. 2, p. 744–759, ago. 1998. Citado na página 57.

106 Space Science Data Center (SSDC), ASI. Spectral Energy Distribution (SED) tool for 1ES 0414+009. 2024. [Online; accessed 05-August-2024]. Disponível em: <https://tools.ssdc.asi.it/SED/sed.jsp?ra=64.220667&dec=1.089&q=1ES0414%2B009>. Citado 2 vezes nas páginas 15 e 58.

107 PERLMAN, E. S. et al. The einstein slew survey sample of bl lacertae objects. *Astrophysical Journal Supplement v. 104, p. 251*, v. 104, p. 251, 1996. Citado 2 vezes nas páginas 57 e 61.

108 GREGORY, P.; CONDON, J. The 87gb catalog of radio sources covering delta between o and+ 75 deg at 4.85 ghz. Astrophysical Journal Supplement Series (ISSN 0067-0049), vol. 75, April 1991, p. 1011-1291. NSERC-supported research., v. 75, p. 1011-1291, 1991. Citado na página 57.

109 ACERO, F. et al. Fermi large area telescope third source catalog. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, IOP Publishing, v. 218, n. 2, p. 23, 2015. Citado na página 57.

110 NISHIYAMA, T. Detection of a new tev gamma-ray source of bl lac object 1es 1959+
650. In: 26th International Cosmic Ray Conference (ICRC26), Volume 3. [S.l.: s.n.], 1999.
v. 3, p. 370. Citado na página 57.

111 Holder, J. et al. Detection of TeV Gamma Rays from the BL Lacertae Object 1ES 1959+650 with the Whipple 10 Meter Telescope. , v. 583, n. 1, p. L9–L12, jan. 2003. Citado na página 57.

112 Horns, D. Multi-wavelength Observations of the TeV Blazars Mkn 421, 1ES1959+650, and H1426+428 with the HEGRA Cherenkov Telescopes and the RXTE X-ray Satellite. In: Takalo, L. O.; Valtaoja, E. (Ed.). *High Energy Blazar Astronomy*. [S.l.: s.n.], 2003. (Astronomical Society of the Pacific Conference Series, v. 299), p. 13. Citado na página 59.

113 AHARONIAN, F. et al. Detection of tev gamma-rays from the bl lac 1es 1959+ 650 in its low states and during a major outburst in 2002. Astronomy & Astrophysics, EDP Sciences, v. 406, n. 1, p. L9–L13, 2003. Citado na página 59.

114 Buson, S. et al. Fermi-LAT, FACT, MAGIC and VERITAS detection of increasing gamma-ray activity from the high-energy peaked BL Lac object 1ES 1959+650. *The Astronomer's Telegram*, v. 9010, p. 1, abr. 2016. Citado na página 59.

115 PATEL, S. R. et al. Broadband study of blazar 1es 1959+650 during flaring state in 2016. *Astronomy Astrophysics*, v. 611, 11 2017. Citado na página 59.

116 Costamante, L.; Ghisellini, G. TeV candidate BL Lac objects. , v. 384, p. 56–71, mar. 2002. Citado na página 59.

117 Fossati, G. et al. A unifying view of the spectral energy distributions of blazars. , v. 299, n. 2, p. 433–448, set. 1998. Citado na página 59.

118 ACCIARI, V. A. et al. Broadband characterisation of the very intense tev flares of the blazar 1es 1959+ 650 in 2016. *Astronomy & astrophysics*, EDP Sciences, v. 638, p. A14, 2020. Citado 5 vezes nas páginas 59, 91, 101, 104 e 111.

119 HALZEN, F.; HOOPER, D. High energy neutrinos from the tev blazar 1es 1959+650. Astroparticle Physics, Elsevier, v. 23, n. 6, p. 537–542, 2005. Citado na página 59.

120 AARTSEN, M. et al. Search for steady point-like sources in the astrophysical muon neutrino flux with 8 years of icecube data. *The European Physical Journal C*, Springer, v. 79, n. 3, p. 1–19, 2019. Citado na página 59.

121 Space Science Data Center (SSDC), ASI. Spectral Energy Distribution (SED) tool for 1ES 1959+650. 2024. [Online; accessed 05-August-2024]. Disponível em: https: //tools.ssdc.asi.it/SED/sed.jsp?ra=299.998333&dec=65.148611&q=1ES1959%2B650. Citado 2 vezes nas páginas 15 e 60.

122 CATANESE, M. . et al. Discovery of gamma-ray emission above 350 gev from the bl lacertae object 1es 2344+ 514. *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v. 501, n. 2, p. 616, 1998. Citado 2 vezes nas páginas 61 e 62.

123 Nolan, P. L. et al. Fermi Large Area Telescope Second Source Catalog. , v. 199, n. 2, p. 31, abr. 2012. Citado na página 61.

124 GIOMMI, P.; PADOVANI, P.; PERLMAN, E. Detection of exceptional x-ray spectral variability in the tev bl lac 1es 2344+ 514. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Blackwell Science Ltd Oxford, UK, v. 317, n. 4, p. 743–749, 2000. Citado na página 61.

125 Donato, D. et al. Chandra observations of the X-ray environment of BL Lacs. , v. 407, p. 503–513, ago. 2003. Citado na página 61.

126 Nilsson, K. et al. Host galaxy subtraction of TeV candidate BL Lacertae objects. , v. 475, n. 1, p. 199–207, nov. 2007. Citado na página 61.

127 Aleksić, J. et al. The simultaneous low state spectral energy distribution of 1ES 2344+514 from radio to very high energies. , v. 556, p. A67, ago. 2013. Citado na página 61.

128 ACCIARI, V. et al. Multiwavelength observations of the very high energy blazar 1es 2344+ 514. *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v. 738, n. 2, p. 169, 2011. Citado na página 62.

129 Ahnen, M. L. et al. Extreme HBL behavior of Markarian 501 during 2012. , v. 620, p. A181, dez. 2018. Citado 2 vezes nas páginas 62 e 106.

130 Aharonian, F. et al. New constraints on the mid-IR EBL from the HESS discovery of VHE γ -rays from 1ES 0229+200., v. 475, n. 2, p. L9–L13, nov. 2007. Citado 2 vezes nas páginas 62 e 106.

131 ACCIARI, M. C. V. et al. An intermittent extreme bl lac: Mwl study of 1es 2344+ 514 in an enhanced state. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford University Press, v. 496, n. 3, p. 3912–3928, 2020. Citado na página 62.

132 Space Science Data Center (SSDC), ASI. Spectral Energy Distribution (SED) tool for 1ES 2344+514. 2024. [Online; accessed 05-August-2024]. Disponível em: <https://tools.ssdc.asi.it/SED/sed.jsp?ra=356.77&dec=51.705&q=1ES2344%2B514>. Citado 2 vezes nas páginas 15 e 63.

133 SPURIO, M. Probes of Multimessenger Astrophysics: Charged cosmic rays, neutrinos, γ-rays and gravitational waves. Springer International Publishing, 2018.
(Astronomy and Astrophysics Library). ISBN 9783319968544. Disponível em:
">https://books.google.com.br/books?id=rxF-DwAAQBAJ>. Citado 8 vezes nas páginas 15, 65, 66, 67, 68, 69, 71 e 85.

134 GROUP, U. P. P. Beam Loopy Mirror Experiment. n.d. https://www.physics.ucla.edu/plasma-exp/beam/BeamLoopyMirror.html. Accessed: 2024-12-25. Citado 2 vezes nas páginas 15 e 66.

135 FERMI, E. On the origin of the cosmic radiation. *Physical review*, APS, v. 75, n. 8, p. 1169, 1949. Citado 2 vezes nas páginas 67 e 68.

136 FERMI, E. Galactic magnetic fields and the origin of cosmic radiation. In: A Source Book in Astronomy and Astrophysics, 1900–1975. [S.l.]: Harvard University Press, 1979. p. 671–676. Citado na página 69.

137 PARKER, E. N. Sweet's mechanism for merging magnetic fields in conducting fluids. *Journal of Geophysical Research*, Wiley Online Library, v. 62, n. 4, p. 509–520, 1957. Citado na página 71.

138 MEDINA-TORREJON, T. E.; PINO, E. M. d. G. D.; SANTOS, E. M. *Estudo de aceleração de partículas por reconexão magnética em jatos relativísticos*. Dissertação (Mestrado) — Universidade de São Paulo, 2021. Citado na página 71.

139 PINO, E. M. de G. D.; KOWAL, G. Particle acceleration by magnetic reconnection. In: *Magnetic fields in diffuse media*. [S.l.]: Springer, 2014. p. 373–398. Citado 3 vezes nas páginas 15, 71 e 72.

140 E. M. de Gouveia Dal Pino; Lazarian, A. Production of the large scale superluminal ejections of the microquasar grs 1915+105 by violent magnetic reconnection. AA, v. 441, n. 3, p. 845–853, 2005. Disponível em: https://doi.org/10.1051/0004-6361:20042590. Citado na página 71.

141 LAZARIAN, A. Production of the large scale superluminal ejections of the microquasar grs 1915+ 105 by violent magnetic reconnection. *Astronomy & Astrophysics*, EDP Sciences, v. 441, n. 3, p. 845–853, 2005. Citado 2 vezes nas páginas 15 e 72.

142 KOWAL, G.; PINO, E. M. de G. D.; LAZARIAN, A. Particle acceleration in turbulence and weakly stochastic reconnection. *Physical Review Letters*, APS, v. 108, n. 24, p. 241102, 2012. Citado 2 vezes nas páginas 15 e 72.

143 SCHUTTE, H. M. et al. Modeling the spectral energy distributions and spectropolarimetry of blazars—application to 4c+01.02 in 2016–2017*. *The Astrophysical Journal*, The American Astronomical Society, v. 925, n. 2, p. 139, feb 2022. Disponível em: <<u>https://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/ac3cb5></u>. Citado na página 75.

144 Rybicki, G. B.; Lightman, A. P. *Radiative Processes in Astrophysics*. [S.l.: s.n.], 1986. Citado na página 75.

145 Smith, P. S. et al. The Optical and Near-Infrared Polarization Properties of the OVV Quasar 3C 345., v. 305, p. 484, jun. 1986. Citado na página 75.

146 BöTTCHER, M. et al. Leptonic and hadronic modeling of fermi-detected blazars. *The Astrophysical Journal*, The American Astronomical Society, v. 768, n. 1, p. 54, apr 2013. Disponível em: https://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/768/1/54>. Citado na página 75.

147 GHISELLINI, G. Synchrotron self-compton. In: _____. Radiative Processes in High Energy Astrophysics. Heidelberg: Springer International Publishing, 2013. p. 89–93. ISBN 978-3-319-00612-3. Disponível em: https://doi.org/10.1007/978-3-319-00612-3_6. Citado na página 75.

148 Maraschi, L.; Ghisellini, G.; Celotti, A. A Jet Model for the Gamma-Ray–emitting Blazar 3C 279., v. 397, p. L5, set. 1992. Citado na página 75.

149 Bloom, S. D.; Marscher, A. P. An Analysis of the Synchrotron Self-Compton Model for the Multi–Wave Band Spectra of Blazars. , v. 461, p. 657, abr. 1996. Citado na página 75.

150 Dermer, C. D.; Schlickeiser, R. Model for the High-Energy Emission from Blazars. , v. 416, p. 458, out. 1993. Citado na página 75.

151 Sikora, M.; Begelman, M. C.; Rees, M. J. Comptonization of Diffuse Ambient Radiation by a Relativistic Jet: The Source of Gamma Rays from Blazars? , v. 421, p. 153, jan. 1994. Citado na página 75.

152 BłAżEJOWSKI, M. et al. Comptonization of infrared radiation from hot dust by relativistic jets in quasars. *The Astrophysical Journal*, v. 545, n. 1, p. 107, dec 2000. Disponível em: https://dx.doi.org/10.1086/317791. Citado na página 75.

153 Mücke, A. et al. BL Lac objects in the synchrotron proton blazar model. *Astroparticle Physics*, v. 18, n. 6, p. 593–613, mar. 2003. Citado na página 75.

154 Mastichiadis, A. Consequences of Proton Acceleration in Blazar Jets. *Galaxies*, v. 4, n. 4, p. 59, nov. 2016. Citado na página 77.

155 STATHOPOULOS, S. I. et al. LeHaMoC: A Versatile and Efficient Time-Dependent Lepto-Hadronic Code for Astrophysical Sources. 2024. https://indico.in2p3.fr/ event/31722/contributions/133873/attachments/82941/123211/Paris_Stathopoulos_ Workshop.pdf>. Workshop Presentation at Paris Stathopoulos Workshop. Citado 2 vezes nas páginas 16 e 77.

156 SCHLICKEISER, R. *Cosmic ray astrophysics*. [S.l.]: Springer Science & Business Media, 2013. Citado na página 78.

157 Kardashev, N. S. and Kuz'min, A. D. and Syrovatskii, S. I. The Nature of the Emission from the Radio Galaxy Cygnus A., v. 6, p. 167, Oct 1962. Citado na página 78.

158 FRAIJA, N. et al. Modeling the spectral energy distribution of the radio galaxy ic310. *Astroparticle Physics*, Elsevier, v. 89, p. 14–22, 2017. Citado na página 78.

159 LONGAIR, M. S. Stars, the galaxy and the interstellar medium. *High energy* astrophysics, Cambridge University Press, v. 2, p. ch18, 1994. Citado na página 78.

160 SARI, R.; ESIN, A. A. On the synchrotron self-compton emission from relativistic shocks and its implications for gamma-ray burst afterglows. *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v. 548, n. 2, p. 787, 2001. Citado na página 79.

161 JOKIPII, J. Rate of energy gain and maximum energy in diffusive shock acceleration. *Astrophysical Journal, Part 1*, v. 313, p. 842–846, 1987. Citado na página 79.

162 MANNHEIM, K. *The Proton Blazar*. 1993. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/astro-ph/9302006>. Citado na página 81.

163 CERRUTI, M. et al. Hadronic modeling of tev agn: Gammas and neutrinos. In: *AIP Conference Proceedings*. Author(s), 2017. ISSN 0094-243X. Disponível em: <<u>http://dx.doi.org/10.1063/1.4968973></u>. Citado na página 81.

164 MÜCKE, A.; PROTHEROE, R. A proton synchrotron blazar model for flaring in markarian 501. *Astroparticle Physics*, Elsevier, v. 15, n. 1, p. 121–136, 2001. Citado na página 82.

165 RODRIGUES, X. et al. Leptohadronic blazar models applied to the 2014–2015 flare of txs 0506+056. *The Astrophysical Journal*, American Astronomical Society, v. 874, n. 2, p. L29, abr. 2019. ISSN 2041-8213. Disponível em: http://dx.doi.org/10.3847/2041-8213/ab1267>. Citado na página 82.

166 SPURIO, M. et al. *Particles and astrophysics*. [S.l.]: Springer, 2014. Citado na página 83.

167 ASI Space Science Data Center. *Overview*. 2024. Accessed: 2024-07-23. Disponível em: https://www.ssdc.asi.it/overview.html. Citado na página 85.

168 ASI Space Science Data Center. *Responsibilities*. 2024. Accessed: 2024-07-23. Disponível em: https://www.ssdc.asi.it/responsibilities.html. Citado na página 86.

169 Firmamento Team. *Firmamento Data Access*. [S.l.], 2024. Accessed: 2024-07-26. Disponível em: https://firmamento.hosting.nyu.edu/data_access>. Citado 3 vezes nas páginas 16, 86 e 87.

170 TRIPATHI, D. et al. Firmamento: A multimessenger astronomy tool for citizen and professional scientists. *The Astronomical Journal*, IOP Publishing, v. 167, n. 3, p. 116, 2024. Citado na página 86.

171 BROOKS, S. et al. *Handbook of Markov chain Monte Carlo*. [S.l.]: CRC press, 2011. Citado na página 88.

172 Tramacere, A. *JetSeT: Numerical modeling and SED fitting tool for relativistic jets.* 2020. Astrophysics Source Code Library, record ascl:2009.001. Citado na página 88. 173 JETSET. Jet example model fit: User Guide. 2024. Accessed: 2024-08-06. Disponível em: <https://jetset.readthedocs.io/en/latest/user_guide/documentation_notebooks/ notebooks/model_fit_1/Jet_example_model_fit.html>. Citado 2 vezes nas páginas 16 e 89.

174 JETSET. Jet example model fit EC: User Guide. 2024. Accessed: 2024-08-06. Disponível em: https://jetset.readthedocs.io/en/latest/user_guide/documentation_notebooks/notebooks/model_fit_3/Jet_example_model_fit_EC.html. Citado 2 vezes nas páginas 16 e 89.

175 KLINGER, M. et al. AM³: An Open-Source Tool for Time-Dependent Lepto-Hadronic Modeling of Astrophysical Sources. 12 2023. Citado na página 90.

176 KLINGER, M. et al. Am3: An open-source tool for time-dependent lepto-hadronic modeling of astrophysical sources. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, American Astronomical Society, v. 275, n. 1, p. 4, out. 2024. ISSN 1538-4365. Disponível em: <<u>http://dx.doi.org/10.3847/1538-4365/ad725c></u>. Citado na página 90.

177 Astrophysical Modeling in 3D (AM3). *Blazar Simple Example: User Guide*. 2024. Accessed: 2024-08-06. Disponível em: <<u>https://am3.readthedocs.io/en/latest/examples/</u> blazar_simple_example.html>. Citado 2 vezes nas páginas 16 e 90.

178 ACCIARI, M. C. V. A. et al. An intermittent extreme BL Lac: MWL study of 1ES 2344+514 in an enhanced state. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, v. 496, n. 3, p. 3912–3928, 06 2020. ISSN 0035-8711. Disponível em: <<u>https://doi.org/10.1093/mnras/staa1702></u>. Citado 4 vezes nas páginas 91, 106, 107 e 108.

179 RODRIGUES, X. et al. Leptohadronic multi-messenger modeling of 324 gamma-ray blazars. *Astronomy & Astrophysics*, EDP Sciences, v. 681, p. A119, 2024. Citado na página 91.

180 ZHAO, X. et al. The energy budget in the jet of high-frequency peaked bl lacertae objects. *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v. 967, n. 2, p. 104, 2024. Citado na página 92.

181 RYBICKI, G. B.; LIGHTMAN, A. P. *Radiative processes in astrophysics*. [S.l.]: John Wiley & Sons, 2024. Citado na página 100.