

UNIVERSIDADE TECNOLÓGICA FEDERAL DO PARANÁ

AUGUSTO KAZUYOSHI ROMASANTA OHTUKA

**RÁDIO-GALÁXIAS COMO POSSÍVEIS FONTES DE RAIOS CÓSMICOS
ULTRA-ENERGÉTICOS**

CURITIBA

2023

AUGUSTO KAZUYOSHI ROMASANTA OHTUKA

**RÁDIO-GALÁXIAS COMO POSSÍVEIS FONTES DE RAIOS CÓSMICOS
ULTRA-ENERGÉTICOS**

Radio-galaxies as possible sources of ultra high-energy cosmic rays

Dissertação apresentada como requisito para obtenção do título de Mestre em Física e Astronomia do Programa de Pós-Graduação em Física e Astronomia da Universidade Tecnológica Federal do Paraná.

Orientador: Prof^a. Dr^a. Rita de Cássia dos Anjos

CURITIBA

2023



[4.0 Internacional](https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/)

Esta licença permite compartilhamento, remixe, adaptação e criação a partir do trabalho, mesmo para fins comerciais, desde que sejam atribuídos créditos ao(s) autor(es). Conteúdos elaborados por terceiros, citados e referenciados nesta obra não são cobertos pela licença.



Ministério da Educação
Universidade Tecnológica Federal do Paraná
Campus Curitiba



AUGUSTO KAZUYOSHI ROMASANTA OHTUKA

RÁDIO-GALÁXIAS COMO POSSÍVEIS FONTES DE RAIOS CÓSMICOS ULTRA-ENERGÉTICOS

Trabalho de pesquisa de mestrado apresentado como requisito para obtenção do título de Mestre Em Física da Universidade Tecnológica Federal do Paraná (UTFPR). Área de concentração: Física .

Data de aprovação: 11 de Dezembro de 2023

Dra. Rita De Cassia Dos Anjos, Doutorado - Universidade Tecnológica Federal do Paraná

Geanderson Araujo Carvalho, - Universidade Tecnológica Federal do Paraná

Dr. Luiz Augusto Stuani Pereira, Doutorado - Ifsc-Usp

Documento gerado pelo Sistema Acadêmico da UTFPR a partir dos dados da Ata de Defesa em 11/12/2023.

Dedicado às memórias de minha querida mãe
e de meu amado filho Pedro.

AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente à minha orientadora, Professora Doutora Rita de Cássia dos Anjos, que aceitou o desafio de orientar alguém completamente novo na área. Seu trabalho de acolhimento, seus ensinamentos e também suas exigências foram cruciais para que este trabalho tomasse forma. Além do aspecto profissional, também soube compreender as minhas dificuldades, desmotivações e conflitos pessoais, sempre me motivou e me fez retornar aos eixos. Não possuo palavras para expressar meu mais profundo agradecimento por esses dois anos de trabalho, reuniões e conversas.

Agradeço também à minha noiva (e futura esposa) Caroline Santos Lima, que foi a primeira incentivadora a ingressar no Programa de Pós-Graduação em Física e Astronomia da UTFPR. Sempre estivemos ao lado do outro, tivemos nas nossas dificuldades, nossos sacrifícios, mas nunca deixamos de ter amor e carinho pelo outro. Se hoje este trabalho está realizado, você foi a primeira responsável por isso. Agradeço por todos os dias estar ao meu lado e por viver a tua vida junto comigo. Te amo.

Agradeço à minha família, pelo apoio que me deram durante a minha jornada acadêmica.

Agradeço à família da Caroline, que me adotaram como parte da família, sempre preocupados e orgulhosos com o que estava sendo desenvolvido durante esse Mestrado.

Ao programa de Pós-Graduação em Física e Astronomia da UTFPR, que me permitiu realizar um trabalho dentro de uma área da Física que, particularmente, acho a melhor, sem precisar sair de Curitiba, além do apoio financeiro na participação de eventos.

Ao grupo de Astrofísica de Altas Energias da Professora Rita, principalmente à Débora Götz, Jorge Junior, Luana Padilha, Larissa Cristina e Rodrigo Sasse, os quais infelizmente tive pouco contato durante o período de Mestrado. De uma forma ou de outra, vocês me ajudaram a entender o que eu estava fazendo e também a desenvolver essa pesquisa.

Ao supercomputador Santos Dumont, pelo apoio computacional.

Por último e não menos importante, agradeço ao meu grupo de amigos de longa data – "Adscoob" – que além de propiciar discussões pertinentes, foram também uma base de apoio ao longo da minha vida.

Existem muitas hipóteses em ciência que estão erradas. Isso é perfeitamente aceitável, elas são a abertura para achar as que estão certas.

Carl Sagan

O homem não teria alcançado o possível se, repetidas vezes, não tivesse tentado o impossível.

Max Weber

RESUMO

A astrofísica de altas energias apresenta um dos maiores enigmas da física contemporânea: a origem dos raios cósmicos de mais alta energia. As rádio-galáxias surgem como potenciais fontes responsáveis pelos raios cósmicos ultrarrápidos (Ultra High Energy Cosmic Rays (UHECR)) observados na Terra. Este estudo investiga quatro rádio-galáxias notáveis na faixa do rádio: Centaurus A, Fornax A, M87 e NGC 1275. Dez milhões de partículas são injetadas em cada simulação, considerando vários processos de perda de energia e a exposição relativa da fonte ao observador. Os resultados são então comparados ao fluxo observado pelo Observatório Pierre Auger. Esta abordagem permite discernir quais processos de aceleração de partículas e perdas de energia são mais significativos em rádio-galáxias próximas. Os resultados oferecem uma perspectiva otimista sobre esses objetos astrofísicos, contribuindo para uma compreensão mais profunda tanto da física envolvida quanto do impacto dessas galáxias no fluxo total de raios cósmicos.

Palavras-chave: rádio-galáxias; raios cósmicos de altas energias; astrofísica multi-mensageira; raios gama.

ABSTRACT

One of the biggest mysteries in modern physics is revealed by high-energy astrophysics: where the highest-energy cosmic rays come from. It seems that radio galaxies could be the source of the ultra-high cosmic rays (UHECR) that are seen here on Earth. This work examines four prominent radio galaxies in the radio band: NGC 1275, M87, Centaurus A, and Fornax A. Every simulation is injected with ten million particles, taking into account different energy-loss mechanisms and the source's relative exposure to the observer. Subsequently, the results are contrasted with the flux recorded by the Pierre Auger Observatory. With this method, the most important particle acceleration and energy loss mechanisms in adjacent radio galaxies can be identified. The findings provide a positive outlook on these celestial objects and advance our knowledge of the physics at play as well as the effect these galaxies have on the overall cosmic-ray flux.

Keywords: radio-galaxies; ultra high energy cosmic rays; multimessenger astrophysics; gamma rays.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – <i>Skymap</i> das direções de chegada de raios cósmicos, com as rádio-galáxias relevantes a este trabalho.	16
Figura 2 – Diagrama de Hillas, relacionando a intensidade do campo magnético com o tamanho das fontes para ser capaz de acelerar diferentes partículas a determinadas energias. Objetos abaixo das linhas diagonais não são capazes de acelerar as partículas a 10^{20} eV. Linhas vermelhas representam prótons e linhas azuis representam núcleos de ferro. . . .	18
Figura 3 – Esquema de construção do Observatório Pierre Auger. Cada ponto preto representa um tanque de detecção de radiação Cherenkov, enquanto as estruturas de observação de fluorescência estão na periferia do complexo.	20
Figura 4 – Compilado do espectro de raios cósmicos obtidos pelos principais experimentos.	21
Figura 5 – Imagem de composição de cores de Centaurus A.	24
Figura 6 – Imagem de composição de cores de M87 e seu jato.	24
Figura 7 – Imagem dos discos de poeira de Fornax A.	25
Figura 8 – Imagem de composição de multicomprimentos de onda de NGC 1275. Raio-X, Rádio e Óptico	26
Figura 9 – Modelo unificado de AGNs	28
Figura 10 – Mecanismo de aceleração de Fermi de segunda ordem	29
Figura 11 – Mecanismo de aceleração de Fermi de primeira ordem	29
Figura 12 – Modelos cosmológicos do Infrared Background (IRB), referenciados na fonte.	34
Figura 13 – Intensidade dos campos magnéticos extragalácticos aumentados em uma região de 20 Mpc da Via Láctea, com indicação da posição de Centaurus A, Fornax A e M87. (a) AstroR (b) Prim2R (c) Prim	37
Figura 14 – Espectros de Centaurus A, com e sem campo magnético e $g_{cr} = 0.1$ fixo. Os dados foram obtidos do Pierre Auger Observatory.	46
Figura 15 – Espectros de Centaurus A, com e sem campo magnético e $g_{cr} = 4/7$ fixo.	47
Figura 16 – Espectros de Centaurus A, com e sem campo magnético e $g_{cr} = 0.8$ fixo.	48

Figura 17 – Espectros de Centaurus A, com e sem campo magnético e $g_{ac} = 0.1$ fixo.	49
Figura 18 – Espectros de Centaurus A, com e sem campo magnético e $g_{ac} = 0.4$ fixo.	50
Figura 19 – Espectros de Centaurus A, com e sem campo magnético e $g_{ac} = 0.8$ fixo.	51
Figura 20 – Espectros de Fornax A, com e sem campo magnético e $g_{cr} = 0.1$ fixo. .	53
Figura 21 – Espectros de Fornax A, com e sem campo magnético e $g_{cr} = 4/7$ fixo. .	54
Figura 22 – Espectros de Fornax A, com e sem campo magnético e $g_{cr} = 0.8$ fixo. .	55
Figura 23 – Espectros de Fornax A, com e sem campo magnético e $g_{ac} = 0.1$ fixo. .	56
Figura 24 – Espectros de Fornax A, com e sem campo magnético e $g_{ac} = 0.4$ fixo. .	57
Figura 25 – Espectros de Fornax A, com e sem campo magnético e $g_{ac} = 0.8$ fixo. .	58
Figura 26 – Espectros de M87, com e sem campo magnético e $g_{cr} = 0.1$ fixo.	59
Figura 27 – Espectros de M87, com e sem campo magnético e $g_{cr} = 4/7$ fixo.	60
Figura 28 – Espectros de M87, com e sem campo magnético e $g_{cr} = 0.8$ fixo.	61
Figura 29 – Espectros de M87, com e sem campo magnético e $g_{ac} = 0.1$ fixo.	62
Figura 30 – Espectros de M87, com e sem campo magnético e $g_{ac} = 0.4$ fixo.	63
Figura 31 – Espectros de M87, com e sem campo magnético e $g_{ac} = 0.8$ fixo.	64
Figura 32 – Espectros de NGC 1275, com e sem campo magnético e $g_{cr} = 0.1$ fixo.	65
Figura 33 – Espectros de NGC 1275, com e sem campo magnético e $g_{cr} = 4/7$ fixo.	66
Figura 34 – Espectros de NGC 1275, com e sem campo magnético e $g_{cr} = 0.8$ fixo.	67
Figura 35 – Espectros de NGC 1275, com e sem campo magnético e $g_{ac} = 0.1$ fixo.	68
Figura 36 – Espectros de NGC 1275, com e sem campo magnético e $g_{ac} = 0.4$ fixo.	69
Figura 37 – Espectros de NGC 1275, com e sem campo magnético e $g_{ac} = 0.8$ fixo.	70
Figura 38 – Quantidade de partículas detectadas, divididas por elementos químicos. Os números foram obtidos com as simulações de maior energia ($g_{ac} = 0.8$ e $g_{cr} = 0.1$) e composição pura de Si na fonte.	71
Figura 39 – Contribuição do espectro de raios cósmicos detectado para cada rádio-galáxia ao total observado, quando $g_{ac} = 0.8$ e $g_{cr} = 0.1$	71

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Relação de valores de g_{cr}, g_{ac}, $L_{1.1}$, máximo e mínimo E_{max}	43
Tabela 2 – Relação de proporção da composição dos raios cósmicos simulados	43
Tabela 3 – Relação entre exposição relativa e peso de cada fonte no espectro de raios cósmicos na latitude $\lambda = -35^\circ$	45

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

Siglas

AGN	Active Galaxy Nuclei
BR	Ressonância Bariônica
CMB	Cosmic Microwave Background
CRPropa3	Cosmic Ray Propagation Framework
DEC	Declination
FRAG	fotofragmentação
GDR	Giant Dipole Resonance
GZK	Greisen-Zatsepin-Kuzmin
HiRes	High Resolution Fly's Eye
HVS	High Velocity System
ICRS	International Celestial Reference System
IRB	Infrared Background
PAO	Pierre Auger Observatory
QD	Efeito Quasi-Deuteron
RA	Right Ascension
SMBH	Supermassive Black Hole
TA	Telescope Array
UHECR	Ultra High Energy Cosmic Rays

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	13
1.1	Objetivos	15
1.2	Justificativa	15
1.2.1	Possíveis Fontes	17
2	RAIOS CÓSMICOS DE ALTAS ENERGIAS	19
2.1	Observatório Pierre Auger	19
2.2	Espectro	20
2.3	Composição	21
3	POSSÍVEIS FONTES DE RAIOS CÓSMICOS	23
3.1	Rádio-Galáxias	23
3.1.1	Centaurus A	23
3.1.2	M87	24
3.1.3	Fornax A	25
3.1.4	NGC 1275	26
3.2	Mecanismos de Aceleração	27
3.2.1	<i>Top-down</i>	27
3.2.2	<i>Bottom-up</i>	28
4	PROPAGAÇÃO	33
4.1	Perdas de Energias	33
4.1.1	Fotoprodução de pares	34
4.1.2	Aniquilação elétron-pósitron	34
4.1.3	Fotodesintegração	35
4.1.4	Fotoprodução de píons	35
4.1.5	Efeito Greisen-Zatsepin-Kuzmin (GZK)	35
4.2	Campos Magnéticos	36
4.2.1	Radiação síncroton	37
4.2.2	<i>Bremsstrahlung</i>	37
4.2.3	Efeito Compton inverso	38
4.3	Partículas secundárias	38
5	SIMULAÇÃO	39

5.1	CRPropa 3.2	39
5.2	Parâmetros das Fontes	40
6	ANÁLISE E RESULTADOS	44
6.1	Centaurus A	45
6.2	Fornax A	52
6.3	M87	54
6.4	NGC 1275	58
7	CONSIDERAÇÕES FINAIS	72
	REFERÊNCIAS	73
	APÊNDICE A CÓDIGO	82

1 INTRODUÇÃO

Desde os primórdios da humanidade, em especial nas primeiras civilizações, a curiosidade e a busca por explicações para o empírico são parte essencial da natureza do gênero *Homo*. Consequentemente, conforme novas observações eram feitas ou velhas explicações falhavam, surgiam novos questionamentos (OSTERMANN, 1996), com um desenvolvimento de novas ferramentas para testar novas hipóteses (ROSA, 2012).

Conforme novas teorias e paradigmas se consolidam no escopo da ciência, novas possibilidades para explorar a realidade emergem. Um dos exemplos mais conhecidos é em relação à Óptica: existe o modelo corpuscular da luz, o modelo ondulatório da luz e, por fim, o modelo de dualidade onda-partícula, este surgindo com o advento da Mecânica Quântica. Todo esse desenvolvimento não é exclusividade da Óptica: a própria observação dos céus experimenta com novas técnicas e teorias, como por exemplo a observação de astros luminosos em diferentes faixas do espectro eletromagnético, a detecção de neutrinos, de ondas gravitacionais e também de partículas eletricamente carregadas.

O estudo de partículas com carga elétrica data do desenvolvimento da teoria Eletromagnética. O físico francês Charles Coulomb (1736-1806) escreve um trabalho sobre a perda de carga elétrica por um eletroscópio, mesmo completamente isolado (COULOMB, 1789), indicando a existência de uma condutividade elétrica do ar, contrariando a ideia de que ele era isolante. Esse mesmo fenômeno foi também observado por Michael Faraday (1791-1867) e William Crookes (1832-1919). Ambos os cientistas notam que a velocidade de descarga do eletroscópio é proporcional à pressão do ar, indicando a ocorrência de ionização do ar.

Pares de Coulomb, os cientistas Henri Becquerel (1852-1908), Pierre Curie (1859-1906) e Marie Curie (1867-1934) estudam materiais que são capazes de ionizar o ar atmosférico, aumentando a sua condutividade. O primeiro realiza seus estudos com sais de Urânio e denomina a existência de "raios ionizantes", que retiram elétrons de gases, enquanto os últimos descobrem novos elementos também capazes de ionizar o ar, e nomeia tais elementos como "radioativos" (BUSTAMANTE, 2013). A radiação passa a ser utilizada como padrão para calibrar eletroscópios.

Contudo, os físicos Charles Wilson (1869-1959), Hans Geitel (1855-1923) e Julius Elster (1854-1920), mesmo com inúmeras tentativas de isolar completamente eletroscópios para determinar com precisão a taxa de ionização do ar, ainda sofriam com uma radiação de origem desconhecida, que atrapalhava medidas precisas. Há então diversos esforços para explicar tal radiação misteriosa, e a hipótese mais aceita era de que ela provinha da própria Terra. Ora, se os experimentos estão sendo feitos ao nível do solo, não é um absurdo pensar que a crosta terrestre possa ter algum efeito nas medidas de ionização do ar. Porém, não faltavam assíduos da ideia de que tal radiação poderia ter origem extraterrestre, tal como o próprio Charles Wilson e o engenheiro químico Albert Nodon (1862-1934) (BANDEIRA; MACKEDANZ, 2019)

Para dar um ponto final a essa discussão, o físico e inventor alemão Theodor Wulf (1868-1946) faz medições da ionização do ar durante 3 dias, na base e no topo da Torre Eiffel. Suas conclusões são de que, ou há uma fonte de radiação γ além da atmosfera terrestre, ou o ar absorve γ muito mais fracamente que o esperado (BUSTAMANTE, 2013). Na mesma época que Wulf realizava seus trabalhos, o físico italiano Domenico Pacini (1878-1934) também fazia experimentos para compreender a condutividade da água. Pacini obteve resultados muito próximos do esperado para a absorção de radiação da água e, mesmo com as condições e montagem de seu aparato experimental, ainda observava uma radiação altamente penetrante, mesmo a 3 metros de profundidade na água. Essa radiação, se proveniente da crosta terrestre, não deveria ser detectada. Essa descoberta, mesmo não sendo levada a sério por seus pares, acaba tendo uma grande importância na descoberta dos raios cósmicos.

Victor Hess (1883-1964), físico austríaco, inspirado no trabalho de Wulf, começa a realizar experimentos em altitudes cada vez maiores, sempre se preocupando na proteção dos eletroscópios contra a radiação. Utilizando de balões e ascendendo a altitudes acima de 5000 metros, Hess percebeu que a medida de radiação e ionização aumentavam conforme o balão se elevava na atmosfera. Com isso, ficou evidente a existência de uma radiação penetrante proveniente nem da crosta nem da atmosfera terrestre, mas sim do espaço. Tal radiação foi primeiramente nomeada "radiação ultrapenetrante", já que era capaz de penetrar em grandes quantidades de matéria (BANDEIRA; MACKEDANZ, 2019). A nomenclatura mais usual atualmente, "radiação cósmica", é cunhada pelo físico estadunidense Robert Milikan (1868-1953), não sem uma polêmica envolvendo Milikan e Hess para definir quem teria de fato descoberto os raios cósmicos. Hess recebe o prêmio Nobel de Física em 1936 pela sua "descoberta da radiação cósmica".¹

Podemos considerar o laureamento de Hess como o pontapé na Física de Altas Energias e Raios Cósmicos. Essa nova área da Física está envolta de problemas a serem solucionados, sendo o mais discutido a origem dos raios cósmicos. Este trabalho tratará de possíveis origens dos Raios Cósmicos de Ultra Alta Energia (UHECR, na sigla em inglês). A organização do trabalho se dá da seguinte maneira: o capítulo dois trata da introdução aos raios cósmicos de altas energias, a detecção, composição e o espectro formado. No terceiro capítulo, são discutidas as possíveis fontes de raios cósmicos considerando mecanismos de aceleração, com um foco maior nas Rádio-Galáxias, que são Núcleos Ativos Galácticos com Jatos, com uma luminosidade elevada na faixa do rádio. O capítulo quatro apresenta os processos que ocorrem durante a propagação desses raios cósmicos. A exemplo, como que essas partículas perdem energia, como interagem com campos magnéticos e também os produtos dessas interações, que chamamos de partículas secundárias. Já no quinto capítulo, apresenta-se o *software* utilizado para simular a propagação dos raios cósmicos e, por fim, no capítulo 6 são analisados os espectros de hadrons e de γ que são obtidos, seguido das conclusões finais do trabalho.

¹ THE NOBEL PRIZE. The Nobel Prize in Physics in 1936 - Victor F. Hess: Facts. Disponível em: <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1936/hess/facts/>. Acesso em: 10 jul. 2023.

1.1 Objetivos

Este trabalho visa a investigação das consequências da propagação de partículas pelo Universo, quantificando as possíveis perdas de energia, a composição, a distância das fontes e os campos magnéticos. Para tanto, faz-se necessária a caracterização da dinâmica das interações das partículas, por meio do uso de modelos estatísticos em Monte Carlo.

Além da propagação dos próprios raios cósmicos, o estudo da contribuição de raios cósmicos (partículas) secundárias das rádio-galáxias próximas também é importante, tanto para classificar as possíveis fontes dos UHECR quanto para inferir as condições do ambiente extragaláctico.

Pode-se quantificar a contribuição do espectro de rádio-galáxias ao espectro total de raios cósmicos que é observado, a fim de investigar a plausibilidade das rádio-galáxias serem fontes de raios cósmicos e, caso positivo, quais são as condições dentro das fontes e do espaço que possibilitam uma observação próxima àquela obtida.

1.2 Justificativa

Ao plotarmos um *skymap* das direções de chegada dos raios cósmicos que são detectados, observamos alguns *hotspots*, ou seja, algumas direções em que há mais raios cósmicos sendo detectados. Esses *hotspots* correspondem à localização de grandes rádio-galáxias no céu, mais especificamente a Centaurus A, a M87, a Fornax A e Perseus A, conforme a figura 1. Por conta disso, tais alvos são mais interessantes e prováveis de serem fontes de raios cósmicos, embora não seja possível eliminar a existência de concorrência.

Para endossar o estudo desses alvos específicos, utilizamos da Física do Eletromagnetismo. Sabendo que os raios cósmicos são, em suma, partículas carregadas que se propagam em um ambiente com intensos campos magnéticos, pode-se afirmar que a força de Lorentz é a força resultante nessa partícula. Sendo assim,

$$\mathbf{F} = \frac{d\mathbf{p}}{dt} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B}. \quad (1)$$

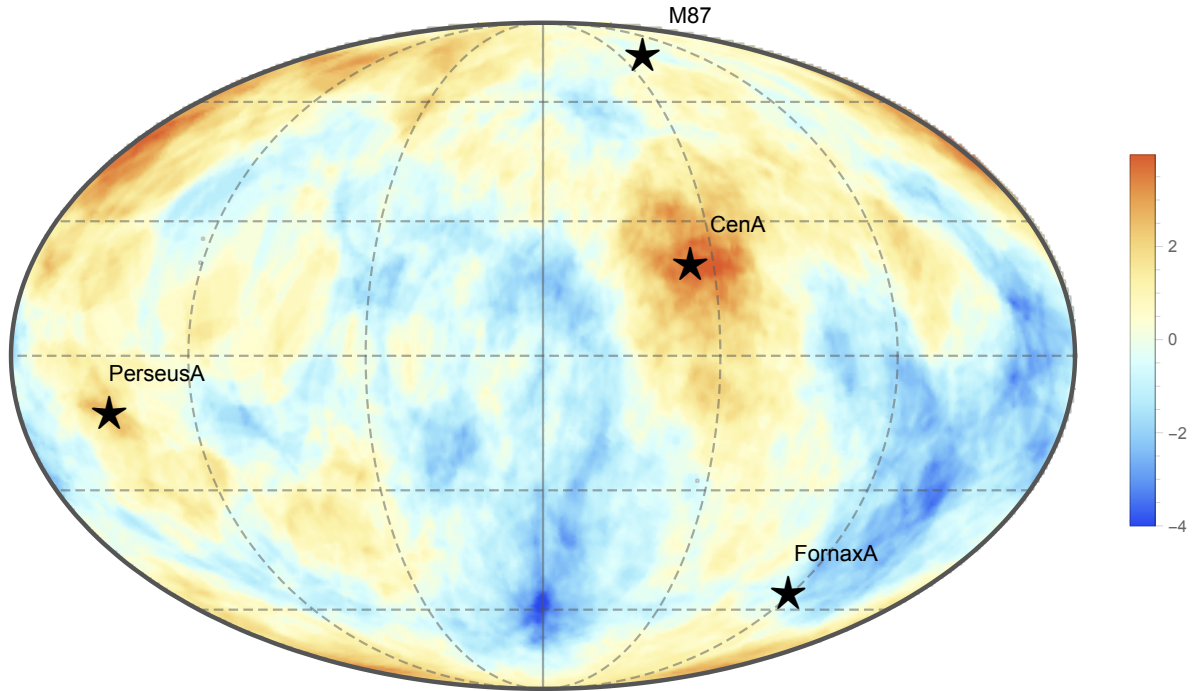
Como as partículas estão em velocidades comparáveis à da luz, pode-se considerar o momento linear $\mathbf{p}$ relativístico como:

$$\mathbf{p} = \gamma m_0 \mathbf{v}. \quad (2)$$

sendo γ o fator de Lorentz e m_0 a massa de repouso da partícula, derivando em relação ao tempo:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \gamma m_0 \mathbf{a}_c, \quad (3)$$

Figura 1 – Skymap das direções de chegada de raios cósmicos, com as rádio-galáxias relevantes a este trabalho.



Fonte: Adaptado de Anjos *et al.* (2018).

com a_c sendo a aceleração centrípeta. Quando estudamos o ambiente com campo magnético, utiliza-se apenas a velocidade que é paralela a esse campo. Podemos, então, considerar apenas os valores das grandezas. Acoplando essa ideia junto às equações 1 e 3, obtemos a relação:

$$qv_{\perp}B = \gamma m_0 a_c = \gamma m_0 \frac{v_{\perp}^2}{R_L}, \quad (4)$$

com R_L sendo o raio da região em que a partícula é acelerada. Ao isolarmos R_L em (4) chegamos na equação:

$$R_L = \frac{\gamma m_0 v_{\perp}}{qB} = \frac{p_{\perp}}{qB}. \quad (5)$$

Dada a relação de energia-momento postulada por Albert Einstein (1879-1955),

$$E^2 = (pc)^2 + (m_0 c^2)^2, \quad (6)$$

podemos considerar que $p \approx E/c$, por conta das pequenas massas dos raios cósmicos. Com isso, associando essa relação com a equação 5, obtemos:

$$R_L = \frac{E}{qcB}. \quad (7)$$

Se R_L for considerado como L , o tamanho da região em que a partícula é acelerada, e $E = E_{max}$ a energia máxima que tal partícula pode obter, temos:

$$L = \frac{E_{max}}{qcB}. \quad (8)$$

Reorganizando a relação dada por 8 para que seja melhor observada em um plot de log por log. Com isso:

$$E_{max} = vZBL, \quad (9)$$

sendo v a velocidade de choque da onda, no modelo de aceleração de Fermi de primeira ordem.

$$\log(L) = \log\left(\frac{E}{qcB}\right) = \log\left(\frac{E}{qc}\right) - \log(B). \quad (10)$$

A equação 9 é conhecida como equação de Hillas (HILLAS, 1984), que nos fornece um diagrama, figura 2, que descreve a capacidade de determinado objeto astrofísico de acelerar dada partícula a uma energia específica, relacionando o tamanho da região de aceleração com a intensidade de seu campo magnético.

1.2.1 Possíveis Fontes

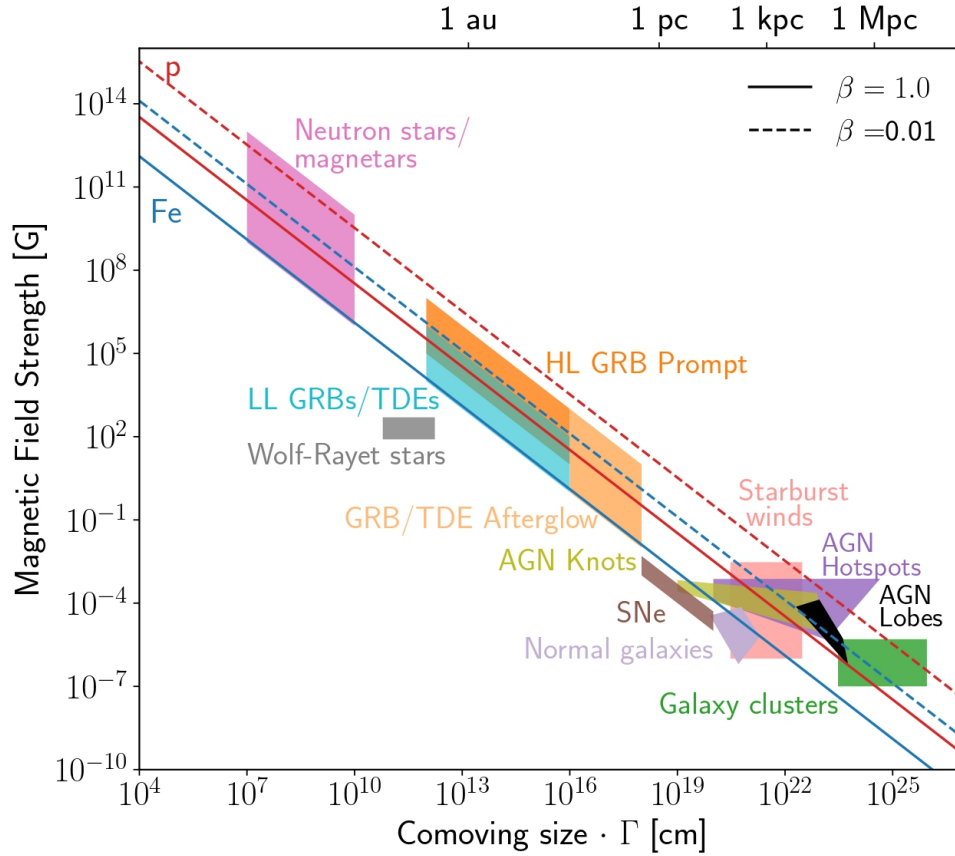
A observação e o estudo de UHECR têm levado a uma compreensão mais profunda dos fenômenos astrofísicos que podem acelerar partículas a energias extremamente altas, embora ainda seja um campo de estudo com muitas incertezas. Um dos cenários mais interessantes envolve a atuação das Active Galaxy Nuclei (AGN), que são núcleos galácticos extremamente ativos e que frequentemente abrigam Supermassive Black Hole (SMBH). Dentro dessas AGNs, jatos relativísticos emergem e, graças às interações com intensos campos magnéticos, as partículas carregadas nesses jatos podem ser aceleradas a altíssimas energias.

Além disso, muitas AGNs são associadas a galáxias que exibem estruturas alongadas conhecidas como jatos e lobos de rádio. Esses lobos são alimentados pelos jatos relativísticos oriundos das AGNs. A interação entre partículas carregadas e campos magnéticos em tais ambientes pode resultar na aceleração de partículas a energias extremamente elevadas, criando uma possível conexão entre as AGNs, seus jatos e seus lobos de rádio à geração de UHECRs.

Para identificar as fontes de UHECR no Universo, os cientistas recorrem a ferramentas como o Diagrama de Hillas, que analisa o tamanho e as características das estruturas magnéticas em fontes astrofísicas. Isso auxilia na determinação de se uma fonte tem o potencial de acelerar partículas a energias ultraelevadas. Além disso, *skymaps* ajudam a correlacionar eventos de UHECRs detectados com fontes astrofísicas conhecidas.

Essa combinação de informações, juntamente com a distribuição de eventos de UHECRs no céu, cria uma abordagem fascinante para investigar se as AGNs, os lobos de rádio-

Figura 2 – Diagrama de Hillas, relacionando a intensidade do campo magnético com o tamanho das fontes para ser capaz de acelerar diferentes partículas a determinadas energias. Objetos abaixo das linhas diagonais não são capazes de acelerar as partículas a 10^{20} eV. Linhas vermelhas representam prótons e linhas azuis representam núcleos de ferro.



Fonte: Adaptado de Batista *et al.* (2019).

galáxias e seus jatos estão, de fato, acelerando partículas a energias extremamente elevadas. Esse fenômeno torna as rádio-galáxias objetos de estudo extremamente interessantes para a pesquisa em astrofísica de altas energias, pois podem desempenhar um papel fundamental na compreensão das origens e aceleração dos UHECR.

2 RAIOS CÓSMICOS DE ALTAS ENERGIAS

As primeiras detecções de raios cósmicos com energias acima de 10^{14} eV eram feitas utilizando contadores Geiger-Müller (GEIGER; MÜLLER, 1928) por meio da técnica de coincidência de Bothe, uma vez que o fluxo das partículas em si através da atmosfera terrestre era um evento escasso. Essa técnica de observação consiste na detecção do efeito cascata das partículas que ocorre por causa da interação do raio cósmico com a atmosfera, possibilitada pela descoberta dos "chuveiros cósmicos". Por muito tempo, as observações de altíssimas energias eram raríssimas, sendo muitas vezes rotuladas como "ao acaso" (AUGER *et al.*, 1939). Houve diversos experimentos que tinham como intuito a detecção de raios cósmicos cada vez mais energéticos a partir da primeira detecção de uma partícula com energia na ordem de 10^{20} eV (LINSLEY, 1963), tais como Volcano Ranch, Haverah Park, Yakutsk e, mais recentemente, AGASA (CHIBA *et al.*, 1992), Fly's Eye (HiRes) (ABBASI *et al.*, 2004), Telescope Array (ABU-ZAYYAD *et al.*, 2012) e Pierre Auger Observatory (The Pierre Auger Collaboration, 2016).

Experimentos e observatórios cada vez mais modernos auxiliaram na detecção do *ankle* (explicado mais a frente) do espectro de raios cósmicos (HiRes Collaboration, 2005) e a primeira observação do corte GZK (HiRes Collaboration, 2007; Abraham *et al.*, 2008).

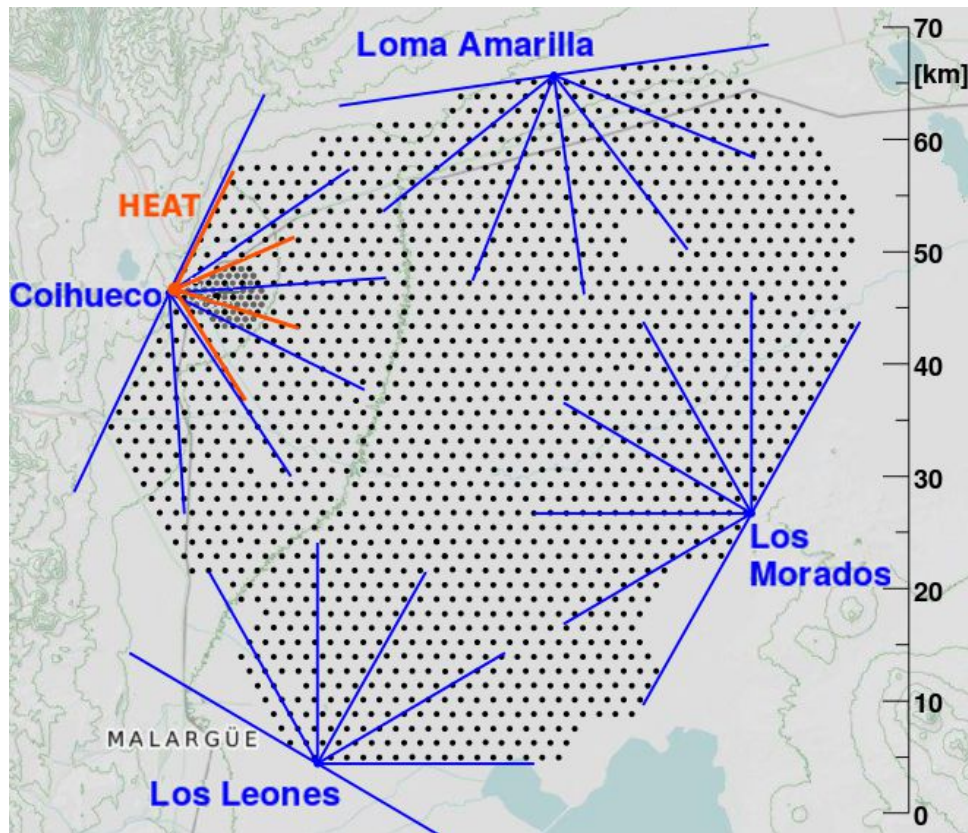
2.1 Observatório Pierre Auger

O Observatório Pierre Auger é o maior observatório de raios cósmicos da Terra (The Pierre Auger Collaboration, 2015) e está localizado na Argentina. Originalmente construído para investigar os eventos de energias acima de 10^{17} eV. O princípio básico de funcionamento do observatório é a reconstrução dos chuveiros cósmicos para determinar sua energia e direção de chegada. Para tanto, ele opera principalmente com uma detecção híbrida de raios cósmicos: um detector de radiação Cherenkov e um detector de fluorescência.

O observatório de solo consiste de 1660 tanques de água de 12 mil litros cada, distribuídos em uma rede triangular e distantes 1.5 km de cada vizinho. Esses tanques medem a radiação Cherenkov emitida quando uma partícula altamente energética os atravessam. Além dos tanques de água, existem 27 facilidades de observação de fluorescência, emitida quando partículas carregadas interagem com o nitrogênio atmosférico, como esquematizado na figura 3.

Por conta de seu sistema híbrido de detecção de altíssima precisão, o Observatório Pierre Auger foi capaz de resolver divergências entre observatórios anteriores e mostrar a existência de anisotropia nas direções de chegada (The Pierre Auger Collaboration, 2017).

Figura 3 – Esquema de construção do Observatório Pierre Auger. Cada ponto preto representa um tanque de detecção de radiação Cherenkov, enquanto as estruturas de observação de fluorescência estão na periferia do complexo.



Fonte: Aab *et al.* (2017).

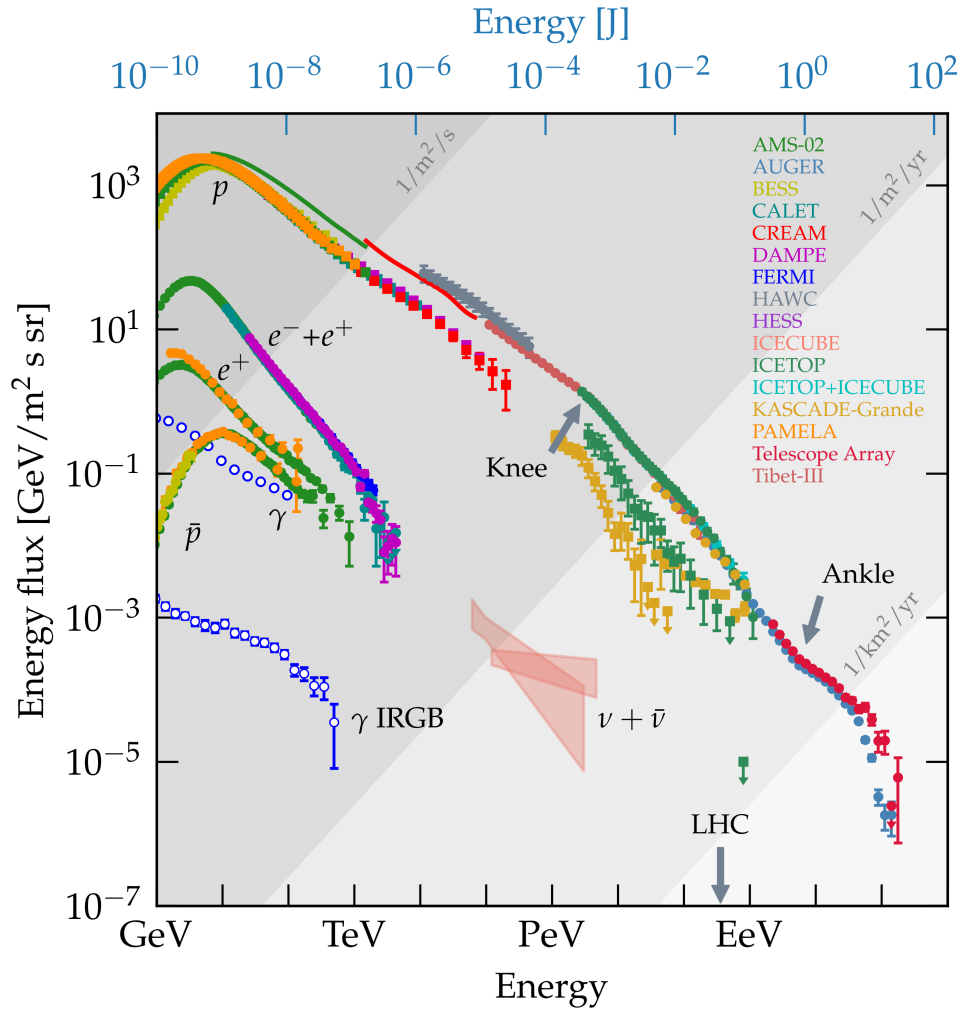
2.2 Espectro

A partir da reconstrução dos chuviros cósmicos pelo Observatório Pierre Auger, é possível determinar o espectro de raios cósmicos que chegam à Terra. Tal espectro possui um índice espectral médio de $\alpha \sim 3$ e segue uma lei de potência do tipo:

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\alpha}. \quad (11)$$

A figura 4 compila os principais espectros de raios cósmicos que seguem a lei de potência dada em 11. Esse espectro apresenta algumas estruturas que são muito bem conhecidas. Em energias próximas a $\sim 10^{15}$ eV observa-se uma mudança no espectro (causada pela mudança do índice espectral da lei de potência) que é conhecida como *knee* (joelho, em inglês). Nessa região ocorre uma mudança na composição dos raios cósmicos, ficando mais pesados e também o início do domínio de partículas de origem extragaláctica (GAISSER; ENGEL; RESCONI, 2016).

Figura 4 – Compilado do espectro de raios cósmicos obtidos pelos principais experimentos.



Fonte: Evoli (2018).

O segundo joelho (*second knee*) com energias $\sim 10^{17}$ eV apresenta outra leve mudança no índice espectral. Com partículas mais energéticas ($\sim 10^{18}$ eV, as quais chamamos de UHECR), existe a região do tornozelo (*ankle*), seguido de uma abrupta mudança no índice espectral quando as energias se aproximam de $\sim 10^{19}$ eV, região em que ocorre uma supressão de raios cósmicos causada pelo efeito GZK (GREISEN, 1966). A ocorrência de raios cósmicos com essas grandezas de energia são extremamente limitadas, sendo um evento registrado por ano a cada km^2 de superfície.

2.3 Composição

A composição dos raios cósmicos tem fundamental importância no entendimento dos processos de aceleração que podem ocorrer nas fontes astrofísicas. Contudo, por conta das perdas de energia, essa composição não é a mesma na fonte e na Terra (ANJOS, 2014). Os detectores de fluorescência do Observatório Pierre Auger são capazes de acompanhar a traje-

tória das partículas geradas no chuveiro cósmico e, a partir da análise da composição de múons e a profundidade do chuveiro (χ_{max}), determinar a massa da partícula geradora (MARTRAIRE, 2014).

A partir desses estudos, determina-se que a composição do espectro de raios cósmicos é misto, predominantemente leve até a região do *ankle* e ficando mais pesado conforme o aumento de energia (AAB *et al.*, 2016).

3 POSSÍVEIS FONTES DE RAIOS CÓSMICOS

3.1 Rádio-Galáxias

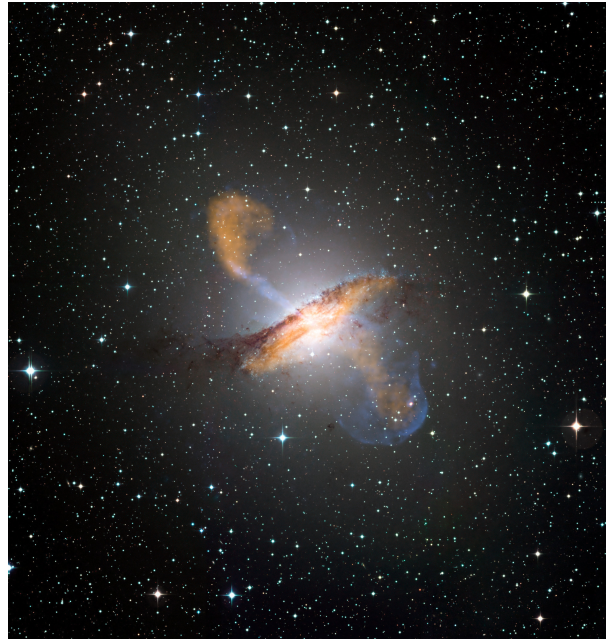
As rádio-galáxias são características, além pela alta intensidade de radiação na faixa eletromagnética do Rádio que emitem, por seus intensos jatos que são liberados através do eixo de rotação da AGN presente no centro delas (BRIDLE; PERLEY, 1984), sendo especialmente luminosos na região espectral das ondas de rádio, provavelmente por conta da acreção de matéria no buraco negro supermassivo central (BEGELMAN; BLANDFORD; REES, 1984) e do entrelaçamento de intensos campos magnéticos ancorados no núcleo da rádio-galáxia, resultando em regiões instáveis que causam aceleração de partículas (SHUKLA; MANNHEIM, 2020). Esse tipo de galáxia é dividido em duas categorias, de acordo com Fanaroff e Riley (1974). As rádio-galáxias do tipo FR-I são caracterizadas como aquelas em que os jatos estão confinados no ambiente galáctico (≤ 100 kpc) (KELLERMANN; PAULINY-TOTH, 1981) e o tipo FR-II aquelas em que os jatos de plasma se estendem até o ambiente extragaláctico (> 100 kpc) e terminam em lobos luminosos. A formação de galáxias FR-II, mais intensas e poderosas (BLANDFORD; KÖNIGL, 1979), é atribuída a *mergers* de galáxias (HECKMAN *et al.*, 1986), o que explicaria as assinaturas desses fenômenos presentes nas observações de poderosas rádio-galáxias e também o ambiente em que elas se encontram (MILEY, 1980).

Além das diferenças morfológicas entre os tipos de rádio-galáxias, outro fator importante a ser considerado é o ambiente em que elas se encontram. Para *redshifts* pequenos ($z < 0.5$), as galáxias tipo FR-I são comumente encontradas em aglomerados de galáxias, em ambientes com alta densidade de objetos, enquanto as FR-II são encontradas em galáxias isoladas.

3.1.1 Centaurus A

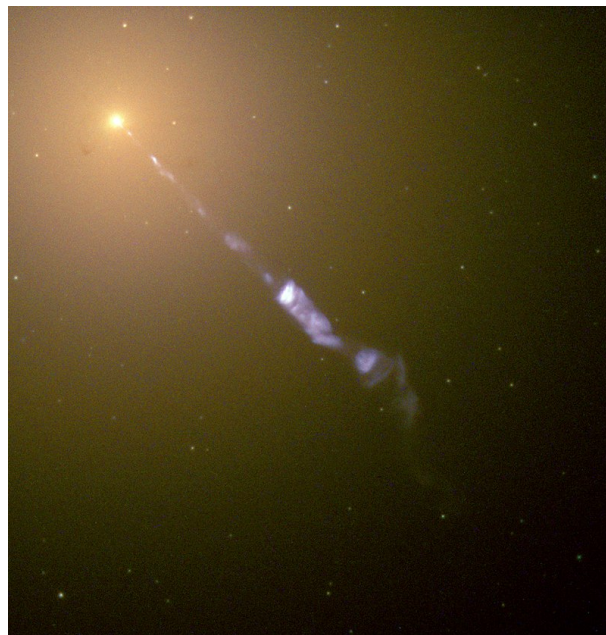
Centaurus A (NGC5128) está localizada no hemisfério sul celeste, a aproximadamente 3.66 Mpc de distância da Terra (LEE *et al.*, 2010), nas coordenadas International Celestial Reference System (ICRS) J2000 Right Ascension (RA) 13 h 25 min 16.1 s Declination (DEC) $-43^{\circ}00'48''$ (SKRUTSKIE *et al.*, 2006), com um *redshift* $z = 0.001826$ (LAVAUUX; HUDSON, 2011). É comumente categorizada como uma rádio-galáxia tipo FR-I (ISRAEL, 1998), emitindo jatos relativísticos a cerca de metade da velocidade da luz (HARDCASTLE *et al.*, 2003). Essa rádio-galáxia aparenta estar em um aglomerado ainda em colapso (COTE *et al.*, 1997) com outras galáxias do tipo *starburst* na região (HESSER *et al.*, 1984), o que pode fornecer informações relevantes no estudo de UHECR.

Figura 5 – Imagem de composição de cores de Centaurus A.



Fonte: ESO/WFI (Optical); MPIfR/ESO/APEX/A.Weiss et al. (Submillimetre); NASA/CXC/CfA/R.Kraft et al. (X-ray).

Figura 6 – Imagem de composição de cores de M87 e seu jato.



Fonte: Hubble Heritage Team.

3.1.2 M87

M87 (Virgo A), conhecida por ser o alvo da primeira fotografia do horizonte de eventos de um buraco negro (The Event Horizon Telescope Collaboration, 2019), é a rádio-galáxia mais brilhante no aglomerado de Virgem. Está localizada nas coordenadas ICRS J2000 RA 12 h 30

min 49.4 s DEC 12°23'28" (SKRUTSKIE *et al.*, 2006), distante cerca de 16.52 Mpc da Terra (TULLY; COURTOIS; SORCE, 2016) com um *redshift* $z = 0.00420$ (LAVAUX; HUDSON, 2011).

Essa rádio-galáxia possui um jato relativístico altamente colimado alimentado pela AGN central, que apresenta velocidades superluminais (acima da velocidade da luz) (BIRETTA; SPARKS; MACCHETTO, 1999), mas que na realidade são de cerca de $0.8c \sim 0.85c$ e aparentam ser diferentes por conta de uma ilusão de óptica presente no fenômeno. A rádio-estrutura de M87 é muito complexa, possuindo filamentos constituídos por jatos internos envoltos por "bolhas", que formam o halo de plasma com altas intensidades no rádio (OWEN; EILEK; KASSIM, 2000).

Apesar de Virgo A ser uma das mais intensas rádio-galáxias, ela não se encaixa perfeitamente na classificação de Fanaroff-Riley (BURNS, 1990), pela ausência de jatos coerentes. Por ser muito mais intensa na região central, é muitas vezes contraintuitivamente classificada como tipo FR-I, uma vez que a sua localização central no aglomerado, uma região mais densa, pode explicar o rompimento dos jatos relativísticos. Dentro do aglomerado de Virgem, há uma "disputa" de dominância entre o gás em resfriamento do meio intergaláctico e a liberação de energia do buraco negro supermassivo de M87 (OWEN; EILEK; KASSIM, 2000).

3.1.3 Fornax A

Figura 7 – Imagem dos discos de poeira de Fornax A.



Fonte: NASA, ESA, and The Hubble Heritage Team (STScI/AURA) .

Fornax A (NGC 1316) é uma rádio-galáxia que pode ser classificada como FR-I (ASABERE *et al.*, 2016) do tipo elíptica (com pouca formação estelar), localizada no Aglomerado de Fornax com uma origem peculiar, sendo resultado de diversos *mergers* de galáxias menores

(GOUDFROOIJ *et al.*, 2001), com grandes quantidades de gás e poeira em sua composição e pouca formação estelar (VAGSHETTE *et al.*, 2021), resultado de um resfriamento dos gases.

Apesar de possuir características físicas parecidas com M87, Fornax A está localizada na periferia do aglomerado, diferentemente da localização central de M87. Distante ~ 17.46 Mpc da Terra (TULLY; COURTOIS; SORCE, 2016), com coordenadas ICRS J2000 RA 03 h 22 min 41.8 s DEC $-37^{\circ}12'29.5''$ (SKRUTSKIE *et al.*, 2006) e *redshift* $z \approx 0.0059$ (TULLY; COURTOIS; SORCE, 2016).

Essa rádio-galáxia está interagindo com uma galáxia vizinha, NGC 1317, mas essa interação não é suficiente para explicar o formato e composição de Fornax A (VAGSHETTE *et al.*, 2021). Em uma luta entre aspectos que beneficiam (fluxo de gases externos em direção ao centro da galáxia) contra os que prejudicam (jatos da AGN que aquecem e rompem) a formação estelar, NGC 1316 torna-se uma das fontes de rádio mais intensas do céu (SCHWEIZER, 1980) e também um dos objetos de estudo para UHECR. O núcleo de rádio emite um espectro de alto índice espectral (VAGSHETTE *et al.*, 2021), com dois jatos que se abrem em enormes lobos, que ocupam alguns graus de arco no céu, fora do campo de visão da maioria dos rádiotelescópios (EKERS *et al.*, 1983).

3.1.4 NGC 1275

Figura 8 – Imagem de composição de multicomprimentos de onda de NGC 1275. Raio-X, Rádio e Óptico



Fonte: NASA, ESA, and L. Frattare (STScI).

NGC 1275 (Perseus A) é uma rádio-galáxia localizada nas coordenadas ICRS J2000 RA 03 h 19 min 48.2 s DEC $41^{\circ}30'51.8''$ (Gaia Collaboration, 2020), com *redshift* $z = 0.0175$ (MEUSINGER *et al.*, 2020) e distância de 62.52 Mpc da Terra (TULLY; COURTOIS; SORCE, 2016), no Aglomerado de Perseus.

Essa rádio-galáxia apresenta um objeto High Velocity System (HVS) em rota de colisão com a galáxia central do aglomerado (GALLAGHER JOHN S. *et al.*, 2010), causando efeitos

de maré por conta de sua interação com o meio intra-aglomerado e, conseqüentemente, uma remoção de gás frio em direção à nebulosa extremamente quente. Essa estrutura de filamentos se mantém por conta de fracos campos magnéticos, que os mantêm em equilíbrio com o gás quente ao redor, postergando o desaparecimento de tais estruturas por aquecimento ou formação estelar (FABIAN *et al.*, 2008).

Também classificada como tipo FR-I (BROWN; ADAMS, 2011), Perseus A não apresenta jatos bem definidos, sendo melhor representados como gases relativísticos se movendo por conta de uma força externa, com lobos difusos e assimétricos. Essa energia que não está sendo utilizada na emissão de rádio é utilizada de outra maneira, provavelmente no aquecimento do gás no meio intra-aglomerado, observado por emissões de raios-X (HU *et al.*, 1983).

3.2 Mecanismos de Aceleração

Considera-se as rádio-galáxias como boas candidatas à fontes de raios cósmicos por conta de seu ambiente de aceleração: o modelo unificado de AGNs (KACHELRIESS, 2008), representado na figura 9, indica-nos um buraco negro supermassivo, envolto de um disco de acreção, que aquece e emite radiação, além de um toro com camadas de gases em diferentes velocidades que se atiram e também emitem radiação. No caso de rádio-galáxias, essas emissões de radiação são predominantemente intensas na faixa do rádio. Esse modelo proposto por Kachelriess (2008) foi recentemente verificado pelo projeto *The Event Horizon Telescope Collaboration*, com as primeiras observações da sombra das AGNs de M87 e de Sagittarius A*, o buraco negro supermassivo no centro da Via Láctea (2019, 2022).

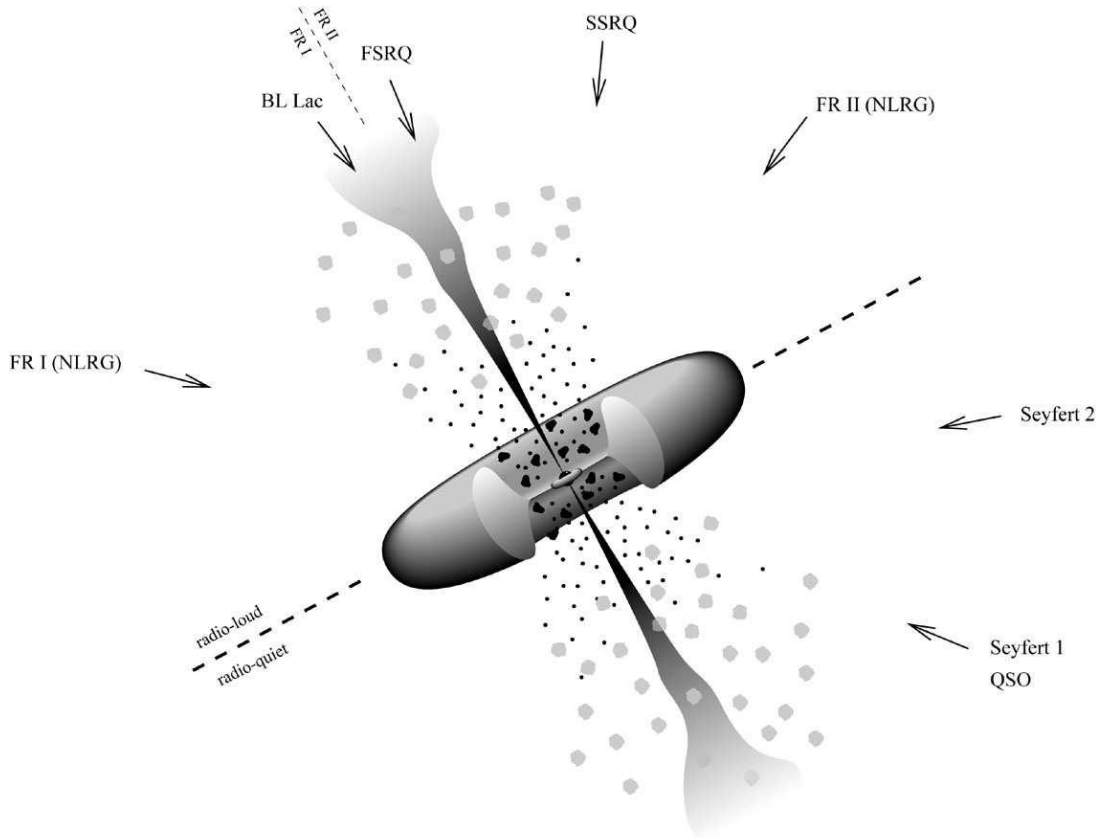
Apesar de Sagittarius A* atualmente não ser considerada uma AGN por não estar consumindo matéria o suficiente, em um estado de pouca atividade, há indícios de que ela um dia já foi uma poderosa AGN (BLAND-HAWTHORN *et al.*, 2013). Portanto, o modelo unificado também é aplicável à nossa galáxia.

Assumimos que a aceleração de raios cósmicos em um ambiente de AGNs ocorre com baixas velocidades relativísticas, que ajuda a eliminar a anisotropia na fonte (EICHMANN *et al.*, 2018). Apesar do sucesso dos mecanismos de Fermi (FERMI, 1949) de primeira ordem em explicar os raios cósmicos com energias inferiores a 10^{17} eV, esse modelo não é transposto às energias mais elevadas, sendo necessário que modelos teóricos sejam descritos. São descritos, então, dois modelos para aceleração de partículas com energias acima de 10^{18} eV: *Top-Down* e *Bottom-Up*.

3.2.1 Top-down

Como o nome sugere, os modelos *top-down* indicam que as partículas iniciam com energias elevadas, que decaem naturalmente até energias menores. Essas partículas primordiais

Figura 9 – Modelo unificado de AGNs



Fonte: Kachelriess (2008).

teriam sua provável origem no início do Universo, na época da inflação, onde ocorriam quebras de simetrias (BEREZINSKY; KACHELRIESS; VILENKIN, 1997). Nesse modelo, por conta do decaimento natural das partículas extremamente energéticas, espera-se um grande fluxo de radiação γ e neutrinos observados, o que não ocorreu nos experimentos do Pierre Auger Observatory (PAO), High Resolution Fly's Eye (HiRes) e Telescope Array (TA). Por conta disso, esse tipo de modelo perdeu relevância em UHECR.

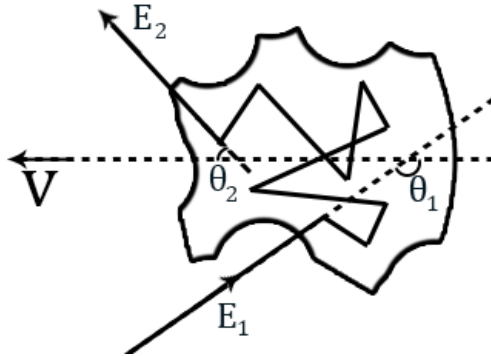
3.2.2 Bottom-up

Esses modelos baseiam-se na ideia de Fermi de que as partículas podem receber energia ao sofrer espalhamento ao colidir com nuvens magnetizadas em movimento pelo meio intergaláctico (BLANDFORD; OSTRICKER, 1978). As partículas poderiam colidir n vezes até saírem do ambiente magnético da nuvem, conforme esquema representado na figura 10.

No mecanismo de segunda ordem, podemos descrever a energia da partícula a ser acelerada, no referencial da nuvem movendo-se com uma velocidade V , pela relação dada na equação 12:

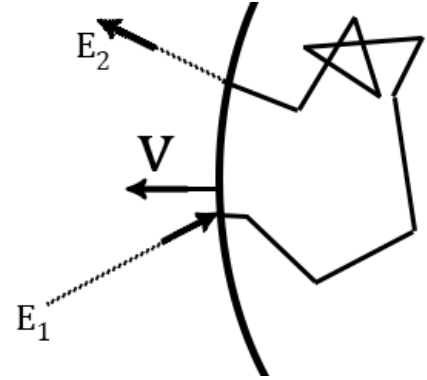
$$E' = \gamma E + V\gamma p\theta_1, \quad (12)$$

Figura 10 – Mecanismo de aceleração de Fermi de segunda ordem



Fonte: Autoria própria (2024).

Figura 11 – Mecanismo de aceleração de Fermi de primeira ordem



Fonte: Autoria própria (2024).

sendo E a energia da partícula e $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ o fator de Lorentz, com $\beta = V/c$ e p o momento linear da partícula. Se considerarmos inicialmente choques unidimensionais, podemos escrever o momento linear como:

$$p' = V\gamma E + \gamma p\theta_1. \quad (13)$$

Sendo os choques unidimensionais, o momento linear apenas adquire um sinal negativo. Com isso, a energia no referencial do observador é dada por:

$$E'' = \gamma E' + V\gamma p' = \gamma^2 E \left(1 + V^2 + 2V\theta_1 \frac{p}{E} \right), \quad (14)$$

sendo v a velocidade própria da partícula. Com isso,

$$\frac{p}{E} = \frac{mv\gamma}{m\gamma} = v. \quad (15)$$

Substituindo a equação 15 em 14:

$$E'' = \gamma^2 E (1 + V^2 + 2V\theta_1 v). \quad (16)$$

Subtraindo e dividindo por E de ambos os lados:

$$\frac{E'' - E}{E} = \gamma^2 (1 + V^2 + 2V\theta_1 v) - 1. \quad (17)$$

Ao adotarmos o limite clássico, em que $\gamma \rightarrow 1$:

$$\frac{E'' - E}{E} \approx V^2 + 2V\theta_1 v. \quad (18)$$

Ao considerarmos a probabilidade de ganhar ou perder energia durante as colisões, temos que o ganho de energia é usualmente superior às perdas, podendo ser negligenciadas para mais altas energias (FERMI, 1949). Com isso, pode-se escrever que a média de ganho de energia como:

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle \approx \frac{4}{3} V^2. \quad (19)$$

A relação dada por 19 depende de um termo quadrático V^2 , que é a velocidade da nuvem magnetizada, é conhecida como mecanismo de aceleração de Fermi de segunda ordem. Como esse termo é da ordem de grandeza $\sim 10^{-4}$ (FERMI, 1949), o ganho médio de energia é muito baixo para explicar as partículas altamente energéticas que são detectadas na Terra. Faz-se necessário então que a relação seja linear (BLANDFORD; OSTRIKER, 1978), obtendo-se então:

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle \approx \frac{4}{3} V. \quad (20)$$

Esse tipo de regime ocorre ao considerarmos não mais uma nuvem magnetizada em movimento pelo espaço interestelar, mas sim frentes de onda oriundas de explosões que ejetam matéria, tal qual ocorre em supernovas (BELL, 1978).

Essas explosões geram duas regiões distintas no espaço, chamados de *downstream* (região da matéria que foi expelida) e *upstream* (região do meio interestelar). Uma partícula colidindo com a frente de onda a partir do *upstream* será integrada ao *downstream*, onde ganhará energia a partir de colisões até possuir energia o suficiente para abandonar o *downstream*.

Para cada colisão da partícula, ela terá uma nova energia. Utilizando a relação 20 para determinar a nova energia após a primeira colisão:

$$\begin{aligned} \frac{E_1 - E_0}{E_0} &= \frac{4}{3} V, \\ E_1 - E_0 &= E_0 \frac{4}{3} V, \\ E_1 &= E_0 \frac{4}{3} V + E_0, \\ E_1 &= E_0 \left(1 + \frac{4}{3} V \right). \end{aligned} \quad (21)$$

Generalizando a equação 21 para n colisões e sendo E_0 a energia inicial da partícula:

$$E_n = E_0 \left(1 + \frac{4}{3} V \right)^n. \quad (22)$$

Utilizando a equação 22, podemos descobrir quantas colisões são necessárias para que a partícula alcance determinada energia E_n :

$$\begin{aligned}\frac{E_n}{E_0} &= \left(1 + \frac{4}{3}V\right)^n, \\ \ln \frac{E_n}{E_0} &= n \ln \left(1 + \frac{4}{3}V\right), \\ n &= \frac{\ln\left(\frac{E_n}{E_0}\right)}{\ln\left(1 + \frac{4}{3}V\right)}.\end{aligned}\tag{23}$$

A cada colisão, há duas possibilidades de comportamento da partícula: ou ela escapa do ambiente de aceleração, com probabilidade P_{esc} , ou ela permanece no ambiente, com probabilidade $P_{perm} = 1 - P_{esc}$. Para n colisões, a probabilidade da partícula permanecer no *downstream* é $(1 - P_{esc})^n$. Utilizando a equação 23 na relação de probabilidade de permanência, temos:

$$\begin{aligned}P_{perm} &= (1 - P_{esc})^{\frac{\ln\left(\frac{E_n}{E_0}\right)}{\ln\left(1 + \frac{4}{3}V\right)}}, \\ \ln P_{perm} &= \frac{\ln\left(\frac{E_n}{E_0}\right)}{\ln\left(1 + \frac{4}{3}V\right)} \ln(1 - P_{esc}), \\ \ln P_{perm} &= \frac{\ln(1 - P_{esc})}{\ln\left(1 + \frac{4}{3}V\right)} \ln\left(\frac{E_n}{E_0}\right),\end{aligned}$$

sendo:

$$\begin{aligned}\frac{\ln(1 - P_{esc})}{\ln\left(1 + \frac{4}{3}V\right)} &\approx -\frac{P_{esc}}{\frac{4}{3}V} = -\alpha, \\ P_{perm} &= \left(\frac{E_n}{E_0}\right)^{-\alpha}.\end{aligned}\tag{24}$$

Pode-se relacionar a probabilidade de permanência com o número N de partículas que continuam sendo aceleradas, em comparação ao número inicial N_0 de partículas. Logo:

$$\begin{aligned}\frac{N}{N_0} &= \left(\frac{E_n}{E_0}\right)^{-\alpha}, \\ \frac{dN}{dE} &\propto \left(\frac{E_n}{E_0}\right)^{-\alpha}.\end{aligned}\tag{25}$$

Com isso, demonstra-se que o mecanismo de aceleração de Fermi de primeira ordem apresenta um espectro que segue uma regra de potência, com um índice espectral que de fato é observado (BLANDFORD; OSTRICKER, 1978).

O trabalho de Matthews *et al.* (2018) identificou que regiões de *backflow* (fluxo que retorna à fonte) são propícias à aceleração de partículas por conta dos choques que ocorrem, além de colaborarem em um aumento no ganho de energia das partículas em rádio-galáxias FR-II. Apesar desse estudo ser especificamente direcionado a jatos muito intensos, observações também apontam a ocorrência de *backflow* em jatos menos luminosos (LAING; BRIDLE, 2012).

4 PROPAGAÇÃO

Como os UHECR muito provavelmente possuem origem extragaláctica (The Pierre Auger Collaboration, 2007), inevitavelmente essas partículas se propagam por distâncias inconcebíveis à escala humana, de algumas dezenas de megaparsec. Os aspectos da propagação dos raios cósmicos são de extrema importância, uma vez que essas partículas interagem com radiações cósmicas e com campos magnéticos, podendo alterar sua energia, composição e até mesmo direção de chegada.

Neste capítulo serão descritos as interações e os processos pelos quais os UHECR podem perder energia, tanto por interações com campos de fótons, resultando em efeitos como o corte GZK, que limita a energia das partículas, quanto por interações magnéticas, que podem alterar a distribuição de detecção dos raios cósmicos.

4.1 Perdas de Energias

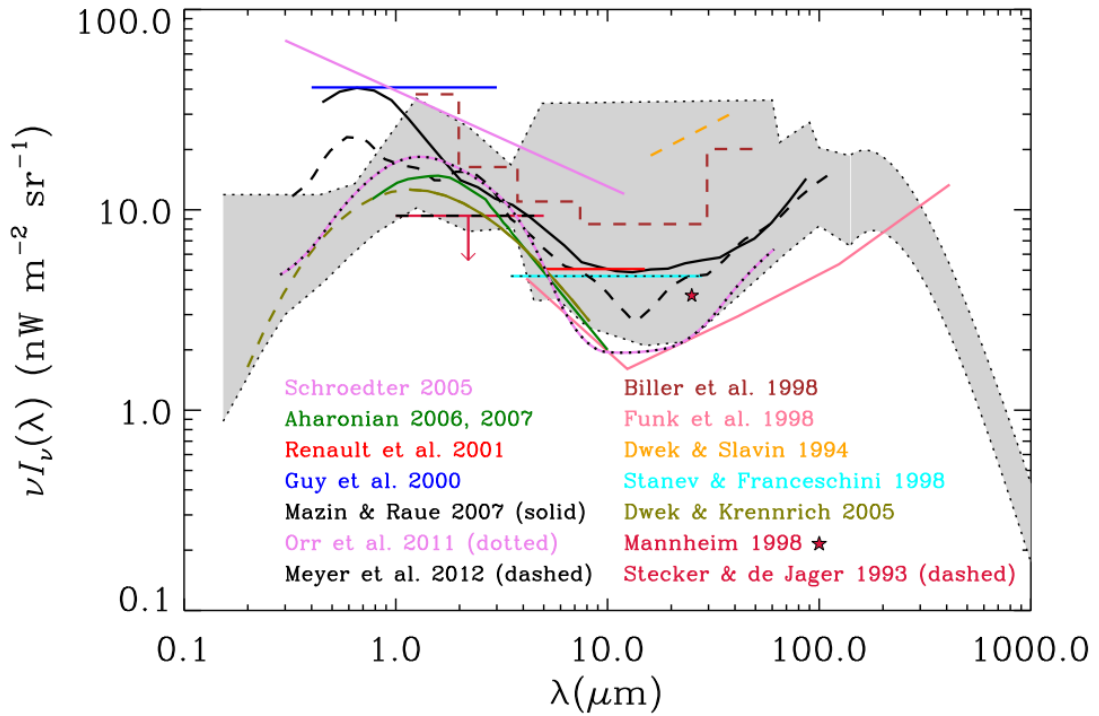
Existem dois principais campos de fótons que podem interagir com as partículas de raios cósmicos: o Cosmic Microwave Background (CMB) e o IRB. O CMB é uma radiação eletromagnética que preenche todo o Universo de maneira isotrópica, nos fornecendo informações importantes sobre os estágios iniciais do Universo.

Ao apontarmos telescópios em qualquer direção do Universo, detecta-se uma radiação de fundo, estática, com uma temperatura média de ~ 2.7 K (PENZIAS; WILSON, 1965). Essa radiação é o CMB, a primeira luz que atravessou o Universo, quando ele tornou-se transparente, cerca de 370 mil anos depois do Big Bang (na época da Recombinação) (TANABASHI *et al.*, 2018), quando os átomos neutros conseguiram se formar. Nessa época, a temperatura média do Universo era de aproximadamente 3000 K, e como espectros de corpo negro dependem da temperatura (LOUDON, 2000), a primeira "cor" do Universo era laranja – sofrendo *redshift* até tornar-se ondas de micro-ondas.

Já o IRB é isotrópico apenas em grandes escalas (HAUSER; DWEK, 2001), uma vez que ela descreve a formação e evolução de fontes de infravermelho, como estrelas e galáxias (MALKAN; STECKER, 2001). Apesar de diversas missões com o intuito de observar e descrever o IRB, esses trabalhos tiveram pouco sucesso na descrição dessa radiação cósmica. Por conta disso, são utilizados modelos que levam em conta a evolução estelar do Universo, conforme figura 12.

Um mecanismo de perda de energia que é considerado para todas as partículas é por processos adiabáticos, que ocorrem por conta da expansão do Universo.

Figura 12 – Modelos cosmológicos do IRB, referenciados na fonte.



Fonte: Dwek e Krennrich (2013).

4.1.1 Fotoprodução de pares

Núcleos podem interagir com os fótons do CMB e formar um par elétron-pósitron, numa interação que pode ser dada por:

$$Z + \gamma_{CMB} \rightarrow Z + e^+ + e^-,$$

sendo Z o número atômico do núcleo, temos que prótons com energia de pelo menos $E = 10^{12}$ eV podem produzir pares de elétrons-pósitrons (BANDEIRA; MACKEDANZ, 2019).

4.1.2 Aniquilação elétron-pósitron

Como consequência da fotoprodução de pares, é possível que ambos se aniquilem numa interação do tipo:

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma\gamma,$$

e ambos os gama possuem energia de 0.511 MeV, que corresponde à massa de repouso do elétron. Por conta desses fótons de gama serem neutros, eles podem fornecer informações importantes sobre de onde vêm os raios cósmicos, uma vez que eles não são defletidos por campos magnéticos (DUNKER, 2018).

4.1.3 Fotodesintegração

Núcleos mais pesados que o Hidrogênio podem também se desintegrar em núcleos menores. A fotodesintegração não é um único processo, mas sim vários domínios diferentes, a depender da energia do fóton (ANJOS, 2014; RACHEN, 1996):

- 10–30 MeV: domínio do Giant Dipole Resonance (GDR), uma ressonância concomitante entre prótons e neutrons, é o processo de fotodesintegração mais importante na propagação de raios cósmicos;
- 30–150 MeV: domínio do Efeito Quasi-Deuteron (QD), uma interação do fóton com um par de núcleons que são emitidos, com possibilidade de emissão de núcleos adicionais;
- Acima de 150 MeV: A Ressonância Bariônica (BR) é predominante;
- Acima de 1 GeV: A fotofragmentação (FRAG) do núcleo em partes menores é dominante.

4.1.4 Fotoprodução de píons

Além dos pares elétron-pósitron, interações com os fótons do CMB também podem formar n píons neutros, numa interação do tipo:

$$Z + \gamma_{cmb} \rightarrow Z + n\pi^0.$$

Esses píons decaem naturalmente, formando fótons de gama ou um par elétron-pósitron:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma,$$

$$\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma.$$

4.1.5 Efeito GZK

Partículas de altíssimas energias ($E > 3 \cdot 10^{20}$ eV) (BANDEIRA; MACKEDANZ, 2019) ao interagirem com os fótons do CMB realizam um processo de fotoprodução de píons, perdendo quantidades consideráveis de energia, na ordem de ≈ 300 MeV (BANDEIRA; MACKEDANZ, 2019). Esse fenômeno foi proposto por Greisen (1966), Zatsepin e Kuz'min (1966) independentemente, e postularam que a única explicação plausível para a ínfima detecção de partículas com energias $E > 10^{20}$ eV seria a existência de uma supressão dos prótons com altíssimas energias. Tal supressão é hoje conhecida como Corte GZK (Greisen-Zatsepin-Kuzmin), em homenagem aos físicos que primeiro observaram esse fenômeno.

Por se tratar de um produto da fotodesintegração, ambos os processos têm um caminho livre médio na ordem de $50 \sim 100$ Mpc (BATISTA *et al.*, 2016), que implica a necessidade de os UHECR serem originados nas proximidades da Via Láctea.

4.2 Campos Magnéticos

Tanto no ambiente galáctico quanto no extragaláctico existem campos magnéticos que influenciam no formato do espectro de raios cósmicos. Neste trabalho, o foco será nos campos magnéticos extragalácticos, cuja importância para fontes locais é notável uma vez que existem regiões com mais intensos campos magnéticos (LANG *et al.*, 2020). É importante notar, contudo, que a existência de campos magnéticos não influencia na composição do espectro (HACKSTEIN *et al.*, 2018).

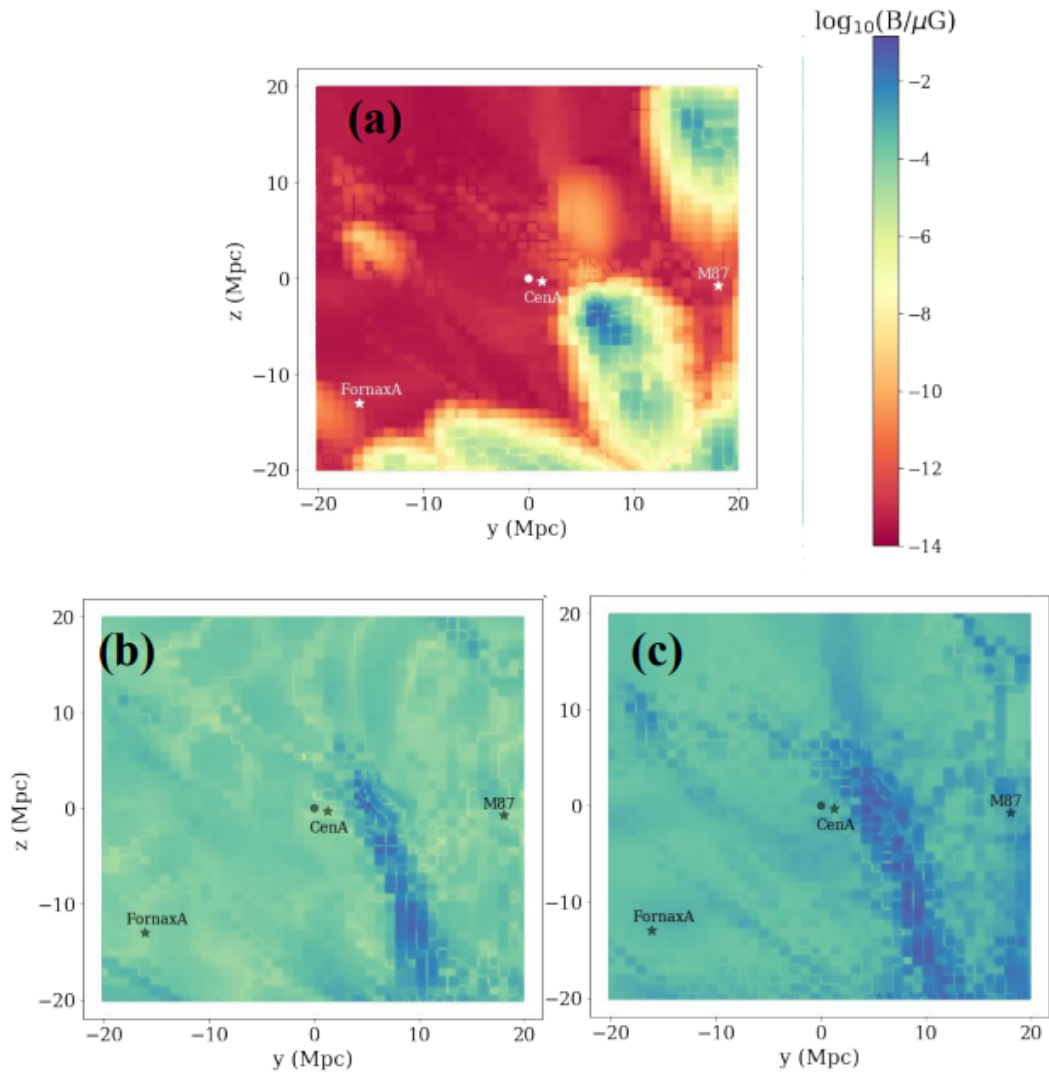
Realizar a medida dos campos magnéticos extragalácticos é um trabalho de muita dificuldade. Os campos magnéticos galácticos são medidos por meio da rotação de Faraday e emissão síncrotron (KIM *et al.*, 2016; BECK, 2015), enquanto que esses fenômenos não se relacionam com os campos gerados por estruturas de larga escala e a evolução do Universo (BROWN *et al.*, 2017; TRIVEDI; SUBRAMANIAN; SESHADRI, 2010; PSIRKOV; TINYAKOV; URBAN, 2016). Por isso, são necessárias simulações magnetohidrodinâmicas cosmológicas a fim de evoluir campos magnéticos, que são expandidos durante a época de formação de estruturas.

Todas as simulações magnetohidrodinâmicas têm em comum a necessidade de uma "semente" de campo magnético, cuja origem, estrutura e intensidade ainda são desconhecidas. Tais campos podem ter duas origens distintas: primordial (um campo magnético fraco que já existia na Era da Recombinação, sujeito a modificações em sua estrutura) ou astrofísica (surge durante a formação de galáxias e atividades estelares, amplificados por processos de transporte como jatos de objetos compactos). Simulações foram feitas a fim de compreender as estruturas e interações que ocorrem com diferentes sementes (VAZZA *et al.*, 2017), fornecendo resultados parecidos na região interna dos aglomerados e discrepâncias nas regiões periféricas.

Campos magnéticos aumentados a partir de sementes primordiais (Prim e Prim2R) dão valores de $1 \sim 10$ nG para os filamentos cósmicos, preenchendo boa parte do vazio, enquanto que sementes astrofísicas (AstroR) dão valores ~ 1 nG, com a existência de bolhas de campo magnético que se expandem a partir de objetos densos, com pouco preenchimento do espaço. Esses dados podem ser observados na figura 13.

Estudos realizados com blazares indicam que a origem primordial das sementes de campos magnéticos é a mais provável de corresponder com a realidade, ou no caso de origem astrofísica, que esses campos foram eficientemente transportados (DOLAG *et al.*, 2010)

Figura 13 – Intensidade dos campos magnéticos extragalácticos aumentados em uma região de 20 Mpc da Via Láctea, com indicação da posição de Centaurus A, Fornax A e M87. (a) AstroR (b) Prim2R (c) Prim



Fonte: Oliveira (2021).

4.2.1 Radiação síncroton

Com isso em mente, os efeitos dos campos magnéticos extragalácticos nas partículas dos raios cósmicos podem nos dar dicas de como esses processos ocorrem pelo Universo. Um dos principais efeitos é a deflexão de elétrons, liberando luz. O nome desse efeito é radiação síncroton, que contribui para o efeito Compton inverso.

4.2.2 *Bremsstrahlung*

Análogo à radiação síncroton, no *bremsstrahlung* as partículas eletricamente carregadas interagem com campos elétricos, desviando de sua trajetória inicial e liberando radiação

eletromagnética. Esse mecanismo é um dos principais responsáveis pela formação de radiação gama secundária de raios cósmicos.

4.2.3 Efeito Compton inverso

Nesse processo os elétrons energéticos transferem parte de sua energia para fótons de menores energias em objetos astrofísicos, tornando esse efeito o principal mecanismo de geração de radiação gama nas fontes (ANJOS, 2014) e também uma das principais causas de perda de energia dos elétrons de raios cósmicos (WALT; STEENKAMP, 1991).

4.3 Partículas secundárias

Como já visto, a propagação e interação dos núcleos de átomos que constituem os raios cósmicos também geram partículas secundárias, como neutrinos e fótons (TAYLOR, 2007). Os neutrinos são gerados principalmente por meio da fotoprodução de píons, cujos píons carregados rapidamente decaem em múons e neutrinos:

$$\pi^+ \rightarrow \mu + \nu_\mu \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu + \nu_\mu.$$

O neutrino resultado do decaimento de píons herda cerca de 5% da energia original da partícula geradora (TAYLOR, 2007), tendo energias máximas de até 10^{18} eV. Acompanhado da fotoprodução de píons carregados, há também a produção de nêutrons, que decaem em aproximadamente 886 s (AL, 2006) pelo processo:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e.$$

Nesse caso, o neutrino possui apenas 0.01% da energia original do nêutron ($\sim 10^{15}$ eV). Em geral, a fotoprodução de píons gera neutrinos com energias entre $10^{14} \sim 10^{18}$ eV.

Os fótons, por sua vez, são principalmente produzidos pelo decaimento de píons neutros e cascatas eletromagnéticas produzidas por pares elétron-pósitron. Usualmente, temos:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma,$$

$$\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma.$$

Os elétrons e pósitrons rapidamente interagem com fótons de fundo pelo efeito Compton inverso, gerando fótons de maiores energias que, ao interagirem com fótons de fundo, geram pares elétron-pósitron, formando um efeito cascata (VAZZA *et al.*, 2017).

5 SIMULAÇÃO

Considerando o pequeno fluxo de partículas de altíssimas energias e as vastas regiões de propagação, faz-se necessária a injeção de um número elevado de partículas a serem simuladas, além do uso de simulações por métodos estatísticos, uma vez que a resolução da propagação por meios analíticos de milhares de núcleos e seus secundários é completamente inviável. Para tanto, foi utilizado o *software* CRPropa3 (BATISTA *et al.*, 2022).

5.1 CRPropa 3.2

O Cosmic Ray Propagation Framework (CRPropa3) é um dos programas mais utilizados para realizar a simulação dos raios cósmicos. A escolha deste *software* ocorre por conta de alguns fatores: a robustez e otimização do código, escrito em C++ e com os *inputs* feitos em Python, e pelo fato de o programa ser *open source*, contando com diversos colaboradores na comunidade científica.

Além das questões técnicas, há também a capacidade de simulação do código. O CRPropa3 trabalha com o método de Monte Carlo de simulação e funciona de forma modular, ou seja, é possível retirar ou inserir atributos a serem considerados na simulação, quais tipos de partículas são propagadas, de onde elas vêm, como a energia é perdida, que tipos de partículas secundárias são geradas e propagadas, e há módulos para as mais variadas interações, tais como: produção fóton-píon, fotodesintegração, produção de par de elétron-pósitron, decaimento nuclear, espalhamento, processo Compton inverso, além da interação com os campos de fótons do *CMB* e do *IRB* e a presença de campos magnéticos turbulentos.

Na configuração do programa, inserimos algumas informações básicas para que a simulação ocorra. Primeiramente, determina-se a presença ou não de campos magnéticos turbulentos do tipo Kolmogorov (BATISTA *et al.*, 2022). Em seguida, os módulos de perda de energia são ativados. Esses módulos realizam as interações dos núcleos pelo espaço com os fótons da radiação cósmica de fundo e do fundo de infravermelho, e foram especificamente supracitados. Então, pode-se ativar o módulo de propagação referentes às partículas secundárias.

Posteriormente, define-se a fonte das partículas. As fontes são consideradas pontuais e, além da posição no céu, define-se que tipos de partículas são injetadas pela fonte, as proporções de diferentes núcleos, as energias mínima e máxima que os núcleos podem ter na saída, além da lei de potência com índice espectral α da energia na fonte, conforme equação 26 (BATISTA *et al.*, 2016):

$$\frac{dN}{dE} \propto \begin{cases} \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\alpha} & E \leq E_{cut}, \\ \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\alpha} \exp(1 - E/E_{cut}) & E > E_{cut}. \end{cases} \quad (26)$$

Sendo N o número de partículas injetadas, E a energia de tal partícula e E_{cut} a energia máxima de corte que a partícula pode alcançar na fonte. Além da fonte, pode-se configurar o observador. Para o observador, é definido o seu tamanho, que tipo de partícula ele irá observar e o tipo de arquivo *output*. Determina-se então o número de partículas simuladas na fonte. Para esse trabalho, foram injetados dez milhões de núcleos na fonte por simulação e foram guardados os fótons e os hádrons secundários gerados pelos processos de perda de energia. O tamanho do observador escolhido foi de 50 kpc, dobro do tamanho da Via Láctea (GOODWIN; GRIBBIN; HENDRY, 1998).

5.2 Parâmetros das Fontes

Dos parâmetros configuráveis, as energias são aquelas mais sensíveis às fontes que são simuladas. Isso ocorre por conta da dependência dos valores de energia das características da fonte, tal como luminosidade, velocidade de propagação dos jatos e até mesmo a distribuição de energia dentro da própria fonte (EICHMANN *et al.*, 2018; OLIVEIRA, 2021). Por conta disso, os valores de energia são determinados caso a caso para as rádio-galáxias.

Os jatos das rádio-galáxias apresentam condições ideais para que o mecanismo de Fermi de primeira ordem ocorra (BELL, 1978; BLANDFORD; OSTRIKER, 1978; OSTROWSKI, 1998), com índice espectral (em condições ideais) de $\alpha = 2$, que podem variar entre $1.5 < \alpha < 2.3$ por conta de efeitos relativísticos (ELLISON; REYNOLDS; JONES, 1990). Em rádio-galáxias do tipo FR-II, por seus jatos se expandirem para muito além do ambiente galáctico, espera-se que a composição de partículas aceleradas seja parecida com a do disco de acreção do SMBH (FALCKE; BIERMANN, 1994). Para as de tipo FR-I, no entanto, como os jatos se dissipam muito próximo do meio galáctico é provável que durante o processo de aceleração partículas de nuvens de gás e raios cósmicos galácticos sejam aprisionadas, podendo levar a composições de raios cósmicos mais pesadas (GOPAL-KRISHNA *et al.*, 2010).

A rigidez máxima (a barreira energética que delimita a energia máxima das partículas) de uma rádio-galáxia depende da intensidade do campo magnético B , que pode ser obtido por meio da luminosidade do jato. A energia total do jato está dividida entre elétrons, raios cósmicos e campo magnético (PACHOLCZYK, 1970). As partículas emitem radiação síncroton quando presentes em campos magnéticos, que são dadas por:

$$E_e = c_1 B^{-3/2}, \quad (27)$$

$$E_{cr} = \zeta E_e, \quad (28)$$

$$E_B = c_2 B^2. \quad (29)$$

sendo c_1 e c_2 constantes. Temos então que a energia do jato é dada por:

$$E_{jet} = E_e + E_{cr} + E_B = c_1(1 + \zeta)B^{-3/2} + c_2B^2. \quad (30)$$

Se a energia do jato é uma função do campo magnético B , podemos derivá-la em função de B e aplicar a condição de máximos e mínimos, afim de obter a energia mínima que um jato pode ter.

$$\frac{dE_{jet}}{dB} = \left(-\frac{3}{2}\right) c_1(1 + \zeta)B^{-5/2} + 2c_2B = 0, \quad (31)$$

$$2c_2B = \frac{3}{2}c_1(1 + \zeta)B^{-5/2}, \quad (32)$$

$$c_2B = \frac{3}{4}c_1(1 + \zeta)\frac{B^{-3/2}}{B}, \quad (33)$$

$$c_2B^2 = \frac{3}{4}c_1(1 + \zeta)B^{-3/2}, \quad (34)$$

$$E_B = \frac{3}{4}E_{cr} \left(1 + \frac{1}{\zeta}\right), \quad (35)$$

chegando então em:

$$E_{jet} = \left(1 + \frac{1}{\zeta}\right) \frac{7}{4}E_{cr} = \frac{7}{3}E_B. \quad (36)$$

O coeficiente ζ depende do mecanismo de produção de elétrons da fonte, sendo considerado um valor de $\zeta \approx 40$ (BECK; KRAUSE, 2005), fazendo com que $1/\zeta \ll 1$ e a luminosidade no jato seja dada pela equação 37 se os campos magnéticos seguirem a equipartição de energia:

$$L_{jet} = \frac{7}{4}L_{cr} = \frac{7}{3}L_B. \quad (37)$$

Caso os campos magnéticos não sigam a equipartição de energia, passa a existir um parâmetro de ajuste η , que faz com que a relação de energia do jato fique da seguinte maneira (TURNER; SHABALA; KRAUSE, 2017):

$$E_{jet} = \left(1 + \frac{1}{\zeta}\right) E_{cr} + E_B = \left(1 + \frac{1}{\zeta}\right) \left(1 + \frac{3}{4}\eta\right) E_B. \quad (38)$$

Logo,

$$L_{jet} = \frac{1}{g_{cr}}L_{cr} = \frac{1}{1 - g_{cr}}L_B, \quad (39)$$

com g_{cr} definido como $\left(1 + \frac{1}{\zeta}\right)^{-1} \left(1 + \frac{3}{4}\eta\right)^{-1}$ (OLIVEIRA, 2021). No sistema de equipartição de energia, $g_{cr} = 4/7$ (EICHMANN, 2019). O fator g_{cr} está relacionado com a distribuição de energia dos jatos entre raios cósmicos e campo magnético. A partir da luminosidade do jato, pode-se determinar a luminosidade em ondas de rádio a partir de uma relação dada pela

equação 40 – cuja eficiência em ambientes densos e de baixas potências, tal qual apresentam as FR-I (GODFREY; SHABALA, 2015):

$$L_{jet} = AL_{\nu}^{\beta_L}. \quad (40)$$

Cavagnolo *et al.* (2010) calibra os parâmetros da expressão 40 utilizando dados do Chandra X-Ray Observatory e do Very Large Array, chegando na expressão:

$$\log \left(\frac{L_{jet}}{10^{42} \text{ erg s}^{-1}} \right) = (0.75 \pm 0.14)(1.91 \pm 0.18) \frac{L_{1.4}}{10^{40} \text{ erg s}^{-1}}. \quad (41)$$

Com essa relação de potência do jato com potência em rádio, podemos reescrever 39 como (EICHMANN *et al.*, 2018):

$$L_{cr} = g_{cr} AL_{\nu}^{\beta_L}. \quad (42)$$

Tendo a luminosidade do jato, outro fator de extrema relevância é a energia máxima que esses jatos podem acelerar as partículas. (EICHMANN *et al.*, 2018) relaciona essa energia máxima com a proporção de tempo em que a partícula permanece no ambiente de aceleração em relação ao tempo médio de escape. Com isso, obtém-se uma relação para a rigidez R da partícula (EICHMANN *et al.*, 2018):

$$R_{max} = \frac{E_{max}}{Ze} = \frac{\beta_{sh}}{f} Br, \quad (43)$$

sendo que β_{sh} é a velocidade de choque da partícula e o fator f dá as propriedades do plasma onde as partículas são aceleradas. Para geometrias padrão e campos magnéticos turbulentos temos $1 \leq f \leq 8$ (EICHMANN, 2019). Para jatos com geometria cilíndrica, temos:

$$L_B = v_{jet} \pi r^2 \frac{B^2}{8\pi} = \frac{c\beta_{jet}}{8} r^2 B^2 \approx (1 - g_{cr}) L_{jet}. \quad (44)$$

Utilizando 44 em 39:

$$R_{max} = g_{ac} \sqrt{\frac{(1 - g_{cr}) L_{jet}}{c}} = \frac{g_{ac}}{e} \sqrt{(1 - g_{cr}) L_{jet} \alpha \hbar}, \quad (45)$$

Com $\alpha \approx 1/137$ sendo a constante de estrutura fina. Definimos também $g_{ac} = \sqrt{\frac{8\beta_{sh}^2}{f^2\beta_{jet}}}$ como o parâmetro relacionado à eficiência com que as partículas são aceleradas, isso é, a proporção de energia dos jatos que é transferida para os núcleos (OLIVEIRA, 2021).

Utilizando os dados de Cavagnolo *et al.* (2010) obtemos a seguinte relação para rigidez máxima:

$$R_{max} = 15 g_{ac} \sqrt{1 - g_{cr}} \left(\frac{L_{1.1}}{10^{40} \text{ erg/s}} \right)^{3/8} \text{ eV}. \quad (46)$$

Tabela 1 – Relação de valores de g_{cr} , g_{ac} , $L_{1.1}$, máximo e mínimo E_{max}

Objeto	g_{cr}	g_{ac}	$L_{1.1}$ (10^{40} erg/s)	$E_{max_{max}}$ (eV)	$E_{max_{min}}$ (eV)
Centaurus A			2.6	21.21	19.98
Fornax A	$0.1 \leq g_{cr} \leq 0.8$	$0.1 \leq g_{ac} \leq 0.8$	7.4	21.38	20.15
M87			8.3	21.40	20.17
NGC 1275			23.4	21.57	20.34

Fonte: Autoria própria (2024).

No caso de prótons, $R_{max} = E_{max}$. Temos então três parâmetros (g_{cr} , g_{ac} e $L_{1.1}$) que dominam a energia máxima possível em rádio-galáxias FR-I. A velocidade dos jatos e luminosidade são bem estudadas (MATTHEWS *et al.*, 2018; VELZEN *et al.*, 2012). Utilizando os valores definidos para as velocidades do jato ($\sim 0.5c$) e de choque entre partículas ($\sim 0.2c$) (MATTHEWS *et al.*, 2018) nas relações dadas para g_{ac} e g_{cr} , encontramos que $0.1 \leq g_{ac} \leq 0.8$ para as fontes do tipo FR-I e $g_{cr} \approx 4/7$ pelo sistema de equipartição. A tabela 1 relaciona os valores das grandezas considerados durante as simulações.

Apesar de se considerar como ideal $g_{cr} \approx 4/7$, também foi feito um estudo com esse parâmetro variável entre 0.1 e 0.8 para melhor compreender qual seu efeito sob o espectro de raios cósmicos. A base do código utilizado nas simulações encontra-se no apêndice A.

A fim de melhor compreender os efeitos das composições no espectro de raios cósmicos, foram simuladas quatro diferentes composições para cada valor de energia, sendo três delas puras e uma mista. As composições puras são de ^1H , ^{14}N e ^{28}Si , a fim de representar raios cósmicos mais leves ou pesados, enquanto a composição mista tem as proporções dadas pela tabela 2. Essas proporções são obtidas por meio do tratamento dos dados medidos pelo Observatório Pierre Auger ao se considerar que a distribuição de fontes de raios cósmicos pelo Universo é homogênea (ALOISIO; BEREZINSKY; BLASI, 2014).

Tabela 2 – Relação de proporção da composição dos raios cósmicos simulados

Núcleo	Proporção
^1H	0.7692
^4He	0.1538
^{14}N	0.0461
^{28}Si	0.0231
^{56}Fe	0.00759

Fonte: Autoria própria (2023), com dados de Aloisio, Berezhinsky e Blasi (2014).

6 ANÁLISE E RESULTADOS

Inicialmente, um observatório real não tem capacidade de cobrir todo o céu. O Observatório Pierre Auger, por exemplo, possui uma abertura zenital confiável de até $\theta_{max} \approx 80^\circ$ (The Pierre Auger Collaboration, 2016) e está localizado no hemisfério sul. Então, faz-se necessário considerar tais efeitos na análise dos resultados simulados. Cada fonte possui um peso diferente a ser aplicado em seu fluxo, dado por (ANJOS, 2014):

$$W_s = \frac{\omega_s}{\pi \sin^2 \theta_{max}}, \quad (47)$$

sendo ω_s a exposição relativa do experimento na direção da fonte. A exposição depende, entre outros fatores, da ascensão reta α e declinação δ da direção de chegada do raio cósmico e do ângulo zenital máximo θ_{max} do observador. Com isso, chega-se na expressão 48 (ANJOS, 2014):

$$\omega_s(\delta) = \frac{1}{\pi} (\sin \alpha_m \cos \lambda \cos \delta + \alpha_m \sin \lambda \sin \delta), \quad (48)$$

com λ sendo a latitude do observatório. Os valores de α_m podem ser:

$$\alpha_m = \begin{cases} 0, & \text{para } \xi > 1, \\ \pi, & \text{para } \xi < -1, \\ \arccos \xi, & \text{outros casos,} \end{cases} \quad (49)$$

sendo que:

$$\xi = \frac{\cos \theta_{max} - \sin \lambda \sin \delta}{\cos \lambda \cos \delta}. \quad (50)$$

O fluxo com peso, então, pode ser expresso pela forma:

$$J_{peso}(E) = \frac{W_s}{4\pi D^2(1+z)} \phi(E), \quad (51)$$

sendo D a distância comóvel da fonte e z seu redshift (ANJOS, 2014). A expressão dada por $\frac{W_s}{4\pi D^2(1+z)}$ é chamada de peso e $\phi(E)$ é o fluxo obtido através das simulações. A tabela 3 relaciona as grandezas relevantes para cada fonte simulada.

As partículas primárias e secundárias de todas as combinações de energia, composição e presença ou falta de campo magnético foram simuladas da origem até a detecção pelo observador. As análises são feitas separadamente para hádrons e fótons, com índice espectral $\alpha = 2.3$ e com o respectivo peso aplicado ao fluxo de cada fonte. Na presença de hádrons, os dados também possuem o fluxo de raios cósmicos que é observado (The Pierre Auger Collaboration, 2021). Os resultados seguem separados nas seguintes seções, para cada fonte.

Tabela 3 – Relação entre exposição relativa e peso de cada fonte no espectro de raios cósmicos na latitude $\lambda = -35^\circ$

Fonte	ξ	ω_s	W_s	D (Mpc)	z	Peso
Centarus A	-0.3677	0.4206	0.1381	3.66	0.0018	$8.18 \cdot 10^{-4}$
Fornax A	-0.2689	0.4040	0.1326	17.46	0.0059	$3.44 \cdot 10^{-5}$
M87	0.3726	0.1889	0.0620	16.52	0.0042	$1.80 \cdot 10^{-5}$
NGC 1275	0.9083	0.2897	0.0095	62.52	0.0175	$1.90 \cdot 10^{-7}$

Fonte: Autoria própria (2024).

6.1 Centaurus A

Esta rádio-galáxia encontra-se muito próxima à Terra e é o objeto astrofísico de maior interesse no estudo de UHECR por diversos motivos, sendo o principal a sua localização, em uma região de *hotspot* de direção de chegada de raios cósmicos – indicando que é uma boa candidata à fonte de raios cósmicos, conforme figura 1. A sua proximidade da Terra também facilita a sua observação e medidas de suas características que são relevantes no contexto da aceleração de partículas, como por exemplo a velocidade de seus jatos, fator que é utilizado na determinação de parâmetros que são utilizados nas simulações.

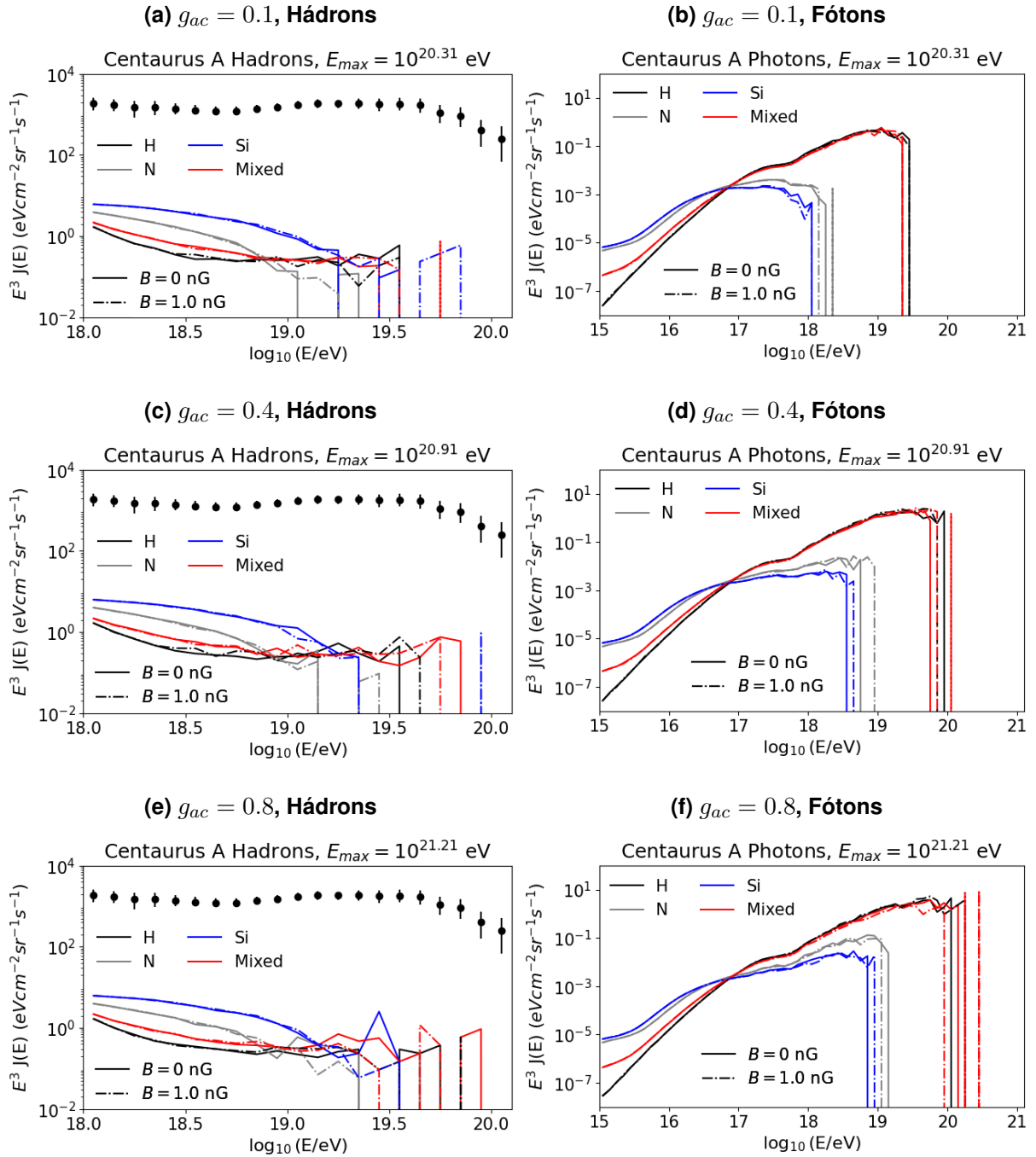
Na figura 14, nota-se primeiramente que composições mais pesadas contribuem com um fluxo maior de partículas em altíssimas energias, conforme previsto pelo modelo de Gaisser, Engel e Resconi (2016). Observa-se também que os fluxos tendem a cair conforme as energias se aproximam de $E = 10^{19.5}$ eV, próximo à energia que ocorre o efeito GZK, com as partículas que foram submetidas a um campo magnético do tipo Kolmogorov de 1.0 nG durante a propagação tendo seus fluxos reduzidos com energias levemente inferiores. Isso nos indica que, *a priori*, o CRPropa produz espectros que condizem com a física esperada.

Conforme o valor do parâmetro g_{ac} aumenta, é esperado que as energias máximas também aumentem, uma vez que tal parâmetro está relacionado com a eficiência com que a fonte acelera as partículas em seu ambiente de aceleração. As figuras 15 e 16 fixam diferentes valores de g_{cr} , demonstrando que o efeito no g_{ac} realmente acontece.

As menores energias máximas ocorrem quando os parâmetros g_{ac} e g_{cr} valem, respectivamente, 0.1 e 0.8, ao passo que as maiores energias máximas ocorrem com os valores dos parâmetros em 0.8 e 0.1, respectivamente. A diminuição das energias máximas com o aumento do valor do g_{cr} também é esperada, uma vez que, caso toda a energia da fonte fosse utilizada na geração de raios cósmicos, não haveria energia para que os campos magnéticos se retroalimentassem e tampouco haveria produção de jatos, fazendo com que o ambiente de aceleração deixasse de existir. É necessária a partição da energia gerada pela produção de elétrons para que o sistema de aceleração continue existindo.

Independente dos valores adotados nos parâmetros, todos os fluxos de hádrons caem na região do corte GZK, indicando uma influência muito forte desse fenômeno no espectro de raios cósmicos. Pode-se inferir, então, que as observações feitas de raios cósmicos com

Figura 14 – Espectros de Centaurus A, com e sem campo magnético e $g_{cr} = 0.1$ fixo. Os dados foram obtidos do Pierre Auger Observatory.

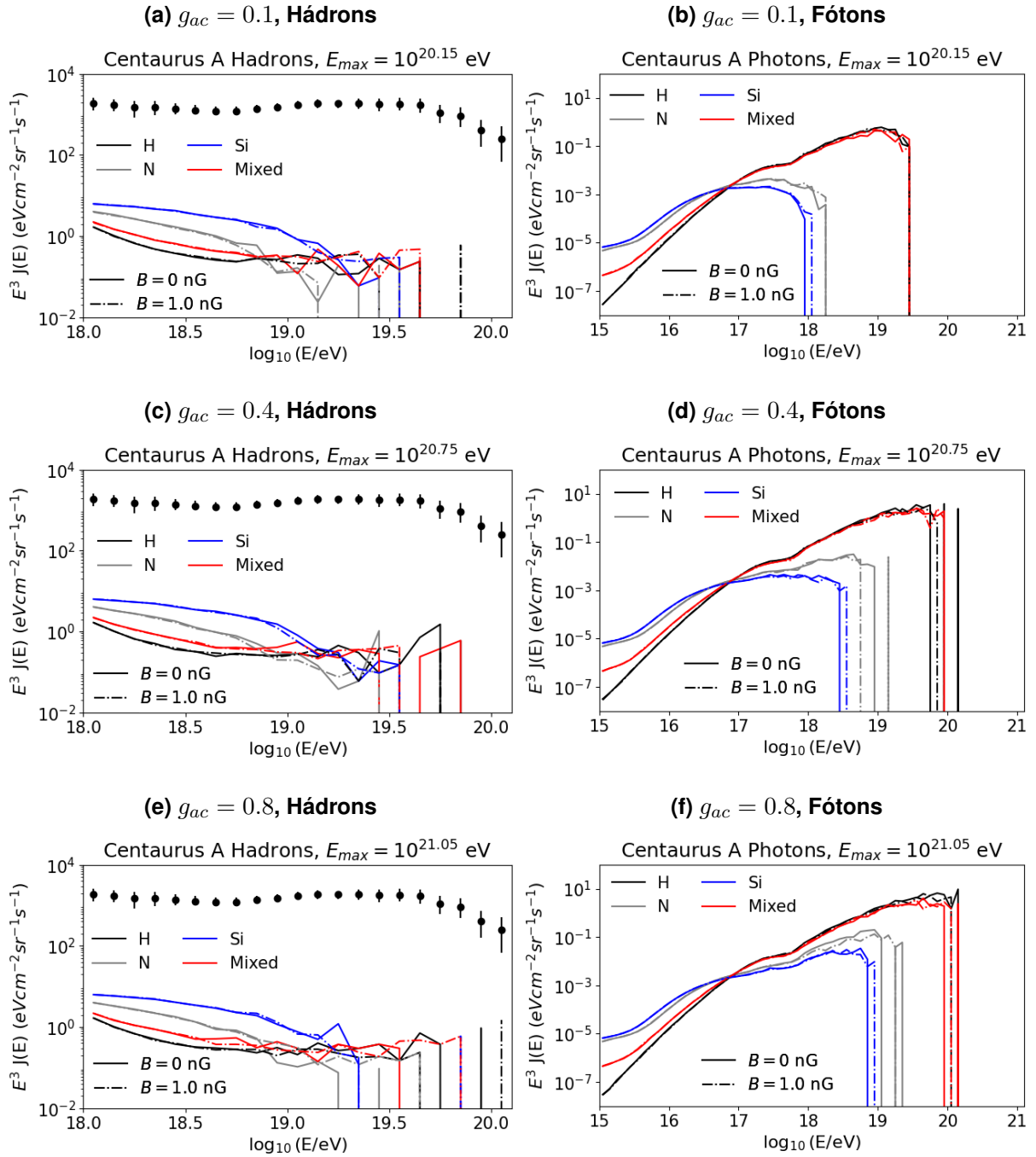


Fonte: Autoria própria (2024).

energias acima desse *threshold* de energia do GZK muito provavelmente são de partículas que são provenientes de regiões próximas à Terra ($\sim 50 \text{ Mpc}$) para que não sofram a perda de energia desse processo.

Em Centaurus A as variações tanto no parâmetro g_{ac} quanto no g_{cr} não influenciam na quantidade de núcleos que vem a ser detectados, sendo a energia máxima a grandeza que mais sofre alteração por conta da variação dos parâmetros, conforme as figuras 14, 15, 16, 17,

Figura 15 – Espectros de Centaurus A, com e sem campo magnético e $g_{cr} = 4/7$ fixo.

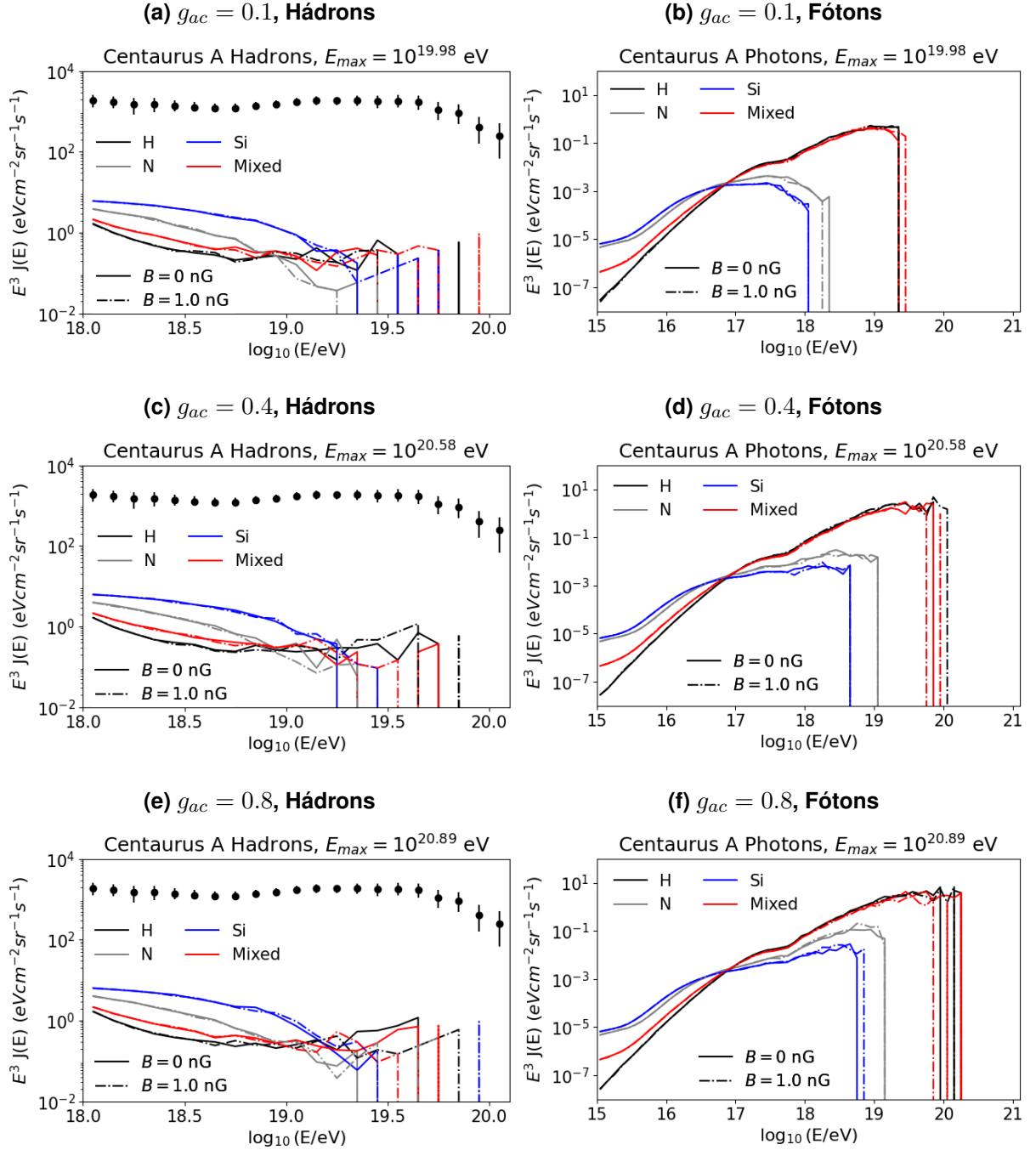


Fonte: Autoria própria (2024).

18 e 19 demonstram. Esse fenômeno pode ser explicado pela proximidade de Centaurus A em relação à Terra, inferior ao livre caminho médio dos processos de perda de energia abordados no capítulo 4.

Análises parecidas também podem ser desenvolvidas também para os fótons secundários gerados na propagação, conforme as figuras 14, 15 e 16. Nestes espectros, vemos uma influência da variação de g_{ac} muito mais proeminente nas energias dos fótons de radiação gama secundários que são observados. A presença de campos magnéticos possui uma leve influên-

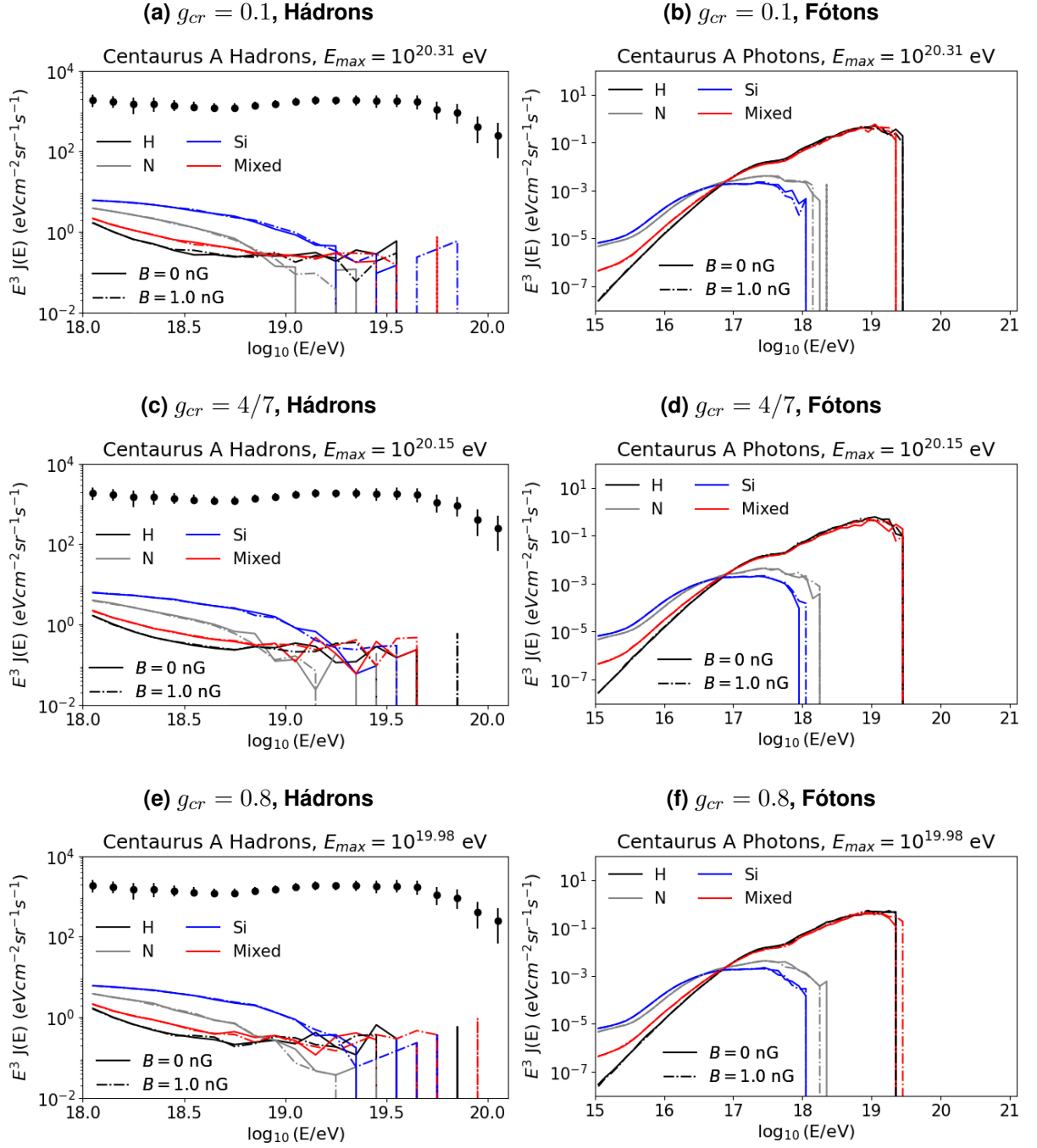
Figura 16 – Espectros de Centaurus A, com e sem campo magnético e $g_{cr} = 0.8$ fixo.



Fonte: Autoria própria (2024).

cia no fluxo ao final do espectro de fótons. Apesar de ser um fenômeno justificável, esperava-se uma maior influência desses campos no espectro, uma vez que introduz novas interações de perda de energia para os núcleos carregados, possibilitando a formação de mais partículas secundárias. Tal observação pode indicar que o campo magnético utilizado não corresponda aos campos que realmente existem no ambiente intergaláctico, que não pode ser diretamente confirmada. Para tanto, faz-se necessário a comparação com outros modelos de campo magnético. A partir da análise desse espectro junto ao de hádrons, do Pierre Auger, e de neutrinos, de pro-

Figura 17 – Espectros de Centaurus A, com e sem campo magnético e $g_{ac} = 0.1$ fixo.

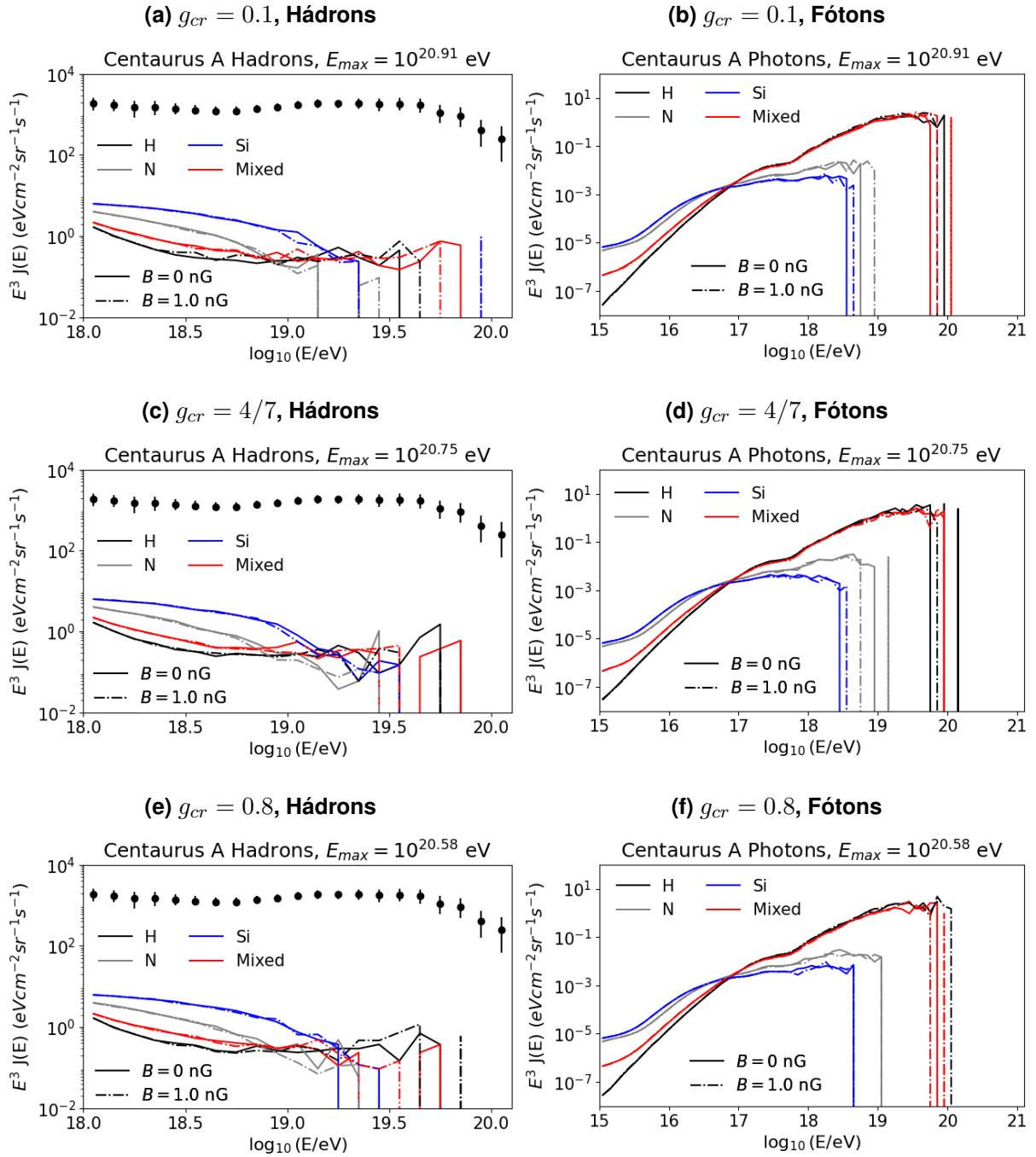


Fonte: Autoria própria (2024).

jetos como o IceCube, é possível melhor compreender a complexidade dos campos magnéticos intergalácticos.

As figuras 17, 18 e 19 representam os espectros simulados de fótons secundários, dessa vez com o parâmetro g_{ac} fixo. A variação no parâmetro g_{cr} não apresenta variações significativas nem nas energias máximas dos fótons nem na quantidade de fótons que são observados. Novamente, isso pode indicar uma limitação do modelo utilizado na simulação dos raios cósmi-

Figura 18 – Espectros de Centaurus A, com e sem campo magnético e $g_{ac} = 0.4$ fixo.

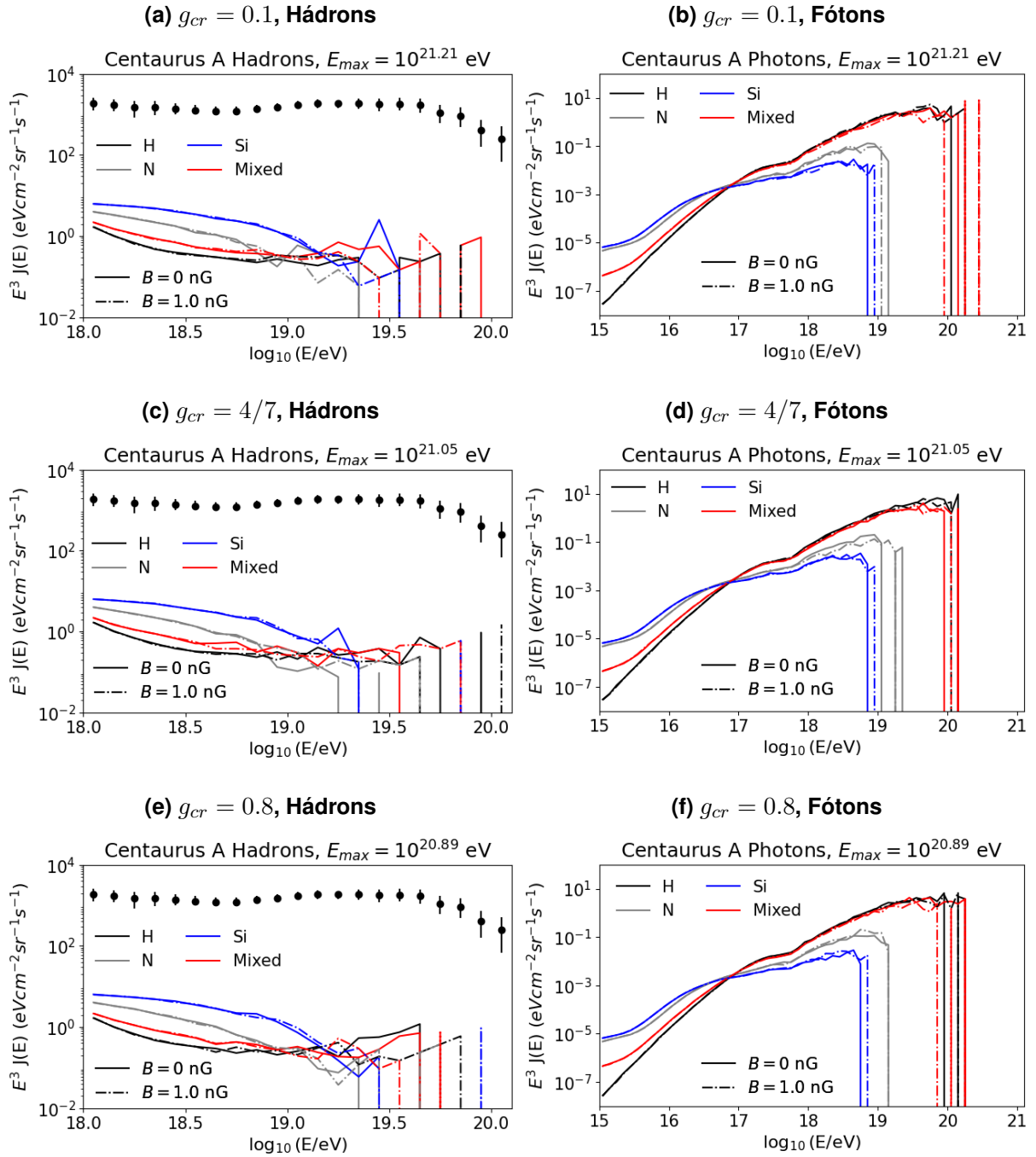


Fonte: Autoria própria (2024).

cos, ao mesmo tempo que é um resultado interessante: pode indicar diferentes dependências na produção de fótons na propagação de raios cósmicos além de fatores da fonte em si.

Nos fluxos de fótons, há um fenômeno que ocorre nas energias próximas a 10^{17} eV: os fótons secundários de mais alta energia são majoritariamente gerados pela propagação de partículas mais leves. Uma possível explicação para essa observação é que composições mais leves são mais prováveis de realizar o processo de fotoprodução de píons, já que o limite inferior de energia para que esse processo ocorra é menor para composições mais leves. Em outras

Figura 19 – Espectros de Centaurus A, com e sem campo magnético e $g_{ac} = 0.8$ fixo.



Fonte: Autoria própria (2024).

palavras, partículas mais leves sofrem fotodesintegração gerando prótons e consequentemente píons.

De maneira geral, temos os seguintes observados: composições mais pesadas são responsáveis por um fluxo maior de hádrons, enquanto composições mais leves são responsáveis por um fluxo maior de fótons, a energias acima de 10^{17} eV . Ao relacionar esses dados simulados de Centaurus A com o observado pelo Observatório Pierre Auger, conclui-se que apesar da proximidade e alta potência luminosa da rádio-galáxia, ela não pode ser responsável pela

totalidade dos raios cósmicos que são observados. Além disso, a pouca mudança nos fluxos simulados com o campo magnético do tipo Kolmogorov de 1.0 nG pode indicar que o ambiente magnético intergaláctico seja mais complexo, sendo necessária a utilização de modelos mais robustos, como feito em (OLIVEIRA, 2021).

A não discriminação de um espectro observado de fótons de raios cósmicos também dificulta as análises a serem feitas para esses secundários. Com essa informação, seria possível compreender melhor quais processos de perda de energia são mais relevantes, como se comportariam os campos magnéticos intergalácticos e como diferentes distâncias realmente influenciam na propagação.

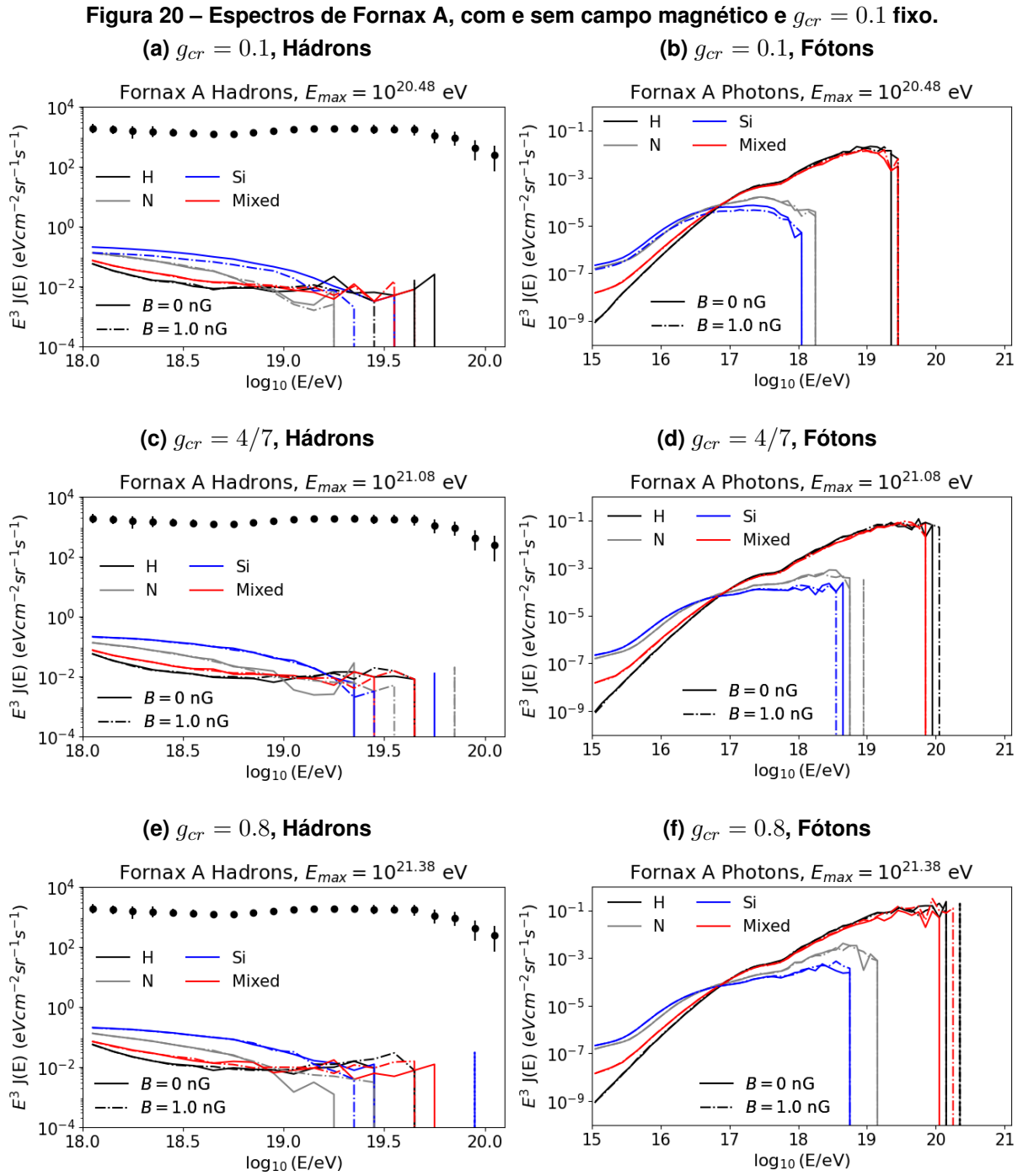
6.2 Fornax A

Para Fornax A, que assim como Centaurus A está no hemisfério sul celeste, mas cerca de quatro vezes mais distante e também em uma região de *hotspot*, vemos uma diminuição drástica no fluxo de hádrons em duas ordens de grandeza, de $\sim 10^1$ para $\sim 10^{-1}$. Além disso, os fluxos caem com energias inferiores às de Centaurus A, apesar dela poder atingir energias máximas maiores. Tal fato ocorre por conta de sua maior distância em relação à Terra, aumentando a probabilidade de sofrer processos de perda de energia. Com isso, pode-se assumir um papel de grande importância à distância das fontes em relação ao observador no fluxo de raios cósmicos.

Apesar dessas diferenças, as figuras 20, 21, 22, 23, 24 e 25 nos mostram que as influências dos parâmetros g_{ac} e g_{cr} são as mesmas em relação à Centaurus A: as composições mais pesadas são mais influentes no espectro de hádrons, a variação dos parâmetros não é responsável pelo número de partículas detectadas, mas sim pelas energias máximas que são observadas. As energias máximas mais baixas têm uma quebra no espectro levemente anterior às aquelas com maiores energias máximas, quebra essa que ocorre devido ao efeito GZK, na região de energias de $\sim 10^{19.5}$ eV.

Outra observação notável é a manutenção do formato do espectro em relação à Centaurus A, mesmo com menos partículas sendo detectadas. Isso nos garante uma robustez do modelo de aceleração estudado.

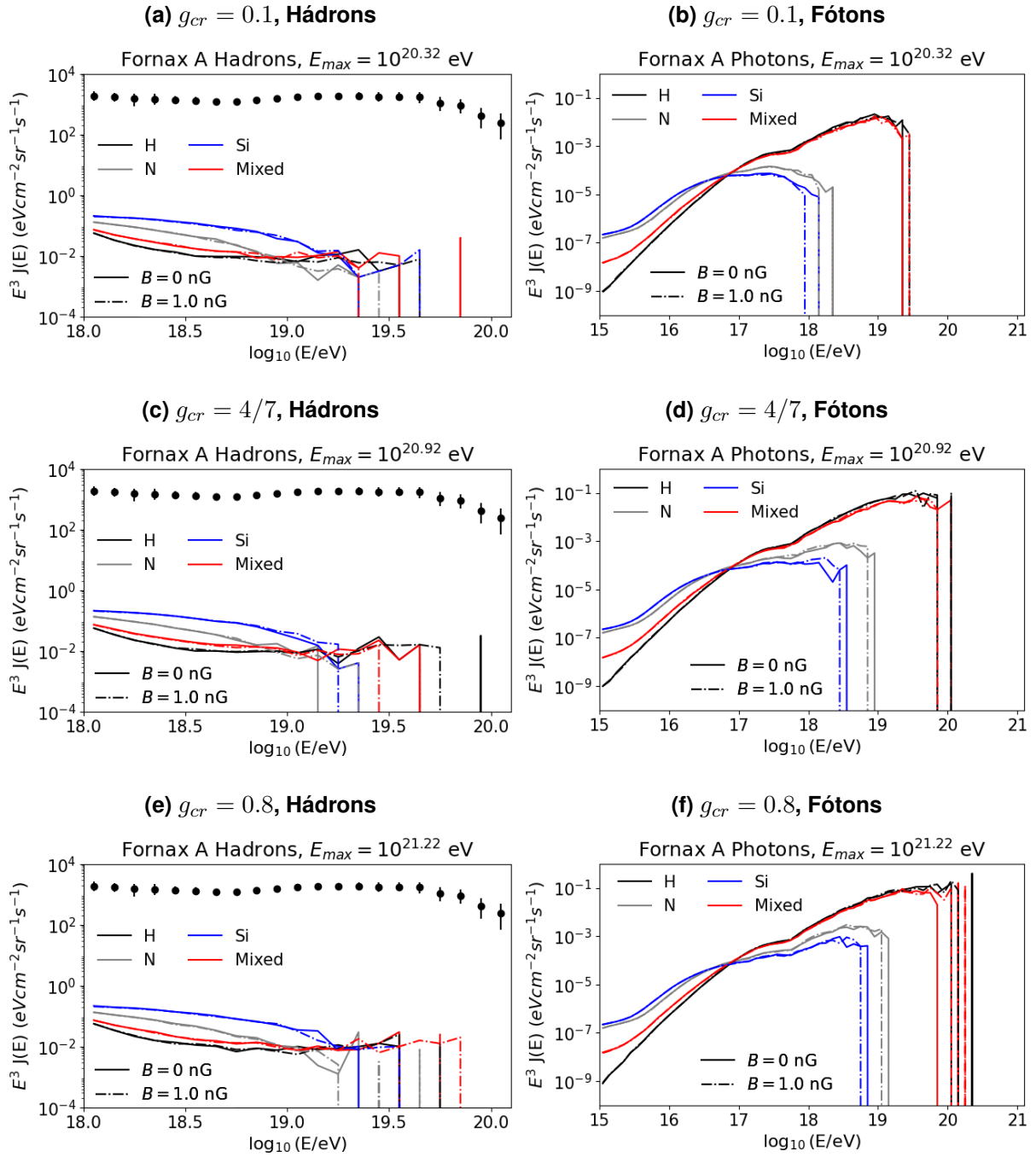
Nas figuras 20, 21, 22, 23, 24 e 25 representam os fótons secundários provenientes da propagação dos raios cósmicos de Fornax A. Nota-se as mesmas características presentes nos fótons de Centaurus A, como a mudança no domínio do espectro por composições mais leves a partir de 10^{17} eV de energia e a notável influência da variação do parâmetro g_{ac} nas energias máximas que os fótons são detectados, enquanto que a variação de g_{cr} não impacta nas energias máximas observadas. Novamente, como Fornax A também está próxima à Terra e no mesmo hemisfério celeste que Centaurus A, é de se esperar que, caso alguma dessas propriedades tenha influência na geração dos fótons, os efeitos observados tanto por Centaurus A quanto por Fornax A sejam iguais. Perguntas que emergem a partir dessas análises, como por



Fonte: Autoria própria (2024).

exemplo a estrutura dos campos magnéticos intergalácticos, urge por um espectro observado de fótons. Com isso, novos modelos de aceleração podem ser desenvolvidos levando em conta os fótons emitidos pelas próprias fontes junto aos secundários da propagação.

Figura 21 – Espectros de Fornax A, com e sem campo magnético e $g_{cr} = 4/7$ fixo.

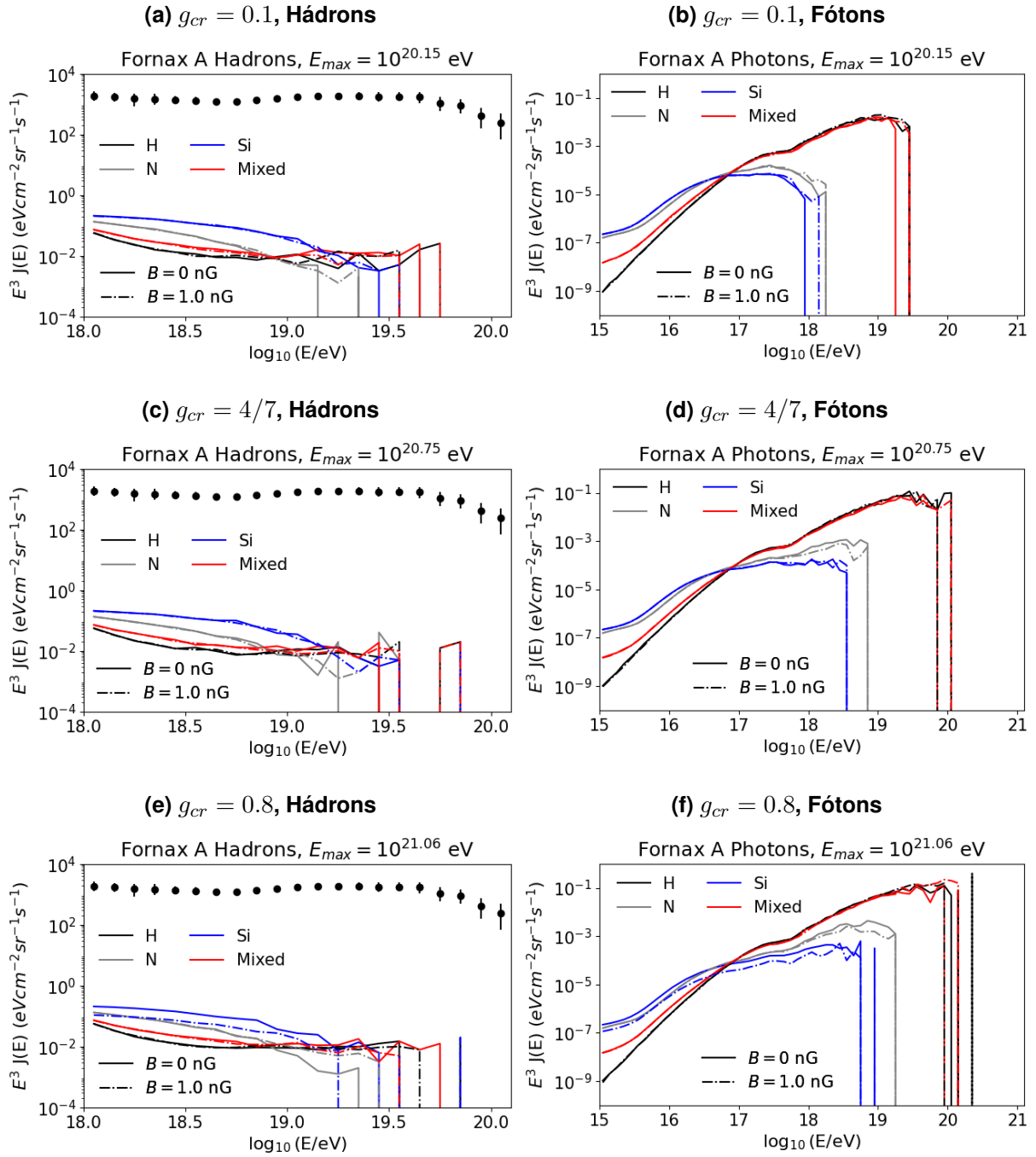


Fonte: Autoria própria (2024).

6.3 M87

A uma distância da Terra parecida com a de Fornax A, mas situada no hemisfério norte celeste, a M87 é também um dos objetos de estudo mais intrigantes para os UHECR, por conta de seu jato colimado. Sendo uma das fontes mais intensas de radiação na faixa do rádio, a M87 também é alvo de diversos estudos que a caracterizam e observam muito bem, tal qual ocorre com Centaurus A e Fornax A. As figuras 26, 27 e 28 apresentam o fluxo de raios cósmicos

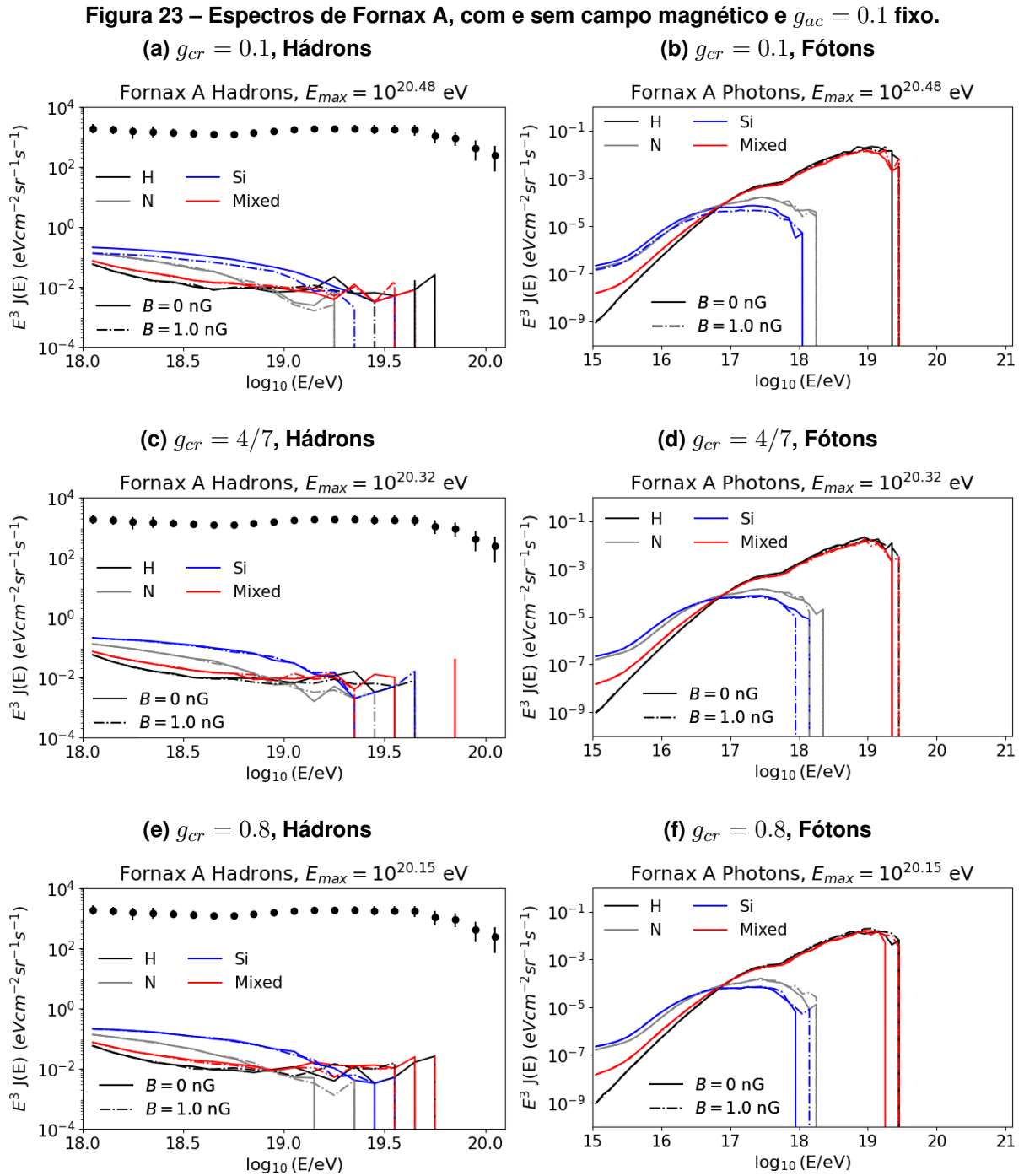
Figura 22 – Espectros de Fornax A, com e sem campo magnético e $g_{cr} = 0.8$ fixo.



Fonte: Autoria própria (2024).

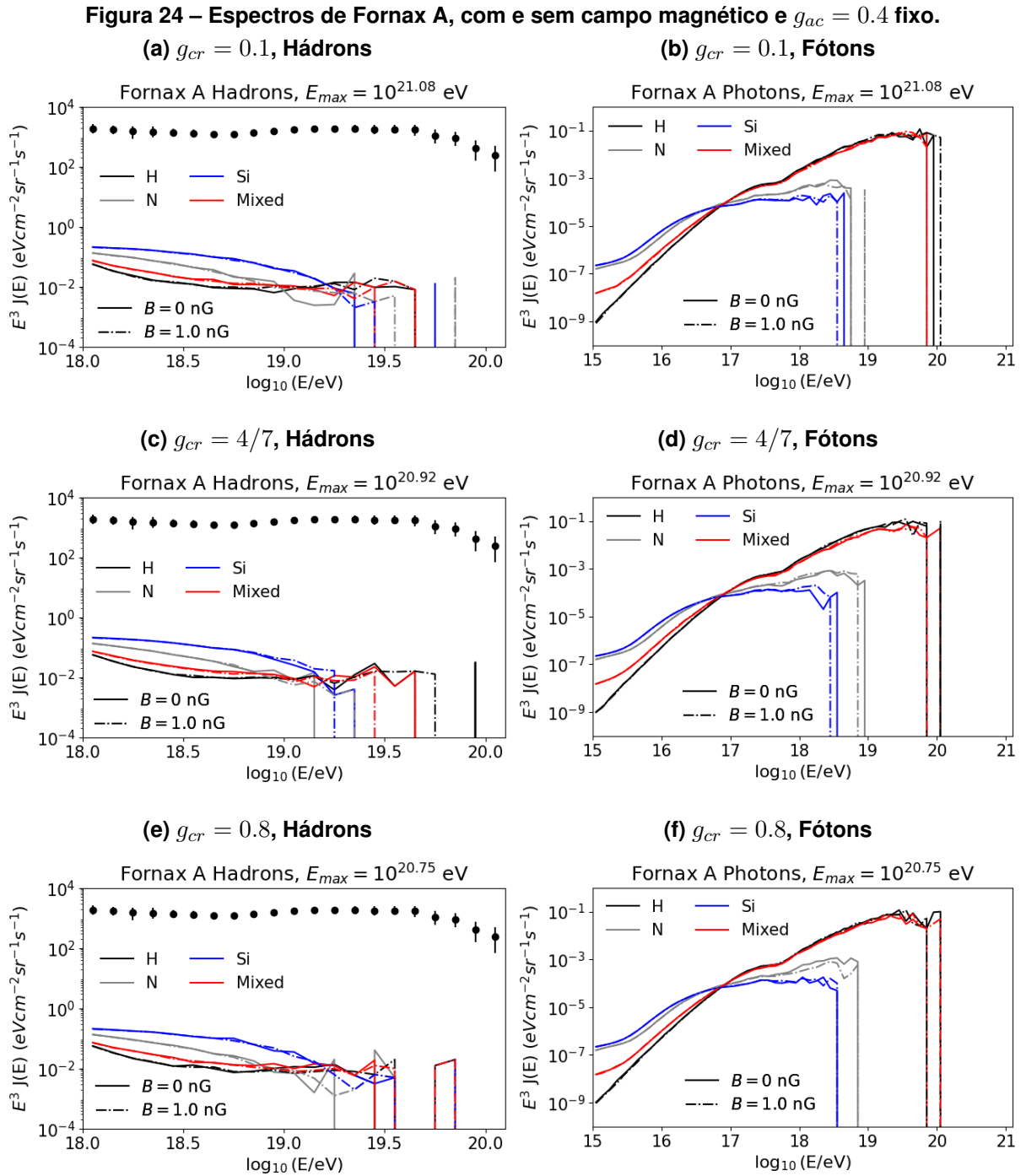
proveniente de M87 com o valor de g_{cr} fixo. Percebe-se um número de partículas observadas parecido com o de Fornax A, indicando que a distância da fonte até o observador é o principal responsável pelo fluxo de raios cósmicos detectado, ideia que vai de acordo com os processos de perda de energia que ocorrem na propagação.

Novamente o efeito do corte GZK é bem visualizado na região próxima a $10^{19.5} \text{ eV}$ de energia, e as figuras 29, 30 e 31 demonstram o espectro de hádrons com o valor de g_{ac} fixo. Observa-se mínima influência do parâmetro g_{cr} no espectro de hádrons, mas por essa fonte



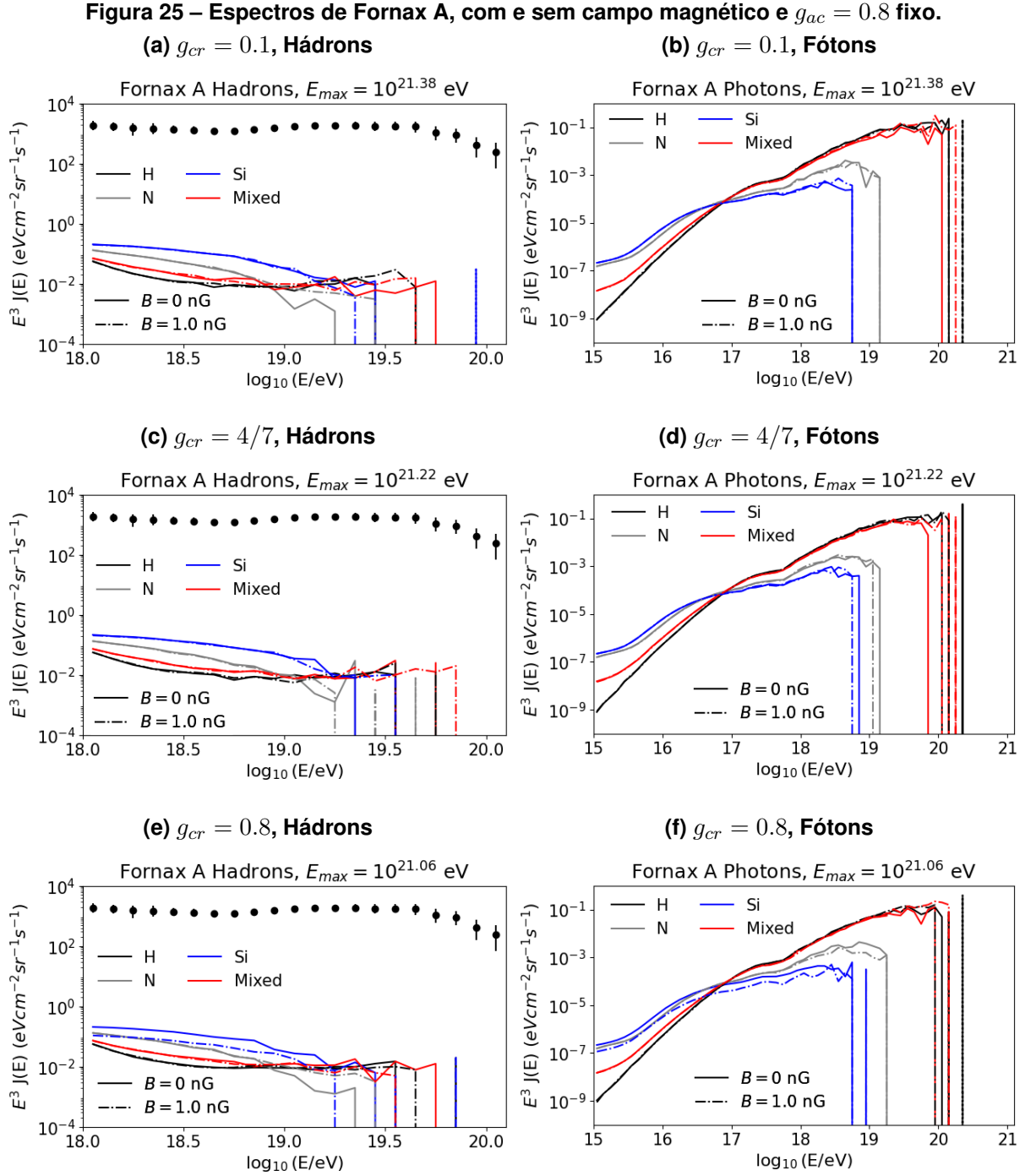
Fonte: Autoria própria (2024).

localizar-se no hemisfério norte, o seu fluxo ser parecido com o de Fornax A, que está no hemisfério sul, é interessante e merece destaque. Como o observatório considerado na análise é o Pierre Auger, que está na Argentina, esperaria-se que o fluxo de partículas vindas de fontes localizadas no hemisfério norte fosse menor que de provenientes do hemisfério sul. Isso pode nos indicar que há um campo magnético mais intenso entre a Terra e M87, desviando mais partículas em direção ao observador.



Fonte: Autoria própria (2024).

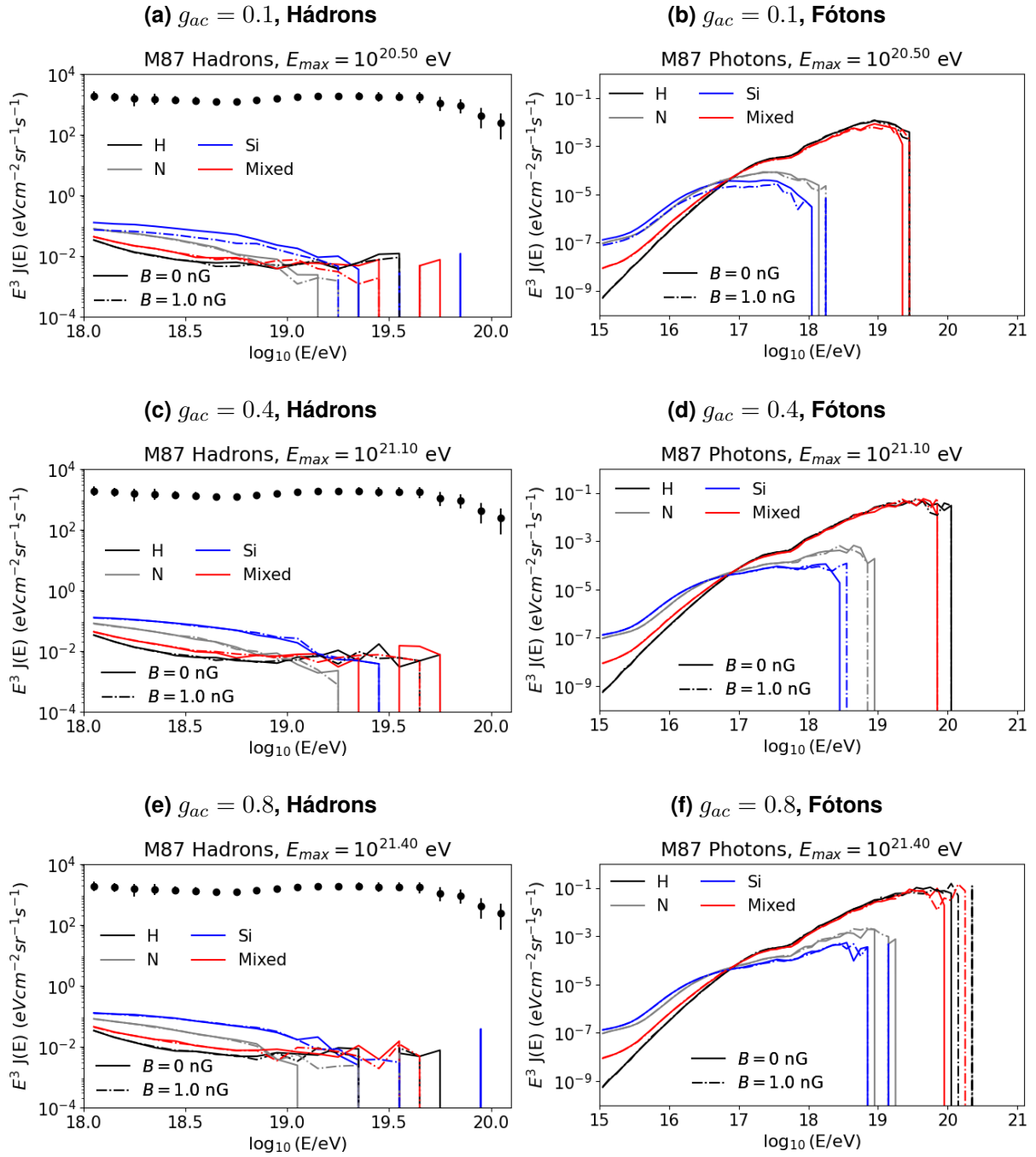
As figuras 26, 27, 28, 29, 30 e 31 estão representando os fluxos de fótons secundários gerados a partir da propagação de núcleos provenientes de M87. O impacto no número de fótons detectados pela mudança no valor de g_{ac} continua sendo bem saliente, e possui a mesma ordem de grandeza que os fótons vindos de Fornax A, que é duas ordens de grandeza menor que de Centaurus A, acompanhando o fluxo de hádrons. Quando o valor de g_{cr} é variado, obtém-se os mesmos resultados já discutidos para Centaurus A e Fornax A.



6.4 NGC 1275

Sendo a rádio-galáxia mais distante estudada neste trabalho, a NGC 1275 também situa-se no hemisfério norte a uma distância de quase 62 Mpc, cerca de 17 vezes mais distante que Centaurus A. Mesmo sendo tão distante, esse objeto é extremamente luminoso na faixa do rádio e claramente está em um *hotspot* de direção de chegada de raios cósmicos.

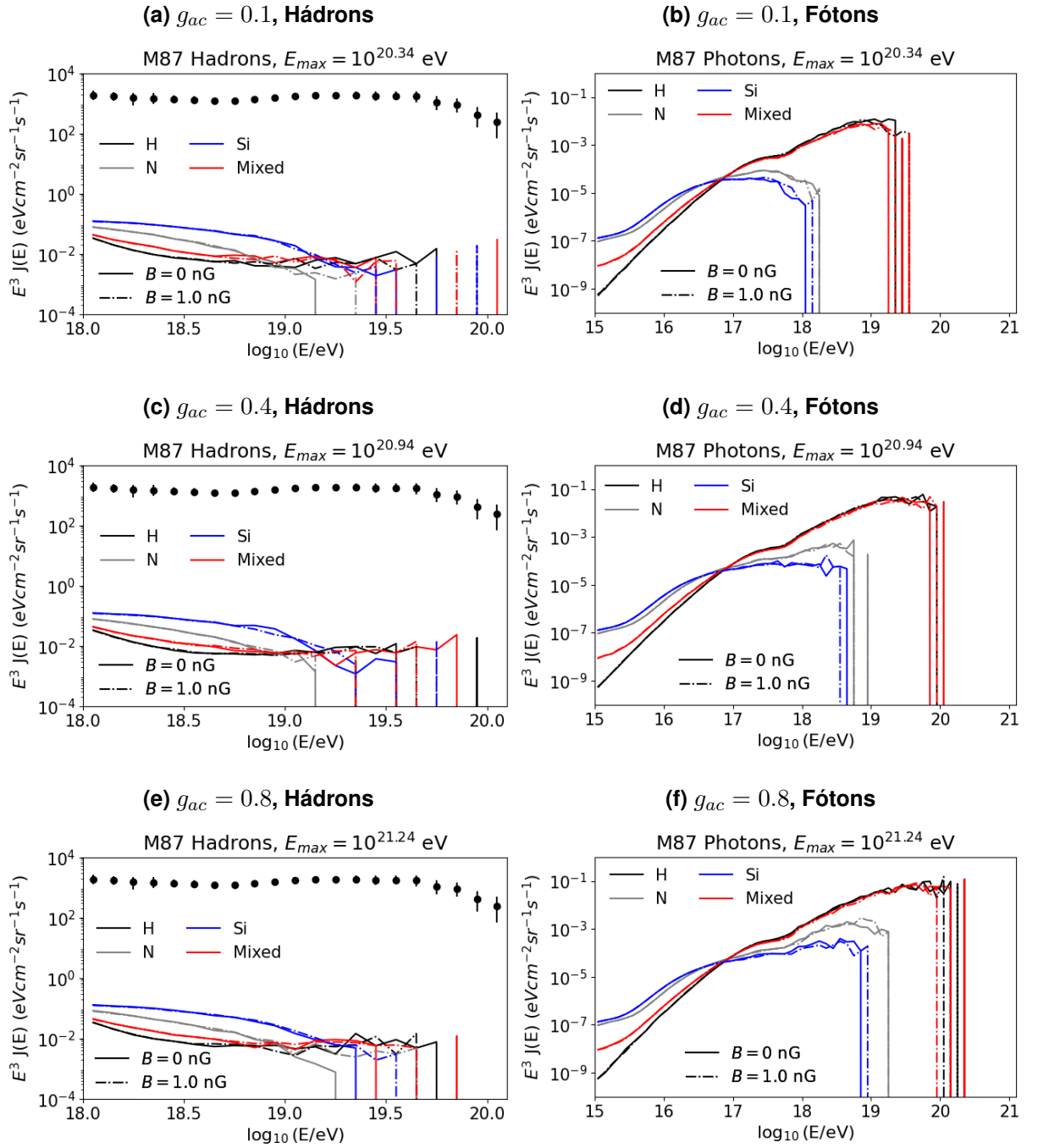
Figura 26 – Espectros de M87, com e sem campo magnético e $g_{cr} = 0.1$ fixo.



Fonte: Autoria própria (2024).

Para NGC 1275, percebe-se um fluxo de partículas cerca de duas ordens de grandeza menor em relação a M87 e Fornax A, principalmente por conta de sua distância em relação ao observador, que é compensada por suas intensas emissões em rádio. Um fato pertinente para as quatro rádio-galáxias que foram estudadas é a forma do espectro que não varia, apenas o fluxo. Esse fenômeno, contudo, decorre de uma simplificação utilizada no modelo de que todas as fontes realizam os mesmos processos de aceleração nos mesmos tipos de ambiente, o que não é verdade. A M87, por exemplo, possui um jato relativístico superluminal, que pode ser

Figura 27 – Espectros de M87, com e sem campo magnético e $g_{cr} = 4/7$ fixo.

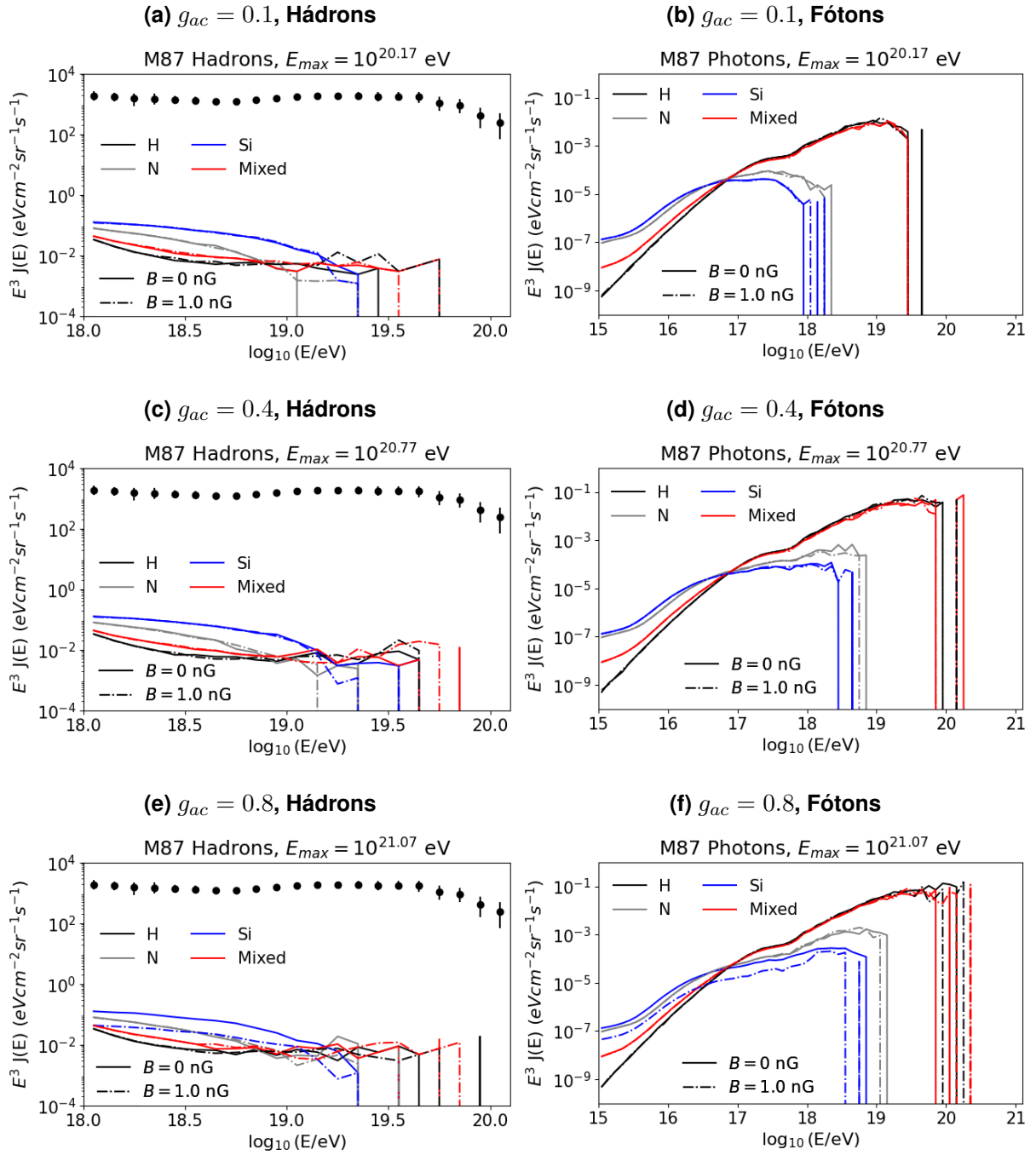


Fonte: Autoria própria (2024).

um ambiente propício para acelerar partículas, enquanto que Centaurus A, Fornax A e NGC 1275 não possuem. Por conta dessa simplificação, fatores ambientais importantes para cada rádio-galáxia podem não ter sido considerados, exigindo um estudo mais aprofundado para a implementação de tais características em um modelo que possa ser utilizado pelo *software* CRPropa3.

Quanto aos fótons gerados pela propagação das partículas injetadas em NGC 1275, representados nas figuras 32, 33, 34, 35, 36 e 37, temos o fluxo se reduzindo em quatro ordens

Figura 28 – Espectros de M87, com e sem campo magnético e $g_{cr} = 0.8$ fixo.

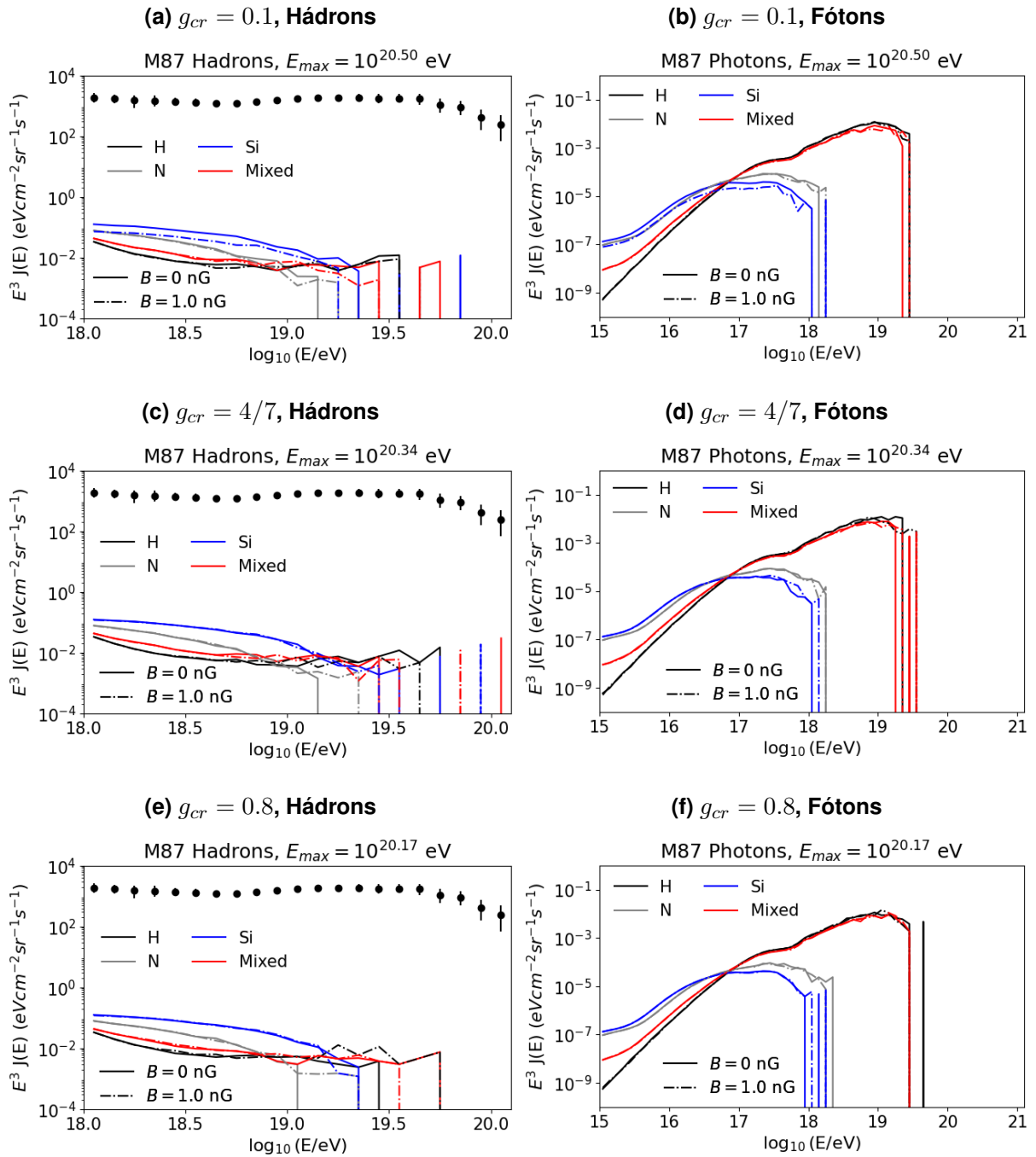


Fonte: Autoria própria (2024).

de grandeza, em relação a Centaurus A, e em duas ordens de grandeza em relação a Fornax A e M87, apesar de possuir as maiores energias máximas possíveis. Isso ocorre pelo fato de seu peso aplicado ser muito pequeno, por conta da sua distância e localização no hemisfério norte.

As simulações realizadas no escopo deste trabalho apresentaram variações mínimas nos espectros quando utilizados campos magnéticos randômicos menos sofisticados, caso do Kolmogorov, conforme a figura 39 melhor representa. Pode-se interpretar esse resultado como uma isotropia dos raios cósmicos de mais alta energia, que não corresponde com a realidade,

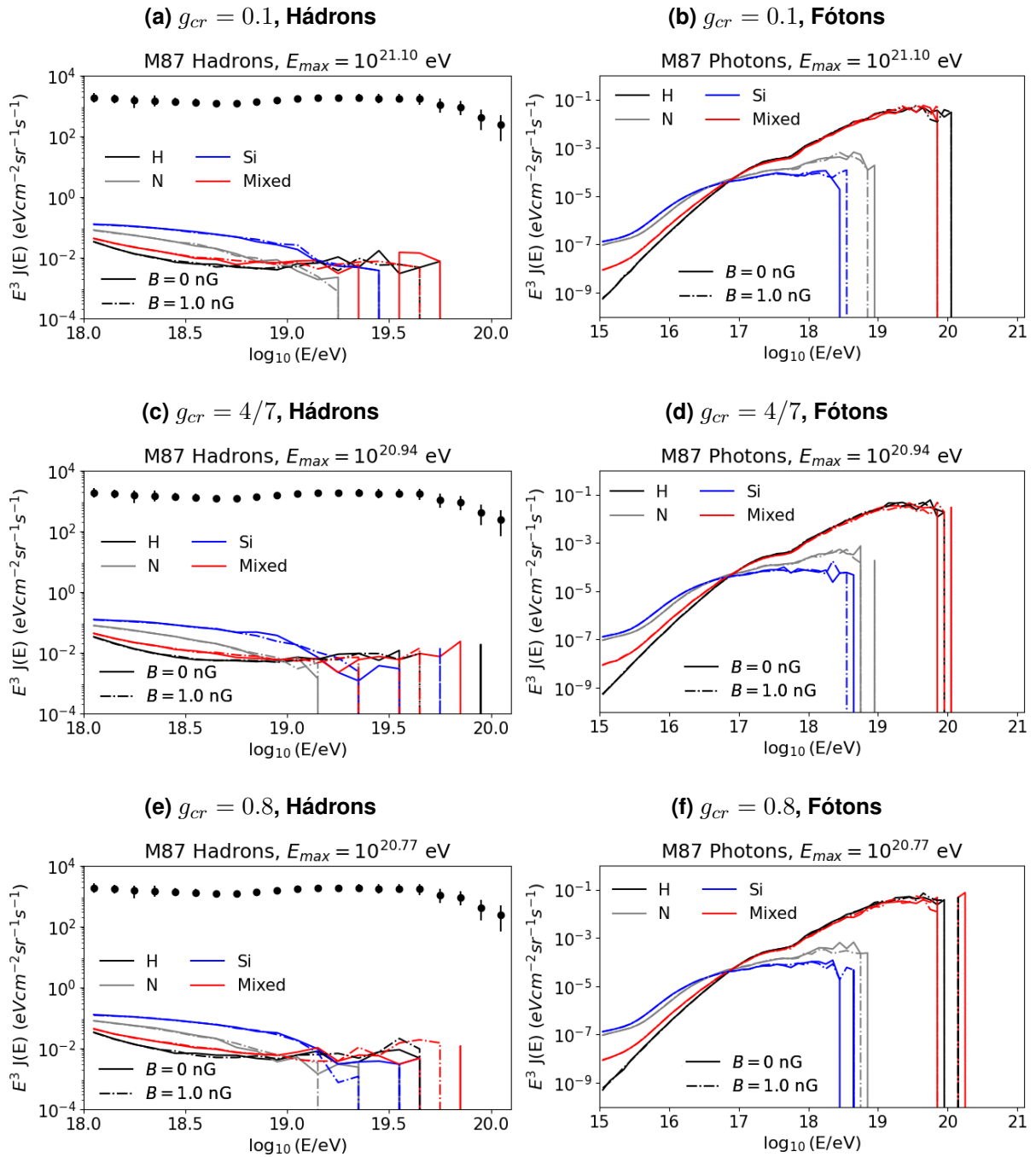
Figura 29 – Espectros de M87, com e sem campo magnético e $g_{ac} = 0.1$ fixo.



Fonte: Autoria própria (2024).

fazendo-se necessário um estudo com modelos de campos magnéticos mais robustos para melhor compreender como que tais ambientes podem influenciar na propagação de raios cósmicos. Outro fator relevante com relação aos campos magnéticos intergalácticos é a redução proporcionalmente igual do fluxo de partículas entre Centaurus A, o objeto mais próximo, e NGC 1275, a fonte mais distante estudada, enquanto que o esperado seria uma variação mais intensa para as composições mais pesadas na rádio-galáxia mais distante, que sofreriam mais processos de perda de energia na propagação. Isso pode ser observado a partir da figura 38, em que a

Figura 30 – Espectros de M87, com e sem campo magnético e $g_{ac} = 0.4$ fixo.

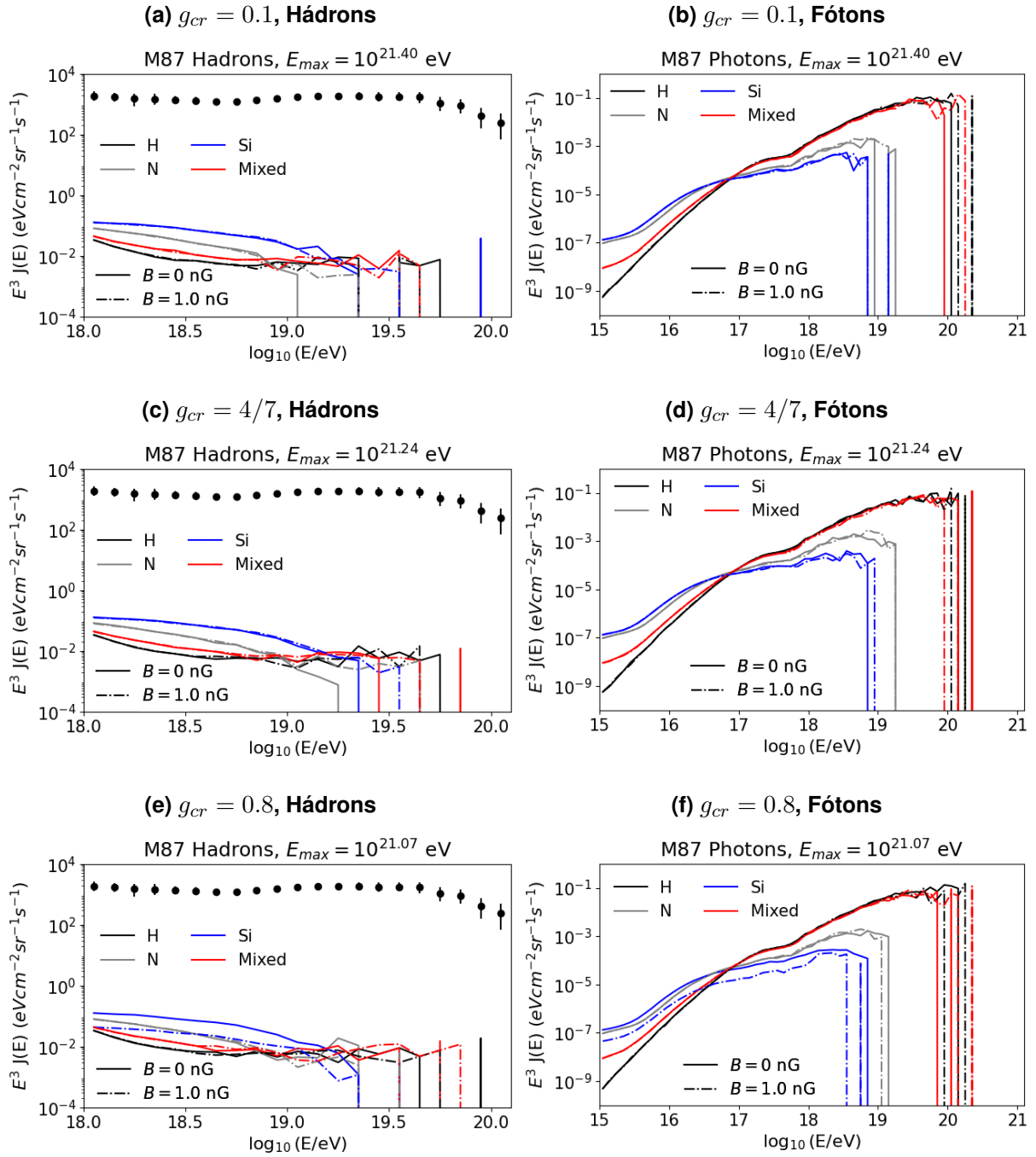


Fonte: Autoria própria (2024).

presença do campo magnético não altera significativamente o número de partículas mais leves, que seria o esperado, e mostra composições observadas parecidas entre as duas fontes.

Outra questão a ser levantada é em relação ao espectro de fótons observado. Novamente, os formatos dos espectros são praticamente idênticos, por conta das simplificações impostas ao programa. A análise de secundários se prova importante no estudo de UHECR, já que eles possuem a capacidade de fornecer informações importantes sobre o ambiente em que as possíveis fontes de raios cósmicos estão inseridas e também sobre os próprios objetos as-

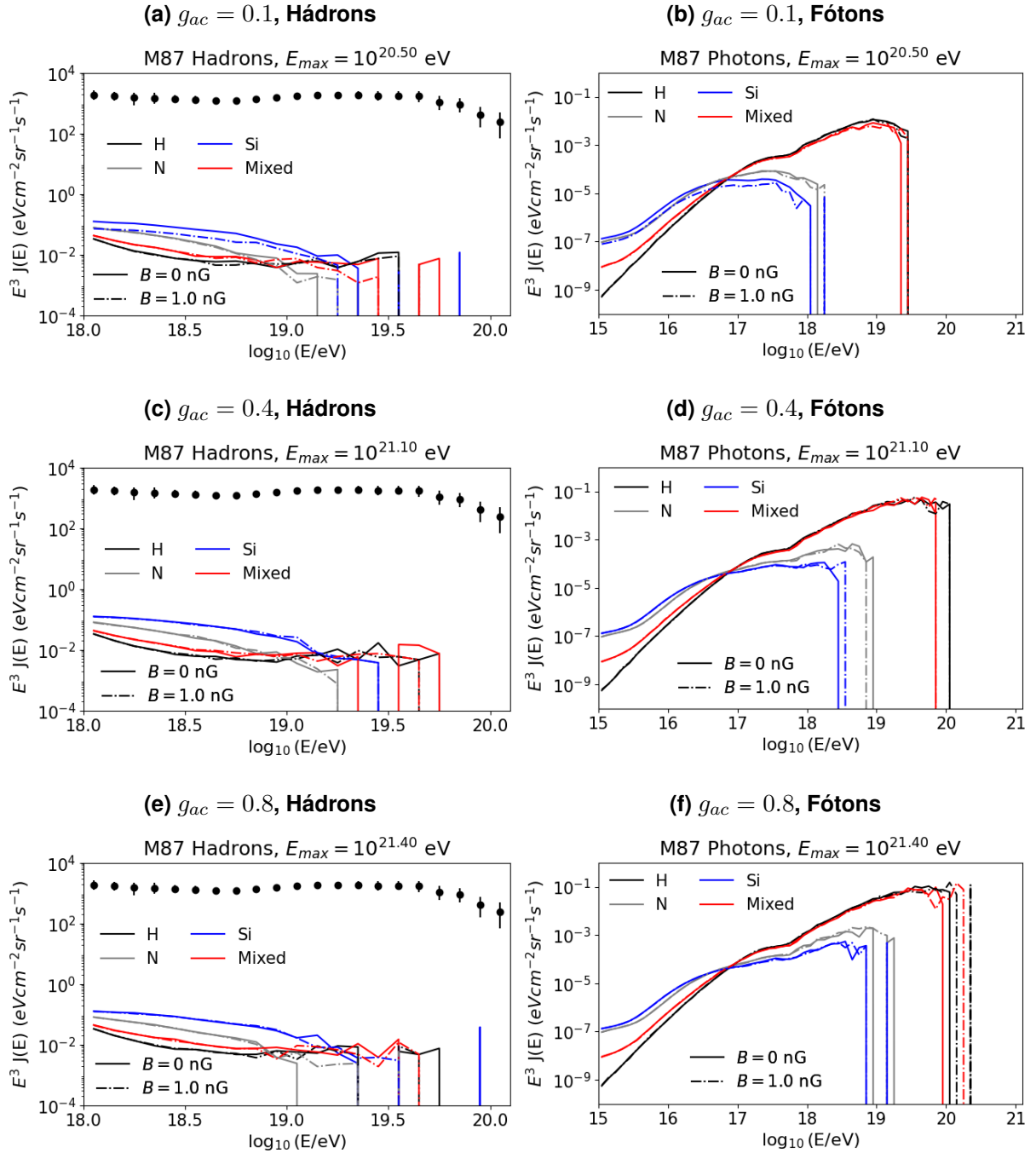
Figura 31 – Espectros de M87, com e sem campo magnético e $g_{ac} = 0.8$ fixo.



Fonte: Autoria própria (2024).

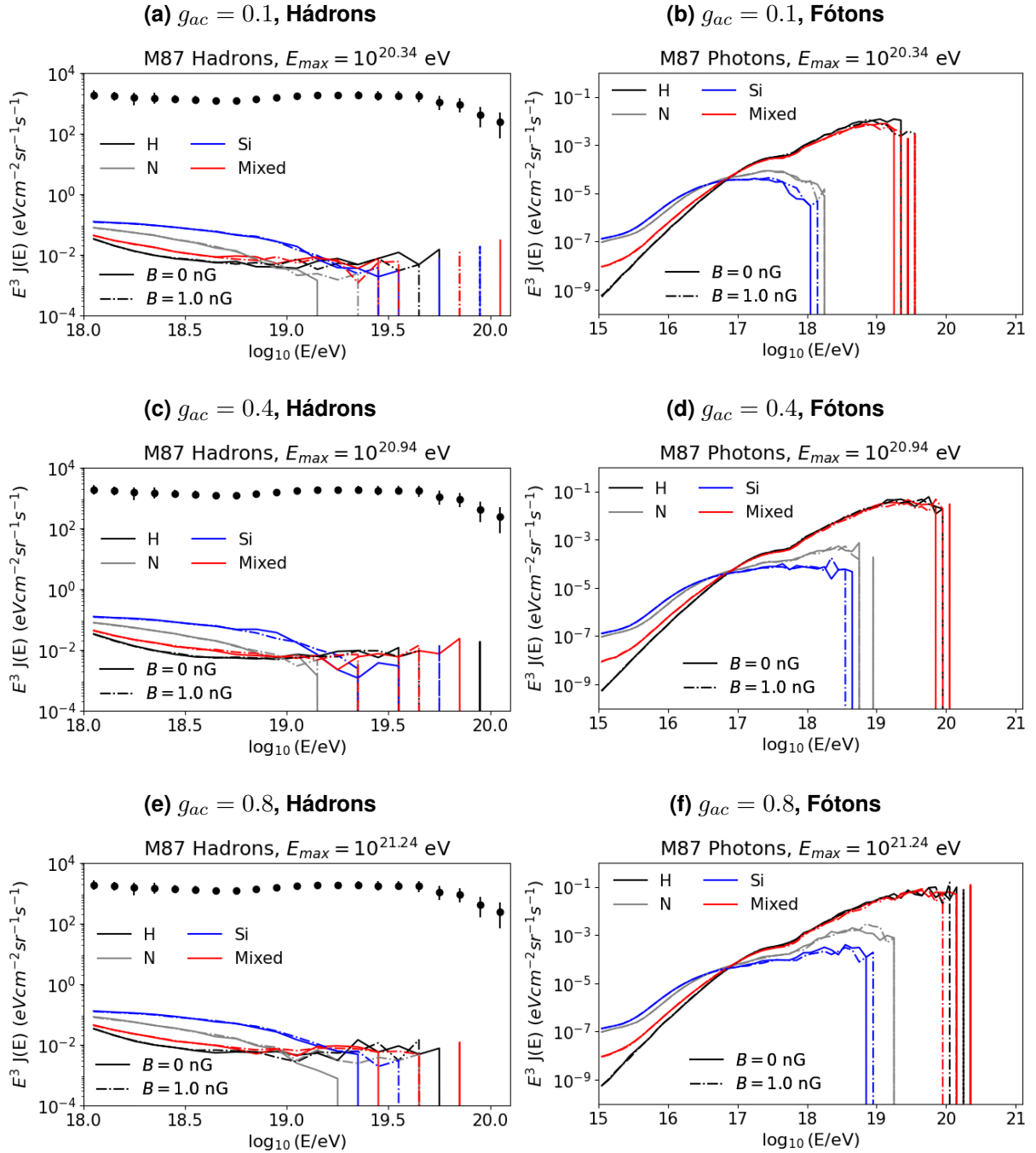
tróficos responsáveis. No caso de rádio-galáxias, a física na formação de fótons corresponde com o esperado na realidade e há também uma sensibilidade considerável nesse tipo de espectro para variações dos parâmetros que determinam as energias máximas das fontes. Com isso, estudos mais aprofundados com essas partículas podem ser realizados para auxiliar na caracterização das possíveis fontes de raios cósmicos ultra-energéticos.

Figura 32 – Espectros de NGC 1275, com e sem campo magnético e $g_{cr} = 0.1$ fixo.



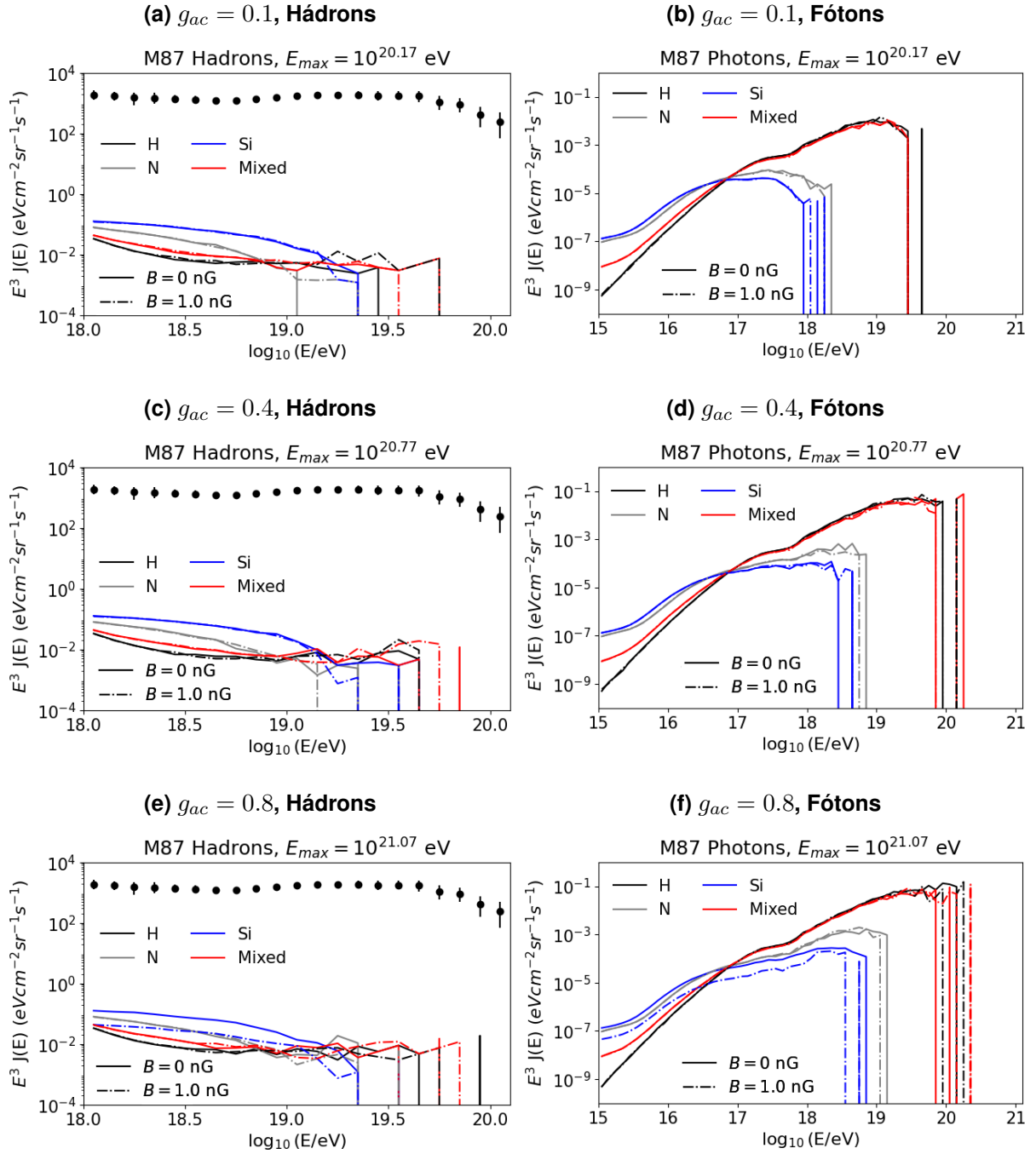
Fonte: Autoria própria (2024).

Figura 33 – Espectros de NGC 1275, com e sem campo magnético e $g_{cr} = 4/7$ fixo.



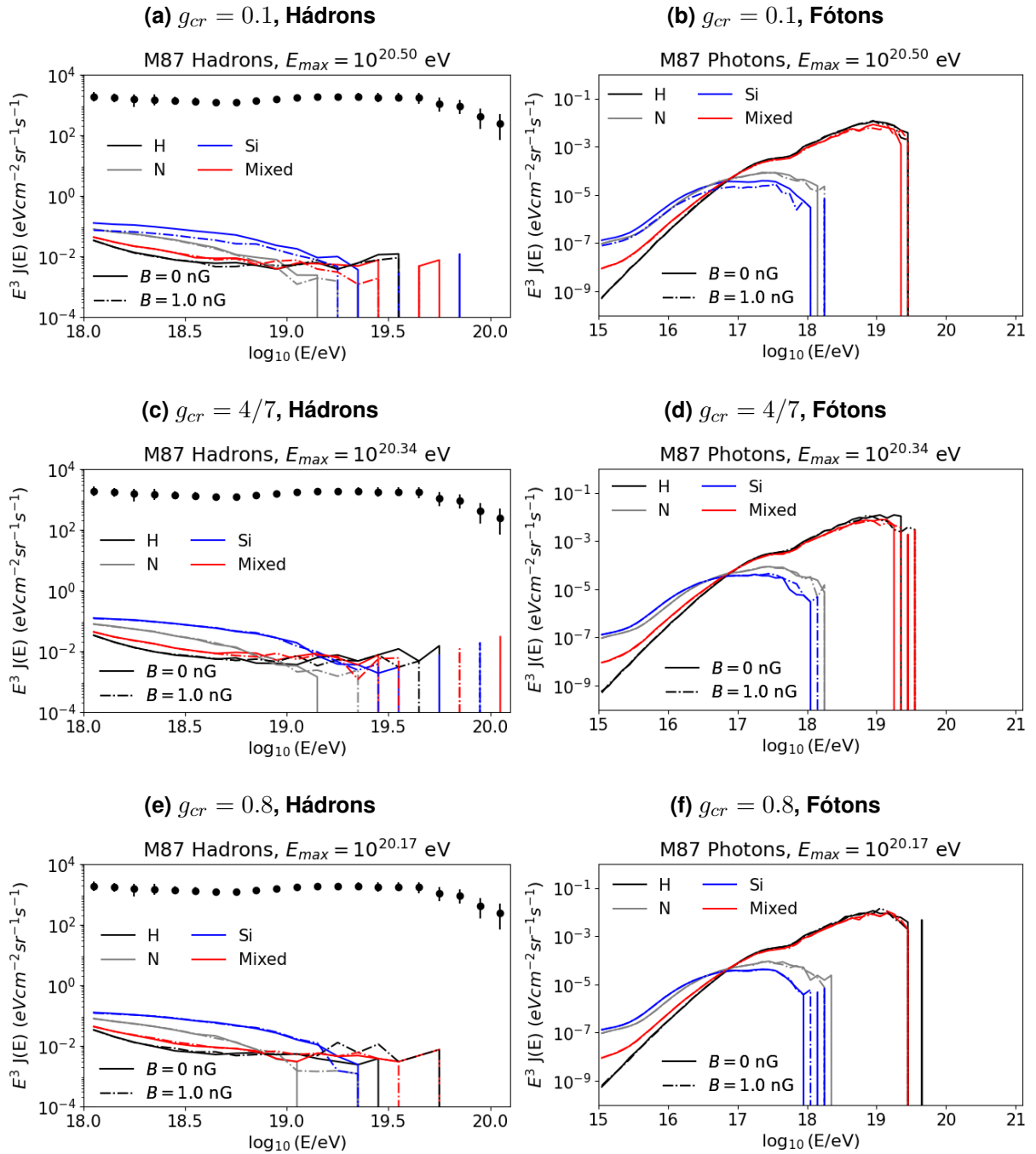
Fonte: Autoria própria (2024).

Figura 34 – Espectros de NGC 1275, com e sem campo magnético e $g_{cr} = 0.8$ fixo.



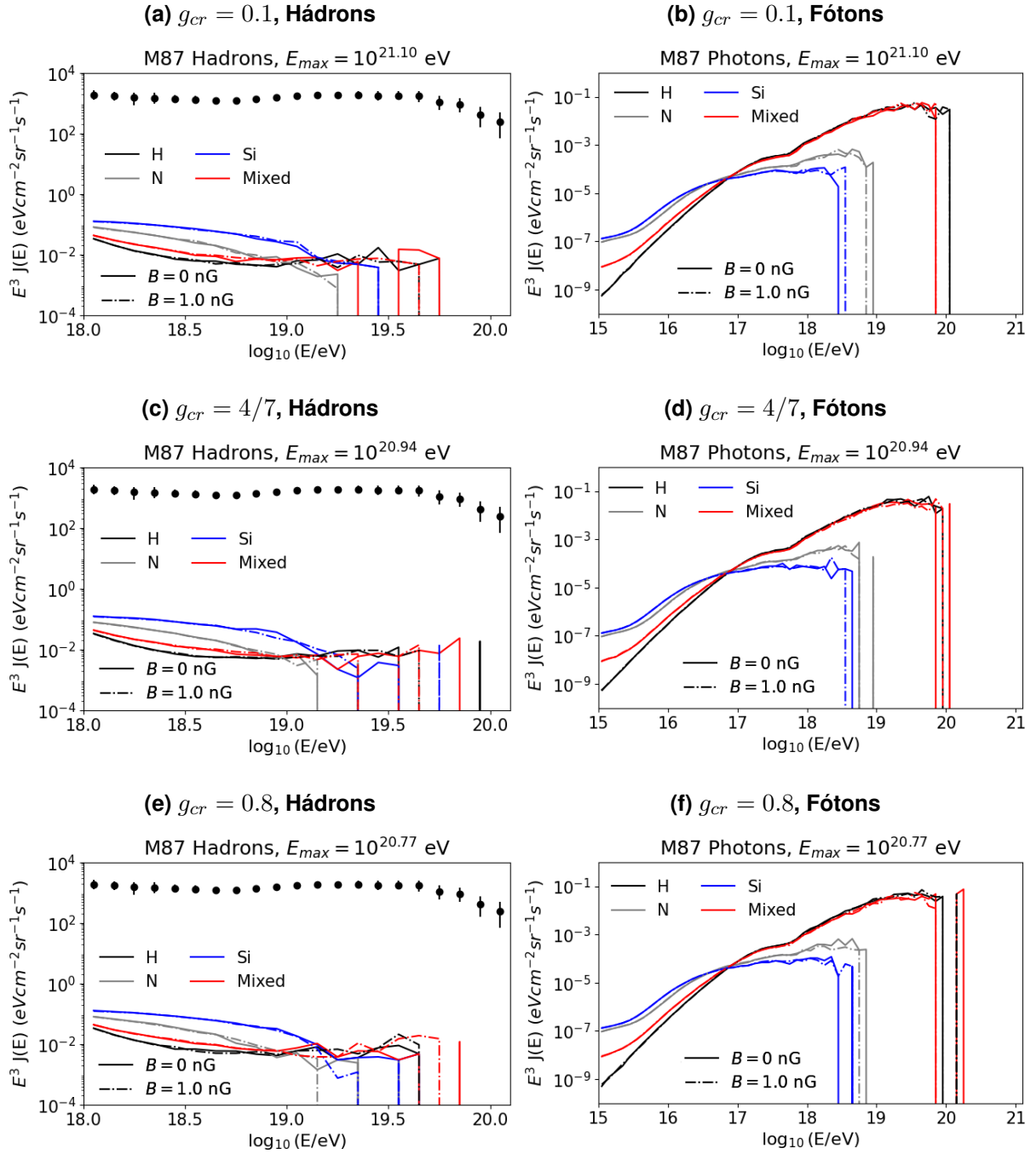
Fonte: Autoria própria (2024).

Figura 35 – Espectros de NGC 1275, com e sem campo magnético e $g_{ac} = 0.1$ fixo.



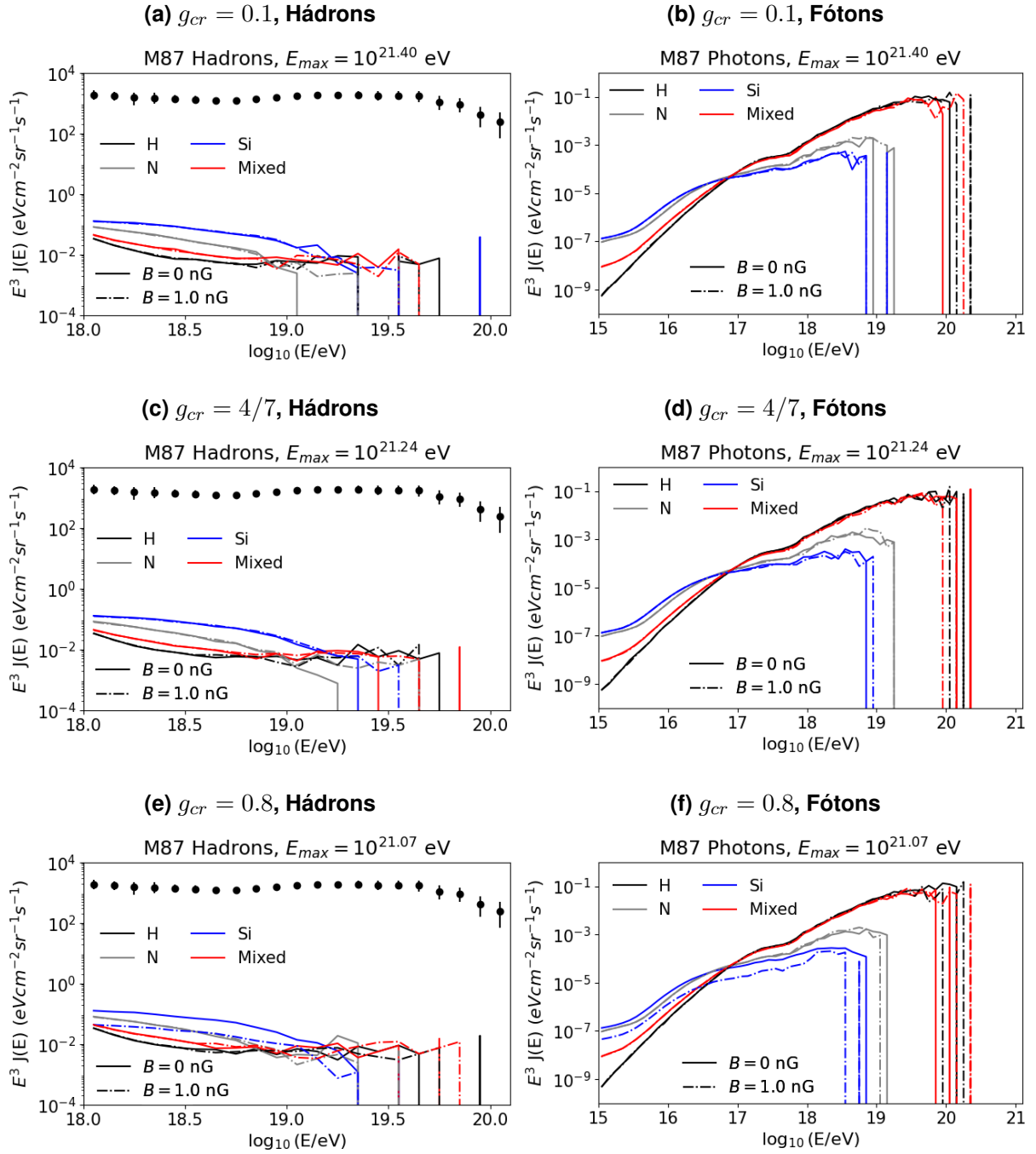
Fonte: Autoria própria (2024).

Figura 36 – Espectros de NGC 1275, com e sem campo magnético e $g_{ac} = 0.4$ fixo.



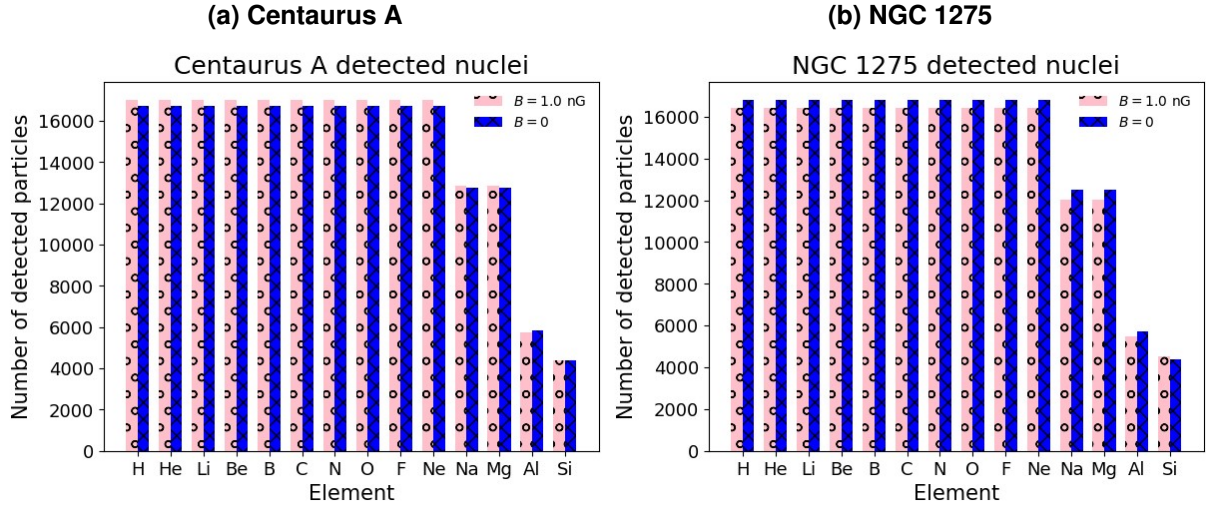
Fonte: Autoria própria (2024).

Figura 37 – Espectros de NGC 1275, com e sem campo magnético e $g_{ac} = 0.8$ fixo.



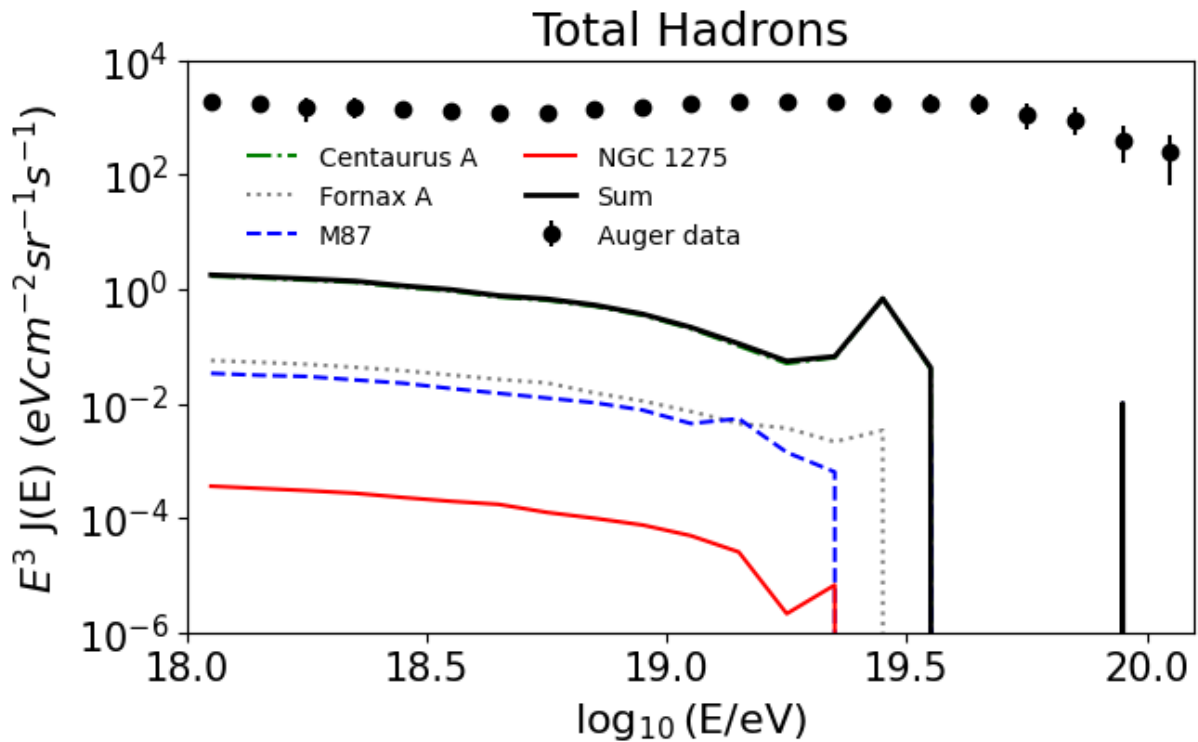
Fonte: Autoria própria (2024).

Figura 38 – Quantidade de partículas detectadas, divididas por elementos químicos. Os números foram obtidos com as simulações de maior energia ($g_{ac} = 0.8$ e $g_{cr} = 0.1$) e composição pura de Si na fonte.



Fonte: Autoria própria (2024).

Figura 39 – Contribuição do espectro de raios cósmicos detectado para cada rádio-galáxia ao total observado, quando $g_{ac} = 0.8$ e $g_{cr} = 0.1$.



Fonte: Autoria própria (2024).

7 CONSIDERAÇÕES FINAIS

No presente trabalho foi estudado o potencial de rádio-galáxias serem fontes de UHECR, com análises feitas sob uma perspectiva multimessageira. Foram apresentadas justificativas teóricas e observacionais para a escolha das rádio-galáxias: cumprem o requisito de Hillas, possuem ambientes astrofísicos extremamente favoráveis à aceleração de partículas com as AGNs e os jatos (semi)relativísticos; e estão cosmologicamente próximas à Terra.

Para a simulação de propagação, foram consideradas as distâncias de cada fonte, diferentes energias máximas e composições, as perdas de energia e também um peso referente à exposição relativa das fontes a um observador na Terra, cujos dados foram plotados em fluxo por energia.

As simulações nos forneceram informações imprescindíveis ao estudo da origem dos UHECR, em especial às rádio-galáxias. Pôde-se inferir que, mesmo que elas possam acelerar raios cósmicos a altíssimas energias, as quatro mais próximas e intensas rádio-galáxias não conseguem ser responsáveis pelo fluxo total de raios cósmicos que é observado na Terra.

Além disso, a partir da comparação entre simulação e dados observados pelo Pierre Auger é possível inferir que tipos de processos de perda de energia são mais influentes na propagação dos raios cósmicos. O resultado apresentado por este trabalho não foi conclusivo por conta de alguns detalhes, que podem ser considerados para estudos futuros: 1) as fontes foram aproximadas como pontuais no céu, apesar de os mecanismos de aceleração próximo à AGN ser diferente daqueles nos jatos; 2) a não abordagem, neste trabalho, dos espectros de radiação gama, que ajudaria a refinar os parâmetros e melhor determinar a composição dos raios cósmicos nas fontes; 3) a dificuldade na detecção de neutrinos, outro importante multimessageiro, que não estava no escopo deste trabalho; 4) o alto valor computacional para as simulações com campos magnéticos.

Rádio-galáxias, então, mostraram-se possíveis fontes promissoras, por conta da sua boa aproximação com a física esperada e com os dados observados. Um fator a ser considerado para melhor estudo dos raios cósmicos é a implementação de modelos mais complexos de campos magnéticos, que correspondam com o observado no espaço intergaláctico e também considerar os diferentes mecanismos de aceleração que podem ocorrer a depender da estrutura da rádio-galáxia.

Essa é uma área de estudo com muito potencial de trabalho a ser desenvolvido, principalmente após o Cherenkov Telescope Array (CTA Consortium *et al.*, 2019), futuro Observatório de radiação gama, entrar em operação e realizar as primeiras observações do espectro de fótons. A partir dessas observações e demais estudos, será possível melhor discriminar que tipos de processos de perda de energia são mais impactantes nos raios cósmicos e, consequentemente, como as estruturas magnéticas se formam no ambiente intergaláctico, além dos processos de aceleração presentes nas fontes.

REFERÊNCIAS

- AAB, A. *et al.* Evidence for a mixed mass composition at the ‘ankle’ in the cosmic-ray spectrum. **Physics Letters B**, Elsevier BV, v. 762, p. 288–295, nov. 2016. Disponível em: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2016.09.039>.
- AAB, A. *et al.* Spectral calibration of the fluorescence telescopes of the pierre auger observatory. **Astroparticle Physics**, Elsevier BV, v. 95, p. 44–56, out. 2017. Disponível em: <https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2017.09.001>.
- ABBASI, R. U. *et al.* Measurement of the flux of ultrahigh energy cosmic rays from monocular observations by the high resolution fly’s eye experiment. **Physical Review Letters**, American Physical Society (APS), v. 92, n. 15, abr. 2004. ISSN 1079-7114. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.92.151101>.
- Abraham, J. *et al.* Observation of the Suppression of the Flux of Cosmic Rays above 4×10^{19} eV. , v. 101, n. 6, p. 061101, ago. 2008.
- ABU-ZAYYAD, T. *et al.* The surface detector array of the telescope array experiment. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment**, Elsevier BV, v. 689, p. 87–97, out. 2012. ISSN 0168-9002. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2012.05.079>.
- AL, W.-M. Y. *et.* Review of particle physics. **Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics**, IOP Publishing, v. 33, n. 1, p. 1–1232, jul. 2006. Disponível em: <https://doi.org/10.1088/0954-3899/33/1/001>.
- ALOISIO, R.; BEREZINSKY, V.; BLASI, P. Ultra high energy cosmic rays: implications of auger data for source spectra and chemical composition. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, IOP Publishing, v. 2014, n. 10, p. 020–020, out. 2014. Disponível em: <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2014/10/020>.
- ANJOS, R. C. dos *et al.* Ultrahigh-energy cosmic ray composition from the distribution of arrival directions. **Physical Review D**, American Physical Society (APS), v. 98, n. 12, dez. 2018. ISSN 2470-0029. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1103/physrevd.98.123018>.
- ANJOS, R. de Cássia dos. **Propagação de raios cósmicos extragaláticos**. 2014. Tese (Doutorado), São Carlos, 2014. Disponível em: <https://doi.org/10.11606/t.76.2014.tde-18082014-142550>.
- ASABERE, B. D. *et al.* Mid-infrared dust in two nearby radio galaxies, NGC 1316 (Fornax A) and NGC 612 (PKS 0131-36). **Astronomy & Astrophysics**, EDP Sciences, v. 592, p. A20, jul. 2016. Disponível em: <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201528047>.
- AUGER, P. *et al.* Les grandes gerbes de rayons cosmiques. **Journal de Physique et le Radium**, EDP Sciences, v. 10, n. 1, p. 39–48, 1939. Disponível em: <https://doi.org/10.1051/jphysrad:0193900100103900>.
- BANDEIRA, Y. B.; MACKEDANZ, L. F. Mecanismos de limitação da energia de raios cósmicos durante sua propagação. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, Sociedade Brasileira de Física, v. 41, n. 4, p. e20190118, 2019. ISSN 1806-1117. Disponível em: <https://doi.org/10.1590/1806-9126-RBEF-2019-0118>.

BATISTA, R. A. *et al.* Open questions in cosmic-ray research at ultrahigh energies. arXiv, 2019. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1903.06714>.

BATISTA, R. A. *et al.* CRPropa 3—a public astrophysical simulation framework for propagating extraterrestrial ultra-high energy particles. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, IOP Publishing, v. 2016, n. 05, p. 038–038, maio 2016. Disponível em: <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2016/05/038>.

BATISTA, R. A. *et al.* CRPropa 3.2 — an advanced framework for high-energy particle propagation in extragalactic and galactic spaces. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, IOP Publishing, v. 2022, n. 09, p. 035, sep 2022. Disponível em: <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2022/09/035>.

BECK, R. Magnetic fields in spiral galaxies. arXiv, 2015. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1509.04522>.

BECK, R.; KRAUSE, M. Revised equipartition and minimum energy formula for magnetic field strength estimates from radio synchrotron observations. **Astronomische Nachrichten**, Wiley, v. 326, n. 6, p. 414–427, jun. 2005. Disponível em: <https://doi.org/10.1002/asna.200510366>.

BEGELMAN, M. C.; BLANDFORD, R. D.; REES, M. J. Theory of extragalactic radio sources. **Rev. Mod. Phys.**, American Physical Society, v. 56, p. 255–351, Apr 1984. Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.56.255>.

BELL, A. R. The acceleration of cosmic rays in shock fronts - i. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford University Press (OUP), v. 182, n. 2, p. 147–156, fev. 1978. Disponível em: <https://doi.org/10.1093/mnras/182.2.147>.

BEREZINSKY, V.; KACHELRIESS, M.; VILENKIN, A. Ultrahigh energy cosmic rays without greisen-zatsepin-kuzmin cutoff. **Physical Review Letters**, American Physical Society (APS), v. 79, n. 22, p. 4302–4305, dez. 1997. Disponível em: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.79.4302>.

BIRETTA, J. A.; SPARKS, W. B.; MACCHETTO, F. i. hubble space telescope/iobservations of superluminal motion in the m87 jet. **The Astrophysical Journal**, American Astronomical Society, v. 520, n. 2, p. 621–626, ago. 1999. Disponível em: <https://doi.org/10.1086/307499>.

BLAND-HAWTHORN, J. *et al.* FOSSIL IMPRINT OF a POWERFUL FLARE AT THE GALACTIC CENTER ALONG THE MAGELLANIC STREAM. **The Astrophysical Journal**, American Astronomical Society, v. 778, n. 1, p. 58, nov 2013. Disponível em: <https://doi.org/10.1088/0004-637x/778/1/58>.

BLANDFORD, R. D.; KÖNIGL, A. Relativistic jets as compact radio sources. **The Astrophysical Journal**, v. 232, p. 34–48, ago. 1979.

BLANDFORD, R. D.; OSTRICKER, J. P. Particle acceleration by astrophysical shocks. **The Astrophysical Journal**, American Astronomical Society, v. 221, p. L29, abr. 1978. Disponível em: <https://doi.org/10.1086/182658>.

BRIDLE, A. H.; PERLEY, R. A. Extragalactic Radio Jets. **Annual review of astronomy and astrophysics**, v. 22, p. 319–358, jan. 1984.

BROWN, A. M.; ADAMS, J. High-energy γ -ray properties of the fanaroff-riley type i radio galaxy NGC 1275. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford University Press (OUP), v. 413, n. 4, p. 2785–2790, mar. 2011. Disponível em: <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.18351.x>.

- BROWN, S. *et al.* Limiting magnetic fields in the cosmic web with diffuse radio emission. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford University Press (OUP), v. 468, n. 4, p. 4246–4253, mar. 2017. Disponível em: <https://doi.org/10.1093/mnras/stx746>.
- BURNS, J. O. The radio properties of cD galaxies in abell clusters. i - an x-ray selected sample. **The Astronomical Journal**, American Astronomical Society, v. 99, p. 14, jan. 1990. Disponível em: <https://doi.org/10.1086/115307>.
- BUSTAMANTE, M. C. A descoberta dos raios cósmicos ou o problema da ionização do ar atmosférico. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, v. 35, n. 2, 2013.
- CAVAGNOLO, K. W. *et al.* A relationship between agn jet power and radio power. arXiv, 2010. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1006.5699>.
- CHIBA, N. *et al.* Akeno giant air shower array (agasa) covering 100 km² area. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment**, Elsevier BV, v. 311, n. 1–2, p. 338–349, jan. 1992. ISSN 0168-9002. Disponível em: [http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002\(92\)90882-5](http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(92)90882-5).
- COTE, S. *et al.* Discovery of numerous dwarf galaxies in the two nearest groups of galaxies. **The Astronomical Journal**, American Astronomical Society, v. 114, p. 1313, out. 1997. Disponível em: <https://doi.org/10.1086/118565>.
- COULOMB, C. A. de. **Memoires sur l'electricite et la magnetisme**. [S.l.]: Chez Bachelier, libraire, 1789.
- CTA Consortium *et al.* **Science with the Cherenkov Telescope Array**. [S.l.: s.n.], 2019.
- DOLAG, K. *et al.* Lower limit on the strength and filling factor of extragalactic magnetic fields. arXiv, 2010. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1009.1782>.
- DUNKER, T. **Who discovered positron annihilation?** arXiv, 2018. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1809.04815>.
- DWEK, E.; KRENNRICH, F. The extragalactic background light and the gamma-ray opacity of the universe. **Astroparticle Physics**, Elsevier BV, v. 43, p. 112–133, mar. 2013. ISSN 0927-6505. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1016/j.astropartphys.2012.09.003>.
- EICHMANN, B. High energy cosmic rays from fanaroff-riley radio galaxies. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, IOP Publishing, v. 2019, n. 05, p. 009–009, maio 2019. Disponível em: <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2019/05/009>.
- EICHMANN, B. *et al.* Ultra-high-energy cosmic rays from radio galaxies. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, IOP Publishing, v. 2018, n. 02, p. 036–036, fev. 2018. Disponível em: <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2018/02/036>.
- EKERS, R. D. *et al.* The large-scale radio structure of Fornax A. **Astronomy and Astrophysics**, v. 127, p. 361–365, nov. 1983.
- ELLISON, D. C.; REYNOLDS, S. P.; JONES, F. C. First-order fermi particle acceleration by relativistic shocks. **The Astrophysical Journal**, American Astronomical Society, v. 360, p. 702, set. 1990. Disponível em: <https://doi.org/10.1086/169156>.
- EVOLI, C. **The Cosmic-Ray Energy Spectrum**. Zenodo, 2018. Disponível em: <https://zenodo.org/record/4309926>.

FABIAN, A. C. *et al.* Magnetic support of the optical emission line filaments in NGC 1275. **Nature**, Springer Science and Business Media LLC, v. 454, n. 7207, p. 968–970, ago. 2008. Disponível em: <https://doi.org/10.1038/nature07169>.

FALCKE, H.; BIERMANN, P. L. The jet-disk symbiosis. i. radio to x-ray emission models for quasars. arXiv, 1994. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/astro-ph/9411096>.

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 (OUP), v. 167, n. 1, p. 31P–36P, abr. 1974. Disponível em: <https://doi.org/10.1093/mnras/167.1.31p>.

FERMI, E. On the origin of the cosmic radiation. **Physical Review**, American Physical Society (APS), v. 75, n. 8, p. 1169–1174, abr. 1949. Disponível em: <https://doi.org/10.1103/physrev.75.1169>.

Gaia Collaboration. **Gaia EDR3**. Centre de Données Strasbourg (CDS), 2020. Disponível em: <https://cdsarc.cds.unistra.fr/viz-bin/cat/I/350>.

GAISSER, T. K.; ENGEL, R.; RESCONI, E. **Cosmic Rays and Particle Physics**. [S.l.: s.n.], 2016.

GALLAGHER JOHN S., I. *et al.* Dusty Gas and New Stars: Disruption of the High Velocity Intruder Galaxy Falling Towards NGC 1275. In: **American Astronomical Society Meeting Abstracts #215**. [S.l.: s.n.], 2010. (American Astronomical Society Meeting Abstracts, v. 215), p. 363.08.

GEIGER, H.; MÜLLER, W. Elektronenzählrohr zur messung schwächster aktivitäten. **Die Naturwissenschaften**, Springer Science and Business Media LLC, v. 16, n. 31, p. 617–618, ago. 1928. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/bf01494093>.

GODFREY, L. E. H.; SHABALA, S. S. Mutual distance dependence drives the observed jet-power–radio-luminosity scaling relations in radio galaxies. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford University Press (OUP), v. 456, n. 2, p. 1172–1184, dez. 2015. Disponível em: <https://doi.org/10.1093/mnras/stv2712>.

GOODWIN, S. P.; GRIBBIN, J.; HENDRY, M. A. The relative size of the Milky Way. **The Observatory**, v. 118, p. 201–208, ago. 1998.

GOPAL-KRISHNA *et al.* Ultra-high energy cosmic rays from centaurus a: Jet interaction with gaseous shells. arXiv, 2010. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1006.5022>.

GOUDFROOIJ, P. *et al.* The star cluster system of the 3-yr-old merger remnant NGC 1316: clues from optical and near-infrared photometry. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford University Press (OUP), v. 328, n. 1, p. 237–256, nov. 2001. Disponível em: <https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2001.04860.x>.

GREISEN, K. End to the cosmic-ray spectrum? **Physical Review Letters**, American Physical Society (APS), v. 16, n. 17, p. 748–750, abr. 1966. Disponível em: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.16.748>.

HACKSTEIN, S. *et al.* Simulations of ultra-high energy cosmic rays in the local universe and the origin of cosmic magnetic fields. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford University Press (OUP), v. 475, n. 2, p. 2519–2529, jan. 2018. Disponível em: <https://doi.org/10.1093/mnras/stx3354>.

- HARDCASTLE, M. J. *et al.* Radio and x-ray observations of the jet in centaurus a. **The Astrophysical Journal**, American Astronomical Society, v. 593, n. 1, p. 169–183, ago. 2003. Disponível em: <https://doi.org/10.1086/376519>.
- HAUSER, M. G.; DWEK, E. The cosmic infrared background: Measurements and implications. arXiv, 2001. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/astro-ph/0105539>.
- HECKMAN, T. M. *et al.* Galaxy collisions and mergers - the genesis of very powerful radio sources? **The Astrophysical Journal**, American Astronomical Society, v. 311, p. 526, dez. 1986. Disponível em: <https://doi.org/10.1086/164793>.
- HESSER, J. E. *et al.* The NGC 5128 globular cluster system. **The Astrophysical Journal**, American Astronomical Society, v. 276, p. 491, jan. 1984. Disponível em: <https://doi.org/10.1086/161638>.
- HILLAS, A. M. The origin of ultra-high-energy cosmic rays. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 22, n. 1, p. 425–444, 1984. Disponível em: <https://doi.org/10.1146/annurev.aa.22.090184.002233>.
- HiRes Collaboration. Observation of the ankle and evidence for a high-energy break in the cosmic ray spectrum. arXiv, 2005. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/astro-ph/0501317>.
- HiRes Collaboration. First observation of the greisen-zatsepin-kuzmin suppression. arXiv, 2007. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/astro-ph/0703099>.
- HU, E. M. *et al.* The filaments of NGC 1275 : a collision between a galaxy and an accretion flow ? **The Astrophysical Journal**, v. 275, p. L27–L31, dez. 1983.
- ISRAEL, F. Centaurus a - NGC 5128. **Astronomy and Astrophysics Review**, Springer Science and Business Media LLC, v. 8, n. 4, p. 237–278, ago. 1998. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/s001590050011>.
- KACHELRIESS, M. **Lecture notes on high energy cosmic rays**. 2008.
- KELLERMANN, K. I.; PAULINY-TOTH, I. I. K. Compact radio sources. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, Annual Reviews, v. 19, n. 1, p. 373–410, set. 1981. Disponível em: <https://doi.org/10.1146/annurev.aa.19.090181.002105>.
- KIM, K. S. *et al.* FARADAY ROTATION MEASURE SYNTHESIS OF INTERMEDIATE REDSHIFT QUASARS AS a PROBE OF INTERVENING MATTER. **The Astrophysical Journal**, American Astronomical Society, v. 829, n. 2, p. 133, set. 2016. Disponível em: <https://doi.org/10.3847/0004-637x/829/2/133>.
- LAING, R. A.; BRIDLE, A. H. Relativistic jet models for two low-luminosity radio galaxies: evidence for backflow? **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford University Press (OUP), v. 424, n. 2, p. 1149–1169, jun. 2012. Disponível em: <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.21297.x>.
- LANG, R. G. *et al.* Revisiting the distance to the nearest ultrahigh energy cosmic ray source: Effects of extragalactic magnetic fields. **Physical Review D**, American Physical Society (APS), v. 102, n. 6, set. 2020. Disponível em: <https://doi.org/10.1103/physrevd.102.063012>.
- LAVAUX, G.; HUDSON, M. J. The 2m galaxy redshift catalogue. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford University Press (OUP), v. 416, n. 4, p. 2840–2856, ago. 2011. Disponível em: <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.19233.x>.

LEE, J. C. *et al.* A iGALEX/i ULTRAVIOLET IMAGING SURVEY OF GALAXIES IN THE LOCAL VOLUME. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, American Astronomical Society, v. 192, n. 1, p. 6, dez. 2010. Disponível em: <https://doi.org/10.1088/0067-0049/192/1/6>.

LINSLEY, J. Evidence for a primary cosmic-ray particle with energy 10^{20} eV. **Physical Review Letters**, American Physical Society (APS), v. 10, n. 4, p. 146–148, fev. 1963. Disponível em: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.10.146>.

LOUDON, R. **The quantum theory of light**. 3. ed. London, England: Oxford University Press, 2000.

MALKAN, M. A.; STECKER, F. W. An empirically based model for predicting infrared luminosity functions, deep infrared galaxy counts, and the diffuse infrared background. **The Astrophysical Journal**, American Astronomical Society, v. 555, n. 2, p. 641–649, jul. 2001. Disponível em: <https://doi.org/10.1086/321492>.

MARTRAIRE, D. The mass composition of ultra-high energy cosmic rays with the Pierre Auger Observatory. In: BALLEST, J. *et al.* (Ed.). **SF2A-2014: Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics**. [S.l.: s.n.], 2014. p. 113–116.

MATTHEWS, J. H. *et al.* Ultrahigh energy cosmic rays from shocks in the lobes of powerful radio galaxies. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford University Press (OUP), v. 482, n. 4, p. 4303–4321, out. 2018. Disponível em: <https://doi.org/10.1093/mnras/sty2936>.

MEUSINGER, H. *et al.* The galaxy population within the virial radius of the perseus cluster. **Astronomy & Astrophysics**, EDP Sciences, v. 640, p. A30, ago. 2020. Disponível em: <https://doi.org/10.1051/0004-6361/202037574>.

MILEY, G. The structure of extended extragalactic radio sources. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, Annual Reviews, v. 18, n. 1, p. 165–218, set. 1980. Disponível em: <https://doi.org/10.1146/annurev.aa.18.090180.001121>.

OLIVEIRA, C. de. **Fontes locais de raios cósmicos ultra energéticos**. 2021. Tese (Mestrado), 2021. Disponível em: <https://doi.org/10.11606/d.76.2021.tde-02092021-161134>.

OSTERMANN, F. A epistemologia de Kuhn. **Caderno Catarinense de Ensino de Física**, v. 13, n. 3, p. 184–196, dec 1996.

OSTROWSKI, M. **Acceleration of UHE Cosmic Ray Particles at Relativistic Jets in Extragalactic Radio Sources**. arXiv, 1998. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/astro-ph/9803299>.

OWEN, F. N.; EILEK, J. A.; KASSIM, N. E. M87 at 90 centimeters: A different picture. **The Astrophysical Journal**, American Astronomical Society, v. 543, n. 2, p. 611–619, nov. 2000. Disponível em: <https://doi.org/10.1086/317151>.

PACHOLCZYK, A. G. **Radio astrophysics. Nonthermal processes in galactic and extragalactic sources**. [S.l.: s.n.], 1970.

PENZIAS, A. A.; WILSON, R. W. A measurement of excess antenna temperature at 4080 mc/s. **The Astrophysical Journal**, American Astronomical Society, v. 142, p. 419, jul. 1965. Disponível em: <https://doi.org/10.1086/148307>.

PSHIRKOV, M.; TINYAKOV, P.; URBAN, F. New limits on extragalactic magnetic fields from rotation measures. **Physical Review Letters**, American Physical Society (APS), v. 116, n. 19, maio 2016. Disponível em: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.116.191302>.

RACHEN, J. P. Interaction processes and statistical properties of the propagation of cosmic rays in photon backgrounds. Zenodo, 1996. Disponível em: <https://zenodo.org/record/3242300>.

ROSA, C. A. de P. **História da Ciência: da antiguidade ao renascimento científico**. 2. ed. Brasília: Fundação Alexandre de Gusmão, 2012. v. 1. ISBN 978-85-7631-393-9.

SCHWEIZER, F. An optical study of the giant radio galaxy NGC 1316 /fornax a/. **The Astrophysical Journal**, American Astronomical Society, v. 237, p. 303, abr. 1980. Disponível em: <https://doi.org/10.1086/157870>.

SHUKLA, A.; MANNHEIM, K. Gamma-ray flares from relativistic magnetic reconnection in the jet of the quasar 3c 279. **Nature Communications**, Springer Science and Business Media LLC, v. 11, n. 1, ago. 2020. Disponível em: <https://doi.org/10.1038/s41467-020-17912-z>.

SKRUTSKIE, M. F. *et al.* The two micron all sky survey (2mass). **The Astronomical Journal**, American Astronomical Society, v. 131, n. 2, p. 1163–1183, fev. 2006. Disponível em: <https://doi.org/10.1086/498708>.

TANABASHI, M. *et al.* Review of particle physics. **Physical Review D**, American Physical Society (APS), v. 98, n. 3, ago. 2018. Disponível em: <https://doi.org/10.1103/physrevd.98.030001>.

TAYLOR, A. M. **The propagation of ultra high energy cosmic rays**. 2007. Tese (Doutorado) — University of Oxford, 2007.

The Event Horizon Telescope Collaboration. First m87 event horizon telescope results. i. the shadow of the supermassive black hole. **The Astrophysical Journal Letters**, The American Astronomical Society, v. 875, n. 1, p. L1, apr 2019. Disponível em: <https://dx.doi.org/10.3847/2041-8213/ab0ec7>.

The Event Horizon Telescope Collaboration. First sagittarius a* event horizon telescope results. i. the shadow of the supermassive black hole in the center of the milky way. **The Astrophysical Journal Letters**, The American Astronomical Society, v. 930, n. 2, p. L12, may 2022. Disponível em: <https://dx.doi.org/10.3847/2041-8213/ac6674>.

The Pierre Auger Collaboration. Correlation of the Highest-Energy Cosmic Rays with Nearby Extragalactic Objects. **Science**, v. 318, n. 5852, p. 938, nov. 2007.

The Pierre Auger Collaboration. The pierre auger observatory. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment**, v. 798, p. 172–213, 2015. ISSN 0168-9002. Disponível em: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900215008086>.

The Pierre Auger Collaboration. The Pierre Auger Observatory Upgrade - Preliminary Design Report. **arXiv e-prints**, p. arXiv:1604.03637, abr. 2016.

The Pierre Auger Collaboration. Observation of a large-scale anisotropy in the arrival directions of cosmic rays above 8×10^{18} eV. **Science**, v. 357, n. 6357, p. 1266–1270, set. 2017.

The Pierre Auger Collaboration. The energy spectrum of cosmic rays beyond the turn-down around 10^{17} eV as measured with the surface detector of the Pierre Auger Observatory. **European Physical Journal C**, v. 81, n. 11, p. 966, nov. 2021.

TRIVEDI, P.; SUBRAMANIAN, K.; SESHADRI, T. R. Primordial magnetic field limits from cosmic microwave background bispectrum of magnetic passive scalar modes. arXiv, 2010. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1009.2724>.

TULLY, R. B.; COURTOIS, H. M.; SORCE, J. G. COSMICFLOWS-3. **The Astronomical Journal**, American Astronomical Society, v. 152, n. 2, p. 50, ago. 2016. Disponível em: <https://doi.org/10.3847/0004-6256/152/2/50>.

TURNER, R. J.; SHABALA, S. S.; KRAUSE, M. G. H. RAiSE III: 3c radio AGN energetics and composition. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford University Press (OUP), v. 474, n. 3, p. 3361–3379, nov. 2017. Disponível em: <https://doi.org/10.1093/mnras/stx2947>.

VAGSHETTE, N. D. *et al.* Imaging and photometric studies of NGC 1316 (fornax a) using astrosat/UVIT. **Journal of Astrophysics and Astronomy**, Springer Science and Business Media LLC, v. 42, n. 2, jun. 2021. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/s12036-021-09708-4>.

VAZZA, F. *et al.* Simulations of extragalactic magnetic fields and of their observables. arXiv, 2017. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1711.02669>.

VELZEN, S. van *et al.* Radio galaxies of the local universe. **Astronomy & Astrophysics**, EDP Sciences, v. 544, p. A18, jul. 2012. Disponível em: <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201219389>.

WALT, D. J. van der; STEENKAMP, R. The inverse compton scattering of cosmic ray electrons in the galaxy. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford University Press (OUP), v. 251, n. 1, p. 142–147, jul. 1991. Disponível em: <https://doi.org/10.1093/mnras/251.1.142>.

ZATSEPIN, G. T.; KUZ'MIN, V. A. Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays. **Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters**, v. 4, p. 78, ago. 1966.

APÊNDICE A – Código

```

1 from crpropa import *
2 import crpropa
3 import numpy as np
4
5 gacs = [0.1, 0.4, 0.8]
6 gcrs = [0.1, 0.5714, 0.8]
7 gamma = [-2.3]
8 dist = #Distancia da fonte (Mpc)
9 longi = #Longitude (Gal. coord.), em radianos
10 lati = #Latitude (Gal. coord.), em radianos
11 x = dist*np.cos(longi)*np.cos(lati)
12 y = dist*np.cos(longi)*np.sin(lati)
13 z = dist*np.sin(longi)
14
15 def execute(gac, gcr, gamma1):
16     lum = #Luminosidade da fonte em 1.1GHz, em unidades 10^40 erg/s
17     rcut = 15*gac*(1-gcr)**(1/2)*lum**(3/8)
18
19     # Setup de campos magneticos turbulentos
20     turbSpectrum = SimpleTurbulenceSpectrum(1 * nG, 60 * kpc, 800 * kpc, 5./3.)
21     gridprops = GridProperties(Vector3d(0), 256, 30 * kpc)
22     Bfield = SimpleGridTurbulence(turbSpectrum, gridprops, 42)
23
24     # Setup da simulacao
25     sim = ModuleList()
26     sim.add(PropagationCK(Bfield))
27     sim.add(Redshift())
28     sim.add(PhotoPionProduction(CMB(), True, False, True, True))
29     sim.add(PhotoPionProduction(IRB_Kneiske04(), True, False, True, True))
30     sim.add(PhotoDisintegration(CMB(), True))
31     sim.add(PhotoDisintegration(IRB_Kneiske04(), True))
32     sim.add(ElectronPairProduction(CMB()))
33     sim.add(ElectronPairProduction(IRB_Kneiske04()))
34     sim.add(EMPairProduction(CMB(), True))

```

```

35     sim.add( EMPairProduction(IRB_Kneiske04(), True) )
36     sim.add( EMDoublePairProduction(CMB(), True) )
37     sim.add( EMDoublePairProduction(IRB_Kneiske04(), True) )
38     sim.add( EMInverseComptonScattering(IRB_Kneiske04(), True) )
39     sim.add( EMInverseComptonScattering(CMB(), True) )
40     sim.add( EMTripletPairProduction(CMB(), True) )
41     sim.add( EMTripletPairProduction(IRB_Kneiske04(), True) )
42     sim.add(NuclearDecay(True, True, False))
43     sim.add(MinimumEnergy(1 * EeV))
44     sim.add(MinimumRedshift(-0.1))
45
46     # Grids periodicos de campo magnetico
47     extent = 256 * 30 * kpc # size of the magnetic field grid
48     sim.add(PeriodicBox(Vector3d(-extent), Vector3d(2 * extent)))
49
50     # Observador de hadrons
51     obs1 = Observer()
52     obs1.add(ObserverSurface( Sphere(Vector3d(0.), 0.05 * Mpc)))
53     obs1.add( ObserverPhotonVeto() )
54     obs1.add( ObserverNeutrinoVeto() )
55     obs1.add(ObserverRedshiftWindow(-0.1, 0.1))
56     output = TextOutput( 'HADRON-RadioGal-gac{}-gcr{}a{}.txt '.format(gac, gcr,
57 gamma1), Output.Event3D)
58     output.enable(output.RedshiftColumn)
59     obs1.onDetection(output)
60     sim.add(obs1)
61
62     # Observador de gamas
63     obs2 = Observer()
64     obs2.add(ObserverSurface( Sphere(Vector3d(0.), 0.05 * Mpc)))
65     obs2.add( ObserverDetectAll() )
66     obs2.add( ObserverElectronVeto() )
67     obs2.add( ObserverNeutrinoVeto() )
68     obs2.add( ObserverNucleusVeto() )

```

```

69     obs2.add(ObserverRedshiftWindow(-0.1, 0.1))
70     out2 = TextOutput( 'GAMMA-RadioGal-gac{}-gcr{}a{}.txt '.format(gac, gcr,
71 gamma1), Output.Event1D)
72     out2.enable( Output.CreatedIdColumn)
73     out2.enable( Output.CreatedEnergyColumn)
74     out2.enable( Output.CreatedPositionColumn)
75     obs2.onDetection( out2 )
76     sim.add( obs2 )
77
78
79     # Fonte
80     source = Source()
81     source.add( SourcePosition( Vector3d(x, y, z) * Mpc))
82     source.add( SourceIsotropicEmission())
83     source.add( SourceParticleType( nucleusId(28, 14))) #Composicao
84     source.add( SourcePowerLawSpectrum(1 * EeV, rcut*100 * EeV, gamma1))
85     source.add( SourceRedshiftEvolution(1.5, 0.001, 3))
86
87     # Simular
88     sim.setShowProgress(True)
89     sim.run(source, 1*10**7)
90     #output.close()
91
92     #Roda as diferentes combinacoes de gac e gcr
93     for i in range(len(gacs)):
94         for j in range(len(gcrs)):
95             for x in range(len(gamma)):
96                 execute(gacs[i], gcrs[j], gamma[x])

```