

UNIVERSIDADE TECNOLÓGICA FEDERAL DO PARANÁ

LUANA NATALIE PADILHA

OBJETO CENTRAL COMPACTO COMO FONTE DE RAIOS CÓSMICOS

DISSERTAÇÃO

CURITIBA

2023

LUANA NATALIE PADILHA

OBJETO CENTRAL COMPACTO COMO FONTE DE RAIOS CÓSMICOS

Compact central object as source of cosmic rays

Dissertação apresentado como requisito para obtenção do título de Mestra 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 Cassia dos Anjos

Coorientador: Prof. Dr. Jaziel Goulart Coelho

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



LUANA NATALIE PADILHA

OBJETO CENTRAL COMPACTO COMO FONTE DE RAIOS CÓSMICOS

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

Data de aprovação: 17 de Janeiro de 2023

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

Dr. Andre Fabiano Steklain Lisboa, Doutorado - 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 17/01/2023.

Como resultado de minha pesquisa e estudo, dedico esta dissertação de mestrado a todos que me apoiaram e me fortaleceram, tornando esse sonho possível. Agradeço também a Deus, pois nele encontrei forças quando mais precisei.

AGRADECIMENTOS

Deixo meus agradecimentos especiais à Profa. Dra. Rita de Cássia dos Anjos, pela oportunidade, paciência, dedicação, confiança e companheirismo no desenvolvimento deste projeto.

Ao Prof. Dr. Jaziel Goulart Coelho, pela colaboração, confiança e companheirismo.

Ao meu querido namorado Jair Junior pelo auxílio no design gráfico contido no projeto e por todo amor que me foi concedido.

À minha família pelo apoio e amor nesta jornada.

Aos meus colegas e amigos de mestrado, pelo amor, apoio e amizade.

À Fundação Araucária (NAPI Fenômenos do Universo) e à L'Oreal Brasil pelo apoio financeiro.

"Em algum lugar, alguma coisa incrível está esperando para ser descoberta." - Carl Sagan

RESUMO

A produção de partículas energéticas no Universo é um dos grandes mistérios da ciência moderna. Nos últimos anos, alguns esforços têm sido feitos para identificar fontes Galácticas capazes de acelerar partículas até a ordem de PeV ¹, conhecidas como PeVatrons. A diferente morfologia das Supernova Remnants (SNRs) Galácticas se correlaciona diretamente com a natureza da explosão da estrela e a existência de um possível Objeto Central Compacto (CCO). Os CCOs apresentam raios pequenos e intensos campos gravitacionais em suas superfícies. Devido a estes fortes campos e interações com nuvens magnetizadas ao seu redor, são considerados possíveis candidatos à produção de raios cósmicos. Em agosto de 2002, a espaçonave XMM-Newton dedicou duas de suas órbitas para o objeto compacto 1E 1207.4-5209, com um tempo total de observação de 257.303 s. A fonte compacta de raios-X 1E 1207.4-5209, classificada como uma estrela de nêutrons silenciosa, magnetizada e de rotação rápida, está localizada muito próxima ao centro remanescente G296.5+10.0. Esta associação, objeto compacto 1E 1207.4-5209 e supernova G296.5+10.0, encontra-se na constelação de Centaurus, com uma distância estimada em cerca de 2.0 Kpc. Neste trabalho, obtivemos a contribuição da emissão de raios gama de altas energias ($E > 100$ GeV) proveniente da aceleração e propagação dos raios cósmicos do Objeto Compacto Central 1E 1207.4-5209 e sua hospedeira SNR G296.5+10.0, através de modelos de simulações utilizando o software GALPROP. Além disso, em uma sequência de trabalhos obteve-se a contribuição para a emissão de raios gama de altas energias devido a aceleração de raios cósmicos da Soft Gamma Repeater (SGR) J1935+2154 (também conhecida como a primeira Fast-Radio Burst galáctica) e sua hospedeira SNR G57.2+0.8, abordando a mesma metodologia da CCO. Para isso, levamos em consideração a associação SNR + SGR como uma fonte única perto do centro Galáctico. Também calculam-se as contribuições destas associações para o fluxo total de raios cósmicos Galácticos observados, considerando a propagação de raios cósmicos dentro da Galáxia com todas as perdas de energia e interações de partículas. Propõe-se que as configurações acima podem fornecer um rico cenário à geração de gamas GeV-TeV de raios cósmicos até PeV dentro da Galáxia.

Palavras-chave: altas energias; radiação gama; raios cósmicos.

¹ $1 \text{ PeV} = 10^{15} \text{ eV}$

ABSTRACT

The generation of particle energies in the universe is one of the great mysteries of modern science. In recent years, some efforts have been made to identify galactic sources capable of accelerating to the order of PeV and known as PeVatrons. The different morphology of galactic supernova remnants (SNRs) directly correlates with the type of stellar explosion and the existence of a possible central compact object (CCO). CCOs have small radii and intense gravitational fields on their surfaces. Because of these strong and suspended fields with magnetized clouds around them, they are considered possible candidates for cosmic ray production. In August 2002, the XMM-Newton spacecraft performed two of its orbits to the compact object 1E 1207.4-5209 with a total observing time of 257.303 s. The compact X-ray source 1E 1207.4-5209, classified as a quiet, magnetized, and rapidly rotating neutron star, is in close proximity to the remnant center G296.5+10.0. This association, the compact object 1E 1207.4-5209 and the supernova G296.5+10.0, is located in the constellation Centaurus at an estimated distance of about 2.0 Kpc. In this work, we have determined the transmission of high-energy gamma-ray emission ($E > 100$ GeV) through cosmic-ray interference and control of the compact central object 1E 1207.4-5209 and its host SNR G296.5+10.0 by simulation models using GALPROP software. In addition, a contribution to the emission of high-energy gamma rays due to cosmic ray interference by the soft gamma repeater (SGR) J1935+2154 (also known as the first Galactic fast-radio burst) has been determined in a series of papers. and its host SNR G57.2+0.8, using the same CCO methodology. Here we consider the SNR + SGR association as a single source near the Galactic center. The contributions of these associations to the total observed Galactic cosmic ray flux are also calculated, taking into account the manifestation of cosmic rays within the Galaxy with all energy losses and particle reflections. It is suggested that the above configurations can provide a rich scenario for the production of GeV-TeV ranges of cosmic rays up to PeV within the Galaxy.

Keywords: high energies; gamma radiation; cosmic rays.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Fluxo de partículas em função de sua energia.	19
Figura 2 – Composição química dos raios cósmicos galácticos, comparadas a do sistema solar.	20
Figura 3 – Skymap em coordenadas galácticas do nível de significância Li-Ma, para 840 eventos detectados pelo observatório Pierre Auger e 130 eventos pelo Telescópio Array. A escala de cores indica o nível de significância em unidades de desvio padrão.	21
Figura 4 – Plot de Hillas. Apresenta limites superiores para energias dos raios cósmicos alcançadas, devido ao tamanho da região de aceleração e intensidade do campo magnético do objeto. Os limites superiores (linhas vermelhas) são provenientes da perda de confinamento das regiões de aceleração para RCs no joelho, tornozelo e corte GZK do espectro. O segundo limite superior, linha pontilhada cinza, é o resultado das perdas síncrotron nas fontes e interações com os fótons da radiação cósmica de fundo.	22
Figura 5 – Descrição do esquema de espelhos e reflexão das partículas, onde θ é o ângulo de incidência da partícula, V_a a velocidade alfvén e v é a velocidade da partícula incidente.	24
Figura 6 – Descrição ilustrativa do ganho de velocidade das partículas, no referencial do observador, antes e após a passagem do choque.	26
Figura 7 – Descrição ilustrativa do ganho de velocidade das partículas, no referencial do choque em repouso, antes e após a passagem do choque.	27
Figura 8 – Descrição ilustrativa do ganho de velocidade das partículas, no referencial onde o fluxo de partículas está em repouso constante, antes e após a passagem do choque.	27
Figura 9 – Detector de superfície do observatório Pierre Auger.	29

Figura 10 – Detectores de superfície do Cherenkov Telescope Array, ainda em construção. O MST (Medium-Sized Telescope) terá uma sensibilidade de energia de cerca de 100 GeV a 10 TeV e um campo de visão de 7 a 8 graus, permitindo levantamentos rápidos de radiação gama no céu. O LST (Large-Sized Telescope) será disposto no centro dos hemisférios e cobrirá a faixa entre 20 - 200 GeV. O SST (Small-Sized Telescope) serão espalhados pelo hemisfério sul e atenderá a faixa de energia de TeV. O SCT (Schwarzschild-Couder Telescope) foi projetado para obter imagens mais detalhadas e dados mais aprimorados de fontes fracas. É uma junção de dois MST.	30
Figura 11 – Esquema de funcionamento dos detectores do SWGO.	31
Figura 12 – Vista de satélite do experimento LHAASO.	31
Figura 13 – Esquema de vetores de uma partícula interagindo com um campo magnético.	35
Figura 14 – Padrões de fluxo convectivo na Galáxia. A Galáxia está ao longo do plano do disco.	37
Figura 15 – Produção de radiação Bremsstrahlung devido à interação entre elétrons e íons de uma nuvem de plasma ionizado.	38
Figura 16 – Emissão síncrotron causada pela interação de uma partícula carregada com um campo magnético.	39
Figura 17 – Espalhamento Compton Inverso.	40
Figura 18 – Esquema da evolução estelar, não em escala, para diferentes massas.	42
Figura 19 – Mapa da emissão de radiação gama dos pulsares Galácticos, observados pela espaçonave Fermi.	43
Figura 20 – O modelo dipolo magnético tradicional de um pulsar. Elétrons e pósitrons de cascatas de partículas são aceleradas em uma ou mais das regiões de “lacuna” da magnetosfera. Eles fluem ao longo das linhas abertas do campo magnético e emitem emissão de rádio coerente e, nos pulsares de mais alta energia, potencialmente raios X e raios γ também. Os detalhes desses processos dinâmicos e relativísticos de plasma ainda não são bem compreendidos.	45

Figura 21 – Gráfico de período vs. derivada do período dos pulsares conhecidos, onde temos Estrelas de Nêutrons Isoladas (INS), Objetos Centrais Compactos (CCO), Transientes de Rádio Rotativos (RRATs) e magnetares.	47
Figura 22 – Imagem da SNR G57.2+0.8 em raios-X e rádio.	49
Figura 23 – Imagens do chandra (0,5 - 2,1) Kev e ROSAT de seis supernovas e seus locais de explosão. A seta verde aponta para a direção do momento dipolo e a seta branca da direção do movimento da estrela de nêutrons.	50
Figura 24 – Imagens obtidas pelo Telescópio de Síntese do Observatório Molonglo da SNR G296.5+10.0. A imagem do lado esquerdo está em coordenadas equatoriais, onde a escala de cinza varia de 0.5 a 50 mJy $beam^{-1}$. Do lado direito temos uma imagem de raios-X do mesmo objeto, em coordenadas galácticas na faixa de energia de (0.1 - 2.4) KeV, onde o ponto escuro no centro é a CCO 1E 1207.4-5209.	51
Figura 25 – Distribuição de energia espectral da emissão de raios gama. O model spin-down é a soma do decaimento de pión, Compton inverso e bremsstrahlung. O Modelo H.E.S.S 2021 é descrito a partir do estado quiescente do SGR J1935+2154.	58
Figura 26 – Distribuição de energia espectral da emissão de raios gama proveniente de raios cósmicos da CCO 1E 1207.4-5209 e sua hospedeira SNR G296.5 + 10.0. O model spin-down é a soma do decaimento do pión, Compton inverso e bremsstrahlung. A potência total injetada pela fonte é descrita como model total. Os dados contidos nos gráficos são do modelo (ZENG et. al., 2021) e uma medição (ARAYA, 2013) da radiação gama emitida pela associação CCO+SNR.	59
Figura 27 – Contribuição das diferentes emissões de radiação gama para o índice espectral de 2.4.	60
Figura 28 – Raios gama Galácticos difusos para diferentes energias após a propagação de núcleos do CCO 1E 1207.4-5209 e sua hospedeira SNR G296.5 + 10.0, para o modelo de spin-down. Os mapas representam a produção de gamas por espalhamento Compton inverso. Os mapas estão em coordenadas galácticas com (l, b) = (0, 0) no centro da mapa.	61

- Figura 29** – Raios gama galácticos difusos para diferentes energias após a propagação de núcleos do CCO 1E 1207.4-5209 e sua hospedeira SNR G296.5 + 10.0, para o modelo quiescente. Os mapas representam a produção de gamas por espalhamento Compton inverso. Os mapas estão em coordenadas galácticas com $(l, b) = (0, 0)$ no centro da mapa. 61
- Figura 30** – Raios gama galácticos difusos para diferentes energias após a propagação de núcleos do CCO 1E 1207.4-5209 e sua hospedeira SNR G296.5 + 10.0, para ambos os modelos. Os mapas representam a produção hadrônica de gamas por decaimento píon. Os mapas estão em coordenadas galácticas com $(l, b) = (0, 0)$ no centro da mapa. 62
- Figura 31** – Raios gama galácticos difusos para diferentes energias após a propagação de núcleos do CCO 1E 1207.4-5209 e sua hospedeira SNR G296.5 + 10.0, para o modelo quiescente. Os mapas representam a produção leptônica de gamas por emissão bremsstrahlung. Os mapas estão em coordenadas galácticas com $(l, b) = (0, 0)$ no centro da mapa. 63
- Figura 32** – Raios gama galácticos difusos para diferentes energias após a propagação de núcleos do CCO 1E 1207.4-5209 e sua hospedeira SNR G296.5 + 10.0, para o modelo de spin-down. Os mapas representam a produção leptônica de gamas por emissão bremsstrahlung. Os mapas estão em coordenadas galácticas com $(l, b) = (0, 0)$ no centro da mapa. 63

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Parâmetros de simulação	55
---	-----------

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	16
2	FÍSICA DE RAIOS CÓSMICOS	18
2.1	Espectro	18
2.2	Composição química	20
2.3	Fontes de raios cósmicos	21
2.3.1	Anisotropia	21
2.3.2	Critério de Hillas	22
2.4	Mecanismos de aceleração: aceleração estocástica de Fermi	23
2.4.1	2° ordem	23
2.4.2	1° ordem	26
2.5	Principais experimentos de detecção de raios cósmicos	28
3	PROPAGAÇÃO DE RAIOS CÓSMICOS GALÁCTICOS	32
3.1	Equação do transporte de partículas energéticas	32
3.2	Difusão espacial	32
3.3	Convecção galáctica	37
3.4	Perdas de energia	38
3.4.1	Emissão bremsstrahlung	38
3.4.2	Emissão síncrotron	39
3.4.3	Efeito compton inverso	40
3.4.4	Fotoprodução de píons	41
3.4.5	Destruição nuclear	41
4	FONTES GALÁCTICAS	42
4.1	Pulsares	43
4.1.1	Massas e densidades de estrelas de nêutrons	44
4.1.2	Campo Magnético	45
4.1.3	Luminosidade de Spin-Down	46
4.1.4	Idade Característica	48
4.2	Soft Gamma Repeaters (SGRs)	48
4.2.1	SGR J1935+2154 e sua hospedeira SNR G57.2+0.8	49
4.3	Compact Central Objects (CCOs)	50

4.3.1	CCO 1E 1207.4-5209 e sua SNR G296.5 + 10.0	51
5	SIMULAÇÕES E RESULTADOS	53
5.1	GALPROP	53
5.1.1	Modelo de difusão em duas zonas	54
5.1.2	Descrição do Modelo	54
5.2	Cálculo da emissão de pulsares	57
5.2.1	Emissão de altas energias da SGR J1935+2154 e sua hospedeira SNR G57.2+0.8	57
5.2.2	Emissão de radiação gama de raios cósmicos da CCO 1E 1207.4-5209 e sua hospedeira SNR G296.5 + 10.0	58
6	CONCLUSÕES	65
7	APÊNDICE A	66
8	APÊNDICE B	67
	REFERÊNCIAS	68

1 INTRODUÇÃO

A produção de partículas energéticas dentro do Universo é um dos grandes mistérios da astrofísica atual, bem como, os mecanismos de aceleração destas dentro das fontes astrofísicas, um enigma que será abordado mais adiante.

A jornada para descoberta dos raios cósmicos foi árdua e construída sob os pilares de conhecimento gerados por diversos cientistas. Em 1785, com a exploração da condutividade intrínseca da atmosfera pelo físico francês Charles Augustin de Coulomb (1736 - 1806), corroborou com a descoberta de Michael Faraday (1791 - 1867) e William Crookes (1832 - 1919), entre 1835 - 1879, sobre a existência da ionização do ar atmosférico (BANDEIRA; MACKEDANZ, 2019).

Posteriormente, em 1896, Henri Becquerel (1852-1908) detectou a existência de materiais capazes de aumentar a condutividade do ar, produzindo os chamados raios ionizantes. Uma exploração mais profunda dos raios ionizantes, veio com Pierre Curie (1859-1906) e Marie Curie (1867-1934), por meio da descoberta dos materiais radioativos, substâncias capazes de emitir estes raios espontaneamente (BUSTAMANTE, 2013). Deste modo, a radioatividade se tornou um padrão de calibragem para eletroscópios, objetos extremamente importantes na detecção de partículas energéticas.

No século XX, Charles Thomson Rees Wilson (1869-1959), Hans Geitel (1855-1923) e Julius Elster (1854-1920), produziram experimentos usando eletroscópios de folhas de ouro, os quais detectaram descargas de velocidades diversas, sem que houvesse interação com o material isolado dentro do equipamento (CARLSON; ANGELIS, 2011). Este fenômeno foi explicado por Ernest Rutherford (1871-1937) e seus colaboradores, como sendo um evento externo ao instrumento, causado por uma radiação ionizante e altamente penetrante. Deste modo, a corrida pela descoberta da misteriosa fonte radioativa teve início (CARLSON; ANGELIS, 2011).

Destaca-se, desta forma, os esforços de Charles Wilson e do francês Albert Nodon (1862 - 1934), na tentativa de comprovar que a radiação ionizante seria de origem extraterrestre. Nodon, um dos principais pioneiros da radiação cósmica, elaborou experimentos com o propósito de comprovar que a ionização variava de acordo com a altitude. Através de seus estudos, o físico Theodor Wulf (1868 - 1946), munido de um eletroscópio, realizou medições no alto (300 metros de altura) e na base da torre Eiffel, corroborando experimentalmente com os estudos de Nodon (BUSTAMANTE, 2013).

Todo este arcabouço de conhecimentos motivou o físico austríaco Viktor Franz Hess (1883 - 1964) a realizar medições do coeficiente de absorção de raios gama pela atmosfera. Após alguns experimentos realizados em laboratórios, que corroboraram com suas hipóteses, Hess entre 1911 a 1912, munido de um eletroscópio dentro de balões, atingiu uma altura de aproximadamente 5.350 metros, constatando experimentalmente que os efeitos ionizantes eram diretamente proporcionais à altitude (HESS, 1912). Com isso, comprovou-se que a radiação

ionizante era de origem extraterrestre e passou a ser chamada de radiação cósmica ou raios cósmicos.

A descoberta dos raios cósmicos iniciou muitas outras pesquisas na área de física de partículas, como o descobrimento dos pósitrons por Carl Anderson em 1932, através do estudo da trajetória dos raios cósmicos. Com um contador Geiger na câmara de Wilson, em 1937, Carl Anderson e Seth Nedder-meyer encontraram o múon. Assim como, em 1947, Cesar Lattes, G. Occhialini e C. F. Powell descobriram o pión (BANDEIRA; MACKEDANZ, 2019).

A detecção dos raios cósmicas de ultra alta energia começou em 1938, com a detecção de um alto fluxo de partículas por Pierre Victor Auger. Este fluxo, ao adentrar à atmosfera terrestre, causa reações de choque com as moléculas da atmosféricas, produzindo núcleos provenientes diretamente das colisões das partículas primárias de altas energias e partículas secundárias em cascata (LETESSIER-SELVON; STANEV, 2011) (STANEV, 2010). Este fenômeno é chamado de chuviros atmosféricos extensos, os quais possibilitaram a detecção de partículas com energias na ordem de 10^{15} eV. Mais adiante, em 1962, ocorreu a detecção de partículas mais raras com energias de $\approx 10^{20}$ eV (PACINI, 2016).

A principal motivação para o estudo dos raios cósmicos provém das medições vindas dos experimentos, que fornecem o espectro de energia (fluxo por energia), a composição química e a direção de chegada das partículas no céu. A partir destas informações, muitos questionamentos são acionados como: quais são as possíveis fontes destas partículas, como ocorre a sua propagação e interações no meio interestelar, os efeitos dos campos magnéticos e como estas partículas são aceleradas nas fontes. Desta maneira, modelos são construídos para inferir respostas às perguntas apresentadas no presente trabalho (ANJOS, 2014).

Esta pesquisa organiza-se da seguinte forma: no capítulo 2 aborda-se a física envolvida no estudo dos raios cósmicos: o que são, sua origem, composição, mecanismos de aceleração e principais experimentos de raios cósmicos. No capítulo 3, investigar-se-á a propagação dos raios cósmicos Galácticos, assim como o comportamento das partículas no meio interestelar e dentro das fontes, e seus respectivos processos de perdas de energia. No capítulo 4, apresentar-se-ão as possíveis fontes de raios cósmicos empregadas nesta pesquisa e suas principais características. A descrição do *software* de simulações utilizado para a construção do modelo e a descrição e análise dos objetos astrofísicos abordados no presente modelo, encontram-se no capítulo 5, assim como os resultados.

2 FÍSICA DE RAIOS CÓSMICOS

Os Raios Cósmicos (RCs) são partículas carregadas com velocidades próximas à da luz, produzidas em fenômenos de escalas cósmicas em objetos astronômicos, que podem ser Galácticos ou extragalácticos.

Ao serem aceleradas nas fontes, estas partículas altamente energéticas, viajam pelo meio interestelar, até chegarem à atmosfera do nosso planeta produzindo um fluxo contínuo de partículas. Em sua composição, encontram-se íons de vários núcleos atômicos como: prótons, hélio, carbono, oxigênio, ferro, dentre outros. Os RCs também são constituídos de léptons estáveis, e^+ , e^- , antiprótons e raios gama (ANJOS, 2014). Uma vez que rotulamos o que são os raios cósmicos, devemos analisar sua origem.

2.1 Espectro

Após a descoberta da origem extraterrestre dos raios cósmicos, a busca por possíveis fontes teve início. De imediato o sol foi apontado como uma das principais fontes, mas de acordo com as medições, as partículas vindas da região solar compreende apenas uma faixa de energia do espectro (Fig.1), com $E < 10^9$ eV, representando uma estreita faixa do espectro de raios cósmicos observados (POTGIETER, 2013), isso deve-se a potência de injeção solar, ou seja, o sol produz partículas consideradas de mais baixa energia. Logo, acima de 1 GeV, a procura pelas possíveis fontes fora do nosso sistema solar se tornou mais ampla, pois não existem objetos dentro do nosso sistema que obedeçam as condições necessárias para acelerar partículas a estas energias. No entanto, dentro e fora da Galáxia encontram-se inúmeras fontes capazes de acelerar partículas com $E > 10^9$ eV.

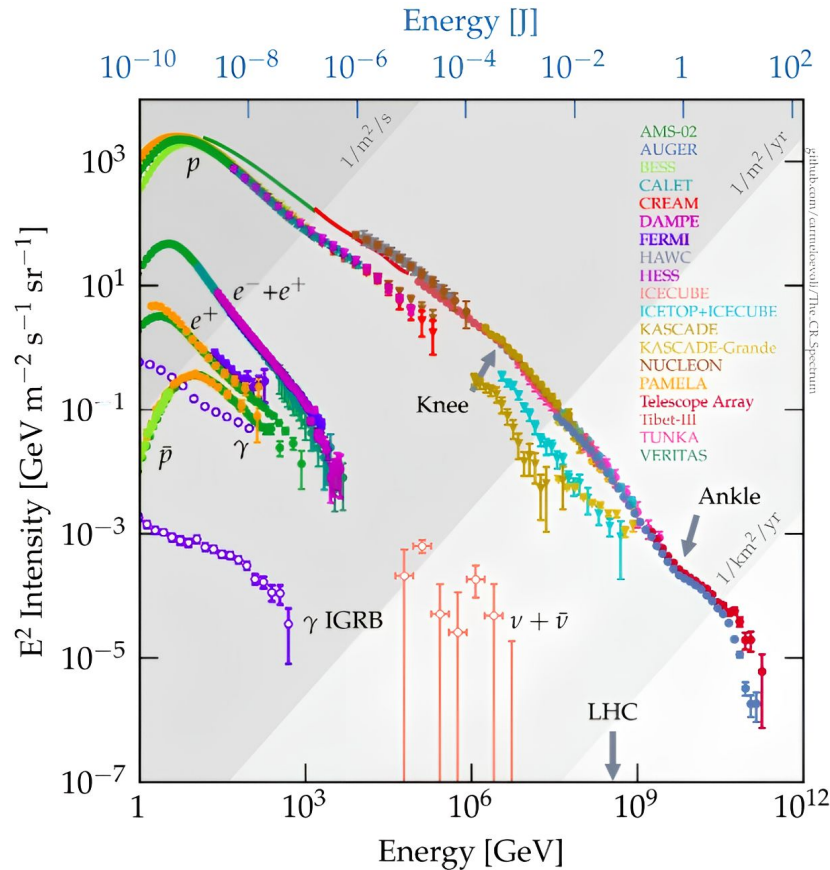
Se uma partícula é de origem Galáctica ou extragaláctica, seu fluxo obedece uma lei de potência,

$$\frac{dN}{dE} \sim E^{-\alpha}, \quad (1)$$

no qual o fluxo das partículas ($\frac{dN}{dE}$) é aproximadamente igual a energia (E) da partícula elevado à um índice espectral (α) (BANDEIRA; MACKEDANZ, 2019). O espectro típico dos RCs, para todos os tipos de núcleos, desde o próton à núcleos mais pesados, para partículas com $E < 10^{15}$ eV, o índice espectral de 2.7 é dominante. Estas partículas são mais abundantes do que as de altas energias e podem ser detectadas de forma direta na Terra, devido ao seu alto fluxo.

Algumas medições diretas são realizadas usando balões atmosféricos (HESS, 1912), detectando partículas com $E < 10^{15}$ eV, dentro da região dos PeV, onde o fluxo é de uma partícula por $\frac{\text{metro}^2}{\text{segundo}}$. Para $E > 10^{15}$ eV a detecção ocorre indiretamente (BATISTA, 2019), pois o fluxo de partículas reduz drasticamente ocasionando a necessidade de detectores terrestres maiores especializados na detecção das partículas secundárias provenientes dos chamados

Figura 1 – Fluxo de partículas em função de sua energia.



Fonte: (SPECTRUM, 2021)

chuveiros atmosféricos ¹ (JUNIOR, 2022). Também há a detecção direta através de satélites espaciais.

Uma das principais características do espectro de raios cósmicos são as mudanças de inclinação da curva, é a partir delas que pode-se classificar a origem de muitas partículas detectadas na Terra, sendo elas Galácticas ou extragalácticas. Próximo a 3-4 PeV uma pequena inclinação pode ser identificada Fig.1, o que se chama de primeiro joelho, onde se tem uma mudança de índice espectral, passando de 2.7 para 3.1 (KULIKOV; KRISTIANSEN, 1959), aqui passam-se a ter partículas, não mais de origem solar, mas de origem Galáctica. Em meados dos 400 PeV tem-se o segundo joelho Fig.1, caracterizado por um índice espectral de 3.3, onde o fluxo diminui para uma partícula por $\frac{\text{metro}^2}{\text{ano}}$ (BATISTA, 2019).

Na faixa de energia do EeV ($\sim 3 \cdot 10^{18}$ eV) encontra-se o tornozelo Fig.1, onde voltamos a encontrar o índice de lei de potência de 2,7, tendo uma detecção de uma partícula por $\frac{\text{km}^2}{\text{ano}}$. Na extremidade do espectro ($E \geq 10^{19}$ eV) a radiação mostra um corte Fig.1, deixando de ser uma descontinuidade. Este corte é denominado efeito Greisen-Zatsepin-Kuzmin (GZK) ou corte GZK (GREISEN, 1966), em homenagem aos três cientistas que, antes mesmo da detecção,

¹ Conjunto de partículas resultante das interações entre os raios cósmicos (partículas energéticas, podendo ser tanto hádrons como fótons) e a atmosfera terrestre.

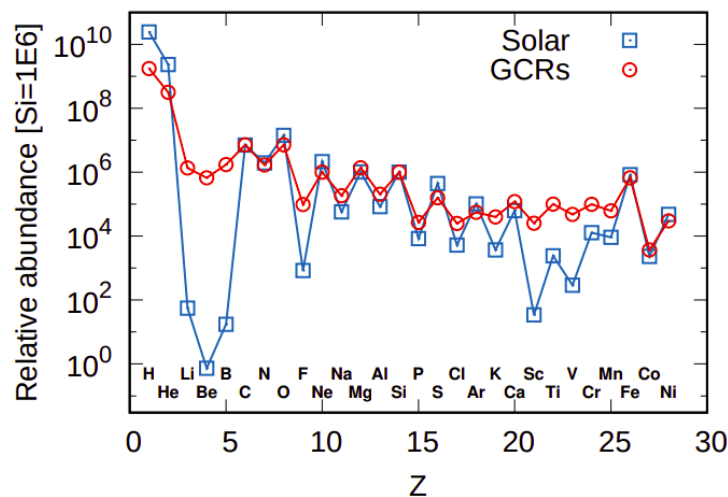
descobriram este corte no fluxo devido a foto-produção de píons, resultante da interação de prótons altamente energéticos com a radiação cósmica de fundo (AAB *et al.*, 2017).

A partir do tornozelo, as partículas são consideradas de origem extragaláctica. Apesar da Galáxia espiral ter um tamanho considerável e abrigar objetos extremos, ela é pequena (cerca de 20 kpc cada braço) se comparada a outras galáxias do cosmo, prejudicando o caminho a ser percorrido pela partícula altamente energética dentro do campo magnético Galáctico, ocasionando em uma falta de aprisionamento. Consequentemente, partículas com altas energias escapam da Galáxia, impossibilitando sua chegada à terra e consequentemente sua detecção (ANJOS, 2014).

2.2 Composição química

Os Raios Cósmicos Galácticos (RCGs) são constituídos principalmente de prótons (hidrogênio ionizado), alguns núcleos de hélio, uma fração de elétrons, núcleos mais pesados e antimatéria (SIMPSON, 1983). Sendo assim, possível de contrastar as abundâncias do sistema solar com a dos RCGs, como exibido na Fig.2. Alguns elementos como Carbono (C), Oxigênio (O) e Nitrogênio (N) têm abundâncias semelhantes às encontradas no sistema solar. Outros elementos são ainda mais numerosos que os encontrados no sistema solar, tais como, Lítio (Li), Berílio (Be) e Boro (B), produzidos em processos de fragmentação por colisões e nucleossíntese estelar (GÉNOLINI *et al.*, 2018).

Figura 2 – Composição química dos raios cósmicos galácticos, comparadas a do sistema solar.



Fonte: (MOLLERACH; ROULET, 2018)

Como resultados dos processos de produção de partículas os RCs são classificados em primários, produzidos e acelerados nas fontes, e os secundários consequência das interações dos primários com partículas do meio interestelar (BATISTA, 2019). Decorrente da produção secundária dos RCs na Galáxia, estima-se que o tempo típico de propagação é de ~ 3 Myr (MOLLERACH; ROULET, 2018), enquanto que para partículas relativísticas cruzando ambien-

tes em linhas retas para cada Kpc possuem um tempo típico de 10^{-2} Myr (BATISTA, 2019). Tal discrepância, deve-se ao aprisionamento das partículas na Galáxia, como o meio interestelar é magnetizado e as partículas dos CRs carregadas, elas tendem a interagir com o campo magnético, causando um tempo típico de propagação maior que o esperado.

2.3 Fontes de raios cósmicos

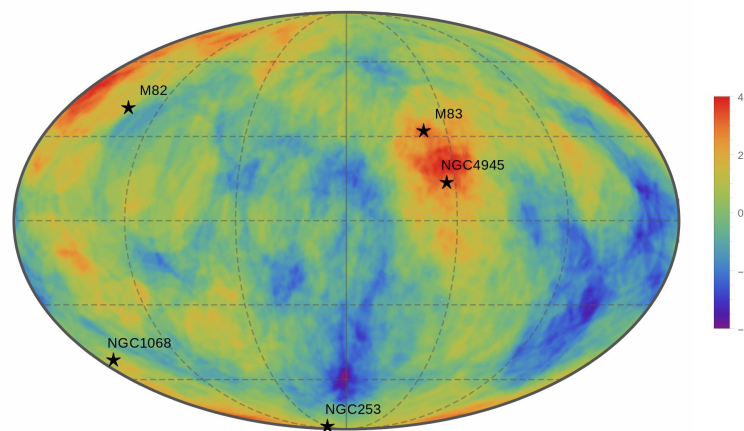
Existem diferentes maneiras de se analisar e classificar possíveis fontes de raios cósmicos. Alguns destes métodos, descritos nos itens seguintes, auxiliam na identificação e classificação de objetos astronômicos propícios à aceleração e injeção de partículas energéticas.

2.3.1 Anisotropia

Além do estudo do espectro de energia, existem outros métodos que auxiliam na classificação e descoberta de possíveis fontes de raios cósmicos. Estudos de anisotropia, realizados pelo observatório Pierre Auger Fig.3, revelaram uma correlação entre a direção de chegada dos raios cósmicos de alta energia e possíveis fontes catalogadas.

Entretanto, o universo e principalmente as galáxias são repletas de campos magnéticos que dificultam a propagação dos raios cósmicos, impedindo a definição da sua origem via direção de chegada no céu (ANJOS *et al.*, 2018). Não obstante, partículas com altas energias sofrem menos deflexão por campos magnéticos, atravessando a Galáxia sem sofrer variação de trajetória considerável. Desta forma o estudo da direção de chegada é considerada uma forma de localização de possíveis fontes.

Figura 3 – Skymap em coordenadas galácticas do nível de significância Li-Ma, para 840 eventos detectados pelo observatório Pierre Auger e 130 eventos pelo Telescópio Array. A escala de cores indica o nível de significância em unidades de desvio padrão.



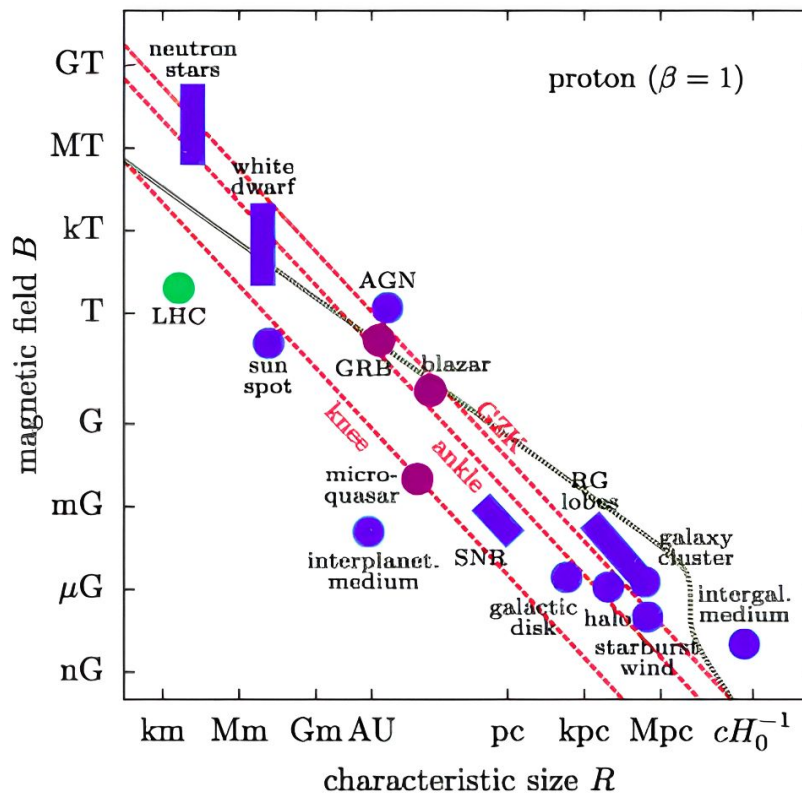
Fonte: (ANJOS *et al.*, 2018)

A Fig. 3 mostra, através de uma mapa de significância Li-Ma ² (LI; MA, 1983), a localização de algumas galáxias próximas, como galáxias Starburst (NGC 4945 e M83) e rádio galáxias, apontadas como possíveis fontes de raios cósmicos.

2.3.2 Critério de Hillas

As fontes de raios cósmicos de ultra alta energia ainda são uma incógnita. Diante disso, é importante estabelecer requisitos mínimos a serem cumpridos, para que as fontes se tornem fortes candidatas em acelerar partículas a altas energias (ALOISIO, 2017). Este método de classificação é o chamado Critério de Hillas (HILLAS, 1984).

Figura 4 – Plot de Hillas. Apresenta limites superiores para energias dos raios cósmicos alcançadas, devido ao tamanho da região de aceleração e intensidade do campo magnético do objeto. Os limites superiores (linhas vermelhas) são provenientes da perda de confinamento das regiões de aceleração para RCs no joelho, tornozelo e corte GZK do espectro. O segundo limite superior, linha pontilhada cinza, é o resultado das perdas síncrotron nas fontes e interações com os fótons da radiação cósmica de fundo.



Fonte: (COLLABORATION *et al.*, 2017)

O critério de Hillas associa o tamanho da região de aceleração do objeto e seu respectivo campo magnético Eq.2, utilizando métodos de aprisionamento de partículas dentro de um tempo mínimo em uma determinada região de aceleração para todos os tipos de fontes de raios

² Método de análise de significância estatística de um resultado observacional, considerando estimativas de desvio padrão do sinal observado com aplicação de simulações de Monte Carlo para teste de hipóteses estatísticas (LI; MA, 1983).

cósmicos (LOBATO; COELHO; MALHEIRO, 2017). Os objetos astronômicos têm seus limites de aceleração,

$$E_{max} = \beta Z \left(\frac{B}{\mu G} \right) \left(\frac{R}{Kpc} \right) 10^{18} eV, \quad (2)$$

sendo E_{max} um limite de energia máxima adquirido por uma partícula passando em um meio com campo magnético B , β é a velocidade da região (em unidades de c), R é o tamanho da região aceleradora da fonte em Kpc e Z é o número atômico da partícula (HILLAS, 1984). Suprimindo as perdas de energia, entende-se que os parâmetros B e R descrevem o acelerador, mostrando uma relação entre a intensidade do campo magnético e o seu tamanho (LOBATO; COELHO; MALHEIRO, 2017),

$$BR \propto E_{max}. \quad (3)$$

Na Fig.4, observa-se a energia correspondente das partículas aceleradas (joelho, tornezelo e GZK) do espectro de energia Fig.1 e diversos objetos astrofísicos que obedecem às condições do Critério de Hillas Eq.2.

2.4 Mecanismos de aceleração: aceleração estocástica de Fermi

Em 1949, Enrico Fermi, um físico italiano naturalizado estadunidense, estudou os processos de aceleração das partículas após serem originadas nas fontes. Fermi propôs que as altas energias das partículas são provenientes da sua interação com nuvens magnetizadas do meio interestelar (BLANDFORD; EICHLER, 1987). Serão vistos com mais detalhes os mecanismos propostos.

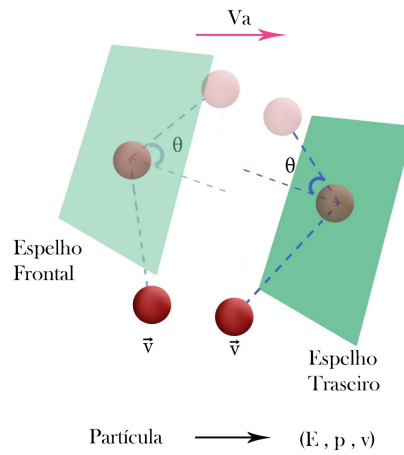
2.4.1 2° ordem

A fim de fornecer uma explicação às energias das partículas que compõem os raios cósmicos, Fermi formulou a aceleração de 2° ordem. Este modelo é centrado em uma dispersão de partículas carregadas em um “espelho” magnético, definição dada à um alvo rígido (BLANDFORD; EICHLER, 1987). Considerando um espelho magnético, a partícula não pode atravessar, mas apenas refletir. Supõe-se que o espelho se mova de acordo com a turbulência magnética, com a velocidade de alfvén³ Fig. 5.

Para que o problema torne-se relativístico, após a colisão com o espelho $E' = \gamma_a(E + v_a p \cos \theta)$, na direção x adicionamos o fator de Lorentz $\gamma_a = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_a^2}{c^2}}}$. Quando a partícula colide com a parede magnética p_x muda para p'_x , pois ela reflete, logo

³ Velocidade da onda transversal que se propaga ao longo das linhas de campo magnético de um fluido eletricamente condutor (JR *et al.*, 2011).

Figura 5 – Descrição do esquema de espelhos e reflexão das partículas, onde θ é o ângulo de incidência da partícula, V_a a velocidade alfvén e v é a velocidade da partícula incidente.



Fonte: Elaborado pelo autor

$$p'_x = p' \cos \theta' = \gamma'_a \left(p \cos \theta + \frac{v_a}{c^2} E \right) \quad (4)$$

Destaca-se aqui que o momento p muda de sinal, mas a energia é conservada. Transformando a energia que é da partícula após a reflexão no referencial do observador ($''$), define-se que:

$$E'' = \gamma_a (E' + v_a p'_x), \quad (5)$$

$$E'' = \gamma_a \left[\gamma_a (E + v_a p \cos \theta) + v_a \gamma_a \left(p \cos \theta + \frac{v_a}{c^2} E \right) \right], \quad (6)$$

$$E'' = \gamma_a^2 \left[E + v_a p \cos \theta + v_a p \cos \theta + \left(\frac{v_a}{c} \right)^2 E \right], \quad (7)$$

$$E'' = \gamma_a^2 \left[E + v_a p \cos \theta + v_a p \cos \theta + \left(\frac{v_a}{c} \right)^2 E \right], \quad (8)$$

como v_a é considerado pequeno, na ordem de quilômetros por segundo, $\frac{v_a}{c} \ll 1$, logo

$$E'' = \frac{1}{1 - \left(\frac{v_a}{c} \right)^2} \left[1 + 2 \frac{v_a v}{c} \cos \theta + \left(\frac{v_a}{c} \right)^2 \right], \quad (9)$$

expandindo os termos, tem-se

$$E'' = E \left(1 - \left(\frac{v_a}{c} \right)^2 \right) (\dots) = E \left[1 + 2 \frac{v_a v}{c} \cos \theta + \left(\frac{v_a}{c} \right)^2 + \left(\frac{v_a}{c} \right)^2 \right], \quad (10)$$

sendo $E'' - E = \Delta E$ a energia que a partícula experimenta ao ser refletida pelo espelho magnético. Deste modo, ΔE é facilmente encontrado,

$$\Delta E = [2\frac{v_a}{c}\frac{v}{c}\cos\theta + 2(\frac{v_a}{c})^2]E, \quad (11)$$

lembrando que existe uma probabilidade de θ ocorrer, prontamente,

$$P \propto \gamma_a(1 + \frac{v_a}{c}\cos\theta) \quad (12)$$

Por fim, calcula-se a energia média,

$$\left\langle 2\frac{v_a}{c}\cos\theta \right\rangle = 2\left(\frac{v_a}{c}\right) \frac{\int_{-1}^1 \cos\theta(1 + \frac{v_a}{c}\cos\theta)d\cos\theta}{\int_{-1}^1 (1 + \frac{v_a}{c}\cos\theta)d\cos\theta} \quad (13)$$

$$\left\langle 2\frac{v_a}{c}\cos\theta \right\rangle = 2\left(\frac{v_a}{c}\right) \frac{[\frac{1}{2}x^2 + \frac{v_a}{c}\frac{1}{3}x^3]}{[x + \frac{v_a}{c}\frac{1}{2}x^2]} = \frac{2}{3}\frac{v_a^2}{c^2}, \quad (14)$$

esta é a aceleração de fermi de 2° ordem, com um ganho de energia relativo médio igual a:

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{2}{3}\frac{v_a^2}{c^2} + 2\left(\frac{v_a}{c}\right). \quad (15)$$

Derivando a Eq.15 em relação ao tempo, tem-se que,

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{dE}{dt} \quad (16)$$

sendo,

$$\Delta t = \frac{1}{c}\frac{L}{\cos\theta} \quad (17)$$

$$\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle = \frac{8}{3}\left(\frac{v_a}{c}\right)^2 E \frac{1}{2L}, \quad (18)$$

onde $2\frac{L}{c}$, provem da média angular do cosseno $\int(\frac{1}{\cos\theta}\cos\theta)d\cos\theta = 2$. Então,

$$\frac{dE}{dt} = \alpha E \quad (19)$$

sendo,

$$\alpha = \frac{4}{3}\left(\frac{v_a}{c}\right)^2 \frac{1}{cL}. \quad (20)$$

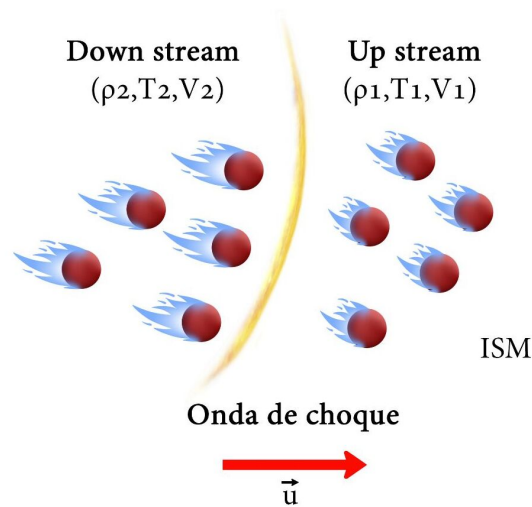
Portanto, sempre que uma partícula bater em uma parede magnética existirá um ganho de energia. No entanto, este ganho não é significativo ao ponto de explicar às altas energias encontradas nos raios cósmicos, deste modo a aceleração de Fermi neste formalismo não é muito eficaz. Outro ponto importante a ser destacado é que esses dispersores estão longe uns dos outros, em média ~ 1 pc. Esta distância é enorme em relação a difusão de uma partícula, de

imediatamente este processo faz com que as partículas ganhem energia e ao mesmo tempo percam energia.

2.4.2 1° ordem

Existem locais na Galáxia, onde as partículas não estão espalhadas e que não refletem, mas cruzam ambientes (BLANDFORD; EICHLER, 1987). Estes ambientes podem ser considerados como choques frontais, por exemplo, de remanescentes de supernovas, considerados os principais aceleradores de partículas na Galáxia. A morte de uma estrela causa um colapso que, em seguida, resulta em uma onda de choque que se propaga com uma velocidade significativa na Galáxia e pode ser a origem de um processo de aceleração, chamado de mecanismo de aceleração de Fermi de 1° ordem. Considerando novamente um forte ambiente magnético com prótons e elétrons (e^- , p), os quais apresentam raios de Larmor $r_L = \frac{mv}{qB}$ maiores, de tal forma que o choque seja infinitamente fino em relação ao raio da partícula.

Figura 6 – Descrição ilustrativa do ganho de velocidade das partículas, no referencial do observador, antes e após a passagem do choque.



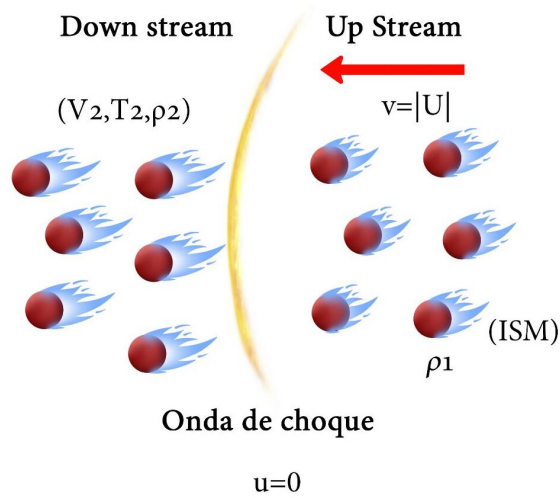
Fonte: Elaborado pelo autor

O amortecedor frontal Fig.6 move-se com velocidade u , sendo considerada muito maior que a velocidade do som neste meio. A região chamada de *Up stream*, é a frente do choque, onde as partículas do ISM (Interstellar Medium) encontram-se com uma dada velocidade (v), temperatura (T) e densidade (ρ), no entanto, a região que desce em encontro ao centro do remanescente da supernova é chamada de *Down stream*.

De acordo com a equação da continuidade: $\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2$, em que

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}, \quad (21)$$

Figura 7 – Descrição ilustrativa do ganho de velocidade das partículas, no referencial do choque em repouso, antes e após a passagem do choque.

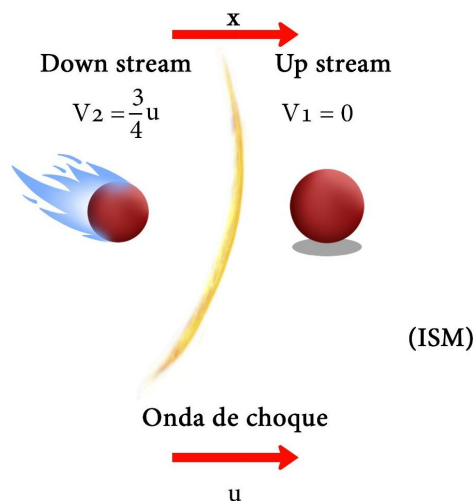


Fonte: Elaborado pelo autor

com $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$, sendo gama a proporção entre o calor específico a pressão e volume constante. Se o gás for ionizado, $\gamma = \frac{5}{3}$, assim $\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{8}{3} = 4$. Logo, encontra-se a velocidade após a passagem do choque,

$$v_2 = \frac{1}{4}v_1 \tag{22}$$

Figura 8 – Descrição ilustrativa do ganho de velocidade das partículas, no referencial onde o fluxo de partículas está em repouso constante, antes e após a passagem do choque.



Fonte: Elaborado pelo autor

Sendo o ISM estacionário, as partículas que atravessam o choque tem um pequeno ganho de energia. Este ganho de energia pode ser encontrado considerando que:

$$E' = \gamma_v(E + p_x v) \tag{23}$$

se o choque não for relativístico $\gamma_v \approx 1$, logo

$$E' = E + p_x v = pc + \frac{E}{c} v \cos \theta \quad (24)$$

$$\Delta E = E' - E = \frac{E}{c} v \cos \theta, \quad (25)$$

aqui novamente devemos acrescentar a probabilidade de θ ,

$$p(\theta)d\theta = A \sin \theta \cos \theta d\theta, \quad (26)$$

normalizando a Eq.26, tem-se que:

$$1 = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{v}{c} \cos \theta p(\theta) d\theta = \frac{1}{2} A, \quad (27)$$

logo $A = 2$. Sendo assim, o ganho médio de energia será:

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{v}{c} 2 \cos \theta \sin \theta \cos \theta d\theta = 2 \frac{v}{c} \frac{1}{3} \cos^3 \theta = \frac{2}{3} \frac{v}{c} \quad (28)$$

Isso acontece em um cruzamento do choque na direção oposta, se for frontal, a partícula ganha o dobro dessa quantidade:

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{4}{3} \frac{v}{c}. \quad (29)$$

Este formalismo prevê que as partículas são aceleradas ao longo do choque frontal e na injeção. Esta teoria, neste formalismo, condiz com os dados de energia encontrados nas partículas dos raios cósmicos, sendo este o mecanismo mais aceito atualmente.

2.5 Principais experimentos de detecção de raios cósmicos

As técnicas de detecção de partículas (raios cósmicos, raios gama e neutrinos) atuais vem sendo aprimoradas à medida em que a busca por dados precisos se expande entre a comunidade científica. Para os detectores indiretos, ou seja, detectores terrestres, tem-se como principal técnica de extração de informações a detecção de luz de fluorescência (COLLABORATION *et al.*, 2004). Para esta técnica os detectores são distribuídos em uma grande área no solo, podendo ser constituídos de grandes tanques de água pura Fig.9, que capturam a Radiação Cherenkov ⁴, e pelos chamados cintiladores ⁵.

⁴ A radiação ultravioleta ocorre quando partículas carregadas se propagam em um determinado meio com velocidade maior que a da luz

⁵ Material que ao ser atravessado por uma radiação ionizante fluoresce

Outra técnica muito utilizada é a detecção de luz emitida pelos chuveiros atmosféricos. As partículas que constituem o chuveiro produzem luz fluorescente, devido a ionização das moléculas de nitrogênio. Sendo assim, as câmeras fotomultiplicadoras podem identificar a direção, energia e composição química dos chuveiros (ANJOS, 2014).

Figura 9 – Detector de superfície do observatório Pierre Auger.



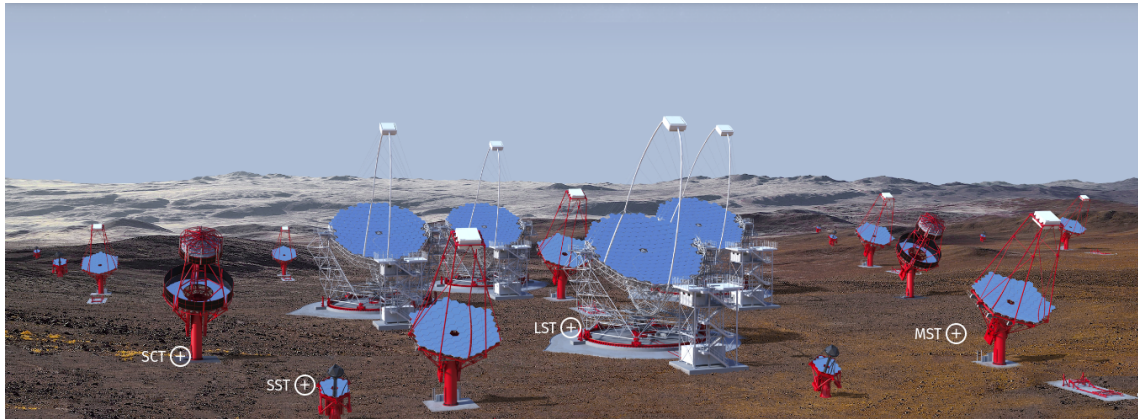
Fonte: Adaptado de (OBSERVATORY, 2022)

Existem diversos experimentos espalhados pelo mundo que operavam e operam com as técnicas mencionadas acima, como:

- KASCADE: Inaugurado em 1996 e localizado em Karlsruhe na Alemanha, o KASCADE é um experimento formado por um grande arranjo de detectores focados no estudo da composição e interação de raios cósmicos primários com energias de $10^{16} - 10^{18}$ eV. Este experimento foi de suma importância à construção do espectro de energia dos RCs acima do primeiro joelho ($\sim 10^{15}$ eV). Seu funcionamento encerrou-se em 2013 (KASCADE, 2022).
- FLY'S EYE: Experimento localizado em Utah, EUA, teve início em 1981, utilizando telescópios de fluorescência para obtenção de dados. Auxiliou na constituição de dados principalmente do tornozelo do espectro de energia (HIGH, 2022). Seu sucessor foi o experimento HiRes (High Resolution Fly's Eye), que iniciou suas medidas em 1996, e foi o primeiro a observar partículas pertencentes ao corte GZK, encerrando-se em 2006 (COLLABORATION *et al.*, 2007).
- HAVERAH PARK: O primeiro experimento a utilizar tanques de água para obtenção de dados, localizado na cidade de Leeds na Inglaterra, operou durante 20 anos. O Hacerah park captou eventos de energias até 10^{20} eV, mas foi encerrado em 1987 (LAWRENCE; REID; WATSON, 1991).

Atualmente há experimentos de raios cósmicos em funcionamento e alguns em construção. Um dos principais experimentos atuais ativado é o Pierre Auger, localizado em Mendoza

Figura 10 – Detectores de superfície do Cherenkov Telescope Array, ainda em construção. O MST (Medium-Sized Telescope) terá uma sensibilidade de energia de cerca de 100 GeV a 10 TeV e um campo de visão de 7 a 8 graus, permitindo levantamentos rápidos de radiação gama no céu. O LST (Large-Sized Telescope) será disposto no centro dos hemisférios e cobrirá a faixa entre 20 - 200 GeV. O SST (Small-Sized Telescope) serão espalhados pelo hemisfério sul e atenderá a faixa de energia de TeV. O SCT (Schwarzschild-Couder Telescope) foi projetado para obter imagens mais detalhadas e dados mais aprimorados de fontes fracas. É uma junção de dois MST.



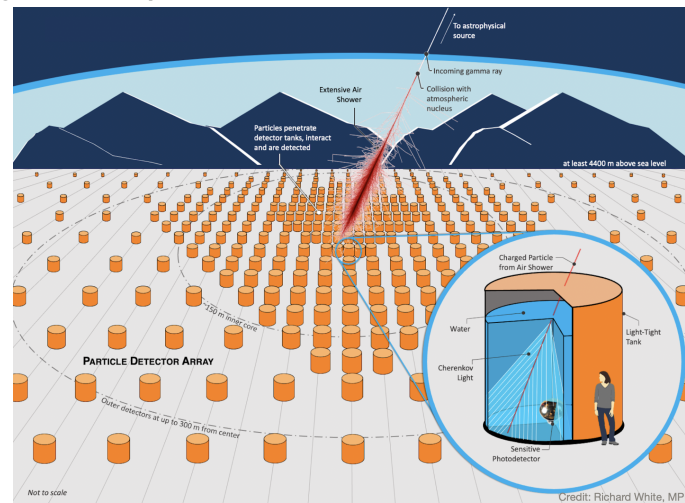
Fonte: Adaptado de (ARRAY, 2022)

na Argentina, com dimensão de 3000 km^2 , possuindo 1640 tanques de 10 m^2 afastados 1.5 km um do outro (COLLABORATION *et al.*, 2004). Os tanques, Fig.9, funcionam com a detecção de radiação Cherenkov, assim que as partículas do chuva penetram os tanques, uma placa fotomultiplicadora faz a captação da radiação, produzida na água. O Pierre Auger também conta com 27 telescópios de fluorescência para medições diretas. O Observatório está em funcionamento desde 2004, e disponibiliza dados extremamente importantes à comunidade científica. Outro experimento é o Telescope Array (TA) instalado ao Norte dos Estados Unidos, possui 507 detectores de superfícies, distribuídos em 1500 km^2 e 3 detectores de fluorescência distribuídos em formato de triângulo equilátero, com uma distância de 30 Km entre eles (TELESCOPE, 2022). Além dos observatórios terrestres, há os telescópios de radiação gama como o H.E.S.S., localizado na Namíbia, o MAGIC, nas Ilhas Canárias e o VERITAS, nos EUA.

Dentro desta categoria, em relação a experimentos futuros revolucionários, o Cherenkov Telescope Array (CTA) Fig.10 é a próxima geração de telescópios à astronomia de raios gama de altas energias. O CTA está localizado nos hemisférios norte e sul e irá operar com ~ 64 telescópios, com tecnologia de ponta (ARRAY, 2022). Sua construção teve início em 2012 e a previsão é de que seja concluído em 2027. O Observatório terá capacidade de findar muitas questões da astrofísica de raios cósmicos, estudando ambientes extremos e explorando fronteiras da física de partículas.

Concomitante a construção do CTA, temos o Southern Wide-field Gamma-ray Observatory (SWGGO), o qual irá mapear emissões em grande escala e permitirá um acesso a fenômenos transitórios e variáveis com múltiplos comprimentos de onda. O SWGGO será um complemento ao CTA-Sul na observação de raios gamas, além de auxiliar nos estudos de raios cósmicos e anisotropia. Este experimento é similar ao Pierre Auger, operando com tanques detectores de

Figura 11 – Esquema de funcionamento dos detectores do SWGO.

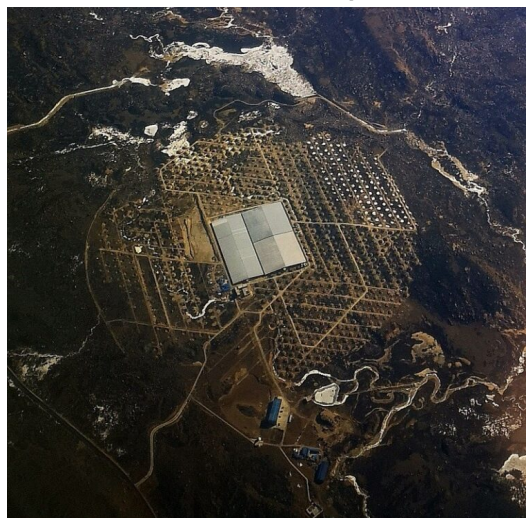


Fonte: (SWG0, 2022)

água Cherenkov no solo, Fig 11. Localizado na América do Sul, com latitude entre 10 e 30 graus sul e uma altitude de 4,4 km ou superior, o SWGO irá cobrir a faixa de energia de 100 GeV a 100 TeV com alta sensibilidade (SWG0, 2022).

A geração de experimentos ainda cresce ao passar dos anos, tal qual a finalização do The Large High Altitude Air Shower Observatory (LHAASO) localizado em Daocheng na China, com uma altitude de 4.410 metros, em construção e aprimoramento, Fig. 12. O LHAASO terá também uma excelente sensibilidade e auxiliará na construção do espectro, composição e anisotropia de raios cósmicos na faixa de energia entre 10^{12} e 10^{18} eV. Este experimento está parcialmente em funcionamento, o KM2A (parte do LHAASO), durante sua construção, detectou 12 PeVatrons (100 TeV). O LHAASO registra bilhões de chuueiros atmosféricos por dia acima dos 100 GeV, possibilitando o alto avanço das pesquisas na área de raios gama (BAI *et al.*, 2019).

Figura 12 – Vista de satélite do experimento LHAASO.



Fonte: (BAI *et al.*, 2019)

3 PROPAGAÇÃO DE RAIOS CÓSMICOS GALÁCTICOS

Nos capítulos anteriores, foi contemplado o início das pesquisas de raios cósmicos, bem como a análise de medições, a fim de compreender quais objetos do cosmos podem ser considerados fontes de partículas energéticas. Neste capítulo, se descrevem todos os processos que envolvem o meio e as partículas, após sua injeção.

3.1 Equação do transporte de partículas energéticas

A equação que rege os processos espaciais e energéticos dos raios cósmicos dentro da Galáxia é chamada de equação de transporte. Para a densidade de uma espécie RC no estado estacionário a equação é dada por (DONATO, 2019):

$$\frac{\partial N}{\partial t} + [\vec{\nabla} \cdot (K(E, \vec{r})) + \vec{\nabla} \cdot \vec{v}_c(\vec{r})N(E, \vec{r}, t) + \frac{\partial}{\partial E} b(E)N - C(E) \frac{\partial N}{\partial E}] + (\tau_{inel} + \tau_{rad})N \equiv Q(E, \vec{r}), \quad (30)$$

onde $\frac{\partial N}{\partial t}$ é o fluxo de partículas, $\vec{\nabla} \cdot (K(E, \vec{r}))$ é a difusão espacial e $\vec{\nabla} \cdot \vec{v}_c(\vec{r})$ descreve a convecção. Para reproduzir as perdas de energia, o termo $\frac{\partial}{\partial E} b(E)N$ é empregado, além do termo $C(E) \frac{\partial N}{\partial E}$ para o ganho de energia durante a propagação da partícula no meio interestelar. A expressão $(\tau_{inel} + \tau_{rad})N$ governa os processos de destruição nuclear das partículas através de decaimento radioativo e interações inelásticas. Todos os termos da Eq.30, levam para sua origem, ou seja, uma distribuição de fonte descrita por $Q(E, \vec{r})$. A equação 30 pode ser considerada estacionária dependendo da partícula estudada, por exemplo, para partículas consideradas estáveis que não se quebram, como prótons.

3.2 Difusão espacial

Para compreender as principais propriedades dos RCs, é necessário se concentrar no ambiente Galáctico. Logo após a produção das partículas nas fontes, elas são injetadas com velocidades próximas à da luz no meio interestelar, onde vagam pelo cosmos. Ao adentrarem no ambiente Galáctico, as espécies com carga interagem com os campos magnéticos do ambiente. Para analisar os processos envolvidos nesta interação, usa-se a física da difusão de partículas. A equação principal para partículas carregadas difundindo-se em campos, é dada por (DONATO, 2019):

$$N = N(E, r, t)_{1D} = \frac{dN}{dE}. \quad (31)$$

Para iniciar a resolução desta equação, usa-se a equação da continuidade para esta quantidade,

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \nabla \cdot j, \quad (32)$$

sendo $\frac{\partial N}{\partial t}$ um fluxo de corrente para íons de partículas, cuja corrente é dada pelo termo j . Adicionando a lei de Flich's, que descreve um fluxo final em um processo difusivo da variação j , temos que:

$$j = -D\nabla N(E), \quad (33)$$

onde D é o coeficiente de difusão. O coeficiente de difusão expressa o quão intensamente eficiente é a difusão da partícula em um determinado meio. A lei de flich's, postula que o fluxo de partículas fluem da região de maior intensidade para a região de mais baixa intensidade. Substituindo a Eq.33 na Eq.32, nota-se:

$$\frac{\partial N}{\partial t} - \nabla \cdot (D\nabla) = 0. \quad (34)$$

Esta é a equação de difusão, que regula a evolução temporal da densidade de partículas. Comumente D depende do espaço e da energia, podendo depender do tempo também, mas não será considerado nesta análise. Para enriquecer a Eq.34, faremos algumas estimativas simples, buscando compreender o significado dessa difusão para o percurso das partículas. Considerando apenas uma dimensão, se tem:

$$\frac{\partial N(E, z, t)}{\partial t} = \frac{\partial^2 N(E, z, t)}{\partial Z^2}, \quad (35)$$

assumindo que D não depende de z , dependendo então apenas da energia. A solução para esta equação é a seguinte:

$$N(Z, t) = \frac{N_0}{4\pi Dt} e^{(-\frac{z^2}{4Dt})}. \quad (36)$$

Para calcular a distância média percorrida por uma partícula sob este efeito, vamos calcular uma quantidade que chamamos de distância difusiva d_{diff} . A média desta quantidade é dada por:

$$d_{diff}^2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} Z^2 N(E, Z, t) dZ}{\int_{-\infty}^{\infty} N(E, Z, t) dZ}. \quad (37)$$

Lembrando que, $N = Ae^{(-\frac{z^2}{\beta^2})}$ onde $A = \frac{N_0}{\sqrt{4\pi Dt}}$ e $\beta^2 = 4Dt$. Logo, integra-se o denominador:

$$\int_{-\infty}^{\infty} Ae^{(-\frac{z^2}{\beta^2})}, \quad (38)$$

onde $z' = z\beta$, assim:

$$\int_{-\infty}^{\infty} A\beta e^{-(z')^2} dz' = A\beta \sqrt{\frac{\pi}{2}} e^z = A\beta \sqrt{\frac{\pi}{2}} (1+1) = A\beta \sqrt{\pi} \quad (39)$$

Resolvendo o numerador:

$$\int_{-\infty}^{\infty} A\beta e^{-z'^2} z'^2 dz' = A\beta^3 \left[\frac{1}{4} (\sqrt{\pi} - 2ze^{-z^2}) \right] = A\beta^3 \frac{\sqrt{\pi}}{2} \quad (40)$$

Assim, $d_{diff}^2 = \frac{A\beta^3 \frac{\sqrt{\pi}}{2}}{A\beta \sqrt{\pi}} = \frac{1}{2}\beta^2 = \frac{1}{2}4Dt$, logo $d_{diff} = \sqrt{2Dt}$, para n dimensões temos $d_{diff} = \sqrt{2nDt} = 3$ Dimensões = $\sqrt{6Dt}$. Esta é a distância percorrida pela partícula sob o efeito de campos magnéticos, chamada de distância difusiva.

Sabe-se que o movimento de uma partícula em um campo magnético é um movimento aleatório, ou seja, não é reto, sendo uma partícula que encontra a turbulência do campo magnético e é continuamente desviada. Essas deflexões que induzem a difusão são fisicamente provenientes da lei fundamental da força que rege uma partícula carregada em um campo eletromagnético, logo a força de Lorentz é dada por:

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}), \quad (41)$$

onde q é a carga da partícula, v é a velocidade, B o campo magnético e E é o campo elétrico da partícula. O campo eletromagnético faz a partícula se propagar com um frequência típica que é a frequência de Larmor:

$$w_L \equiv w = \frac{qB}{mc\gamma} \quad (42)$$

Neste momento se consideram duas hipóteses:

- O campo magnético tem algumas perturbações, devido a pequenas não homogeneidades no campo, assim teremos um campo magnético e outro com uma perturbação, lembrando que esta é uma perturbação mínima;
- O meio em que essas partículas de carga estão se movendo é neutro ($\vec{E} = \vec{0}$), que de certa forma é verdadeiro, omitindo algumas zonas específicas da Galáxia. Sendo assim, a força de Lorentz será:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = q\vec{v} \wedge (\vec{B}_0 + \delta\vec{B}) \quad (43)$$

Íons ou partículas carregadas causam oscilações no campo magnético, devido à interação conjunta e essas oscilações criam ondas que são chamadas de alfvén. Estas ondas alfvénicas são pesadas e ocorrem em um plasma, que é o caso das nossas partículas resultante das interações de campos magnéticos e das correntes elétricas (que são as partículas de fato), portanto estas ondas são típicas do ambiente Galáctico em que encontramos campos magnéticos e íons

com uma dada velocidade. Essa velocidade pode ser calculada, e entrará na Eq.34. Sugerindo um acoplamento de partículas carregadas e um campo magnético tal que,

$$\frac{\partial \delta \vec{v}}{\partial t^2} = \frac{\langle B \rangle^2}{4\pi\rho} \quad (44)$$

Derivando e igualando as Eq.43 e Eq.44 e considerando uma perturbação na velocidade da partícula em relação ao tempo, dada pela média do campo magnético dividido por 4π , onde ρ é a densidade do plasma, se tem:

$$\frac{\partial^2 \delta \vec{B}}{\partial t^2} = \frac{\langle B \rangle^2}{4\pi\rho} \frac{\partial^2 \delta \vec{v}}{\partial Z^2} \quad (45)$$

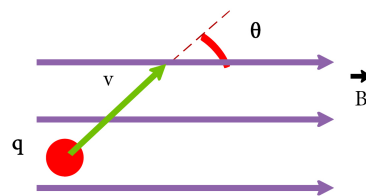
Estas duas equações, não serão resolvidas, estão aqui apenas para demonstrar que velocidade alfvén é igual a

$$v_a = \frac{\langle B \rangle^2}{\sqrt{4\pi\rho}}, \quad (46)$$

esta é a velocidade das ondas magnéticas, resultado das oscilações causadas pelas interações de íons, na ordem de quilômetros por segundo. Considerando uma difusão espacial, pode-se reescrever a Eq.43,

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = q\vec{v} \wedge (\vec{B}_0 + \delta\vec{B}) \quad (47)$$

Figura 13 – Esquema de vetores de uma partícula interagindo com um campo magnético.



Fonte: Elaborado pelo autor

A modificação do ângulo de inclinação, Fig.13, é o que torna a difusão possível, logo, descreve-se o momento da partícula, assim:

$$p_{||} = p \cos(\theta) \quad (48)$$

$$p_{\perp} = p \sin(\theta) \quad (49)$$

Acredita-se que esta partícula gira em volta do eixo Z, lembrando que: $\omega = \frac{qB_0}{mc\gamma}$. Decompondo as componentes, se tem:

$$p_x = p_{\perp} \cos(\omega t + \phi) = p \sin(\theta) \cos(\omega t + \phi) \quad (50)$$

$$p_y = -p \perp \cos(\omega t + \phi) = -p \sin(\theta) \sin(\omega t + \phi) \quad (51)$$

$$p_z = p \parallel = p \cos(\theta) \quad (52)$$

$$\frac{dp_{\parallel}}{dt} = \frac{q}{c} [\vec{v}_{\perp} \wedge \delta \vec{B}] = \frac{d(pc \cos(\theta))}{dt} = q |\vec{v}_{\perp}| |\delta \vec{B}| \cos(\vec{v}_{\perp}, \delta \vec{B}) \quad (53)$$

$$v_{\perp} = \sqrt{v_x^2 + v_y^2} = \sqrt{v_{\perp}^2 \cos^2(\omega t + \phi) + v_{\perp}^2 \sin^2(\omega t + \phi)} = v \sqrt{1 - \cos^2 \theta} \quad (54)$$

logo, $\frac{d(pc \cos \theta)}{dt} = qv \sqrt{1 - \cos^2 \theta} \delta B \cos(\omega t + \phi - Kx)$, temos que $\mu = \cos \theta$, assim,

$$\frac{d(pc \cos \theta)}{dt} = qv \sqrt{1 - \cos^2 \theta} \delta B \cos(\omega t + \phi - Kx) \quad (55)$$

Agora, analisando a variação do ângulo inclinado em dois momentos diferentes: $\langle \Delta \mu \rangle_t = 0$, $\langle \Delta \mu \Delta \mu \rangle$,

$$\langle \Delta \mu(t_1) \Delta \mu(t_2) \rangle = \frac{q^2}{p^2 c^2} v^2 (1 - \mu^2) \delta B^2 \frac{1}{2} \cos[(\omega - k\mu v)(t_1 - t_2)] \quad (56)$$

$$\int dt_1 \int dt_2 (\dots) \quad (57)$$

$$\langle \Delta \mu(t_1) \Delta \mu(t_2) \rangle \Delta t = \frac{q^2}{p^2 c^2} \frac{v}{\mu} (1 - \mu^2) \delta B^2 \delta(K - \frac{\omega}{v\mu}) \Delta t, \quad (58)$$

Esta função delta descreve variação do armazenamento do ângulo de inclinação. A direção do momento da partícula com o campo magnético tem uma variação, de tal modo que esta partícula precisará de uma ressonância $\frac{\delta B(K)^2}{4\pi} \delta(K - \frac{\omega}{v\mu})$. Contudo, respeitando um espectro de perturbações do campo magnético, logo δB deve ser acrescido de um espectro de perturbação, de um índice $P(k) = \frac{B_k^2}{4\pi}$, assim de maneira mais genérica,

$$\langle \Delta \mu(t_1) \Delta \mu(t_2) \rangle \Delta t = \frac{q^2}{m^2 c^2 \gamma^2} (1 - \mu^2) \pi \frac{4\pi}{v\mu} \int dK \frac{\delta B(K)^2}{4\pi} \delta(K - \frac{\omega}{v\mu}), \quad (59)$$

este número de onda ressonante é igual a $K = \frac{\omega}{v \cos \theta}$. Neste momento pode-se escrever o coeficiente de difusão em relação a variação aleatória do ângulo de inclinação,

$$D_{(\mu\mu)} = D_{(\cos \theta \cos \theta)} = \left\langle \frac{\Delta \theta \Delta \theta}{\Delta t} \right\rangle = \frac{\pi}{4} \omega K_{ressonancia} F(K_{ress}) \quad (60)$$

onde F é uma função que descreve o campo magnético em ressonância. Relembrando que a frequência de Larmor é dada por: $\omega = \frac{qB}{mc\gamma}$ e $F(k_{ress}) = \frac{kP(k)}{\frac{B_0^2}{8\pi}}$. Prontamente reescrito o coeficiente de difusão espacial como sendo,

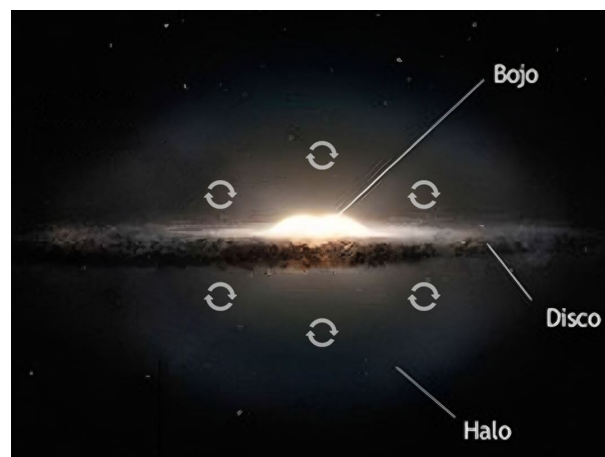
$$D(P) = \frac{1}{2} \left\langle \frac{\Delta Z \Delta Z}{\Delta t} \right\rangle = \frac{1}{3} r_{Larmor}(P) v(P) \frac{1}{F(K_{ress})}, r = \frac{1}{\omega} \quad (61)$$

Deste modo, a Eq.61 prevê uma difusão no espaço dependente do espectro de turbulência do campo magnético. Se descreve aqui todas as maneiras de se entender a difusão de uma partícula, a fim de compreender que o principal mecanismo de modificação de difusão espacial é a turbulência do campo magnético.

3.3 Convecção galáctica

Na Galáxia é notado que o gás flui para o halo, como consequência das explosões de supernovas, que aquecem e elevam a pressão das regiões gasosas do disco Galáctico. As regiões de pressão elevadas podem romper o plano Galáctico e fornecer uma injeção de gás no halo, Fig.14. O gás, portanto, tenderá a fluir para fora do plano Galáctico, em direção ao halo, onde pode resfriar e retornar ao disco como nuvens mais frias em um padrão de fluxo convectivo.

Figura 14 – Padrões de fluxo convectivo na Galáxia. A Galáxia está ao longo do plano do disco.



Fonte: Adaptado de (ESO/NASA, 2013)

A velocidade do vento Galáctico aumenta com a distância ao plano Galáctico. De acordo com alguns modelos, a velocidade do vento se aproxima de um valor assintótico de $\sim 300 \frac{km}{s}$ se mantendo constante a ~ 100 Kpc (DONATO, 2019). Com a presença dos ventos convectivos, observa-se galáxias externas com emissão de rádio em cerca de 8° acima do plano Galáctico, o que significa que esta partícula está fluindo para fora do disco para o halo onde este vento é mais ativo.

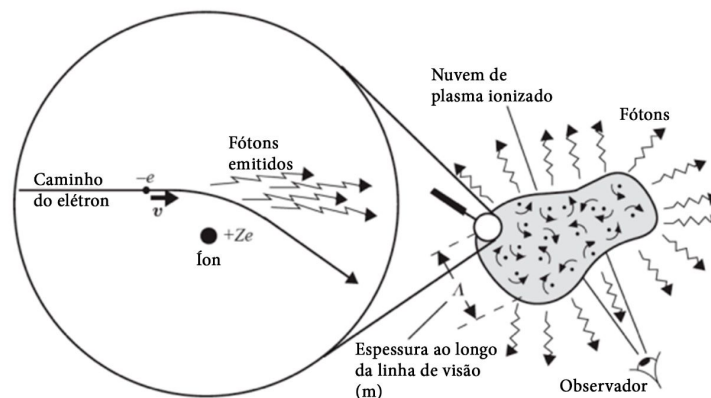
3.4 Perdas de energia

Partículas, diferentemente de núcleos, são dominadas por perdas de energia, por sofrerem um resfriamento relativo muito violento, perdendo energia por irradiação. Levando em consideração apenas léptons, existem dois fenômenos importantes que afetam as suas propagações na Galáxia: a emissão síncrotron (magneto Bremsstrahlung) e o Compton Inverso. Para perdas, leptônicas e hadrônicas, simultaneamente dependendo de quem interage. Partindo deste pressuposto, tem-se o efeito bremsstrahlung. A fotoprodução de píons é um efeito drástico para hádrons. As perdas de energias são diferentes dependendo da espécie estudada, algumas delas são violentas para elétrons, mas leves para pósitrons.

3.4.1 Emissão bremsstrahlung

O termo Bremsstrahlung, vem do alemão que significa “radiação de freamento”, que é emitida por partículas com cargas em movimento sujeitas à ação de um campo Coulombiano. Essa emissão, deve-se à desaceleração causada pelo campo elétrico de uma carga sobre outra. Os pares elétron-elétron e íon-íon não produzem Bremsstrahlung, pois seu momento dipolo é zero (BLUMENTHAL; GOULD, 1970). Um elétron sujeito à ação Coulombiana de um íon, em baixas energias (regime não relativístico), sofre uma pequena deflexão, causando uma mudança de velocidade e conseqüentemente de aceleração, perdendo energia através da emissão de radiação. Na astrofísica, a emissão Bremsstrahlung está relacionada às interações e colisões colombianas com os plasmas térmicos que envolvem o cosmos Fig. 15.

Figura 15 – Produção de radiação Bremsstrahlung devido à interação entre elétrons e íons de uma nuvem de plasma ionizado.



Fonte: Adaptado de (BRADT, 2008)

Ao se lidar com campos elétricos, de imediato o tratamento clássico começa a partir da equação de Lorentz, com o acréscimo de fatores de Gaunt ¹. Para o caso clássico, conhecendo

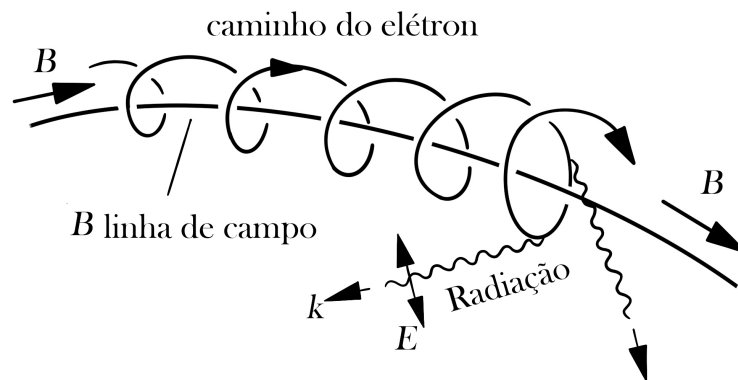
¹ Fator de correção necessário para radiações de frequências superiores a de ionização, ou seja, superior à frequência necessária para remover elétrons das camadas de valência que se encontram.

a aceleração do elétron, o espectro de emissão pode ser determinado usando Fourier e em seguida integrando os parâmetros de colisão (WUENSCHÉ, 2010a). Já para o caso relativístico, o resultado passa a depender de sistemas de coordenadas de referência diferentes. Não serão feitas essas deduções neste trabalho.

3.4.2 Emissão síncrotron

Considerando que partículas aceleradas por um campo magnético emitem radiação em um espectro chamado de não-térmico², para o caso não relativístico temos a emissão ciclotron, já para o caso relativístico evoca-se a chamada emissão síncrotron (WUENSCHÉ, 2010b).

Figura 16 – Emissão síncrotron causada pela interação de uma partícula carregada com um campo magnético.



Fonte: (BRADT, 2008)

A expressão para esta perda é dada por:

$$\frac{dE_{sym}}{dt d\nu} = \frac{\sqrt{3}e^3 B}{m_e c^2} G(x), \quad (62)$$

onde ν é a frequência de perda e $G(x)$ é uma função modificadora, encontrada através da expressão:

$$G(x) = \int \sin \theta F\left(\frac{x}{\sin \theta}\right) \frac{d\Omega}{4\pi}, \quad (63)$$

com $x = \frac{\nu}{\nu_c}$, onde $\nu_c = \frac{3eBE^2}{4\pi m_e^2 c^5}$, com um campo magnético típico dado em μG e com $E = h\nu$. A radiação síncrotron ocorre em frequências de rádio, com uma máxima emissão ou perda da potência, igual à:

$$\nu_{max} \equiv \nu(P_{max}) \approx 2K^2 \left(\frac{B}{\mu G}\right) \quad (64)$$

Voltando-se à equação da emissão síncrotron, podemos definir a perda através da,

² O espectro não-térmico é esperado, nesse caso, porque os elétrons que produzem a radiação não se encontram em equilíbrio térmico com a vizinhança (muito energéticos e de baixa densidade numérica).

$$\left(-\frac{dE}{dt}_{syn}\right) \approx \sigma_T B^2 k^2, \quad (65)$$

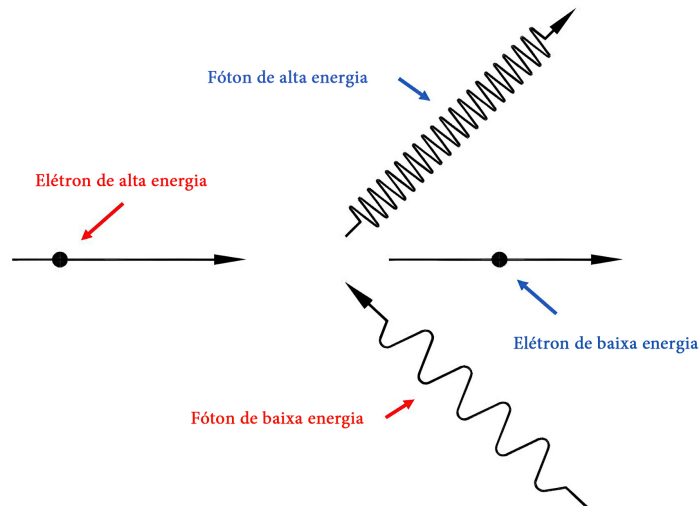
com um tempo típico de

$$t_{syn} \simeq 300 \left(\frac{E}{1\text{GeV}}\right)^{-1} \left(\frac{B_{\perp}}{3\mu\text{G}}\right)^{-1} \text{Myr} \quad (66)$$

3.4.3 Efeito Compton inverso

O espalhamento Compton inverso envolve o espalhamento de fótons de mais baixa energia por elétrons relativísticos, onde os fótons ganham energia e os elétrons perdem, afetando fortemente os léptons, o oposto do que ocorre no Efeito Compton (PAIVA, 2014).

Figura 17 – Espalhamento Compton Inverso.



Fonte: Adaptado de (WRIGHT, 2015)

Os elétrons relativísticos, que são elétrons acelerados por choques térmicos, viajam pela Galáxia e encontram uma população de fótons, esse banho de fótons é chamado de Campo de Radiação Interestelar. Este banho pode ser de natureza:

- CMB (Cosmic Radiation Background) - $E_{\gamma,CMB} \simeq 2,4 \cdot 10^{-4} \text{ eV}$
- IR (infrared light) - $E_{\gamma,IR} \simeq 3,5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$
- Óptico (Emissão de luz pelas estrelas) - $E_{\gamma,op} \simeq 0,3 \text{ eV}$

Lidando apenas com o regime de Thomson, entende-se que o Compton inverso é dado por:

$$\left(-\frac{dE}{dt}\right) \propto \sigma_T U_{rad} \gamma^2, \quad (67)$$

sendo $U_{rad} = \frac{dn}{dE_{\gamma}}$. A Eq.67 demonstra o quanto de energia um elétron fornece ao banho de fótons por unidade de tempo.

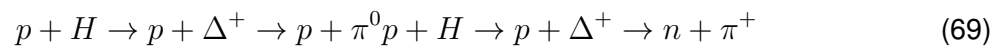
3.4.4 Fotoprodução de píons

O espectro de energia apresenta uma supressão no fluxo de partículas próximas a energias de 10^{20} eV, cuja interpretação está fortemente conectada ao efeito da fotoprodução de píons, que ocorre ao longo da propagação dos raios cósmicos. Por conta do início dessas interações inelásticas, na propagação à energias altas, espera-se um declive ou corte no fluxo de raios cósmicos a partir dessa energia, o denominado corte GZK.

Prótons com energias na ordem de 5×10^{19} eV colidem inelasticamente com os fótons da radiação cósmica de fundo, cuja densidade é cerca de $500 \frac{\text{fotons}}{\text{cm}^3}$, o resultado destas colisões é uma ressonância que decai em um próton de mais baixa energia e em um píon neutro Eq.68 com energia da ordem de 300 MeV, o que corresponde ao limite da fotoprodução de píons. O decaimento píon também gera radiação gama.



A produção de píons também acontece em colisões inelásticas de hádron com os átomos e moléculas interestelares.



Processos de perda de momento contínuo em geral conservam o número total de partículas dos raios cósmicos, enquanto que em um processo catastrófico de perda a partícula do raio cósmico em interação é destruída.

3.4.5 Destruição nuclear

Nesta situação não se perde apenas energia, mas as partículas se destroem, ou seja, se perdem por conta da destruição do núcleo. Por este motivo deve-se calcular essas partículas que se perdem em razão da destruição, assim temos que:

$$\tau_{inel} = n_{ISM} v \sigma_{inel}, \quad (70)$$

onde v é a velocidade do núcleo, n_{ISM} a densidade do ISM e σ_{inel} é a seção transversal inelástica com um tempo típico até que ela desapareça de,

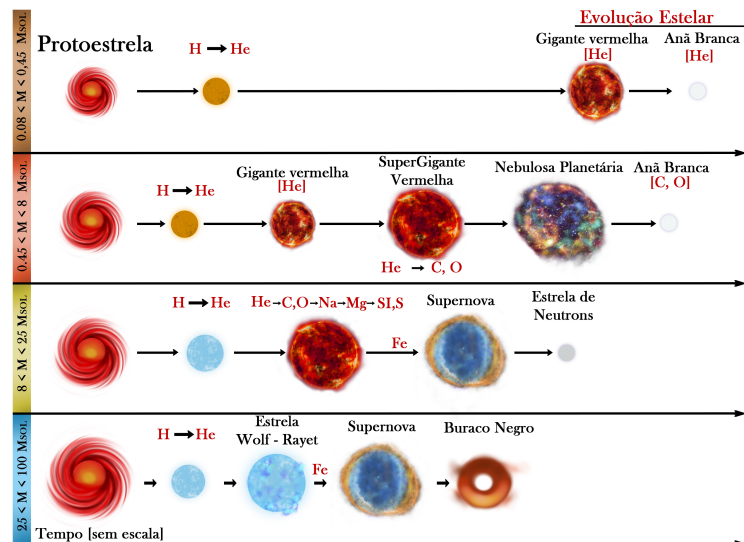
$$t_{inel} \simeq 10^3 \left(\frac{n_{ISM}}{1 \text{cm}^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{\sigma_{inel}}{1 \text{mb}} \right)^{-1} \text{Myr}. \quad (71)$$

4 FONTES GALÁCTICAS

Neste capítulo abordam-se as fontes Galácticas de raios cósmicos, os chamados pulsares, sendo elas, estrelas de nêutrons.

Em 1934, Friz Zwicky e Walter Baade propuseram a existência de objetos astronômicos com características físicas extremas, chamadas de estrelas de nêutrons. De acordo com os autores, a existência de uma supernova estaria correlacionada à transição de uma estrela comum para uma nova forma, a estrela de nêutrons, a qual seria o final da evolução estelar (BAADE; ZWICKY, 1934). Modelos teóricos para as estrelas de nêutrons também foram desenvolvidos por Robert Oppenheimer e George Volkoff em 1939, abordando equações de Tolman, Oppenheimer e Volkoff ¹ (OPPENHEIMER; VOLKOFF, 1939).

Figura 18 – Esquema da evolução estelar, não em escala, para diferentes massas.



Fonte: Elaborado pelo autor

Uma estrela cuja massa é maior do que a massa de Chandrasekhar,

$$M_{Ch} = \left(\frac{\hbar c}{G} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{M_p^2} \approx 1,4M_{\odot},^2 \tag{72}$$

em seus estágios finais, Fig.18, resulta na criação de um núcleo central de nêutrons, que atinge uma temperatura de 10 bilhões K. Dentro de condições extremas, os fótons de altas energias, que são fótons de raios gama, obtém energia suficiente para quebrar o núcleo de ferro em núcleos mais leves, ou seja, acontece o processo de fotodesintegração do núcleo. Com a absorção de energia, pelos processos de fotodesintegração, os núcleos diminuem sua temperatura reduzindo a pressão de radiação ³, iniciando e acelerando o colapso da estrela. O núcleo desta,

¹ Versão da relatividade Geral das equações Newtonianas para estrelas em equilíbrio hidrostático.

² M_p é a massa da protoestrela e M_{\odot} é a massa do sol

³ Em todas as estruturas estelares existe um balanço entre a pressão de radiação de dentro para fora e a pressão gravitacional.

Os pulsares são estrelas de nêutrons magnetizadas que parecem emitir pulsos curtos periódicos de radiação de rádio com períodos variando de milissegundos até uma dezena de segundos. O nome pulsar combina “pulso” e “estrela”, mas os pulsares não são estrelas pulsantes. Como faróis, eles emitem continuamente feixes rotativos de radiação e parecem piscar cada vez que passa pela linha de visada do observador. Seus pulsos são extremamente precisos e estáveis, com 10^{-16} de erro fracionário, sendo intitulados como relógios astronômicos. Estes objetos astronômicos apresentam um ambiente extremo, sendo considerados grandes laboratórios astronômicos de física. Através das medições sensíveis de seus pulsos, várias quantidades são medidas como: potência de radiação gravitacional, efeitos relativísticos dos campos magnéticos extremos, massas de estrelas de nêutrons, idade do pulsar, dentre outras grandezas (CONDON; RANSOM, 2016). A Fig. 19 mostra um mapa da radiação gama, emitida por pulsares galácticos conhecidos.

4.1.1 Massas e densidades de estrelas de nêutrons

As estrelas de nêutrons não foram, de imediato, apontados como as fontes dos pulsos observados inicialmente por Jocelyn Bell, outras fontes compactas foram consideradas como possíveis emissoras tais como: estrelas anãs brancas e buracos negros. Os buracos negros foram descartados, por não emitirem em períodos estáveis (CONDON; RANSOM, 2016). Para descobrir a origem correta dos pulsos, um estudo da densidade e de período de rotação de estrelas foi realizado. Considerando uma estrela esférica de massa M e raio R , girando a uma velocidade angular Ω , entende-se que:

$$\Omega = \frac{2\pi}{P}, \quad (73)$$

$$\Omega^2 R < \frac{GM}{R^2}, \quad (74)$$

$$\frac{4\pi^2}{P^2} < \frac{GM}{R^3}, \quad (75)$$

$$P^2 > \frac{4\pi R^3}{3} \frac{3\pi}{GM}, \quad (76)$$

em termos de densidade,

$$\rho = M \left(\frac{4\pi R^3}{3} \right)^{-1}, \quad (77)$$

$$\rho = \frac{3\pi}{GP^2}. \quad (78)$$

Para que estrelas girem à altas velocidades, a aceleração centrífuga e a gravitacional devem ser proporcionalmente inversas no equador. A Eq.78 expressa o limite inferior de densidade, por exemplo, para um pulsar de 1.3 s o limite inferior será de $\approx 10^8 g cm^{-3}$, próximo às densidades de anãs brancas. No entanto, para pulsos de milissegundos, como visto na Nebulosa do Caranguejo, revela densidade maiores, excluindo a possibilidade de serem anãs brancas e confirmando a proposta de Baade e Zwicky (BAADE; ZWICKY, 1934). A Eq.78 implica em um raio máximo de,

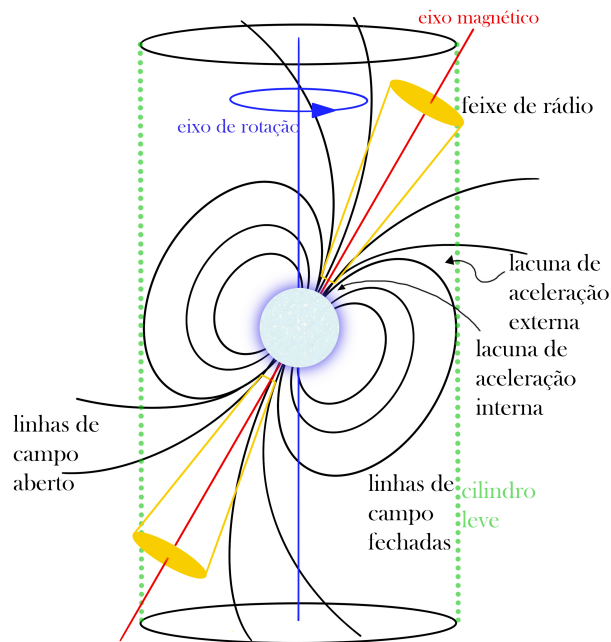
$$R < \left(\frac{GMP^2}{4\pi^2} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (79)$$

Estas equações motivam a definição da estrela de nêutrons, uma esfera com $M \approx 1,4 (M_{\odot})$, raio de $R \approx 10$ km e momento de inércia $I = 2M \frac{R^2}{5} \approx 10^{45} g cm^2$ (CONDON; RANSOM, 2016).

4.1.2 Campo Magnético

Em geral, é aproximado que os campos magnéticos em estrelas possuem um caráter dipolar, com isso, as partículas carregadas, constituintes da estrela se movem ao longo das linhas de campo magnético dipolar.

Figura 20 – O modelo dipolo magnético tradicional de um pulsar. Elétrons e pósitrons de cascatas de partículas são aceleradas em uma ou mais das regiões de “lacuna” da magnetosfera. Eles fluem ao longo das linhas abertas do campo magnético e emitem emissão de rádio coerente e, nos pulsares de mais alta energia, potencialmente raios X e raios γ também. Os detalhes desses processos dinâmicos e relativísticos de plasma ainda não são bem compreendidos.



Fonte: Adaptado de (LORIMER; KRAMER, 2005)

Quando a estrela entra em colapso, seu fluxo magnético ($\phi \equiv \int (\vec{B} \cdot \hat{n}) da$, onde \hat{n} é um vetor infinitesimal da área de superfície) é conservado em um raio, se comparado a antes do colapso, extremamente menor, aumentando a intensidade do campo magnético em $\sim 10^{10}$ (CONDON; RANSOM, 2016). A Fig.20 demonstra o funcionamento do campo magnético nas estrelas de nêutrons.

Portanto, estrelas de nêutrons apresentam campos magnéticos iniciais vultuosos, que de acordo com modelos podem apresentar efeito dínamo ⁶, chegando a produzir campos de $10^{14} \sim 10^{15}$ G, passando a serem chamados de magnetares, nos próximos capítulos serão abordados mais deles. A conservação do momento angular ($L \propto vr^2m$) durante o colapso, aumenta em cerca de 10^{10} a taxa de rotação do objeto, ocasionando períodos de rotação iniciais de milissegundos.

4.1.3 Luminosidade de Spin-Down

Os pulsares apresentam características extraordinárias, parte delas pode-se extrair através do estudo e observação de seus pulsos. Uma das grandezas abordadas na presente pesquisa é a Luminosidade de Spin-Down. Considerando um objeto em rotação, tem-se que a energia rotacional cinética é dada por:

$$E = \frac{I\omega^2}{2} = \frac{2\pi^2 I}{P^2} \quad (80)$$

onde I é o momento de inércia de uma esfera com raio R , massa M e densidade uniforme $\rho = \frac{3M}{4\pi R^3}$ no eixo Z . Pode-se obter uma soma de elementos de massa:

$$I = \int_{-R}^R \int_0^{(R^2-z^2)^{1/2}} \rho r^2 2\pi r dr dz = \int_{-R}^R 2\pi \rho \int_0^{(R^2-z^2)^{1/2}} (r^3 dr) dz \quad (81)$$

$$I = \frac{2MR^2}{5}. \quad (82)$$

Com isso, o momento de inércia para uma estrela de nêutrons é

$$I = \frac{2MR^2}{5} \approx \frac{2(1.4)(2,0 \times 10^{33}g)(10^6 cm)^2}{5} \approx 10^{45} gcm^2 \quad (83)$$

Outro ponto a ser destacado é que a medida que a energia rotacional da estrela vai se esvaindo, devido à radiação magnética, o pulsar tem um aumento de período,

$$\dot{P} \equiv \frac{dP}{dt} > 0, \quad (84)$$

onde \dot{P} é uma grandeza adimensional. Podemos a partir de P e \dot{P} encontrar a taxa de perda de energia rotacional, assim

⁶ Processo em escalas astronômicas, o qual um fluido condutor em rotação produz um campo magnético.

$$\dot{E} \equiv \left(\frac{dE_{rot}}{dt} \right) = -\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} I \Omega^2 \right) = -I \Omega \dot{\Omega}, \quad (85)$$

ou em termos de período de pulso, considerando que:

$$\Omega = \frac{2\pi}{P}, \quad (86)$$

e sua variação,

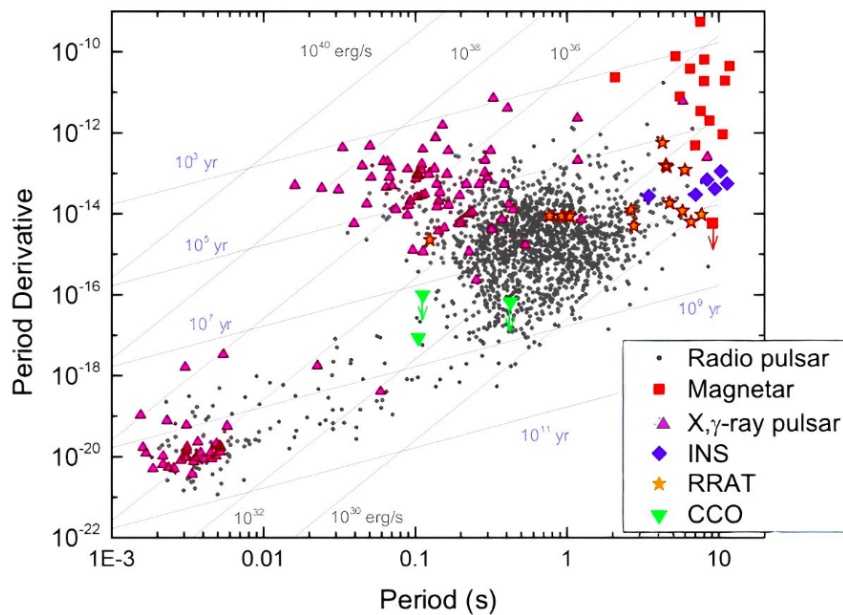
$$\dot{\Omega} = 2\pi \left(\frac{-\dot{P}}{P^2} \right). \quad (87)$$

Portanto,

$$-\dot{E} = -I \Omega \dot{\Omega} = \frac{I 4\pi^2 - \dot{P}}{P^3} \quad (88)$$

A Eq.85 é a luminosidade spin-down. Esta não é uma grandeza medida, e presume-se que seja igual à luminosidade da radiação dipolo magnética.

Figura 21 – Gráfico de período vs. derivada do período dos pulsares conhecidos, onde temos Estrelas de Nêutrons Isoladas (INS), Objetos Centrais Compactos (CCO), Transientes de Rádio Rotativos (RRATs) e magnetares.



Fonte: (HARDING, 2013)

A Fig.21 apresenta uma distribuição de estrelas de nêutrons em período e derivada de período, possibilitando separá-los em diferentes classes. Os pulsares mais populosos são os pulsares de rádio, compreendendo uma região que se estende de taxas de desaceleração (\dot{P}) mais curtas as mais longas, com campos magnéticos altos chegando próximo aos dos magnetares. Dentro da classe dos pulsares, os magnetares são os que apresentam os períodos mais longos ~ 11 s e os campos magnéticos mais intensos. Análogo aos magnetares, os INS podem atingir períodos de ~ 11 s, mas apresentam campos magnéticos inferiores. Os CCOs e

os pulsares de milissegundos, exibem \dot{P} baixos, mas períodos de rotação altos semelhantes a jovens pulsares (HARDING, 2013).

4.1.4 Idade Característica

Considerando que a luminosidade de spin-down está diretamente correlacionada à radiação de dipolo magnética e que o tempo não tem influência significativa, infere-se uma idade para o pulsar a partir da medida do seu período (P) e da sua derivada de período (\dot{P}). Para tal, evoca-se a equação de Larmor para a radiação dipolo magnética em termos de velocidade angular dada por:

$$P_{rad} = \frac{2}{3} \frac{m_{\perp}^2 \Omega^4}{c^3} = \frac{2}{3c^3} (BR^3 \sin \alpha)^2 \left(\frac{2\pi}{P}\right)^4 \quad (89)$$

como $-\dot{E} = P_{rad}$, podemos substituir a Eq.89 na Eq.88, tal que

$$P\dot{P} = \frac{8\pi^2 R^6 (B \sin \alpha)^2}{3c^3 I} \quad (90)$$

Podemos reescrever a Eq.90 usando a identidade $P\dot{P} = P\dot{P}$ como $PdP = P\dot{P}dt$ e integrando sobre a idade do pulsar τ , temos que

$$\int_P^{P_0} PdP = \int_{\tau}^0 (P\dot{P})dt = (P\dot{P}) \int_{\tau}^0 dt, \quad (91)$$

sabendo-se que $P\dot{P}$ é constante,

$$\frac{P^2 - P_0^2}{2} = P\dot{P}\tau \quad (92)$$

e utilizando o limite $P_0^2 \ll P^2$, a idade característica de um pulsar pode ser definida como,

$$\tau \equiv \frac{P}{2\dot{P}}. \quad (93)$$

Como demonstra a Eq.93 a idade do pulsar deriva apenas dos observável P e de sua derivada \dot{P} . No entanto, estrelas de nêutrons jovens podem apresentar uma pequena discrepância de idade, por apresentarem uma desaceleração inicial causada por uma forte radiação gravitacional quadripolar (CONDON; RANSOM, 2016).

4.2 Soft Gamma Repeaters (SGRs)

A primeira Soft Gamma Repeater (SGR) (Repetidores de raios-Gama Moles) catalogada foi detectada em 1979, com uma alta emissão de radiação gama (~ 1 MeV) em pequenos intervalos. No entanto, as SGRs também conhecidas como magnetares podem emitir em energias

< 0.1 MeV, chamado de espectro "mole"(COELHO, 2013). As classes dos magnetares divergem de outros pulsares pela forte presença do campo magnético.

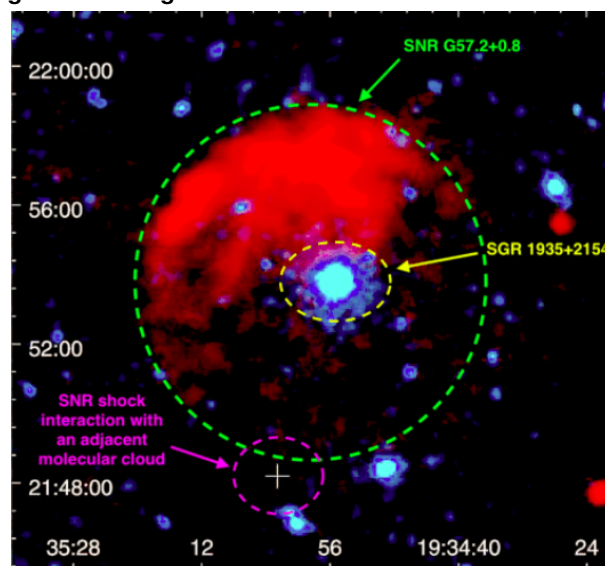
O modelo canônico do magnetar, proposto por Duncan e Thompson em 1992, demonstra que esses pulsares são estrelas de nêutrons, cujo campo magnético é de $\sim (10^{14} - 10^{15})$ G, com surtos de radiação gama, gerados pelas interações magnéticas (DUNCAN; THOMPSON, 1992). Ainda que, o modelo esclareça a fenomenologia das SGRs, não há nenhuma medida direta do campo magnético destes objetos, os campos utilizados nos estudos atuais são todas medidas inferidas. Estes objetos apresentam períodos de rotação de $\sim (2 - 12)$ s, taxas de desaceleração de $\sim (10^{-15} - 10^{-10})$ s/s, luminosidades de raios-X em forma de explosões de energia entre $(10^{41} - 10^{43})$ erg, apresentando também erupções com luminosidade de $(10^{44} - 10^{47})$ erg (ANJOS *et al.*, 2021).

Para as primeiras simulações, propostas no presente trabalho, usaram-se, como fonte de raios cósmicos um pulsar da classe das SGRs e uma Supernova Remnants (SNR)(Remanescente de supernova) associada a ela, descrito em seguida.

4.2.1 SGR J1935+2154 e sua hospedeira SNR G57.2+0.8

A Soft Gamma-ray Repeater J1935+2154 foi inicialmente detectada por uma explosão em raios-X, pelo BAT (Burst Alert Telescope). Posteriormente, observações apontaram este objeto sendo um pulsar pertencente a classe dos magnetares. Em abril de 2020, o objeto exibiu atividades significativas em raios-X, tornando-a ativa novamente. O H.E.S.S realizou medições e observações Fig.22, durante 2 horas, coincidindo com explosões medidas pelos observatórios INTEGRAL e Fermi-GBM. Estas foram as primeiras observações de radiação gama de alta energia de um magnetar em estado de queima (ANJOS *et al.*, 2021).

Figura 22 – Imagem da SNR G57.2+0.8 em raios-X e rádio.



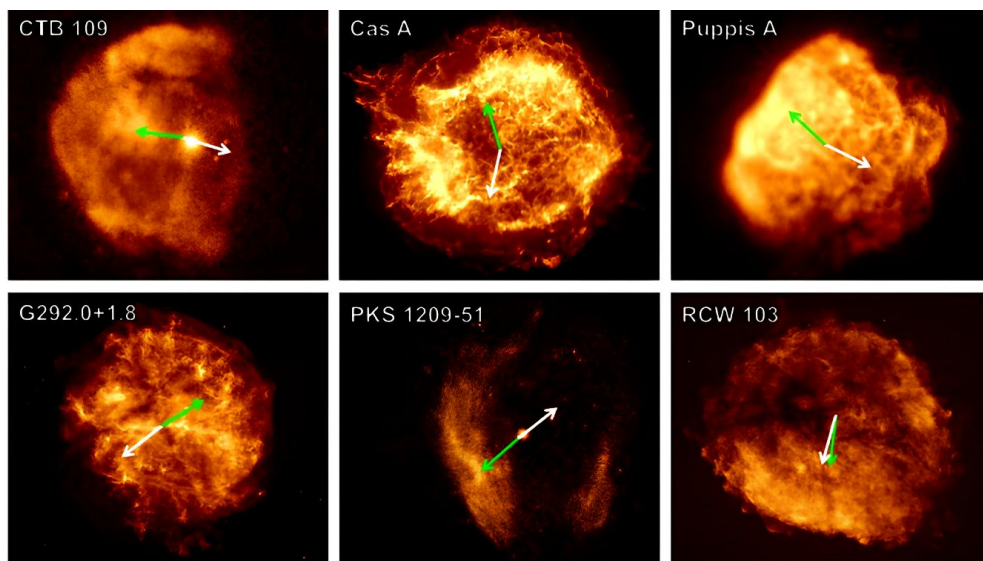
Fonte: (LORIMER *et al.*, 2007)

A SGR J1935+2154 está associada ao SNR galáctico de meia-idade G57.2+0.8 a uma distância de 6.6 Kpc. Apresenta um limite superior de luminosidade $< 2.4 \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, derivado das observações feitas pelo H.E.S.S (ANJOS *et al.*, 2021). Este magnetar tem um período de $\simeq 3.24 \text{ s}$, um $\dot{P} \simeq 1.43 \times 10^{-11} \text{ s/s}$, idade de 3.6 kyr, campo magnético de $\simeq 2.2 \times 10^{14} \text{ G}$ e uma luminosidade de $\sim 1.7 \times 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$ (ZHONG *et al.*, 2020). Por ser uma associação com emissão em gama em altas energias, foi um dos objetos de estudo desta dissertação.

4.3 Compact Central Objects (CCOs)

Os remanescentes de supernova e a presença de um possível Objeto Central Compacto (CCO), está relacionado com a natureza da explosão da estrela progenitora. Deste modo, elas apresentam diferentes morfologias, como mostra a Fig.23, as quais podem ter origem também nos diferentes materiais circundantes e da compressão de campos magnéticos (LOPEZ; FESEN, 2018).

Figura 23 – Imagens do chandra (0,5 - 2,1) Kev e ROSAT de seis supernovas e seus locais de explosão. A seta verde aponta para a direção do momento dipolo e a seta branca da direção do movimento da estrela de nêutrons.



Fonte: (HOLLAND-ASHFORD *et al.*, 2017)

Os CCOs são objetos astronômicos encontrados no centro geométrico de Remanescentes de Supernova, com emissões térmicas (centenas de eV) em raios-X com luminosidade na faixa de $(10^{33} - 10^{34}) \text{ erg s}^{-1}$. Algo intrigante sobre os CCOs é apresentarem pouca emissão em outras bandas de energia (HARDING, 2013). Por serem objetos de difícil detecção, atualmente apenas dez são catalogados, muitos ainda permanecem "invisíveis". Medidas de período (P) e de taxa de desaceleração (\dot{P}) apontam estes objetos como "anti-magnetares", por exibirem campos magnéticos baixos na faixa de $10^{10} - 10^{11} \text{ G}$. Supõem-se que estes fracos campos

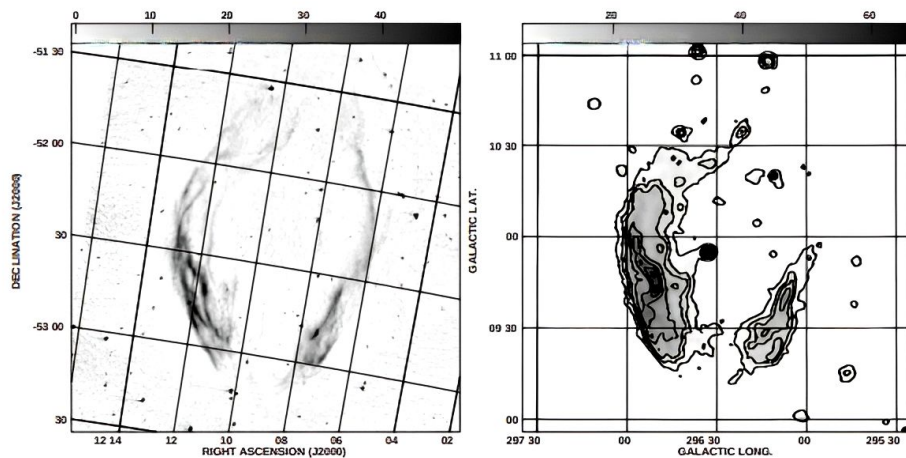
magnéticos provém da frenagem dipolo magnética ⁷, o que indica serem objetos muito jovens (HALPERN; GOTTHELF, 2009).

Os objetos centrais compactos são de suma importância para o estudo das estrelas de nêutrons, sendo eles foco de grandes pesquisas que visam o estudo da física que ocorre nestes objetos, a fim de explicar suas extraordinárias e intrigantes emissões.

4.3.1 CCO 1E 1207.4-5209 e sua SNR G296.5 + 10.0

O objeto central compacto 1E 1207.4-5209, classificado como uma estrela de nêutrons silenciosa e de alta rotação, encontra-se no centro do remanescente de supernova G296.5+10.0 também chamado PKS 1209-51, como mostrado na Fig.24. A SNR G296.5+10.0 apresenta uma morfologia bilateral ⁸ com emissão em raios-X e no rádio (MORANCHEL-BASURTO *et al.*, 2017).

Figura 24 – Imagens obtidas pelo Telescópio de Síntese do Observatório Molonglo da SNR G296.5+10.0. A imagem do lado esquerdo está em coordenadas equatoriais, onde a escala de cinza varia de 0.5 a 50 mJy beam⁻¹. Do lado direito temos uma imagem de raios-X do mesmo objeto, em coordenadas galácticas na faixa de energia de (0.1 - 2.4) KeV, onde o ponto escuro no centro é a CCO 1E 1207.4-5209.



Fonte: (GIACANI *et al.*, 2000)

Alguns especialistas sugerem que os filamentos posicionados tangencialmente, como mostra a Fig.24(lado direito), são formados por nuvens de gás comprimidas e resfriadas (ROGER *et al.*, 1988). As emissões em raio-X e rádio estão concentradas nas regiões sul, leste e sudoeste de G296.5 + 10.0. A localização da SNR possibilita o estudo mais aprofundado de seu gás, resultados já publicados mostram uma "concha" composta de H_I , que se estende do leste ao oeste (DUBNER; COLOMB; GIACANI, 1986). Outras pesquisas revelam a forte presença de hidrogênio neutro no gás (GIACANI *et al.*, 2000).

⁷ Dissipação de energia causado pelo campo magnético.

⁸ Chamadas de forma barril, possuem eixos de simetria paralelos ao plano Galáctico, baixa emissão e dois braços brilhantes nas laterais (MORANCHEL-BASURTO *et al.*, 2017)

Em agosto de 2002, a espaçonave XMM-Newton dedicou duas de suas órbitas para 1E 1207.4-5209 com um tempo total de observação de ~ 36 horas, uma das observações mais longas com o instrumento EPIC 12,13 de uma fonte Galáctica (LUCA *et al.*, 2004). Está localizada na constelação de Centaurus, a uma distância de ~ 2 Kpc, cujas coordenadas (J2000) são RA (12h 10m 0.80s) e Dec ($-52^\circ 26' 25''$).

A fonte 1E 1207.4-5209 é a única estrela de nêutrons isolada, cujo campo magnético é medido e não inferido, como ocorre nos demais objetos. O telescópio XMM-Newton, detectou a presença de linhas de absorção de raios-X em seu espectro. As linhas podem ser interpretadas como ressonância cíclotron de elétrons perto da superfície do objeto central. Estas linhas de cíclotron (0.7 KeV) encontradas correspondem a um campo magnético de $\sim 8 \times 10^{10}$ G ou $\sim 1.6 \times 10^{14}$ G (ANKAY; ANKAY; ERCAN, 2007).

A CCO 1E 1207.4-5209 tem um período de pulsar de 0.42413076 s, uma curva de luz para a faixa de energia total de (0.2 - 4) KeV. O limite superior de sua derivada de período é de $\dot{P} < 2.5 \times 10^{-16}$ s/s (em 2θ) produzindo uma idade característica $t > 27$ Myr, excedendo em 3 ordens de magnitude a idade da SNR (LUCA *et al.*, 2004).

5 SIMULAÇÕES E RESULTADOS

Para obter informações do fluxo de partículas de raios cósmicos, é necessário desenvolver modelos de produção e propagação de partículas na Galáxia, sendo estes modelos analíticos ou semi-analíticos. Eles devem ser capazes de reproduzir processos astrofísicos realistas e consistentes, introduzindo concomitantemente: reações nucleares, produção e aniquilação de partículas, distribuição de gás Galáctico aproximado do real e espectro do campo de radiação, perdas de energia, convecção, reaceleração difusa dentre outros processos, descritos no Capítulo 3. Neste Capítulo será feita uma descrição do modelo de simulação, bem como do software utilizado.

5.1 GALPROP

Para criar um modelo mais próximo à realidade foi utilizado o software GALPROP. O GALPROP é um programa de propagação Galáctico, que resolve a equação de transporte das partículas, preenchendo as distribuições dos campos de gás e considerando as diferentes interações entre as partículas dentro da Galáxia. Ao final, o programa gera os diferentes fluxos de raios cósmicos e raios gama. O código é escrito em C++, com alguns arquivos em FORTRAN 77. Ao fim da simulação, os dados são armazenados em pastas com arquivos *tar* compactado em *gzip* (STRONG *et al.*, 2011).

Publicações subsequentes foram feitas à medida que as capacidades computacionais avançaram e mais dados foram disponibilizados, exigindo assim detalhes cada vez maiores nas modelagens (PORTER; JOHANNESON; MOSKALENKO, 2021). A última versão principal (v56) aprimorou as capacidades do código para uma modelagem 3D completa para diferentes fontes de RC, além de implementar um novo campo de radiação interestelar (PORTER; JOHANNESON; MOSKALENKO, 2017) e uma nova distribuição de gás (JÓHANNESON; PORTER; MOSKALENKO, 2018). Recentemente, uma nova versão foi disponibilizada (v57), onde novos recursos são incluídos focados em uma modelagem 3D mais realista, com dependência temporal. As principais atualizações da v56 para a v57 são: Um novo instalador, novos modos de execução, soluções para a equação de propagação mais robustas suportando mais espaço de grades não uniformes (que agora são suportadas), novas distribuições de fonte e a substituição de uma difusão isotrópica para uma anisotrópica, além de diminuir consideravelmente o tempo de máquina das simulações (STRONG *et al.*, 2011). Dentre todas as modificações da nova versão do GALPROP, a mais promissora foi a adição da difusão anisotrópica ou difusão em duas zonas (JÓHANNESON; PORTER; MOSKALENKO, 2019).

5.1.1 Modelo de difusão em duas zonas

É de conhecimento que existe um excesso de pósitrons nos RCs, observados e analisados pelos experimentos ao redor do mundo. Para tal, uma solução foi proposta a qual sugere a existência de um mecanismo de aceleração muito próximo à fonte de RCs. Os ambientes extremos dos pulsares são capazes de produzir inúmeras partículas e acelerá-las a energias muito altas, o que acarreta na chamada Nebulosa de Vento Pulsar (NVP), as quais podem ser observadas na faixa do rádio ao gama de altas energias (GAENSLER; SLANE, 2006). O experimento High Altitude Water Cherenkov (HAWC) fez observações em torno dos pulsares Geminga e PSR B0656+14, os quais constataram nas proximidades das fontes, a existência de uma diminuição do coeficiente de difusão em cerca de duas ordens de magnitude (ABEYSEKARA *et al.*, 2017). Este modelo de difusão em duas zonas prevê que esta ocorra de forma lenta e próxima ao pulsar, onde a partícula é confinada em um pequena região ao redor da NVP. Supõem-se também, que o aumento da turbulência magnética das regiões próximas às fontes, não interferem no espectro de injeção de potência. Desta forma, a rigidez do coeficiente de difusão é o mesmo para o meio interestelar e a região chamada de Zona de Difusão mais Lenta (ZDL) (JÓHANNESON; PORTER; MOSKALENKO, 2019). A dependência espacial do coeficiente de difusão é dada por:

$$D = \beta \left(\frac{R}{R_0} \right)^\delta \begin{cases} D_z, & r < r_z \\ D_z \left[\frac{D_0}{D_z} \right]^{\frac{r-r_z}{r_t-r_z}}, & r_z \leq r \leq r_t \\ D_0, & r > r_t \end{cases} \quad (94)$$

sendo r a distância do centro da ZDL, β é a velocidade da partícula (em unidade de c), D_0 e D_z são as normalizações dos coeficiente de difusão do meio interestelar e da ZDL respectivamente, assim como seus raios r e r_z (ZDL). A rigidez da partícula é dada pelo termo R , com a adição de uma rigidez de referência $R_0 = 4$ GV. Sabe-se que o raio da ZDL pode ter dependência temporal r_t , devido sua localização (JÓHANNESON; PORTER; MOSKALENKO, 2019). Neste trabalho, aborda-se este modelo para fontes estacionárias, desprezando a dependência temporal da ZDL.

5.1.2 Descrição do Modelo

Para uma dada distribuição de fonte, o GALPROP resolve a equação de transporte, considerando todos os processos espaciais e energéticos que as partículas experimentam durante a sua propagação. Nessa modelagem, se consideram todos os processos descritos no capítulo 3, em simulações 3D.

O software utiliza o modelo de Crank-Nicholson de segunda ordem para a resolução da Eq.30. O coeficiente de difusão é calculado usando a razão boro/carbono, em relação ao parâ-

metro de rigidez e dispersão, além de utilizar relações de abundância na fonte para a produção de isótopos (COELHO *et al.*, 2022). Para a distribuição de gás Galáctico, utilizou-se um modelo de H com alta densidade de coluna (JÓHANNESSON; PORTER; MOSKALENKO, 2018). O código GALPROP considera as perdas de energia devido aos processos de síncrotron e espalhamento compton, sendo calculados com o observador centrado no sistema solar. Usa-se a adição de um modelo R12 para o campo de radiação interestelar (PORTER; JOHANNESSON; MOSKALENKO, 2017). Para o campo magnético abordamos o modelo de exponencial simples de (SUN *et al.*, 2008). A tabela 1 descreve os parâmetros usados nas simulações.

Tabela 1 – Parâmetros de simulação

Parâmetros	Valores	Unidades
Tamanho de grade	$\begin{cases} x & -18.0 : +18.0 \\ y & -18.0 : +18.0 \\ z & -4.0 : +4.0 \end{cases}$	Kpc
Momento mínimo	1×10^3	
Momento máximo	4×10^3	
Energia cinética mínima por núcleos	1	
Energia cinética máxima por núcleos	1.0×10^{11}	
Coefficiente de difusão na rigidez de referência	2.5×10^{28}	$cm^2 s^{-1}$
Rigidez de referência para normalização	2.5×10^3	$cm^2 s^{-1}$
Rigidez para a quebra na lei de potência do coeficiente de difusão	3.0×10^3	$cm^2 s^{-1}$
índice de coeficiente de difusão abaixo da rigidez de referência	0.6	–
índice de coeficiente de difusão acima da rigidez de referência	0.5	–
Velocidade de alfvén	28.0	$km s^{-1}$

O GALPROP nos possibilita realizar dois tipos de simulações, considerando modelos de injeção de partículas diferentes. Um deles é o chamado modelo de spin-down. Essa modelagem assume partículas aceleradas com um poder de injeção seguindo uma lei de potência com uma quebra suave (PORTER; JOHANNESSON; MOSKALENKO, 2021),

$$\frac{dn}{dp} \propto E_k^{-\gamma_0} \left[1 + \left(\frac{E_k}{E_b} \right)^{\frac{\gamma_1 - \gamma_0}{s}} \right]^{-s}, \quad (95)$$

sendo n a densidade de elétrons e pósitrons, p e E_k respectivamente, o momento e a energia cinética da partícula. O índice de lei de potência em altas energias é descrito pelo termo γ_1 e a variável $\gamma_0 = -1$ é o índice de baixa energia. O termo s é um parâmetro de suavidade constante igual a 0.5, com uma energia de ruptura de $E_b = 10$ GeV. O espectro total é normalizado para que a potência total injetada seja (PORTER; JOHANNESSON; MOSKALENKO, 2021) (JÓHANNESSON; PORTER; MOSKALENKO, 2019) (MALYSHEV; CHOLIS; GELFAND, 2009),

$$L(t) = \eta L_0 \left(1 + \frac{t}{\tau_0} \right)^{-2}, \quad (96)$$

sendo L_0 a potência inicial de rotação da fonte, η o fator de eficiência, e τ_0 a escala de tempo do pulsar (veja os Anexos A e B). O GALPROP calcula a rede de produção primária, secun-

dária e terciária de isótopos a partir das abundâncias na fonte dos raios cósmicos (PORTER; JOHANNESSON; MOSKALENKO, 2021).

Para o segundo tipo de simulação, usou-se o modelo de injeção de fonte pontual o qual foi denominado de modelo quiescente. No modelo de emissão quiescente, o espectro de injeção é normalizado por uma lei de potência com quebras múltiplas em rigidez (PORTER; JOHANNESSON; MOSKALENKO, 2021)

$$q(\rho) \propto \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\gamma_0} \prod_N^{i=0} \left[1 + \left(\frac{\rho}{\rho_i}\right)^{\frac{\gamma_i - \gamma_{i+1}}{s_i}}\right]^{s_i}, \quad (97)$$

sendo $\gamma_i = 0, \dots, N + 1$ os índices espectrais, $\rho_i = 0, \dots, N$ são as quebras de rigidez e s_i os parâmetros de suavização. Para as simulações realizadas, a rigidez de referência para o índice de injeção de núcleo é de 220×10^3 MeV com índices espectrais de 2.2, 2.4 e 2.6. No capítulo a seguir, abordam-se características específicas das simulações de cada fonte com seus respectivos resultados.

5.2 Cálculo da emissão de pulsares

Para o cálculo da emissão de radiação gama a partir da emissão dos raios cósmicos das fontes, abordam-se duas fontes dentro das classes dos pulsares, visando resultados específicos. Para as respectivas simulações usam-se os mesmos parâmetros citados no capítulo anterior, assim como distribuições de gás, campo magnético e campo de radiação interestelar. Posteriormente, os parâmetros utilizados especificamente para cada fonte são descritos.

5.2.1 Emissão de altas energias da SGR J1935+2154 e sua hospedeira SNR G57.2+0.8

Para o presente modelo de simulações, normalizou-se a emissão de gama proveniente do fluxo de raios cósmicos considerando a potência total de injeção da SGR J1935+2154 e sua hospedeira SNR G57.2+0.8 a partir da expressão:

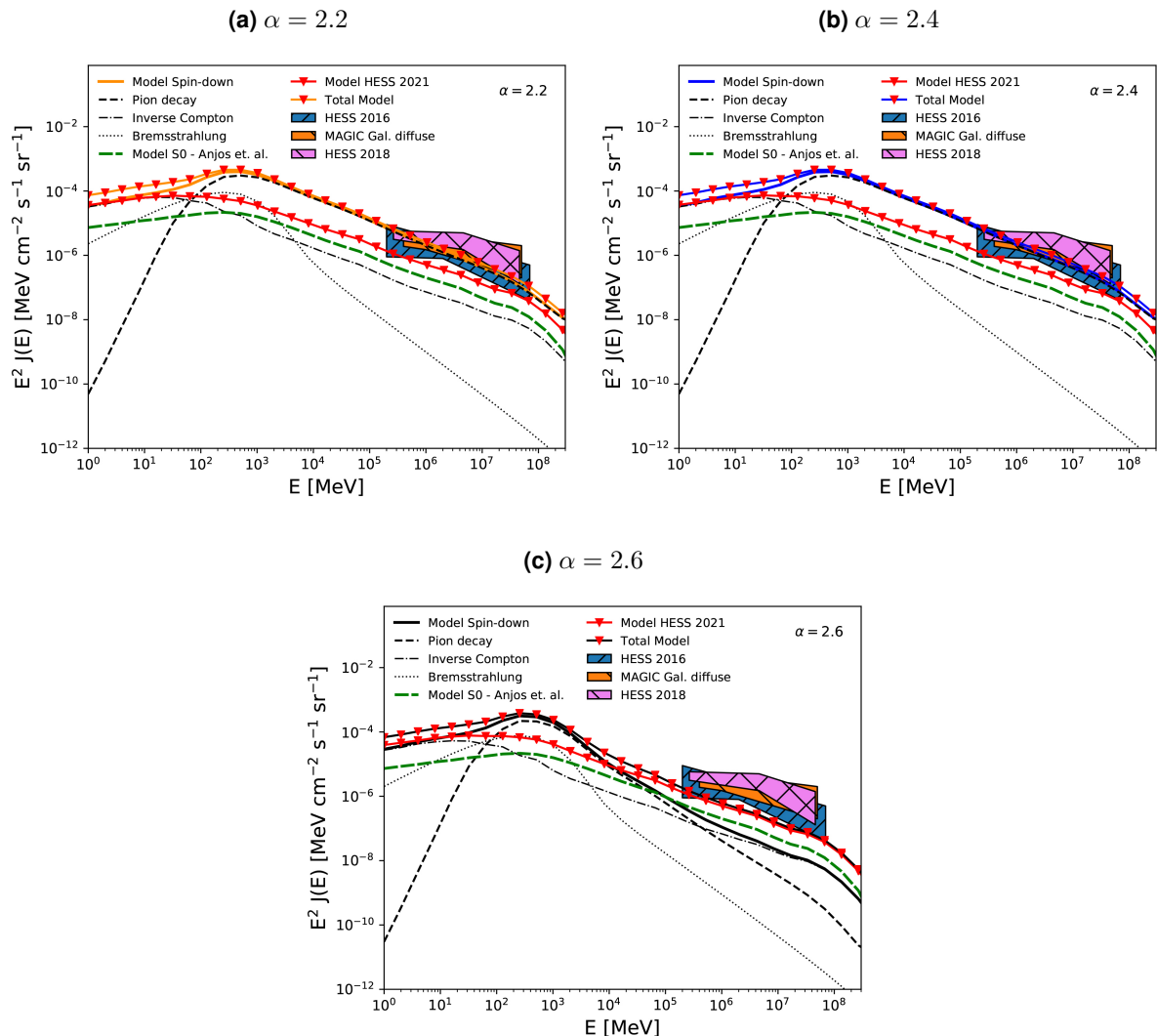
$$L = L(t) + L', \quad (98)$$

sendo L' a luminosidade dos raios gama do estado de explosão dos limites superiores de H.E.S.S. (COLLABORATION *et al.*, 2021). Deste modo, a potência total (modelo total) injetada pela fonte será uma soma dos modelos de injeção por giro (modelo spin-down) e do modelo de burts (modelo HESS 2021). Nestas análises, também se adiciona um modelo de simulação quiescente, o qual chamamos de Model S0 (ANJOS *et al.*, 2021). Este modelo foi simulado usando o GALPROP versão 56, mostrando um fluxo muito menor ao comparado às simulações realizadas pela versão 57, além de ser um tipo de injeção diferente.

A Figura 25 apresenta os resultados das simulações, que fornecem os dados de radiação gamas emitidos pela SGR J1935+2154 e sua hospedeira SNR G57.2+0.8, considerando $\alpha = 2.2, 2.4$ e 2.6 . As áreas hachuradas da Figura 25 representam dados de emissão de raios gama difusa na Galáxia, na faixa do TeV, do Centro Galáctico (HESS 2018 (COLLABORATION, 2018), HESS 2016 (COLLABORATION,) e MAGIC (COLLABORATION, 2020)).

Os gráficos contidos na Figura 25 mostram uma contribuição maior para o decaimento pión, para energias a partir de 10^2 MeV. A variância dos índices espectrais, apresentados na Figura 25-(a,b e c), demonstra diferentes contribuições à radiação γ , para índices espectrais menores, existe uma maior contribuição para os gamas em excesso do centro Galáctico. Sugere-se aqui, através dos resultados obtido na Figura 25-(a,b,c), que a emissão de gamas de altas energias pode ser o resultado das colisões hadrônicas, produzidas pela interação de partículas aceleradas com o meio interestelar. Este resultado indica que esta associação pode ser um possível PeVatron dentro da Galáxia.

Figura 25 – Distribuição de energia espectral da emissão de raios gama. O model spin-down é a soma do decaimento de pión, Compton inverso e bremsstrahlung. O Modelo H.E.S.S 2021 é descrito a partir do estado quiescente do SGR J1935+2154.



Fonte: (COELHO *et al.*, 2022)

5.2.2 Emissão de radiação gama de raios cósmicos da CCO 1E 1207.4-5209 e sua hospedeira SNR G296.5 + 10.0

Para a análise dos dados de radiação gamas de raios cósmicos da CCO 1E 1207.4-5209 e sua hospedeira SNR G296.5 + 10.0, utilizou-se do modelo de simulação spin-down e quiescente. Para as simulações empregamos os mesmos parâmetros descritos no item (5.1.2). Para a análise da potência de injeção total da fonte usamos,

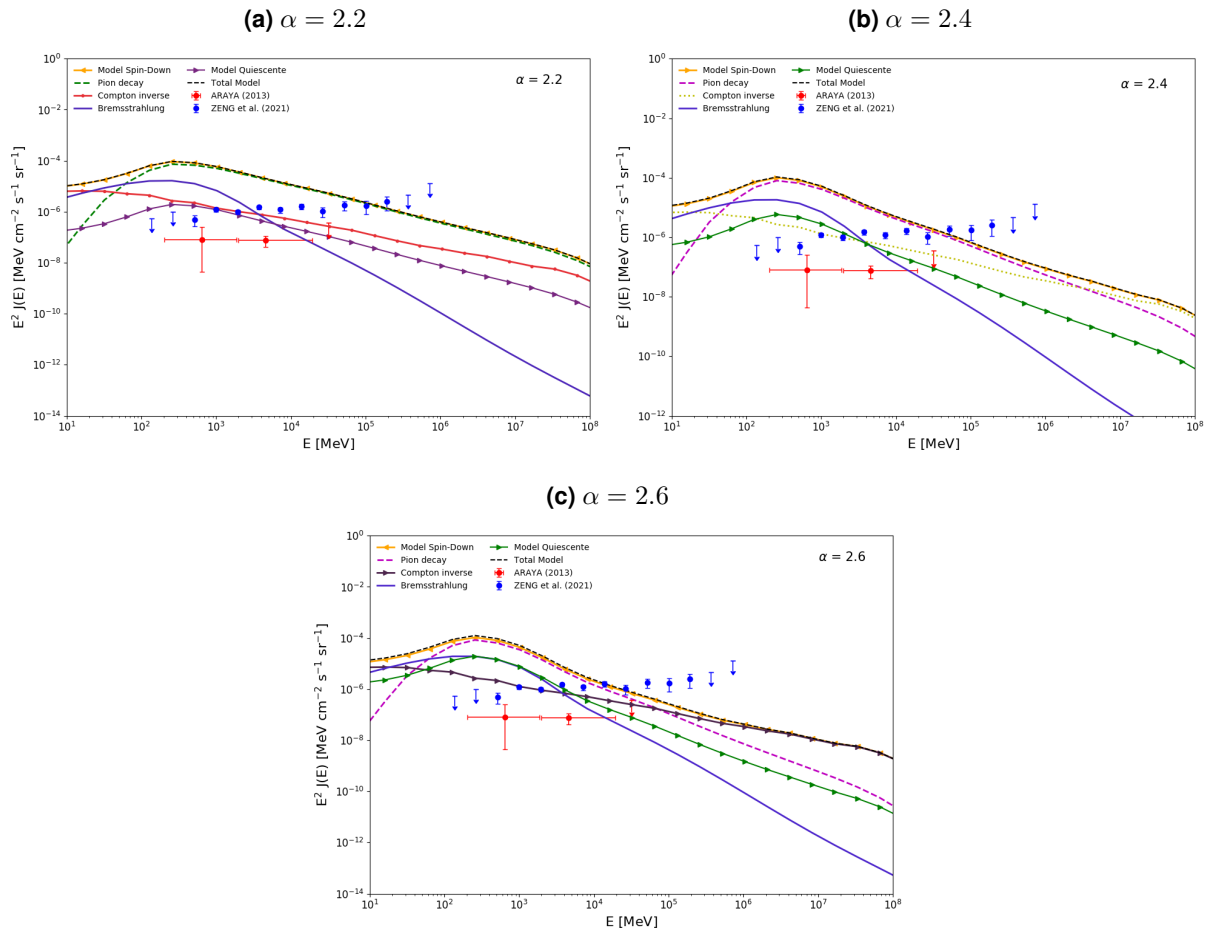
$$L = L(t) + L'', \quad (99)$$

sendo L'' a injeção quiescente de partículas normalizado pelo limite superior de $1.9 \times 10^{-9} \text{ cm}^{-1} \text{ s}^{-1}$ (ZENG *et al.*, 2021). A injeção quiescente aborda a potência de partículas da CCO, a

partir de processos e interações naturais da fonte com o ambiente circundante. Para tal utiliza-se a distribuição de fonte pontual e sua localização em coordenadas cartesianas (7.7452, 2.1647, - 1.2264) Kpc.

Para o modelo de simulação de spin-down $L(t)$, a injeção é calculada a partir de dados específicos da fonte, que regem principalmente os processos de emissão pela alta rotação. Para tal simulação, considera-se uma luminosidade de $1 \times 10^{33} \text{ ergs s}^{-1}$ e uma idade característica de $3.02 \times 10^8 \text{ yr}$ com um índice espectral igual à 3. Para o τ_0 , calculado a partir de valores encontrados no catálogo de pulsares ATNF (veja Anexo B), encontrando o valor de $\sim 3.63 \times 10^5 \text{ yr}$. Aqui também limita-se a rigidez de referência para o índice de injeção de núcleo igual a $220 \times 10^3 \text{ MeV}$, para os índices espectrais de 2.2, 2.4 e 2.6.

Figura 26 – Distribuição de energia espectral da emissão de raios gama proveniente de raios cósmicos da CCO 1E 1207.4-5209 e sua hospedeira SNR G296.5 + 10.0. O model spin-down é a soma do decaimento do pión, Compton inverso e bremsstrahlung. A potência total injetada pela fonte é descrita como model total. Os dados contidos nos gráficos são do modelo (ZENG et. al., 2021) e uma medição (ARAYA, 2013) da radiação gama emitida pela associação CCO+SNR.



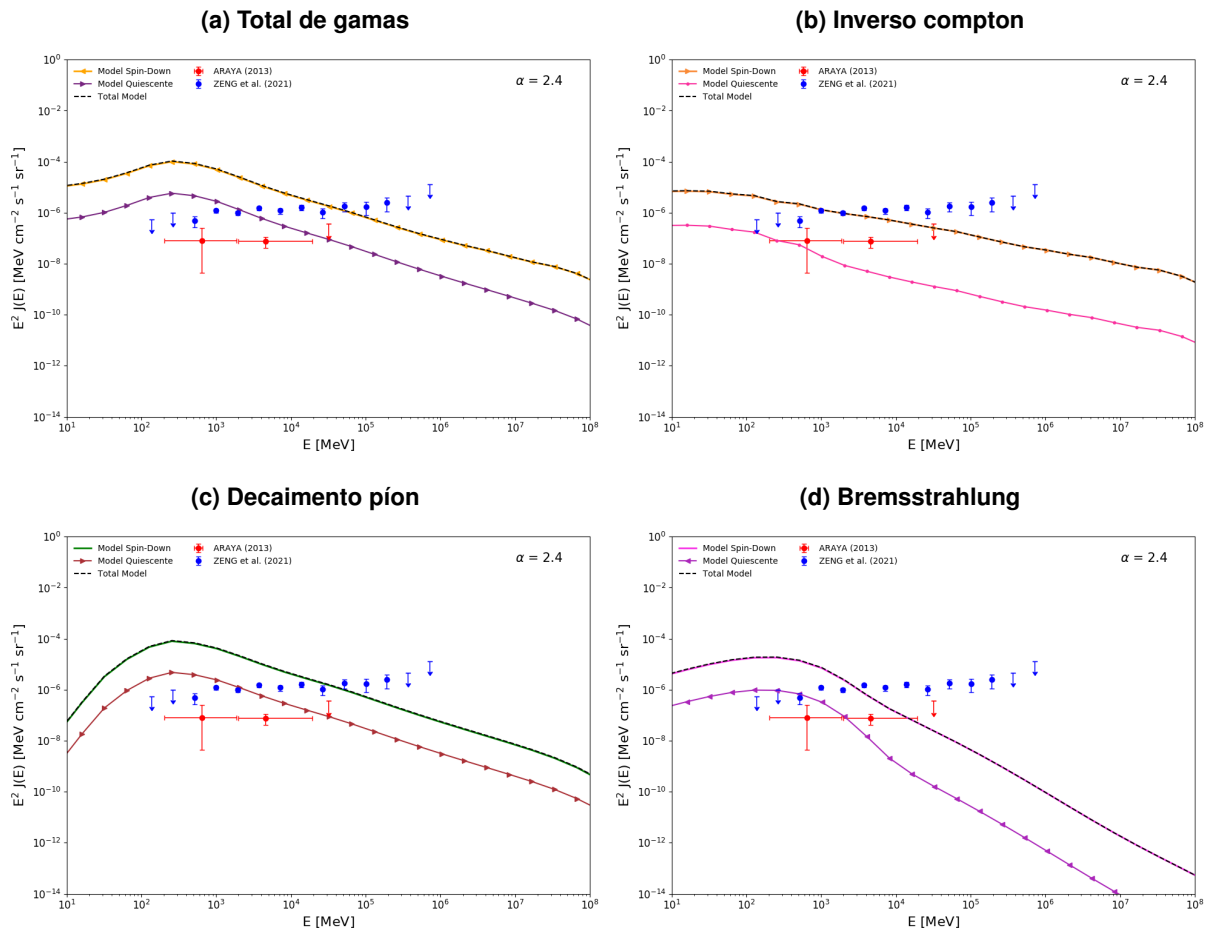
Fonte: Elaborado pelo autor

Os modelos de simulação descritos acima permitem construir os gráficos contidos na Fig. 26 e Fig. 27. Para o índice espectral de 2.2 Fig. 26(a), as linhas apontam uma maior parcela de emissão de radiação gama de raio cósmico na faixa de energia de $10^2 - 10^5 \text{ MeV}$, onde os dados de simulação encontram os de emissão de gama da CCO. Analisando os dados de

simulação para o índice espectral 2.4 Fig.26(b), tem-se uma faixa de $10^2 \leq E < 10^5$ MeV, a qual compreende a faixa de gama emitido pela fonte, que pode ser considerada proveniente de raios cósmicos. Semelhante aos resultados anteriores, o índice 2.6 representa gama de raio cósmico encontrado na faixa de $10^2 \leq E \leq 10^4$ MeV.

Investigando as emissões de gamas das simulações com índice espectral 2.4 de maneira isolada Fig.27 pode-se encontrar informações relevantes. Para a produção de radiação por processos de emissão Bremsstrahlung Fig.27(d) e Compton inverso Fig.27(b), há uma maior eficiência na faixa de $10^2 \leq E \leq 10^4$ MeV, onde as linhas de emissão encontram os dados de radiação gama emitido pela associação CCO+SNR. Por outro lado, a produção de radiação por decaimento pión Fig.27(c) compreende a faixa de $10^2 \leq E \leq 10^5$ MeV, revelando ser o processo que mais produz radiação gama de raio cósmico.

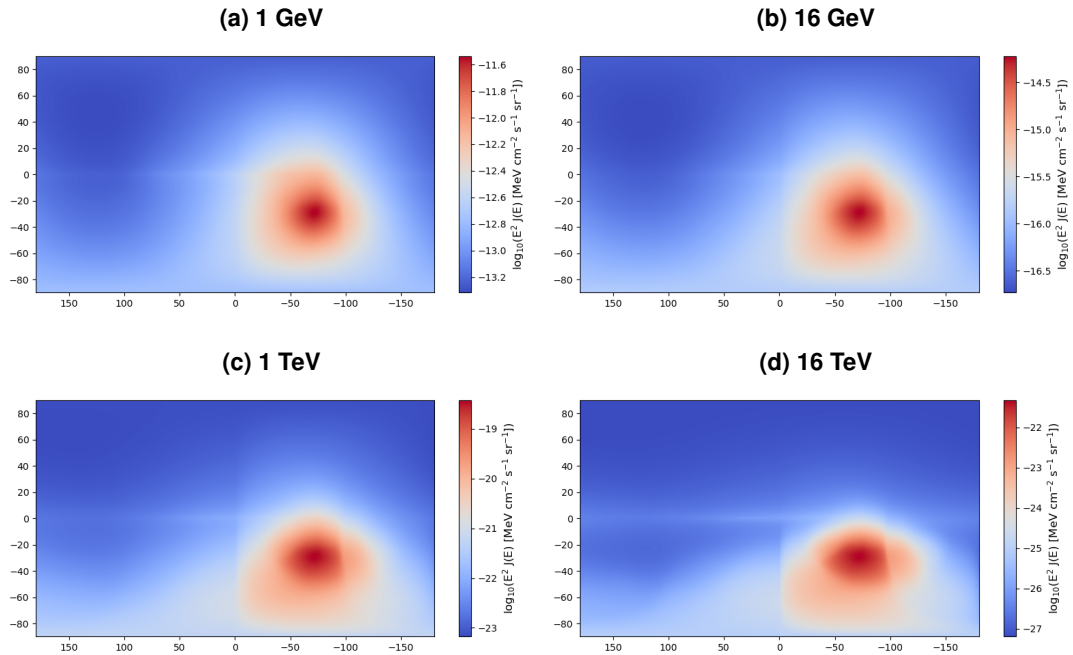
Figura 27 – Contribuição das diferentes emissões de radiação gama para o índice espectral de 2.4.



Fonte: Elaborado pelo autor

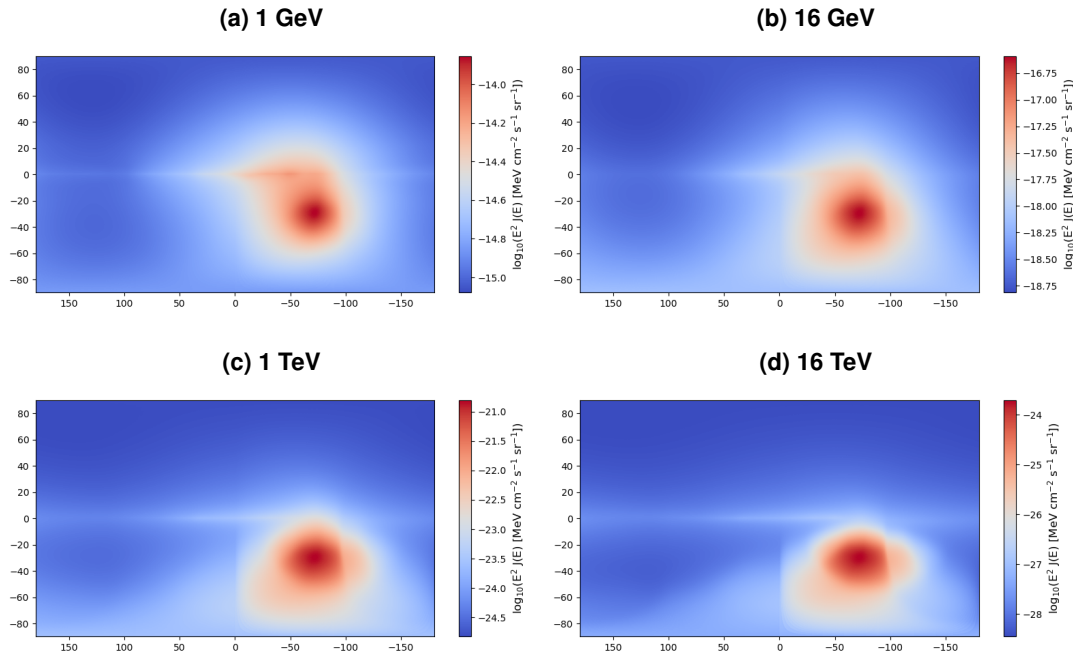
As Fig. 26 e Fig. 27 demonstram que o modelo de spin-down apresenta um fluxo de partículas maior, se comparado ao modelo quiescente, demonstrando ser um modelo de injeção mais eficiente. Desta forma, conclui-se que o objeto tem um poder de injeção de partículas maior devido às suas características de rotação.

Figura 28 – Raios gama Galácticos difusos para diferentes energias após a propagação de núcleos do CCO 1E 1207.4-5209 e sua hospedeira SNR G296.5 + 10.0, para o modelo de spin-down. Os mapas representam a produção de gamas por espalhamento Compton inverso. Os mapas estão em coordenadas galácticas com $(l, b) = (0, 0)$ no centro da mapa.



Fonte: Elaborado pelo autor

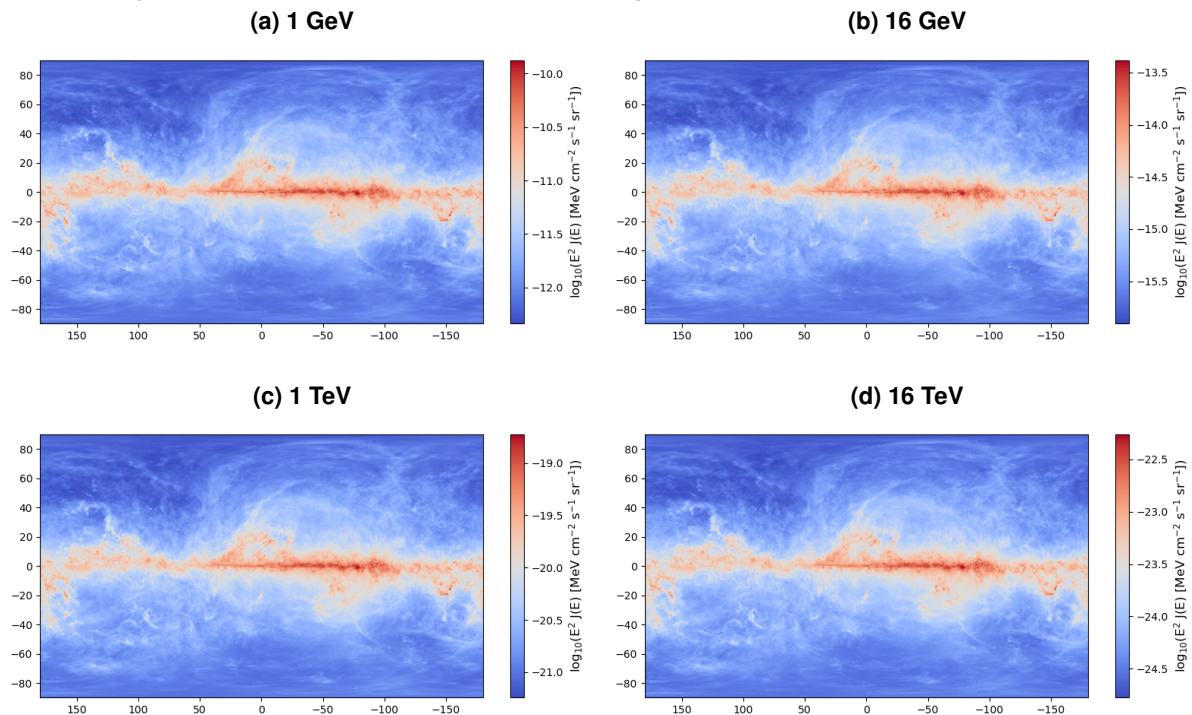
Figura 29 – Raios gama galácticos difusos para diferentes energias após a propagação de núcleos do CCO 1E 1207.4-5209 e sua hospedeira SNR G296.5 + 10.0, para o modelo quiescente. Os mapas representam a produção de gamas por espalhamento Compton inverso. Os mapas estão em coordenadas galácticas com $(l, b) = (0, 0)$ no centro da mapa.



Fonte: Elaborado pelo autor

A Fig. 28 e a Fig. 29 ilustram a produção de radiação gama por efeito compton inverso do objeto central compacto 1E 1207.4-5209 e sua hospedeira SNR G296.5 + 10.0. A Fig. 28 provém das simulações do modelo de spin-down para o índice espectral 2.4, já a Fig. 29 é originada da simulação quiescente para o mesmo índice espectral. Nos dois modelos se observa uma maior emissão muito próxima ao centro geométrico do objeto, onde encontra-se o objeto central compacto, mostrando ser o emissor principal da associação. Para faixas de energias mais baixas de 1 GeV - 16 GeV existe uma concentração maior de emissão no centro, no entanto, para faixas de $E \geq 1$ TeV as partículas se dispersam do centro suavemente, demonstrando que a interação da CCO com o ambiente ao seu redor produz mais partículas de altas energias, produzindo gamas mais energéticos. Comparando os modelos, o fluxo de partículas do modelo de spin-down é maior, sendo mais poderoso para faixas de energias mais altas, porém, o modelo quiescente apresenta um fluxo mais baixo centrado no objeto.

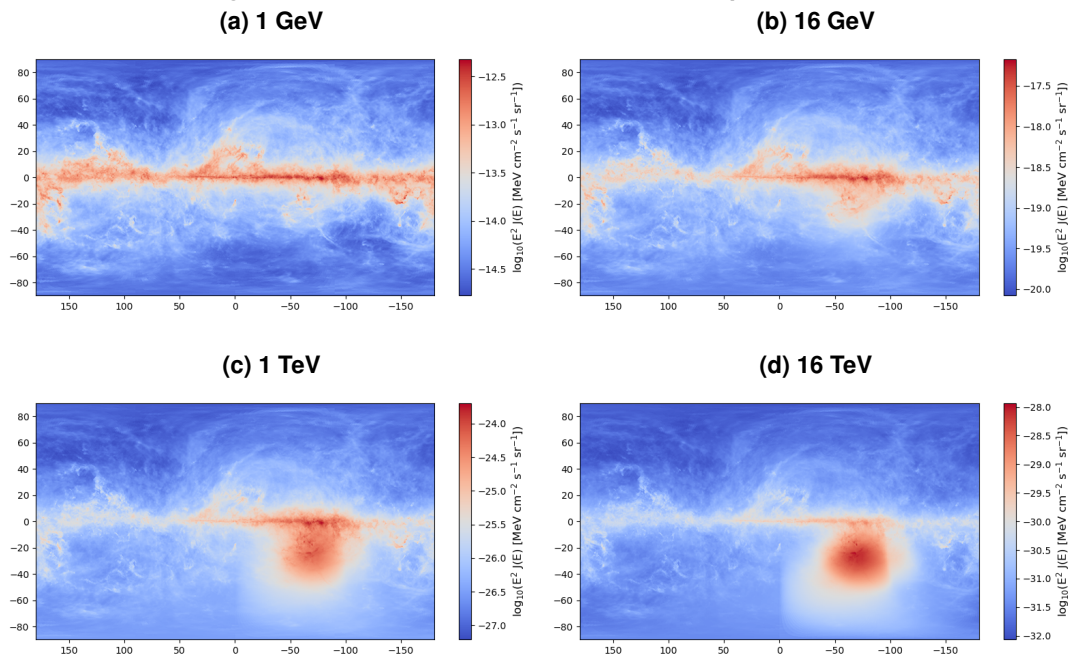
Figura 30 – Raios gama galácticos difusos para diferentes energias após a propagação de núcleos do CCO 1E 1207.4-5209 e sua hospedeira SNR G296.5 + 10.0, para ambos os modelos. Os mapas representam a produção hadrônica de gamas por decaimento pión. Os mapas estão em coordenadas galácticas com $(l, b) = (0, 0)$ no centro da mapa.



Fonte: Elaborado pelo autor

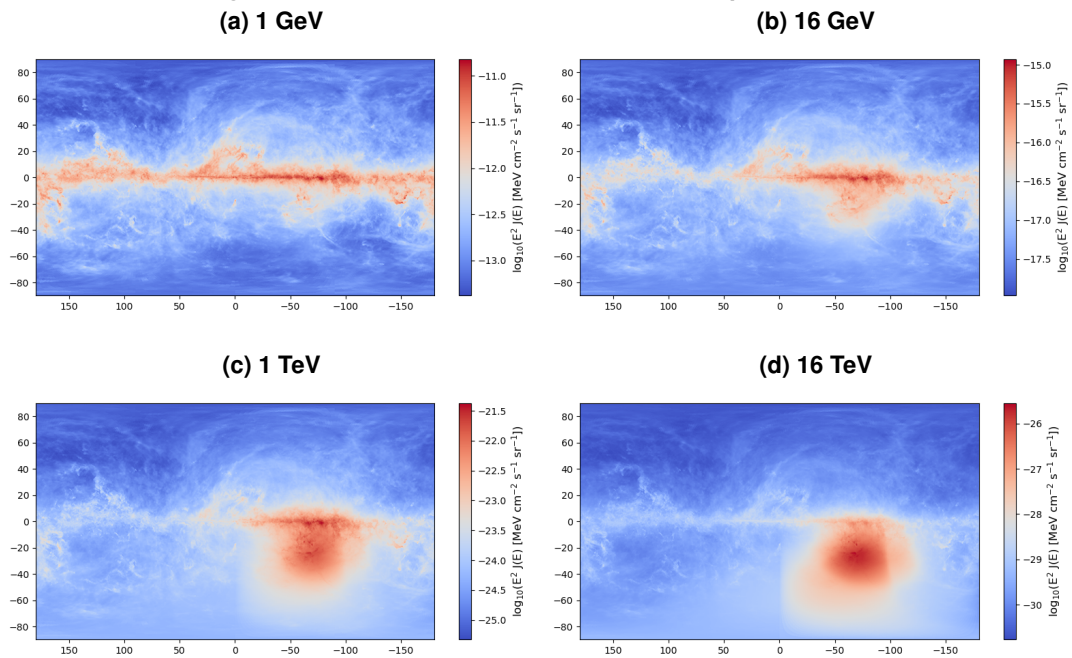
A emissão de gamas por processos de decaimento pión está representado nos mapas da Fig.30. Analisando-os, não há mudança significativa de emissão por decaimento pión com o aumento da energia.

Figura 31 – Raios gama galácticos difusos para diferentes energias após a propagação de núcleos do CCO 1E 1207.4-5209 e sua hospedeira SNR G296.5 + 10.0, para o modelo quiescente. Os mapas representam a produção leptônica de gamas por emissão bremsstrahlung. Os mapas estão em coordenadas galácticas com $(l, b) = (0, 0)$ no centro da mapa.



Fonte: Elaborado pelo autor

Figura 32 – Raios gama galácticos difusos para diferentes energias após a propagação de núcleos do CCO 1E 1207.4-5209 e sua hospedeira SNR G296.5 + 10.0, para o modelo de spin-down. Os mapas representam a produção leptônica de gamas por emissão bremsstrahlung. Os mapas estão em coordenadas galácticas com $(l, b) = (0, 0)$ no centro da mapa.



Fonte: Elaborado pelo autor

As Fig. 31 e Fig.32 ilustram a produção de radiação por efeito bremsstrahlung, para o modelo de spin-down e quiescente respectivamente. Para energias na faixa dos TeV existe uma maior radiação de freamento na região onde está localizado o objeto central compacto e seu remanescente de supernova. Fazendo um comparativo entre os modelos, se conclui que o freamento é mais potente no modelo de spin-down, enquanto que para o quiescente é suave.

6 CONCLUSÕES

Na presente pesquisa, mecanismos atuais de aceleração de partículas foram abordados e trabalhados, o que possibilitou uma melhor compreensão da física de partículas altamente energéticas no universo. Descreveu-se todos os processos que regem à propagação de partículas na Galáxia, desde sua origem na fonte até a sua detecção na Terra. A interação das partículas energéticas de origens hadrônica e leptônica com o meio interestelar, acarreta perdas de energia, as quais geram radiação gama explorada na presente dissertação. Esta radiação gama emitida pelos raios cósmicos é foco de grandes pesquisas na área da física e com os avanços nas medições do CTA, a descrição dos raios cósmicos até o joelho do espectro será mais eficiente e completa.

Para a distribuição de fonte, os modelos investigados de aceleração de partículas foram de pulsares, sendo eles pertencentes à classe dos magnetares e dos objetos centrais compactos. A descrição das principais características dos pulsares também foram abordadas, com a finalidade de revelar características físicas destes misteriosos objetos, para proporcionar melhor entendimento das propriedades intrínsecas a estes objetos celestes, como por exemplo, suas regiões magnetosféricas que fornecem um rico cenário à aceleração e injeção de partículas energéticas.

Com o avanço tecnológico e a sofisticação dos softwares de simulação de partículas, foram desenvolvidos modelos que nos forneceram resultados que descrevem parte dos dados medidos. Usando a versão 57 do GALPROP, foi possível simular um ambiente mais próximo da realidade, abordando os mais atuais modelos de gás interestelar e campo magnético. O software também possibilitou a solução da difusão anisotrópica, implementando a teoria da difusão em duas zonas. Além de todas as modificações, o GALPROP proporcionou a idealização de diferentes modelos de injeção de partículas, o modelo de spin-down e o modelo quiescente.

Os resultados das simulações de gamas de raios cósmicos do magnetar 1935+2154 e sua hospedeira SNR G57.2+0.8, revelaram uma contribuição significativa à distribuição da densidade total de radiação gama, em especial, para a difusão de raios gama do Centro Galáctico. Para o pulsar pertencente à classe dos objetos compactos, a CCO 1E 1207.4-5209 e sua hospedeira SNR G296.5 + 10.0, obtivemos com nossa simulações, uma taxa suave de contribuição da radiação gama de raios cósmicos. Através das análises dos resultados de simulações, constatam-se que para $10^2 \leq E \leq 10^5$ MeV o fluxo de radiação gama emitida pela associação CCO e SNR podem ser resultado da interação de raios cósmicos com o ambiente. Todos os resultados obtidos nesta dissertação são efeito dos processos de propagação de partículas de altas energias até o joelho, revelando a relevância das análises e elaboração de modelos de propagação para o entendimento da física de raios cósmicos Galácticos.

7 APÊNDICE A

Cálculo do τ_{u_0} (CCO)

A luminosidade do spin-down é expressa em termos do período de pulso P , assim sabendo que

$$\Omega = \frac{2\pi}{P}, \quad (100)$$

cuja variação é dada por

$$\dot{\Omega} = 2\pi \left(\frac{-\dot{P}}{P^2} \right) \quad (101)$$

Usando o catalogo ATNF de pulsares, encontramos um $P = 0,424130748816$ s e um $\dot{P} = 2,224 \cdot 10^{-17}$ s/s, para o pulsar J1210-5226, logo:

$$\Omega = 14,8 \frac{rad}{s} \quad (102)$$

$$\dot{\Omega} = 7,8 \times 10^{-16} \frac{rad}{s^2} \quad (103)$$

Evocando a equação da velocidade angular do pulsar, e sabendo que a idade característica da CCO é $3,02 \times 10^8$ yr ou $9,523872 \times 10^{15}$ s, também encontradas no catalogo ATNF, podemos encontrar τ (MALYSHEV; CHOLIS; GELFAND, 2009), assim:

$$\frac{\Omega}{2\dot{\Omega}} = -(t + \tau), \quad (104)$$

substituindo os resultados encontrados para a Eq.100 e Eq.101, temos que

$$-\tau = \frac{\Omega}{2\dot{\Omega}} + t = -1,14 \times 10^{13} s, \quad (105)$$

ou $3,63 \times 10^5$ yr.

8 APÊNDICE B

Cálculo do τ_{u_0} (SGR)

A luminosidade do spin-down é geralmente expressa em termos do período de pulso P :

$$\Omega = \frac{2\pi}{P}, \quad (106)$$

com uma variação de

$$\dot{\Omega} = 2\pi \left(\frac{-\dot{P}}{P^2} \right). \quad (107)$$

Usando o catalogo ATNF de pulsares, encontramos um $P = 3.25$ s e um $\dot{P} = 1.43 \times 10^{-11}$ s/s, para o pulsar J1935+2154, logo:

$$\Omega = 1.93 \frac{rad}{s} \quad (108)$$

$$\dot{\Omega} = -8.50 \times 10^{-12} \frac{rad}{s^2} \quad (109)$$

Evocando a equação da velocidade angular do pulsar, e sabendo que a idade caraterística da SNR é 3.6×10^3 yr ou 1.1353×10^{11} s, também encontradas no catalogo ATNF, podemos encontrar τ (MALYSHEV; CHOLIS; GELFAND, 2009), assim:

$$\frac{\Omega}{2\dot{\Omega}} = -(t + \tau) \quad (110)$$

substituindo os valores encontrados na Eq.106 e Eq.107, temos que

$$-\tau = \frac{\Omega}{2\dot{\Omega}} + t = -1.06 \times 10^8 s, \quad (111)$$

ou 3.38 yr.

REFERÊNCIAS

- AAB, A. *et al.* Combined fit of spectrum and composition data as measured by the pierre auger observatory. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, IOP Publishing, v. 2017, n. 04, p. 038, 2017.
- ABEYSEKARA, A. *et al.* Extended gamma-ray sources around pulsars constrain the origin of the positron flux at earth. **Science**, American Association for the Advancement of Science, v. 358, n. 6365, p. 911–914, 2017.
- ALOISIO, R. Acceleration and propagation of ultra-high energy cosmic rays. **Progress of Theoretical and Experimental Physics**, Oxford University Press, v. 2017, n. 12, p. 12–102, 2017.
- ANJOS, R. C. D. *et al.* Ultrahigh-energy cosmic ray composition from the distribution of arrival directions. **Physical Review D**, APS, v. 98, n. 12, p. 123018, 2018.
- ANJOS, R. C. dos *et al.* High-energy gamma-ray emission from snr g57. 2+ 0.8 hosting sgr j1935+ 2154. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, IOP Publishing, v. 2021, n. 10, p. 023, 2021.
- ANJOS, R. d. C. d. **Propagação de raios cósmicos extragaláticos**. 2014. Tese (Doutorado) — Universidade de São Paulo, 2014.
- ANKAY, A.; ANKAY, A. M.; ERCAN, E. N. Possible evolution of dim radio-quiet neutron star 1e 1207.4-5209 based on a b-decay model. **International Journal of Modern Physics D**, World Scientific, v. 16, n. 04, p. 619–628, 2007.
- ARRAY, C. T. Disponível em: <<https://www.cta-observatory.org>>. p. Acesso em: 24 setembro, 2022.
- BAADE, W.; ZWICKY, F. On super-novae. **Proceedings of the National Academy of Sciences**, National Acad Sciences, v. 20, n. 5, p. 254–259, 1934.
- BAI, X. *et al.* The large high altitude air shower observatory (lhaaso) science white paper. **arXiv preprint arXiv:1905.02773**, 2019.
- BANDEIRA, B.; MACKEDANZ, L. F. Mecanismos de limitação da energia de raios cósmicos durante sua propagação. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, v. 41, n. 4, 2019.
- BATISTA, P. I. S. **Phenomenology of cosmic ray transport in the galaxy**. 2019. Tese (Doutorado) — Universidade de São Paulo, 2019.
- BLANDFORD, R.; EICHLER, D. Particle acceleration at astrophysical shocks: A theory of cosmic ray origin. **Physics Reports**, Elsevier, v. 154, n. 1, p. 1–75, 1987.
- BLUMENTHAL, G. R.; GOULD, R. J. Bremsstrahlung, synchrotron radiation, and compton scattering of high-energy electrons traversing dilute gases. **Reviews of Modern Physics**, APS, v. 42, n. 2, p. 237, 1970.
- BRADT, H. **Astronomy methods: A physical approach to astronomical observations**. [S.l.]: Cambridge University Press, 2008.

- BURNELL, J. B. Little green men: O episódio de detecção dos pulsares e o protagonismo de Jocelyn Bell Burnell. **JOCELYN BELL BURNELL E OS PULSARES: UM ESTUDO HISTÓRICO**, Universidade Federal de Santa Catarina, p. 60, 2022.
- BUSTAMANTE, M. C. A descoberta dos raios cósmicos ou o problema da ionização do ar atmosférico. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, SciELO Brasil, v. 35, 2013.
- CARLSON, P.; ANGELIS, A. D. Nationalism and internationalism in science: the case of the discovery of cosmic rays. **The European Physical Journal H**, Springer, v. 35, n. 4, p. 309–329, 2011.
- CARUSO, F.; OGURI, V.; SILVEIRA, F. Calores específicos dos gases ideais degenerados. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, SciELO Brasil, v. 40, 2017.
- COELHO, J. G. **Magnetares e os pulsares de anãs brancas**. 2013. Tese (Doutorado) — Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos, 2013.
- COELHO, J. G. *et al.* An updated view and perspectives on high-energy gamma-ray emission from sgr j1935+ 2154 and its environment. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, IOP Publishing, v. 2022, n. 10, p. 041, 2022.
- COLLABORATION, H. Acceleration of petaelectronvolt protons in the galactic centre.
- COLLABORATION, H. Characterising the vhe diffuse emission in the central 200 parsecs of our galaxy with hess. **EDP Sciences**, v. 612, p. A9, 2018.
- COLLABORATION, H. *et al.* Searching for tev gamma-ray emission from sgr\, 1935+ 2154 during its 2020 x-ray and radio bursting phase. **arXiv preprint arXiv:2110.00636**, 2021.
- COLLABORATION, H. *et al.* First observation of the greisen-zatsepin-kuzmin suppression. **arXiv preprint astro-ph/0703099**, 2007.
- COLLABORATION, I. *et al.* Neutrinos and cosmic rays observed by icecube. 2017.
- COLLABORATION, M. Magic observations of the diffuse γ -ray emission in the vicinity of the galactic center. **Astronomy & Astrophysics**, EDP Sciences, v. 642, p. A190, 2020.
- COLLABORATION, P. A. *et al.* The fluorescence detector of the pierre auger observatory and hybrid performances. **Nuclear Physics B Proceedings Supplements**, v. 136, p. 399–406, 2004.
- CONDON, J. J.; RANSOM, S. M. **Essential radio astronomy**. [S.l.]: Princeton University Press, 2016. v. 2.
- DONATO, F. Ggi apcg school. theoretical aspects of astroparticle physics, cosmology and gravitation galactic cosmic rays and multimessenger astronomy. Acesso em 6 de julho de 2022. Disponível em <<https://www.youtube.com/watch?v=-k5W5jIrdYQ>>, 2019.
- DUBNER, G.; COLOMB, F.; GIACANI, E. 1410 mhz continuum and hi line observations towards the snr g296. 5+ 10.0 and nearby sources-evidences of two snrs tunneling through the interstellar medium. **The Astronomical Journal**, v. 91, p. 343–353, 1986.
- DUNCAN, R. C.; THOMPSON, C. Formation of very strongly magnetized neutron stars-implications for gamma-ray bursts. **The Astrophysical Journal**, v. 392, p. L9–L13, 1992.
- ESO/NASA. Artist's impression of the central bulge of the milky way. **Disponível em:** <<https://www.eso.org/public/images/eso1339a/>>, p. Acesso em: 5 Dezembro, 2022, 2013.

- GAENSLER, B. M.; SLANE, P. O. The evolution and structure of pulsar wind nebulae. **arXiv preprint astro-ph/0601081**, 2006.
- GÉNOLINI, Y. *et al.* Current status and desired precision of the isotopic production cross sections relevant to astrophysics of cosmic rays: Li, Be, B, C, and N. **Physical Review C**, APS, v. 98, n. 3, p. 034611, 2018.
- GIACANI, E. *et al.* The interstellar matter in the direction of the supernova remnant G296.5+10.0 and the central x-ray source 1E 1207.4-5209. **The Astronomical Journal**, IOP Publishing, v. 119, n. 1, p. 281, 2000.
- GOLD, T.; PACINI, F. Can the observed microwave background be due to a superposition of sources? **The Astrophysical Journal**, v. 152, p. L115, 1968.
- GREISEN, K. End to the cosmic-ray spectrum? **Physical Review Letters**, APS, v. 16, n. 17, p. 748, 1966.
- HALPERN, J.; GOTTHELF, E. Spin-down measurement of PSR J1852+0040 in Kesteven 79: Central compact objects as anti-magnetars. **The Astrophysical Journal**, IOP Publishing, v. 709, n. 1, p. 436, 2009.
- HARDING, A. K. The neutron star zoo. **Frontiers of Physics**, Springer, v. 8, n. 6, p. 679–692, 2013.
- HESS, V. The highest-energy cosmic rays. **Physikalische Zeitschrift**, v. 13, p. 1084, 1912.
- HIGH, R. F. E. Disponível em: <<http://hires.physics.utah.edu/>>. p. Acesso em: 22 setembro, 2022.
- HILLAS, A. M. The origin of ultra-high-energy cosmic rays. **Annual review of astronomy and astrophysics**, v. 22, p. 425–444, 1984.
- HOLLAND-ASHFORD, T. *et al.* Comparing neutron star kicks to supernova remnant asymmetries. **The Astrophysical Journal**, IOP Publishing, v. 844, n. 1, p. 84, 2017.
- JÓHANNESSON, G.; PORTER, T. A.; MOSKALENKO, I. V. The three-dimensional spatial distribution of interstellar gas in the Milky Way: implications for cosmic rays and high-energy gamma-ray emissions. **The Astrophysical Journal**, IOP Publishing, v. 856, n. 1, p. 45, 2018.
- JÓHANNESSON, G.; PORTER, T. A.; MOSKALENKO, I. V. Cosmic-ray propagation in light of the recent observation of Geminga. **The Astrophysical Journal**, IOP Publishing, v. 879, n. 2, p. 91, 2019.
- JR, E. C. *et al.* Ondas de Alfvén no meio interplanetário. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, SciELO Brasil, v. 33, 2011.
- JUNIOR, A. B. D. S. **Análise de chuviscos atmosféricos extensos: física de partículas com aceleradores extraterrestres**. 2022. Tese (Doutorado) — Universidade de São Paulo, 2022.
- KASCADE. Disponível em: <<http://www-ik.fzk.de/kascade/>>. p. Acesso em: 22 setembro, 2022.
- KULIKOV, G.; KRISTIANSEN, G. On the size spectrum of extensive air showers. **Sov. Phys. JETP**, v. 35, n. 8, p. 441–444, 1959.
- LAWRENCE, M.; REID, R.; WATSON, A. The cosmic ray energy spectrum above 4×10^{17} eV as measured by the Haverah Park array. **Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics**, IOP Publishing, v. 17, n. 5, p. 733, 1991.
- LETESSIER-SELVON, A.; STANEV, T. Ultrahigh energy cosmic rays. **Reviews of modern physics**, APS, v. 83, n. 3, p. 907, 2011.

- LI, T.-P.; MA, Y.-Q. Analysis methods for results in gamma-ray astronomy. **The Astrophysical Journal**, v. 272, p. 317–324, 1983.
- LOBATO, R. V.; COELHO, J. G.; MALHEIRO, M. Ultra-high energy cosmic rays from white dwarf pulsars and the hillas criterion. *In*: IOP PUBLISHING. **Journal of Physics: Conference Series**. [S.l.], 2017. v. 861, n. 1, p. 012005.
- LOPEZ, L. A.; FESEN, R. A. The morphologies and kinematics of supernova remnants. **Space Science Reviews**, Springer, v. 214, n. 1, p. 1–26, 2018.
- LORIMER, D.; KRAMER, M. **Handbook of pulsar astronomy**. [S.l.]: Cambridge University Press, 2005. v. 4.
- LORIMER, D. R. *et al.* A bright millisecond radio burst of extragalactic origin. **Science**, American Association for the Advancement of Science, v. 318, n. 5851, p. 777–780, 2007.
- LUCA, A. D. *et al.* Xmm-newton and vlt observations of the isolated neutron star 1e 1207.4–5209. **Astronomy & Astrophysics**, EDP Sciences, v. 418, n. 2, p. 625–637, 2004.
- MALYSHEV, D.; CHOLIS, I.; GELFAND, J. Pulsars versus dark matter interpretation of atic/pamela. **Physical Review D**, APS, v. 80, n. 6, p. 063005, 2009.
- MOLLERACH, S.; ROULET, E. Progress in high-energy cosmic ray physics. **Progress in Particle and Nuclear Physics**, Elsevier, v. 98, p. 85–118, 2018.
- MORANCHEL-BASURTO, A. *et al.* Origin of the bilateral structure of the supernova remnant g296. 5+ 10. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford University Press, v. 472, n. 2, p. 2117–2125, 2017.
- NASA. The gamma-ray sky. p. Disponível em: <<https://svs.gsfc.nasa.gov/11545>>. Acesso em: 30 Novembro, 2022, 2014.
- OBSERVATORY, P. A. Disponível em:<<http://www.telescopearray.org>>. p. Acesso em: 22 setembro, 2022.
- OPPENHEIMER, J. R.; VOLKOFF, G. M. On massive neutron cores. **Physical Review**, APS, v. 55, n. 4, p. 374, 1939.
- PACINI, A. A. Cosmic rays: bringing messages from the sky to the earth's surface. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, SciELO Brasil, v. 39, 2016.
- PAIVA, E. d. Sobre o espalhamento compton inverso. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, SciELO Brasil, v. 36, 2014.
- PORTER, T. A.; JOHANNESSON, G.; MOSKALENKO, I. V. High-energy gamma rays from the milky way: three-dimensional spatial models for the cosmic-ray and radiation field densities in the interstellar medium. **The Astrophysical Journal**, IOP Publishing, v. 846, n. 1, p. 67, 2017.
- PORTER, T. A.; JOHANNESSON, G.; MOSKALENKO, I. V. The galprop cosmic-ray propagation and non-thermal emissions framework: Release v57. **arXiv preprint arXiv:2112.12745**, 2021.
- POTGIETER, M. S. Solar modulation of cosmic rays. **Living Reviews in Solar Physics**, Springer, v. 10, n. 1, p. 1–66, 2013.
- ROGER, R. *et al.* Symmetry of the radio emission from two high-latitude supernova remnants, g296.5+10.0 and g327. 6+14.6 (sn 1006). **The Astrophysical Journal**, v. 332, p. 940–953, 1988.

- SIMPSON, J. Elemental and isotopic composition of the galactic cosmic rays. **Annual Review of Nuclear and Particle Science**, Annual Reviews 4139 El Camino Way, PO Box 10139, Palo Alto, CA 94303-0139, USA, v. 33, n. 1, p. 323–382, 1983.
- SPECTRUM, T. C. R. The cosmic ray spectrum plot. doi.org/10.5281/zenodo.4309926, 2021.
- STANEV, T. **High energy cosmic rays**. [S.l.]: Springer Science & Business Media, 2010.
- STRONG, A. W. *et al.* Galprop version 54: Explanatory supplement. **Users Guide, Sep**, 2011.
- SUN, X. *et al.* Radio observational constraints on galactic 3d-emission models. **Astronomy & Astrophysics**, EDP Sciences, v. 477, n. 2, p. 573–592, 2008.
- SWG0, T. S. W.-f. G.-r. O. Disponível em: <<https://www.swgo.org>>. p. Acesso em: 26 setembro, 2022.
- TELESCOPE, A. Disponível em: <<http://www.telescopearray.org>>. p. Acesso em: 24 setembro, 2022.
- WRIGHT, M. D. Microbeam radiosurgery: an industrial perspective. **Physica Medica**, Elsevier, v. 31, n. 6, p. 601–606, 2015.
- WUENSCHÉ, C. A. Processos radiativos i - emissão bremsstrahlung. **Notas de aula**, 2010.
- WUENSCHÉ, C. A. Processos radiativos i - emissão sincrotron. **Notas de aula**, 2010.
- ZENG, H. *et al.* TeV cosmic-ray nucleus acceleration in shell-type supernova remnants with hard γ -ray spectra. **The Astrophysical Journal**, IOP Publishing, v. 910, n. 1, p. 78, 2021.
- ZHONG, S.-Q. *et al.* On the distance of sgr 1935+ 2154 associated with frb 200428 and hosted in snr g57. 2+ 0.8. **The Astrophysical Journal Letters**, IOP Publishing, v. 898, n. 1, p. L5, 2020.