

Universidade de São Paulo
Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas
Departamento de Astronomia

Pedro Nicolás Diniz Carvalho

Modelando a Emissão de Raios Gama de Aglomerados de Estrelas

São Paulo

2024

Pedro Nicolás Diniz Carvalho

Modelando a Emissão de Raios Gama de Aglomerados de Estrelas

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado
ao Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências
Atmosféricas da Universidade de São Paulo
como requisito parcial para a obtenção do título
de Bacharel em Astronomia.

Pesquisa básica em Astronomia

Orientadora: Dra. María Victoria del Valle

Co-orientador: Prof. Dr. Reinaldo Santos de
Lima

São Paulo

2024

Dedico este trabalho a todos que me acompanharam nesta jornada chamada vida.

Agradecimentos

À minha família. Em especial meus pais Pedro Nemésio Carvalho Neto e Graciliana Bezerra Diniz por darem o apoio e incentivo para seguir na graduação, e meu irmão João Victor Diniz Carvalho por sempre estar comigo em todos os momentos felizes e tristes;

Aos meus amigos, por estarem sempre ao meu lado e me ajudarem a seguir em frente e lidar com minhas escolhas;

À minha orientadora: María Victoria del Valle. Muito obrigado por todo seu apoio e ajuda durante esses momentos complicados, agradeço também pela calma e paciência de me ter como orientando;

Ao IAG. Por prover a infraestrutura e métodos necessários para incentivar minha jornada acadêmica.

“Não há tal coisa como a perfeição. Esse mundo não é perfeito, por isso, ele é lindo.”

Edward Elric, do anime Full Metal Alchemist

“A persistência é o menor caminho do êxito”

Charles Chaplin

Resumo

Este trabalho consiste nos estudos de astronomia de altas energia com foco em modelar a emissão de raios gama de aglomerados de estrelas. Inicialmente, foi feito um aprofundamento teórico no assunto, vendo com profundidade os métodos de aceleração de partículas nesse meio. Foram modelados os tempos de perda de energia para processos não térmicos seguindo Maurin et al. (2016), encontrando como os processos de perda mais relevantes Bremsstrahlung e síncrotron relativísticos, e as energias máximas das partículas de 50 TeV para os elétrons e 100 TeV para os prótons. Em seguida foi analisada a distribuição dos prótons em função da energia para diferentes tempos e foram observados mapas dessa distribuição em função da distância ao centro do aglomerado. Para os elétrons, devido à rápida perda de energia, desconsidera-se os efeitos de difusão. Por fim, estudou-se a emissão dos prótons e elétrons, ficando visível a faixa de predominância de cada processo de perda de energia, e como o modelo e os resultados estão de acordo com a literatura.

Abstract

This work consists of studies in high-energy astronomy, focusing on modeling the gamma-ray emission from star clusters. Initially, a theoretical background on the subject was developed, with an in-depth exploration of particle acceleration methods in this environment. The energy loss times for non-thermal processes were modeled following Maurin et al. (2016), identifying the most relevant loss processes as relativistic Bremsstrahlung and synchrotron, as well as the maximum particle energies of 50 TeV for electrons and 100 TeV for protons. Next, the distribution of protons as a function of energy for different times was analyzed, and maps of this distribution were observed as a function of the distance from the cluster's center. For electrons, due to the fast energy loss, we desconsidered the diffusion effects. Finally, the emission of the protons and electrons were studied, revealing the energy loss process dominance ranges, and how the model and results are in agreement with the literature.

Lista de Figuras

3.1	Modelo esférico de aglomerado de estrelas englobado por região de HII. O raio externo da região de HII é R_{HII} seu campo magnético B e índice de turbulência ν , e o raio da bolha interestelar R_b . Figura extraída de Maurin et al. (2016)	22
4.1	Gráfico de tempo [anos] por energia [eV] para os processos físicos mais relevantes do sistema.	27
4.2	Gráfico da distribuição dos prótons em função da energia com diferentes tempos fixos.	29
4.3	Mapa da distribuição dos prótons em função da distância ao centro do aglomerado em pc com energia fixa em 1 GeV.	30
4.4	Mapa da distribuição dos prótons em função da distância ao centro do aglomerado em pc com energia fixa em 1 TeV.	30
4.5	Curva da emissão dos prótons em função da energia considerando a integração no volume, com valores de campo magnético e densidade fixos. . . .	31
4.6	Curva da emissão dos elétrons em função da energia para diferentes processos de perda de energia.	31

Sumário

1. <i>Introdução</i>	17
1.1 <i>Motivação</i>	17
1.2 <i>Introdução ao Trabalho</i>	17
2. <i>Objetivos</i>	19
3. <i>Metodologia</i>	21
3.1 <i>Aprofundamento Qualitativo</i>	21
3.2 <i>Modelo Quantitativo</i>	22
3.3 <i>Escalas de Tempo</i>	23
3.4 <i>Distribuição dos Prótons</i>	24
3.5 <i>Emissão pelas Partículas</i>	25
4. <i>Análise</i>	27
5. <i>Conclusões</i>	33
<i>Referências</i>	35

Introdução

1.1 Motivação

Nos últimos anos, aglomerados de estrelas massivas vêm recebendo maior atenção como possíveis fontes de raios cósmicos. A ação coletiva de seus ventos possibilita a formação de superbolhas com dimensão de parsecs. A energia cinética garantida por esses ventos possibilita a aceleração de partículas até altas energias, elas então interagem com o material ao redor produzindo raios gama, detectados em fontes difusas de GeV e TeV. Cada estrela massiva tem uma grande influência na dinâmica de seu meio, em um raio de aproximadamente 10 parsec. As bolhas individuais formadas colidem entre si, fundindo e resultando na superbolha de HII presente ao redor do aglomerado como a soma da potência de cada uma das bolhas individuais.

Estimativas teóricas mostram que a aceleração de fótons por diversas ondas de choque pode aumentar a energia desses raios cósmicos até PeV (Klepach et al., 2000). Isso, juntamente com a falta de um limiar preciso para as energias muito altas, faz dos aglomerados e associações de estrelas massivas candidatas a PeVatrons¹ cósmicos (Aharonian et al., 2019) sem a presença de uma supernova no sistema.

1.2 Introdução ao Trabalho

Este trabalho foi iniciado com os estudos teóricos das regiões de HII e propriedades básicas de aglomerados de estrelas, como suas classificações em regiões de HII clássicas, gigantes e anãs, as dependências de seus raios e também sua avaliação qualitativa. Em seguida foi analisada a teoria da hidrodinâmica das ondas de choque, analisando quais são

¹ Fontes astrofísicas que podem acelerar partículas até energias da ordem de PeV.

as chamadas “condições do choque” e as relações entre pressões e temperaturas pré-choque e pós-choque.

Assim, foram estudados os mecanismos de aceleração pelas ondas de choque, suas relações energéticas com o número de cruzamentos através do choque e o coeficiente de difusão mínimo. Utilizamos, também, as relações de Rankine - Hugoniot e a aceleração de partículas relativísticas. Após isso, estudamos as interações das partículas aceleradas com a região de HII com foco em processos de emissão não térmica. Então, por meio de ferramentas numéricas em Python, calculamos seus tempos de resfriamento e difusão, para montar um gráfico das escalas de tempo para cada processo de perda de energia.

Em seguida, utilizamos as relações dadas por Araudo e del Valle (2014) para encontrar o tempo de aceleração dessas partículas e, dessa forma, igualar os ganhos com perdas de energia graficamente e obter as energias máximas dos prótons e dos elétrons. Também foi feito um estudo da distribuição dos prótons em função da sua energia para diferentes tempos estabelecidos. Além disso, criamos dois mapas de distribuição desses prótons em função da distância ao centro do aglomerado, cada um deles com uma energia diferente fixa. Por fim, utilizamos as equações de Vila e Aharonian (2009) para calcular a emissão dos prótons, e então por meio do trabalho de Zabalza (2015) encontramos a emissão dos elétrons para os casos considerados no modelo com seus respectivos parâmetros.

Objetivos

Este trabalho vai em busca do aprofundamento na astronomia de altas energias, centrado na compreensão dos modelos de emissão dos raios gama por aglomerados de estrelas massivas. Inicialmente foi feita a análise teórica do problema, estudando o funcionamento das ondas de choque e as suas condições. Da mesma forma, buscou-se o melhor entendimento dos métodos de aceleração e como funcionam.

Com o enfoque em métodos de emissão não térmica, seguimos o modelo apresentado em Maurin et al. (2016) dividido em duas partes, a superbolha interestelar no centro do conjunto contendo o aglomerado de estrelas, e a região HII ao seu redor com a maior parte da massa do sistema. Primeiramente, tivemos como objetivo analisar as escalas de tempo de cada processo de perda de energia, identificando os processos mais relevantes para as partículas bem como as energias máximas das mesmas. Em seguida, procurou-se analisar o comportamento da distribuição dos prótons, tanto em função de suas energias como em função de suas distâncias ao centro do aglomerado. Enfim, buscou-se entender a emissão dessas partículas em função de suas energias, utilizando o código fornecido por Zabalza (2015) para os casos dos elétrons.

Metodologia

3.1 Aprofundamento Qualitativo

Para este trabalho, foram utilizados métodos analíticos e semi-analíticos para produzir os resultados procurados. Encontramos os fatores necessários para a realização dos ajustes gráficos por meio do Python na ferramenta Google Colab, e utilizamos o código NAIMA descrito em Zabalza (2015) para as análises de emissão para os elétrons.

Primeiramente, estudou-se as regiões de formação estelar e as regiões HII, estas compostas de hidrogênio, hélio e outros elementos, são formadas apenas em associações com estrelas O e B, uma vez que apenas elas apresentam temperaturas altas o suficiente para a emissão de fótons em ultravioleta ionizando o hidrogênio.

Em aglomerados de estrelas jovens (tipicamente do tipo O) há a presença dessas regiões de HII para cada estrela e, devido aos seus ventos estelares repelindo o material presente no meio ao redor, há a formação de estruturas de bolhas rodeadas pela região de HII. A soma de todas essas bolhas e das ações coletivas dos ventos estelares apresenta a criação de uma “superbolha” considerada aproximadamente esférica, como mostrado na Figura 3.1.

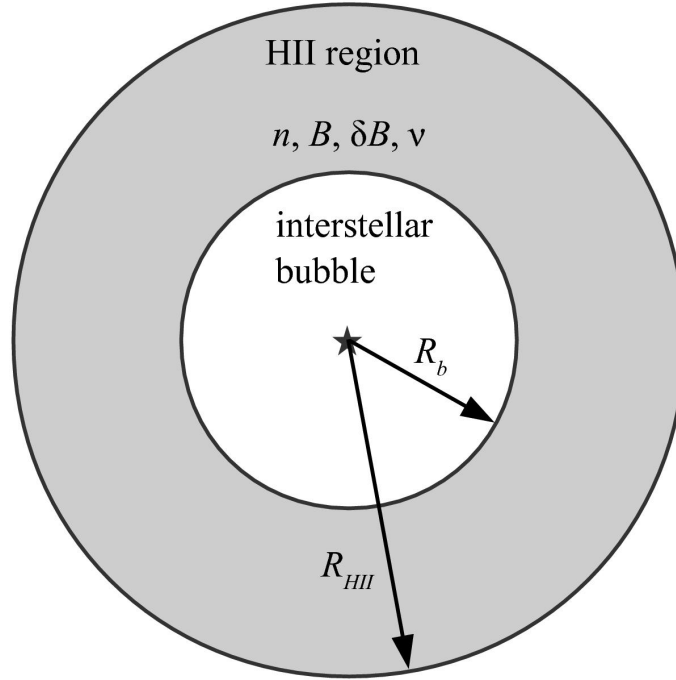


Figura 3.1: Modelo esférico de aglomerado de estrelas englobado por região de HII. O raio externo da região de HII é R_{HII} seu campo magnético B e índice de turbulência ν , e o raio da bolha interestelar R_b . Figura extraída de Maurin et al. (2016)

3.2 Modelo Quantitativo

Quanto aos métodos de aceleração de partículas neste meio, são produzidas ondas de choques devido aos ventos em altas velocidades (maiores que a velocidade do som no meio), acelerando as partículas em diversos choques até altas velocidades. Para encontrar seu fator de compressão utilizou-se da expressão

$$\xi = \frac{V_{choque}}{V_{particula}}. \quad (3.1)$$

Podemos considerar o caso de choques fortes para encontrar a expressão de variação de energia a cada choque por:

$$\Delta E/E = \frac{4}{3} \cdot \frac{\xi - 1}{\xi} \cdot \frac{Vs}{c}, \quad (3.2)$$

com ΔE sendo a variação de energia para cada choque.

Para calcular o tempo de aceleração, utilizamos a expressão:

$$t_{acc} = \eta \cdot \frac{E}{q \cdot B \cdot c}, \quad (3.3)$$

onde B é o campo magnético, q é a carga elementar, c é a velocidade da luz e η é a eficiência

do processo, representado em:

$$\eta = 20 \cdot \frac{D}{R_g \cdot c} \cdot \frac{c^2}{V_S}. \quad (3.4)$$

Temos R_g como o raio de giro da partícula ao redor das linhas de campo, V_S como a velocidade do som no meio e D como o coeficiente de difusão do meio, que varia em função da energia por uma lei de potências. Utilizamos no cálculo o coeficiente de Bohm, que é o coeficiente de difusão mínimo, descrito pela equação seguinte:

$$D_{bohm} = \frac{R_g \cdot c}{3}, \quad (3.5)$$

na qual R_g é dado para velocidades próximas às da luz como,

$$R_g = \frac{E \cdot V_p}{q \cdot c \cdot B} = \frac{E}{q \cdot B}, \quad (3.6)$$

com V_p a velocidade das partículas.

3.3 Escalas de Tempo

Comparamos as escalas de tempo de perda de energia pelos processos de emissão majoritariamente não-térmicos e de transporte. Primeiro para o tempo de escape por difusão utilizou-se a Equação 3.7 no modelo de Maurin et al. (2016),

$$T_{esc} = \frac{R_{HII}^2}{6 * D(E)}. \quad (3.7)$$

E para o cálculo do coeficiente de difusão utilizamos das expressões em Morlino et al. (2021), com o intuito de simplificar os cálculos e reduzir o número de variáveis, primeiro para a turbulência seguindo o caso de Kolmogorov e depois seguindo processo de cascata de Kraichnan,

$$D(E) = \frac{1}{3} \cdot r_L^{\frac{1}{3}} \cdot L_c^{\frac{2}{3}}, \quad (3.8)$$

$$D(E) = \frac{v}{3} \cdot (r_L \cdot L_c)^{\frac{1}{2}}, \quad (3.9)$$

$$R_L = \frac{p \cdot c}{q \cdot B} = \frac{E}{q \cdot B}. \quad (3.10)$$

Considerando L_c o comprimento coerente do campo magnético turbulento e v a velocidade do choque.

Após esse método, foram analisadas as escalas para perda por outros processos, considerando as equações de Araudo e del Valle (2014) para os casos de Bremsstrahlung, Compton inverso e síncrotron respectivamente,

$$t_{br} = \frac{3 \cdot 10^{14}}{(n)}, \quad (3.11)$$

$$t_{ic} = \frac{6.1 \cdot 10^{12}}{n_{pho}} \cdot \frac{(1 + 8.3 \cdot x^2)}{\ln(1 + 0.2 \cdot x)} \cdot \frac{(1 + 1.3 \cdot x^2)}{(1 + 0.5 \cdot x + 1.3 \cdot x^2)}, \quad (3.12)$$

$$t_{sync} = 2.5 \cdot 10^8 \cdot B^{-2} \cdot E^{-1}, \quad (3.13)$$

onde n representa a densidade do meio ionizado dada em cm^{-3} , n_{pho} a densidade numérica do campo de fótons, B o campo magnético dado em μG , E a energia dada em TeV, e x dado por:

$$x = \frac{E_0 \cdot E}{(Me \cdot c^2)^2}, \quad (3.14)$$

$$E_0 = K_B \cdot T. \quad (3.15)$$

Para o cálculo e a montagem dos gráficos das escalas de tempo foram utilizadas as energias em eV e o tempo em anos, utilizando ferramentas do Python para criar uma grade de energias variando de 10^8 até 10^{14} eV.

3.4 Distribuição dos Prótons

Analisamos as distribuições seguindo em princípio a equação de transporte apresentada em Aharonian e Atoyan (1996).

$$f = \frac{Q_0 \cdot E^{-\alpha}}{4\pi \cdot D(E) \cdot R} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{2\sqrt{D \cdot t}}^{\infty} e^{-x^2} dx. \quad (3.16)$$

Temos na Equação 3.16 α como uma constante de potenciação, primeiramente para analisar a distribuição dos prótons utilizamos $\alpha = 2.2$. Então para encontrar o valor da distribuição que procuramos analisar, multiplicamos por mais algumas constantes como mostrado na Equação 3.17 para obter a distribuição dos prótons.

$$J = \frac{c \cdot f}{4\pi}. \quad (3.17)$$

Dessa forma, podemos analisar a distribuição em função da energia, por meio de um ajuste da Equação 3.17 em função da grade de energias considerada para o modelo com diferentes tempos fixos.

Em seguida, para analisar a distribuição em função da distância ao centro do aglomerado, foram feitos dois mapas em Python, variando a distância até $R = 10pc$. Cada um deles com uma energia fixa de $E = 1 \text{ GeV}$ e $E = 1 \text{ TeV}$.

3.5 Emissão pelas Partículas

Primeiramente, calculou-se a emissão causada pelos prótons, para isso foram utilizadas as equações dadas em Vila e Aharonian (2009).

$$F_\gamma = B_\gamma \frac{\ln x}{x} \left[\frac{1 - x^{\beta_\gamma}}{1 + k_\gamma x^{\beta_\gamma} (1 - x_\gamma^\beta)} \right]^4 \times \left[\frac{1}{\ln x} - \frac{4\beta_\gamma x^{\beta_\gamma}}{1 - x^{\beta_\gamma}} - \frac{4k_\gamma \beta_\gamma x^{\beta_\gamma} (1 - 2x^{\beta_\gamma})}{1 + k_\gamma x^{\beta_\gamma} (1 - x^{\beta_\gamma})} \right]. \quad (3.18)$$

Onde na Equação 3.18 $x = \frac{E_\gamma}{E_p}$, em que E_p é a energia dos prótons naquele intervalo e E_γ é a energia dos fótons.

$$B_\gamma = 1.30 + 0.14L + 0.011L^2, \quad (3.19)$$

$$\beta_\gamma = (1.79 + 0.11L + 0.008L^2)^{-1}, \quad (3.20)$$

$$k_\gamma = (0.801 + 0.049L + 0.014L^2)^{-1}. \quad (3.21)$$

Em que $L = \ln \left(\frac{E_p}{1\text{TeV}} \right)$. Dessa forma é possível obter a emissão a partir da Equação 3.18 aplicada na Equação 3.22.

$$q_\gamma = c \cdot n \int_{E_\gamma}^{E_{max}} \sigma_{inel} f F_\gamma \frac{dE_p}{E_p}. \quad (3.22)$$

Com n a densidade de partículas (prótons) no meio. Assim, é feita a integração da Equação 3.22 para diferentes raios do meio e para uma determinada grade de energia dos fótons. Sendo possível encontrar a curva da luminosidade produzida pela emissão nos fótons em função da energia dos mesmos.

Por fim, encontrou-se a emissão pelos elétrons por meio do código NAIMA (dado em Zabalza (2015)). Nesse caso, espera-se um comportamento diferente àquele dos prótons, pois as perdas radiativas desses são mais eficientes que as dos prótons, ou seja os elétrons perderão sua energia por radiação antes de se propagarem por difusão na região. Nestas

condições podemos desprezar a propagação desses elétrons no meio, considerando que eles apenas radiam na região interna da bolha, próximo de onde foram acelerados. Para isso calculou-se a sua função de distribuição como apresentado na Equação 3.23, na qual se despreza os efeitos de transportes na distribuição dos elétrons.

$$N(E) = Q(E)t_{loss}e^{\frac{-E}{E_{max}}}, \quad (3.23)$$

$$Q(E) = \frac{L_p}{\int_{E_{min}}^{E_{max}} E^{-1} dE} E^{-\alpha}. \quad (3.24)$$

Em que temos L_p como a potência emitida e t_{loss} o tempo para perda de energia em determinado processo. Foi multiplicada a Equação 3.23 por um termo exponencial para cortar a função caso extrapolasse a energia máxima prevista. Neste caso, tratamos a constante $\alpha = 2.0$. Assim, adotamos a grade de resultados para a distribuição dos elétrons e aplicamos no código para os casos de perda por Bremsstrahlung relativístico, síncrotron e Compton inverso, como vistos anteriormente.

Análise

Começamos a análise pelo conjunto de dados de todas as escalas de tempo com a energia, variando alguns de seus parâmetros, com a densidade na região HII indo de 10 cm^3 a 1000 cm^{-3} , o campo magnético de $10 \mu\text{G}$ até $100 \mu\text{G}$, e também o índice de turbulência entre $\frac{3}{2}$ e $\frac{5}{3}$, para os casos de Kolmogorov e Kraichnan respectivamente. Com isso em mente, foram feitos os cálculos para 4 tipos de perdas por radiação não-térmica representadas na Figura 4.1,

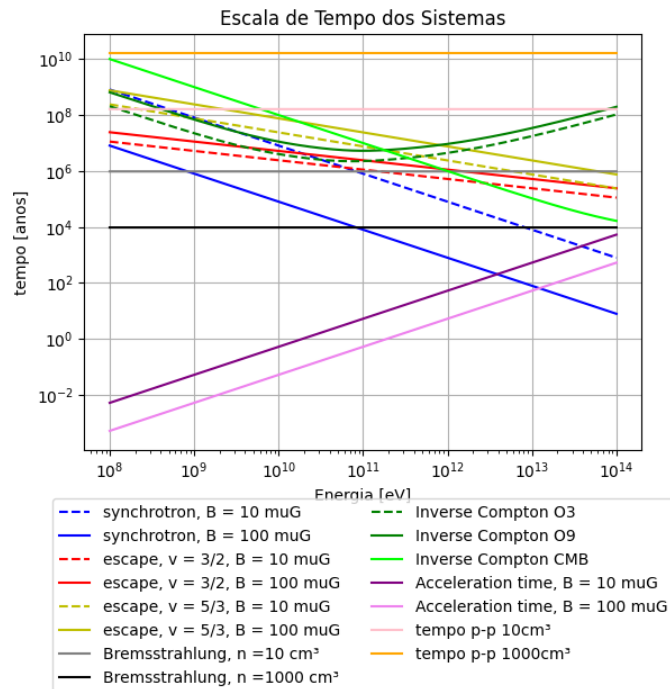


Figura 4.1: Gráfico de tempo [anos] por energia [eV] para os processos físicos mais relevantes do sistema.

Ao comparar as variações feitas para cada caso de perda, são notáveis algumas características. Primeiramente, há uma relativa baixa variação nos valores de perda por difusão com a alteração do campo magnético em uma ordem de grandeza, mas ao variar o índice

de turbulência existe uma certa diferença para as menores energias, sendo o regime de Kolmogorov mais eficiente. Contudo quanto maior a energia é observável uma aproximação dos valores para os diferentes índices.

Em seguida, vemos uma maior variação para os casos de perda por síncrotron e Bremsstrahlung com os diferentes valores de densidade e campo magnético, explicitando como para o segundo caso não há variação aparente com a energia, apenas com a densidade do meio.

Comparando a Figura 4.1 com a Figura 2 em Maurin et al. (2016), fica visível as semelhanças entre os dois modelos, mas são apresentadas algumas diferenças quanto aos valores, uma vez que no artigo citado não são explicitados todos os dados utilizados, como as temperaturas das estrelas responsáveis pela produção dos fótons alvo no Compton Inverso. Em nosso caso, foram retiradas de Pecaut e Mamajek (2013) para as estrelas do tipo O3 e O9 e utilizada a temperatura padrão de 2,72 K para a Radiação Cósmica de Fundo, pois esses valores já são de levantamentos prévios.

Analisando graficamente, fica visível que para os casos em que o campo é $B = 100\mu G$, a perda por Bremsstrahlung em densidade de 1000 cm^{-3} é dominante até cerca de $E = 10^{11}eV$, onde a perda por síncrotron domina. Enquanto para campos de $B = 10\mu G$ o processo dominante é por Bremsstrahlung com densidade 1000 cm^{-3} até $E = 10^{13}eV$, no qual a perda por síncrotron novamente se torna mais relevante. Ao igualar o tempo de aceleração com o processo mais relevante de perda de energia para cada partícula, é possível encontrar as energias máximas dessas partículas, sendo elas 50 TeV para os elétrons e 100 TeV para os prótons, considerando apenas o caso de $B = 10\mu G$.

Seguindo para a distribuição dos prótons em função da energia, foram feitos vários cálculos para uma mesma função com tempos diferentes como mostrado na Figura 4.2 .

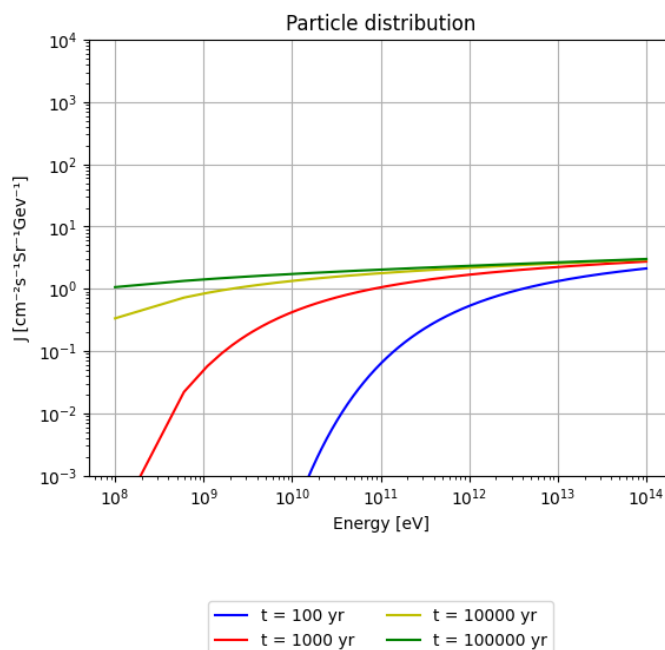


Figura 4.2: Gráfico da distribuição dos prótons em função da energia com diferentes tempos fixos.

Para essa análise dos prótons, usamos a Equação 3.17 com valores de $\alpha = 2.2$ e $Q_0 = 3.9 \times 10^{35} \text{erg/s}$. Ao ver o resultado obtido, fica claro como essa distribuição se comporta com o aumento da energia, tendendo a um valor no limite para energias muito grandes, também é visível que com o aumento do tempo considerado para a função, menor se torna a energia necessária para alcançar esse limite. Comparando com o resultado encontrado em Aharonian e Atoyan (1996) vemos que o modelo estudado se adéqua ao encontrado na literatura.

Adiante, os resultados para a fabricação dos mapas de distribuição dos prótons em função da distância ao centro do aglomerado são mostrados nas Figuras 4.3 e 4.4, com os tempos fixos em $t = 10^5 \text{anos}$.

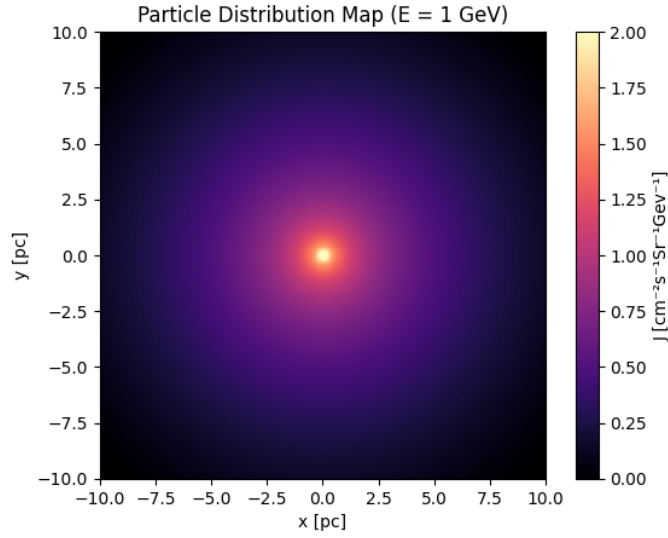


Figura 4.3: Mapa da distribuição dos prótons em função da distância ao centro do aglomerado em pc com energia fixa em 1 GeV.

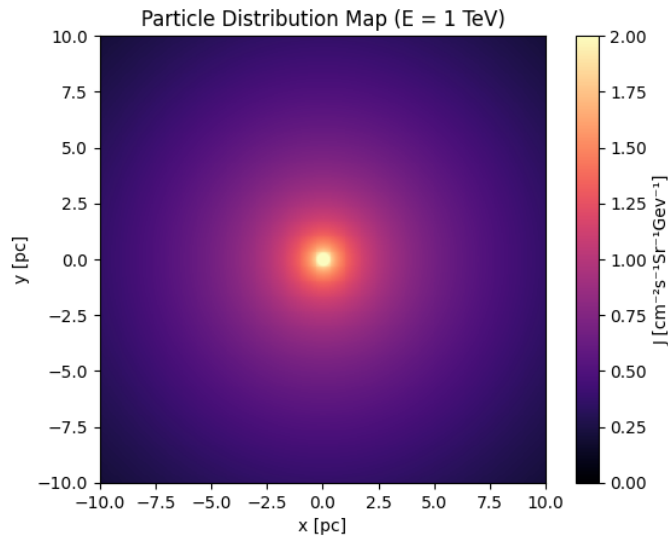


Figura 4.4: Mapa da distribuição dos prótons em função da distância ao centro do aglomerado em pc com energia fixa em 1 TeV.

Observa-se como as partículas estão espacialmente distribuídas em relação à distância do aglomerado, e como para maiores energias há uma maior difusão das mesmas em relação ao centro do sistema.

Por fim, foram analisadas as emissões por cada tipo de partículas, inicialmente fixadas uma densidade de $n = 1000 \text{cm}^{-3}$ e um campo magnético de $B = 10 \mu\text{G}$ para melhor comparação entre os resultados com os previamente encontrados. Temos o caso estudado para os prótons demonstrado na Figura 4.5 .

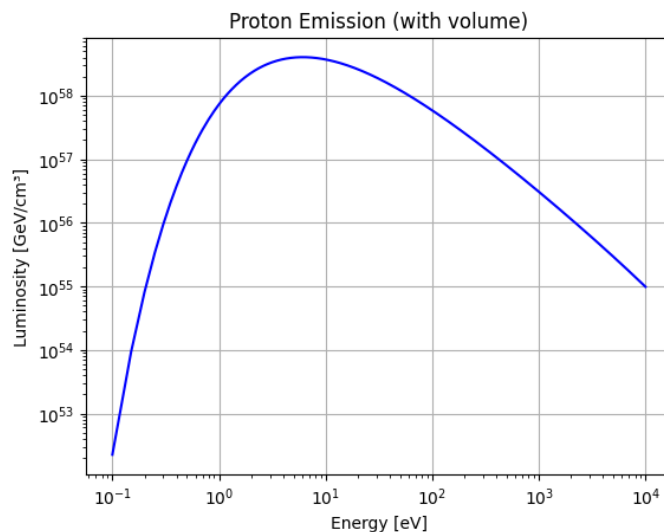


Figura 4.5: Curva da emissão dos prótons em função da energia considerando a integração no volume, com valores de campo magnético e densidade fixos.

Podemos ver que a curva se adéqua muito bem às mesmas encontradas na literatura como em Vila e Aharonian (2009), credibilizando mais nossa aplicação do modelo estudado.

Finalmente, encontrou-se a emissão para o caso dos elétrons utilizando do código NAIMA Zabalza (2015). Após aplicar os dados encontrados pela Equação 3.23 para a grade de energia com um valor de $L_p = 10^{37} \text{ erg/s}$ no código, obtivemos os resultados mostrados na Figura 4.6 .

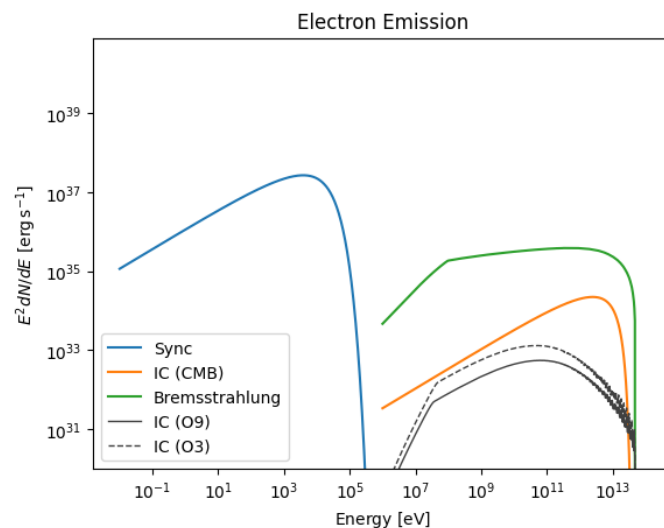


Figura 4.6: Curva da emissão dos elétrons em função da energia para diferentes processos de perda de energia.

É observável que a emissão em síncrotron atua em energias menores em comparação com os outros processos de perda, como esperado pela teoria. Também é claro a do-

minância da perda por Bremsstrahlung para um determinado intervalo de energias, bem como previsto pelo modelo para os elétrons. As curvas de emissão para os processos de Compton inverso apresentam pequenos erros numéricos ao chegarem próximas da energia máxima, isso ocorre pois o código é numericamente instável fora do regime de espalhamento Thomson, enquanto o Compton inverso nessas energias não é descrito inteiramente por esse regime, mas pode ser aproximado.

Conclusões

Neste trabalho, estudamos a produção de emissão não-térmica em super bolhas de aglomerados de estrelas massivas. Com o estudo destes sistemas motivado pela recente evidência observacional de emissão em energias muito altas relacionadas a eles. A pesquisa consistiu em mostrar as comparações para as perdas de energia por diversos processos não térmicos, como mostrado na Figura 4.1. Analisando-a, é perceptível a dominância em geral dos processos de perda por síncrotron e Bremsstrahlung em relação aos demais para o intervalo de energias estudado. Também foram encontradas as energias máximas para os elétrons e os prótons como 50 TeV e 100 TeV respectivamente.

Foi visto como se comporta a distribuição dos prótons na fonte com a energia para diferentes tempos na Figura 4.2, tendendo a um valor limite com o aumento da energia, sendo um produto da difusão espacial dos prótons. Além do estudo dos seus mapas em função da distância do centro do aglomerado e como as partículas se difundem esfericamente e se apresentam em maiores distâncias dadas maiores energias, como mostrados nas Figuras 4.3 e 4.4.

Enfim, foram apresentadas as emissões das partículas para o modelo na Figura 4.5, primeiro para os prótons e como eles seguem as curvas esperadas da literatura. Em seguida para os elétrons por meio do código em Zabalza (2015), ficando visível a faixa energética de atuação dos processos de síncrotron (menores energias do espectro, especialmente nas ondas de rádio) e de Bremsstrahlung (maiores energias, na região gama) e como esses dois processos dominam na emissão pelos elétrons em relação aos outros estudados, exemplificado em Figura 4.6.

Referências Bibliográficas

- Aharonian F., Atoyan A., On the emissivity of π^0 -decay gamma radiation in the vicinity of accelerators of galactic cosmic rays., *Astronomy and Astrophysics*, v. 309, p. 917-928, 1996, vol. 309, p. 917
- Aharonian F., Yang R., de Oña Wilhelmi E., Massive stars as major factories of Galactic cosmic rays, *Nature Astronomy*, 2019, vol. 3, p. 561
- Araudo A. T., del Valle M. V., Non-thermal processes in non-standard accelerators: protostellar jets and runaway stars, *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 2014, vol. 256, p. 117
- Klepach E., Ptuskin V., Zirakashvili V., Cosmic ray acceleration by multiple spherical shocks, *Astroparticle Physics*, 2000, vol. 13, p. 161
- Maurin G., Marcowith A., Komin N., Krayzel F., Lamanna G., Embedded star clusters as sources of high-energy cosmic rays . Modelling and constraints, *A&A*, 2016, vol. 591, p. A71
- Morlino G., Blasi P., Peretti E., Cristofari P., Particle acceleration in winds of star clusters, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2021, vol. 504, p. 6096
- Pecaut M. J., Mamajek E. E., Intrinsic colors, temperatures, and bolometric corrections of pre-main-sequence stars, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 2013, vol. 208, p. 9
- Vila G., Aharonian F., Radiation processes in High Energy Astrophysics, *Compact Objects and their Emission*, 2009, pp 1–38

Zabalza V., naima: a Python package for inference of relativistic particle energy distributions from observed nonthermal spectra, Proc. of International Cosmic Ray Conference 2015, 2015, p. 922