

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

Gabriel C. Capellini

# **Estrelas T Tauri como fontes transientes de raios gama**

São Paulo

2024



Gabriel C. Capellini

# Estrelas T Tauri como fontes transientes de raios gama

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.

Vertente: Pesquisa Básica

Orientador (a): Dr.<sup>(a)</sup> Maria Victória del Valle

Co-orientador (a): Prof.<sup>(a)</sup> Dr.<sup>(a)</sup> Alex Cavalieri Carciofi

São Paulo

2024



*À minha mãe Denise, ao meu pai Neto e ao meu irmão  
Matheus. Também dedico este trabalho para os meus avós que, infelizmente, não puderam  
ver o final deste ciclo: Arlete, Darci e Nei.*



# Agradecimentos

Agradeço à minha família pelo suporte prestado durante toda a minha formação, tanto na graduação quanto na escola primária, além de todos os professores, em especial JH,PH e Felipe Mack, responsáveis por repassar todo o conhecimento que hoje possuo e por incentivarem a minha vontade de trilhar o caminho da ciência.

Agradeço, também, à orientadora Maria Victória del Valle pela assistência prestada na pesquisa, pela ajuda com o direcionamento da vida acadêmica e por, juntamente com o professor Alex Carciofi, dar-me oportunidades e relembrar o sentido da palavra "professor".

Aos meus amigos Nathan Vieira de Oliveira, Gustavo Yujie Chinen e Vitor Hiratomi Saito, sou grato pelas ajudas nas disciplinas e pelas trocas de experiências, e aos meus amigos de infância, Gustavo Canova, Pedro Luis, Pedro Henrique, Timóteo e Gabriel Belchior, obrigado pela paciência de ouvir sobre assuntos do Universo e da física nos momentos em que eu me empolguei demais.

Por fim, agradeço à FAPESP, pelo apoio financeiro, sob o projeto nº: 2022/16530-8;



*“Look up at the stars and not down at your feet. Try to make sense of what you see, and wonder about what makes the universe exist. Be curious.”*

Stephen Hawking

*“We used to look up at the sky and wonder at our place in the stars. Now, we just look down and worry about our place in the dirt.”*

Christopher Nolan, *Interstellar*



# Resumo

Estrelas T Tauri são estrelas jovens da pré-sequência principal de baixa massa que possuem um disco de acreção com forte atividade magnética e, assim, são favoráveis à eventos de reconexão magnética. Consequentemente, estas fontes são candidatas à emissão não térmica de raios gama. A primeira predição de que parte das detecções de raios gama pode ser associada à estrelas T Tauri foi realizada por del Valle et al. (2011)

Recentemente, Filócomo et al. (2023) detectaram, através do *Fermi*-LAT, radiação de alta energia e a associaram a *flares* em uma região de formação estelar (NGC 2071). Desse modo, motivados por essa detecção, desenvolvemos um modelo de emissão não térmica para comparar com as observações e obter restrições nos parâmetros físicos da fonte.

Primeiramente, analisamos quais objetos pertencem ao campo observado pelo *Fermi*-LAT. Obtendo os dados da base de dados Simbad, verificamos a presença de 535 objetos de 30 diferentes classes. Em seguida, calculamos as escalas de tempo dos processos físicos envolvidos na aceleração e nas perdas de energia das partículas. Com essas escalas, determinamos que os mecanismos de síncrotron e interação p-p são os mais relevantes, para elétrons e prótons, respectivamente. Consideramos, também, a absorção dos fótons pela aniquilação  $\gamma - \gamma$  e estimamos a energia em que a máxima absorção ocorre ( $E = 87$  eV).

Ademais, calculamos a energia máxima obtida pelas partículas ( $E_{\text{elétron}} = 1$  GeV e  $E_{\text{próton}} = 10$  TeV) e atestamos que a emissão tem origem hadrônica. Somado a isso, investigamos qual o tipo de emissão por meio do cálculo da distribuição espectral de energia (DEE) com diferentes distribuições de partículas. Feita essa análise, estimamos o tamanho da fonte ( $V \approx 10^{39}$  cm<sup>3</sup>), aprimoramos o modelo, tornando-o dependente do tempo, e calculamos a DEE neste modelo aperfeiçoado. Por fim, verificamos a detectabilidade para o *Cherenkov Telescope Array Observatory* e o *ASTRI Mini-Array*.



# Abstract

T Tauri stars are young, low mass, pre-main-sequence stars with an accretion disk with a strong magnetic activity and, thus, are favorable for magnetic reconnection events. Consequently, these sources are candidates for non-thermal emission. The first prediction that part of the gamma-ray detections can be associated with T Tauri stars was made by del Valle et al. (2011).

Recently, Filócomo et al. (2023) detected high energy radiation, using *Fermi*-LAT, in a stellar forming region (NGC 2071) and associated it with flares. Therefore, lead by this detection, we developed a model for the non-thermal emission and compared the predicted emission with the observation to obtain constraints for the physical parameters of the source.

Firstly, we analysed which objects belong to the region observed by *Fermi*-LAT. Obtaining the data from the Simbad database, we verified the presence of 535 objects in 30 different classes. Then, we calculated the time scales of the physical processes involved in the particles acceleration and energy losses. With the time scales, we determined that the main emission mechanisms are synchrotron and p-p interaction, for electrons and protons, respectively. We also considered the absorption of the photons by  $\gamma - \gamma$  annihilation and estimated the energy in which the maximum absorption occurs ( $E = 87$  eV).

Moreover, we calculated the maximum energy reached by the particles ( $E_{\text{electron}} = 1$  GeV and  $E_{\text{proton}} = 10$  TeV) and attested that the emission has a hadronic origin. Furthermore, we investigated the type of the emission by calculating the spectral energy distribution (SED) considering different particle distributions. After that, we estimated the source size ( $V \approx 10^{39}$  cm<sup>3</sup>), apprimorated the model, making it time-dependent, and calculated the SED in this refined model. Lastly, we analysed the detectability for the *Cherenkov Telescope Array Observatory* and the *ASTRI Mini-array*.



## Lista de Figuras

3.1	Região da detecção- Aladin Lite . . . . .	29
3.2	Região da detecção . . . . .	30
3.3	Escala de Tempo elétrons . . . . .	32
3.4	Energia Máxima x Campo Magnético para os elétrons . . . . .	33
3.5	Escala de Tempo próton . . . . .	34
3.6	Espectro observado . . . . .	35
3.7	Espectro- Caso Estático . . . . .	36
3.8	Dimensão da Fonte . . . . .	37
3.9	Distribuição de Partículas- Caso Dependente do Tempo . . . . .	38
3.10	Espectro- Caso Dependente do Tempo . . . . .	39
3.11	Detectabilidade . . . . .	39



# Sumário

1. <i>Introdução</i> . . . . .	17
2. <i>Metodologia</i> . . . . .	21
2.1 Região de Detecção . . . . .	21
2.2 Escalas de Tempo . . . . .	21
2.3 Absorção dos Fótons Emitidos . . . . .	24
2.4 Distribuição de Partículas e DEE - Caso Estacionário . . . . .	25
2.5 Dimensão da Fonte . . . . .	26
2.6 Distribuição de Partículas e DEE - Caso Dependente do Tempo . . . . .	26
2.7 Análise da Detectabilidade . . . . .	27
3. <i>Resultados</i> . . . . .	29
3.1 Região de Detecção . . . . .	29
3.2 Escalas de Tempo . . . . .	31
3.3 Absorção dos Fótons . . . . .	34
3.4 Distribuição de Partículas e DEE - Caso Estacionário . . . . .	35
3.5 Dimensão da Fonte . . . . .	36
3.6 Distribuição de Partículas e DEE - Caso Dependente do Tempo . . . . .	37
3.7 Análise da Detectabilidade . . . . .	39
4. <i>Conclusões</i> . . . . .	41
<i>Referências</i> . . . . .	45



## Introdução

Estrelas T Tauri são estrelas pertencentes à pré-sequência principal que se tornarão do tipo solar e, assim, possuem como característica uma baixa massa, além de existir um disco de acreção em seu entorno como herança da nuvem molecular de formação do sistema estelar. Justamente nesse disco, em ligação com a jovem estrela, uma complexa estrutura de campo magnético é formada, permitindo a ocorrência de eventos de reconexão magnética que, por sua vez, aceleram partículas. Além disso, são observados flares associados ao campo magnético da estrela, semelhantes aos observados no sol, porém mais energéticos e com maior frequência. Tais partículas relativísticas aceleradas interagem com os campos da região produzindo, por consequência, radiação não térmica de alta energia.

Por se tratarem de estrelas em formação, estes objetos são encontrados em regiões de nuvens moleculares nas quais processos de formação estelar estão ocorrendo atualmente ou onde recentemente existiram episódios de formação estelar. Tipicamente, estrelas T Tauri clássicas possuem uma massa  $M < 3M_{\odot}$ , tipos espectrais K-M com temperaturas variando de  $T \approx 3000 - 5000$  K assim como raios da ordem de  $R \approx 2 - 3 R_{\odot}$ , indicado por Feigelson e Montmerle (1999).

Por serem estrelas que darão origem à estrelas do tipo solar, estas fontes são comumente estudadas nos comprimentos de onda do visível, raios-X e ultravioleta. Através desses estudos foi estimado, por Muzerolle et al. (2003), que o raio interno entre o disco e a proto-estrela é por volta de  $0.07 - 0.54$  AU, além de uma taxa de acreção de  $10^{-8} M_{\odot} \text{ano}^{-1}$ , como apontado em Gomez de Castro e Lamzin (1999); Johns-Krull et al. (2000), a presença de ventos estelares fortes com uma taxa de perda de massa de  $\dot{M} \approx 10^{-8} M_{\odot} \text{ano}^{-1}$  e velocidades  $V_w = 200 \text{ km s}^{-1}$ , estabelecido em Feigelson e Montmerle (1999), uma densidade de partículas de  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ , indicado por Günther et al. (2007), além de *flares* com

temperaturas de  $T \approx 10^8$  K, estimado por Tsoi et al. (1998), e durações de  $10^3 - 10^4$ s. Espera-se que estes *flares*, considerados como versões em maior escala dos *flares* solares, ocorram nos fluxos tubulares do campo magnético que possuem uma distância espacial de  $10^{10} - 10^{11}$  cm, como mostrado em Hayashi et al. (1996).

A aceleração das partículas por meio da reconexão magnética deve ocorrer nas conexões das linhas de fluxo do campo magnético do objeto central com as do disco, ou no campo magnético da estrela, como observado no Sol. Esta ligação libera energia estocada que acelera as partículas até velocidades relativísticas. A interação destas partículas com os campos típicos do ambiente pode ser capaz de produzir radiação não térmica que, por sua vez, pode ser a explicação para algumas detecções de raios gama ainda não atribuídas à nenhuma fonte. Esta possibilidade foi considerada pela primeira vez por del Valle et al. (2011).

Recentemente, Filócomo et al. (2023) atribuíram uma observação de raios gama detectada pelo *Fermi*-LAT à uma estrela T Tauri em uma zona de formação estelar (NGC 2071). Desse modo, motivados por essa detecção, desenvolvemos um novo modelo para a radiação não térmica advinda de uma estrela T Tauri em um evento de reconexão magnética com o objetivo de comparar com a observação e obter restrições para os parâmetros físicos da fonte.

Sendo assim, considerando um flare de uma estrela T Tauri típica, dividimos este trabalho em duas partes. Na primeira desenvolvemos um modelo não dependente do tempo, para obter um panorama geral sobre a fonte estudada. Na segunda, aprimoramos o modelo adicionando a dependência temporal. Iniciamos a pesquisa analisando a região de detecção reportada por Filócomo et al. (2023). Com este intuito, obtendo os dados de declinação, ascensão reta e classificação da base de dados do Simbad, desenvolvemos uma rotina em R para visualizá-los.

Posteriormente, calculamos as escalas de tempo características dos processos de aceleração e emissão não térmica para elétrons e para prótons, sendo elas: aceleração, convecção, Bremsstrahlung relativístico, síncrotron, Compton inverso, interação próton-próton e o tempo de duração da observação, já que se trata de um fenômeno transiente. Por meio desse cálculo obtivemos qual é o fenômeno mais relevante em cada caso, além da energia máxima alcançada pelas partículas relativísticas.

Somado a isso, avaliamos a dependência da energia máxima alcançada pelos elétrons

em função do campo magnético. Este cálculo é importante pois permite inferir se a emissão observada é resultado da interação dos prótons, dos elétrons ou de ambos com os campos presentes no ambiente de aceleração. Já em relação ao espectro da fonte, não há emissão em energias mais baixa, o que é evidenciado pelos limites superiores na região.

Assim sendo, para explicar este comportamento, consideramos três hipóteses sendo elas: ausência de radiação nas baixas energias como resultado de uma absorção na região (hipótese 1); forma do espectro como consequência da difusão das partículas responsáveis pela emissão (hipótese 2); o mecanismo de aceleração produz naturalmente um espectro de partículas com a inclinação necessária para explicar as observações. Para estudar a primeira hipótese, calculamos o ponto de máxima absorção dos fótons de alta energia em um campo de fótons pelo efeito da aniquilação  $\gamma - \gamma$ .

Para testar a segunda hipótese, estudamos como ocorre a difusão de partículas no meio e, finalmente, abordamos a terceira hipótese, adotando uma distribuição de partículas do tipo lei de potência (característica para este tipo de sistema), calculando a distribuição espectral de energia (DEE) para diferentes índices espectrais, variando-os de  $\alpha = 0,8 - 2,0$ , e comparando com os pontos observacionais. Através deste paralelo entre modelo e detecção, determinamos qual distribuição melhor representa os dados, além de estimar a energia total emitida pelos prótons.

Em seguida, ponderamos sobre a dimensão característica da fonte, ou seja o seu volume, e resolvemos a equação de distribuição das partículas por intermédio de métodos numéricos aplicados em uma rotina desenvolvida em *Python*. Finalmente, em posse das funções de distribuição dependentes do tempo, calculamos a DEE e comparamos com a observação; além de analisar a detectabilidade do evento tendo em vista os novos observatórios Cherenkov, isto é o *Cherenkov Telescope Array Observatory* (CTAO), Cherenkov Telescope Array Consortium et al. (2019), e o *ASTRI Mini-Array*, Vercellone et al. (2022).



## Metodologia

### 2.1 Região de Detecção

Iniciamos a pesquisa por meio do aprimoramento do entendimento sobre os objetos presentes na região em que o trabalho de Filócomo et al. (2023) detectou a emissão não térmica transiente.

Para isso, utilizamos os dados de Wenger et al. (2000) tendo como foco a fonte 1FGL J0547.0+0020c indicada por Filócomo et al. (2023) como a responsável pela emissão. Consideramos um raio de 13 arcmin em torno do objeto para capturar toda a zona da elipse de incerteza com  $3\sigma$  do *Fermi*-LAT e, com uma rotina em R, fizemos um gráfico da declinação em relação à ascensão reta de cada objeto dentro do campo de observação. Assim, detectamos uma variedade de 535 objetos identificados em 30 classes dentro dessa região de formação estelar, sendo que um deles se trata de uma fonte extragaláctica de fundo.

### 2.2 Escalas de Tempo

Para as escalas de tempo, calculamos, em primeiro lugar, os processos referentes à interação dos elétrons acelerados com os campos da fonte e em seguida os mecanismos hadrônicos. Desse modo, considerando o resultado encontrado por del Valle et al. (2011), avaliamos os processos de interação por Bremsstrahlung, síncrotron e Compton inverso. No caso do Bremsstrahlung, temos:

$$t_{brems}^{-1} = 4nZ^2r_e^2\alpha c \left( \ln(183Z^{-1/3}) - \frac{1}{18} \right), \quad (2.1)$$

onde  $\alpha$  é a constante de estrutura fina,  $Z$  é o número atômico,  $c$  é a velocidade da luz,  $r_e$  é o raio clássico do elétron e  $n$  é a densidade do meio.

Já a emissão síncrotron é dada por:

$$t_{sinc} = \frac{2\pi}{3c\sigma_T} \frac{(m_e c^2)^2}{EB^2}, \quad (2.2)$$

onde  $\sigma_T$  é a seção eficaz de Thomson,  $r_e$  é o raio clássico do elétron,  $E$  é a energia da partícula e  $B$  é o campo magnético do ambiente.

Por último, a escala do Compton inverso é dada por:

$$t_{IC} = \frac{6,1 \times 10^{12} \epsilon}{u_\epsilon} \frac{1 + 8,3x}{\ln(1 + 0,2x)} \frac{(1 + 1,3x^2)}{(1 + 0,5x + 1,3x^2)}, \quad (2.3)$$

onde  $u_\epsilon$  é a densidade de fótons,  $\epsilon$  é a energia do fótons antes da interação, no nosso caso consideramos os fótons da radiação cósmica de fundo, e  $x = E_e \epsilon / (m_e c^2)^2$  com  $E_e$  sendo a energia do elétron.

Além disso, calculamos as escalas de tempo da aceleração e da convecção das partículas, tanto para elétrons quanto para prótons. Assim sendo, a escala de aceleração é:

$$t_{acc} = \frac{E}{eB\eta c}, \quad (2.4)$$

onde  $E$  é a energia da partícula,  $e$  é a carga elementar,  $B$  é o campo magnético,  $\eta$  é a eficiência da aceleração e  $c$  é a velocidade da luz.

A escala de tempo de convecção das partículas é:

$$t_{conv} = \frac{l}{v_w}, \quad (2.5)$$

onde  $l$  é o tamanho característico do tubo do fluxo magnético e  $v_w$  é a velocidade do vento.

Uma vez calculadas as escalas de tempo relacionadas aos elétrons, calculamos as referentes aos prótons. Assim sendo, consideramos as escalas de aceleração, convecção e interação próton-próton. Esta última é dada por:

$$t_{pp} = \frac{2 \times 10^{15}}{n}, \quad (2.6)$$

onde  $n$  é a densidade de partículas na fonte, medida em  $\text{cm}^{-3}$ .

Ademais, tendo em vista que a detecção feita por Filócomo et al. (2023) possui um período de 2 anos seguido por uma perda do fluxo, definimos uma escala de tempo do evento igual a essa duração.

Os parâmetros considerados na análise estão destacados na Tabela 2.1.

Tabela 2.1 - Parâmetros considerados nos cálculos das escalas de tempo

$n$ [cm <sup>-3</sup> ]	$B$ [G]	$\eta$	$l$ [cm]	$v_w$ [cm/s]	$u_\epsilon$ [erg cm <sup>-3</sup> ]	$\epsilon$ [erg]
$5 \times 10^{11}$	$2 \times 10^2$	$10^{-6}$	$10^{11}$	$2 \times 10^7$	$3,79 \times 10^{-13}$	$9 \times 10^{-4}$

Por intermédio dessas estimativas, deduzimos a energia máxima alcançada pelas partículas além dos processos não térmicos mais relevantes. Em relação aos elétrons, estimamos a energia máxima em função do campo magnético igualando a escala de aceleração com a perda de energia dominante, no caso a emissão síncrotron, levando em conta um termo de eficiência da aceleração variável com o campo magnético (Equação 2.7).

$$\eta = 10^{-1} \frac{r_g c}{D} \left( \frac{v_{rec}}{c} \right)^2, \quad (2.7)$$

onde  $r_g$  é o raio de giro,  $D$  é o coeficiente de difusão, consideramos o coeficiente de Bohm dado por  $D_{Bohm} = r_g c/3$  e  $v_{rec}$  é a velocidade da reconexão, neste caso  $v_{rec} = 0,6v_A = 0,6 B/(4\pi m_p n)^{1/2}$ .

Com a expressão da eficiência da aceleração, substituímos na Equação 2.4 e igualamos com a escala de tempo síncrotron, obtendo a expressão:

$$E_{max} = \sqrt{\frac{1}{500} \frac{e c^2 m_e^2 B}{\sigma_T m_p n}}. \quad (2.8)$$

Podemos reescrever a Equação 2.8 em termos de unidades mais usuais, resultando em:

$$E_{max} \approx 0,22 \left( \frac{B}{200\text{G}} \right)^{1/2} \left( \frac{n}{5 \times 10^{11}\text{cm}^3} \right)^{-1/2} \text{GeV}. \quad (2.9)$$

Analisando a DEE observada por Filócomo et al. (2023) vemos que a única detecção foi realizada em um bin de energia por volta de 100 GeV. Dessa maneira, baseado nas escalas de tempo, dado o campo magnético da fonte, os elétrons não contribuem para a emissão descoberta pois não atingem energias tão altas.

### 2.3 Absorção dos Fótons Emitidos

Na observação reportada em Filócomo et al. (2023) existem 6 pontos de dados, sendo 5 deles apenas limites superiores. Dessa forma, consideramos a possibilidade de que esses limites sejam resultado da absorção dos fótons pelo efeito da aniquilação  $\gamma - \gamma$ , o que corresponde à hipótese 1. Isto é, a emissão intrínseca foi fortemente absorvida localmente nestas energias. Este processo ocorre quando um fóton de energia mais alta ( $E_\gamma$ ) e um fóton de menor energia ( $\epsilon$ ) colidem, formando um elétron e um pósitron. Tal interação deve satisfazer a seguinte relação quando a colisão é frontal.

$$E_\gamma \epsilon > 2(m_e c^2)^2 \quad (2.10)$$

Esta interação possui uma seção eficaz dada por:

$$\sigma_{\gamma\gamma} = \frac{\pi r_e^2}{2} (1 - \beta^2) \left[ 2\beta(\beta^2 - 2) + (3 - \beta^4) \ln \left( \frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) \right], \quad (2.11)$$

em que

$$\beta = \left[ 1 - \frac{(m_e c^2)^2}{E_\gamma \epsilon} \right]^{1/2}. \quad (2.12)$$

Assim sendo, derivamos a expressão da seção de choque em relação à  $\epsilon$  para encontrar a energia do fótons na qual a absorção é máxima na região de  $\approx 10$  GeV, onde há limites superiores no espectro. Consideramos, para isso, uma energia dos raios gama equivalente à  $E_\gamma = 10$  GeV. Desse modo, para encontrar o máximo, igualamos à zero a derivada de  $\sigma$ , tendo:

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \epsilon} = \frac{\partial \sigma}{\partial \beta} \frac{\partial \beta}{\partial \epsilon} = 0, \quad (2.13)$$

Tal condição só é satisfeita se  $\frac{\partial \sigma}{\partial \beta} = 0$ . Dessa forma, deduzimos que a energia máxima é dada pela Equação 2.14.

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \beta} = \frac{\pi r_e^2}{2} \left[ 6\beta^5 \ln \left( \frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) - 12\beta^4 - 4\beta^3 \ln \left( \frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) + 18\beta^2 - 6\beta \ln \left( \frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) + 2 \right] = 0 \quad (2.14)$$

Resolvendo a Equação 2.14 graficamente obtemos  $\beta_{max}$ . Em seguida, invertendo a expressão de  $\beta(E_\gamma, \epsilon)$  para  $\epsilon(E_\gamma, \beta)$ , determinamos a energia em que ocorre a máxima absorção dos fótons na região de 10 GeV.

## 2.4 Distribuição de Partículas e DEE - Caso Estacionário

Outras duas possibilidades para explicar o espectro peculiar observado são os efeitos de propagação (hipótese 2) ou uma distribuição de partículas com um índice espectral peculiar (diferente do índice canônico esperado em um processo de aceleração difusiva em que  $\alpha \approx 2$ ), o que chamamos de hipótese 3.

Em relação a primeira, a propagação das partículas é dominada pela difusão no espaço. Sendo assim, como apontado em Aharonian e Atoyan (1996), temos que a difusão ocasiona em uma mudança no índice espectral dada pela Equação 2.15.

$$\alpha' = \alpha + (3/2) \delta, \quad (2.15)$$

onde  $\delta$  é definido pelo comportamento do coeficiente de difusão  $D$  que pode ser descrito pela lei de potência  $D \propto E^\delta$ .

Quanto à distribuição de partículas realizamos uma avaliação considerando um índice espectral variado de 0,8 até 2,0 com intervalos de 0,1. Desse modo, assumimos uma distribuição de partículas do tipo lei de potência, representada na Equação 2.16.

$$N(E) = A (E/E_0)^{-\alpha}, \quad (2.16)$$

onde  $A$  é a amplitude, definida em um primeiro instante como 1, e  $\alpha$  é o índice espectral. Estes cálculos foram realizados com o auxílio da ferramenta POWERLAW fornecida pelo NAIMA, Zabalza (2015).

A partir das diferentes distribuições de partículas, estimamos as DEEs teóricas para cada índice espectral distinto. Para esta finalidade, consideramos os resultados obtidos na análise das escalas de tempo e energia máxima para escolher quais os processos relevantes no fluxo recebido. Além disso, levamos em conta a distância até a fonte de  $d = 390$  pc apontada em Filócomo et al. (2023).

Somada à essa análise, também deduzimos a energia total dos próton necessária para

explicar as observações através do cálculo da integral abaixo (Equação 2.17)

$$E_{tot}^p = \int_{E_{min}}^{E_{max}} E N(E) dE = \frac{A}{E_o^{-\alpha}} \int_{E_{min}}^{E_{max}} E^{1-\alpha} dE. \quad (2.17)$$

Posteriormente, a constante  $A$  é ajustada comparando a DEE teórica com a observada.

## 2.5 Dimensão da Fonte

O flare associado aos raios gama observados é acompanhado de uma emissão térmica em raios X. Desse modo, para determinar a dimensão característica da fonte consideramos essa emissão por Bremsstrahlung associada ao plasma quente, dada pela Equação 2.18, e, multiplicando ambos os lado pelo volume, obtivemos o valor da energia total da emissão reportada em Filócomo et al. (2023) e estabelecemos a relação entre o volume e a densidade (Equação 2.19).

$$\epsilon_{eff} = 1,4 \times 10^{-27} T^{1/2} n_e n_i Z^2 g_b, \quad (2.18)$$

onde  $n_e$  e  $n_i$  são as densidades de elétrons e íons, respectivamente;  $Z$  é o número atômico;  $T$  é a temperatura e  $g_b$  é o fator de gaunt, considerado igual à 1, 2.

$$V = \frac{V \times \epsilon_{eff}}{C n^2}, \quad (2.19)$$

onde  $V \times \epsilon_{eff}$  é um valor conhecido por Filócomo et al. (2023),  $C$  é uma constante e  $n$  é a densidade de partículas.

## 2.6 Distribuição de Partículas e DEE - Caso Dependente do Tempo

Uma vez estabelecida a visão geral da fonte, desenvolvemos o modelo dependente do tempo. Sendo assim, calculamos a distribuição de partículas de acordo com a Equação 2.20.

$$\partial_t N = \partial_E(PN) - \frac{N}{\tau_{esc}} + Q, \quad (2.20)$$

onde  $Q$  é o termo de injeção de partículas,  $P$  é o termo de perdas da energia por radiação, no caso a interação p-p, e  $\tau_{esc}$  é a escala de tempo de escape das partículas da fonte.

Definimos o termo de injeção como:

$$Q := Q_o E^{-1} e^{-E/E_o} e^{-t/t_{max}}, \quad (2.21)$$

onde  $Q_o$  é uma constante de normalização,  $E_o$  é a energia máxima das partículas, nesse caso dos prótons, e  $t_{max}$  é o tempo máximo em que ocorre a injeção.

Em posse do termo de injeção, solucionamos a equação diferencial parcial (Equação 2.20) utilizando o método de diferenças finitas, resultando na função de distribuição  $N(E, t)$ . Uma vez obtida esta função, calculamos a DEE, considerando a distância  $d = 390$  pc, e comparamos com a detecção.

## 2.7 Análise da Detectabilidade

Com o intuito de indicar se os novos observatórios de altas energias seriam teoricamente capazes de detectar este evento, obtivemos as curvas de sensibilidade do *Cherenkov Telescope Array Observatory* (CTA) e do *ASTRI Mini-Array*. Tendo em vista que a fonte reportada por Filócomo et al. (2023) está próxima do plano não consideramos fatores relacionados aos hemisférios.

Sendo assim, obtivemos as sensibilidade dos observatórios *CTA-South* e do *ASTRI Mini-Array*. Em posse dessas curvas, comparamos-as com a DEE produzida pela interação próton-próton de acordo com o modelo dependente do tempo e ponderamos sobre a detectabilidade do evento.



## Resultados

### 3.1 Região de Detecção

Definindo um raio de 13 arcmin centralizada na fonte 1FGL J0547.0+0020c, retiramos os dados de Wenger et al. (2000). A Figura 3.1 mostra a região estudada obtida pela ferramenta *Aladin Lite* e na Figura 3.2 está o resultado produzido pela rotina desenvolvida neste trabalho com as identificações dos objetos tendo como referência Wenger et al. (2000).



*Figura 3.1:* Imagem, obtida pela ferramenta *Aladin Lite*, da região de detecção de raios gama associados à uma estrela T Tauri por Filócomo et al. (2023), considerando um raio de 13 arcmin, centralizado na fonte 1FGL J0547.0+0020c, para incluir a elipse de  $3\sigma$  do *Fermi-LAT*. O cursor aponta o centro da circunferência.

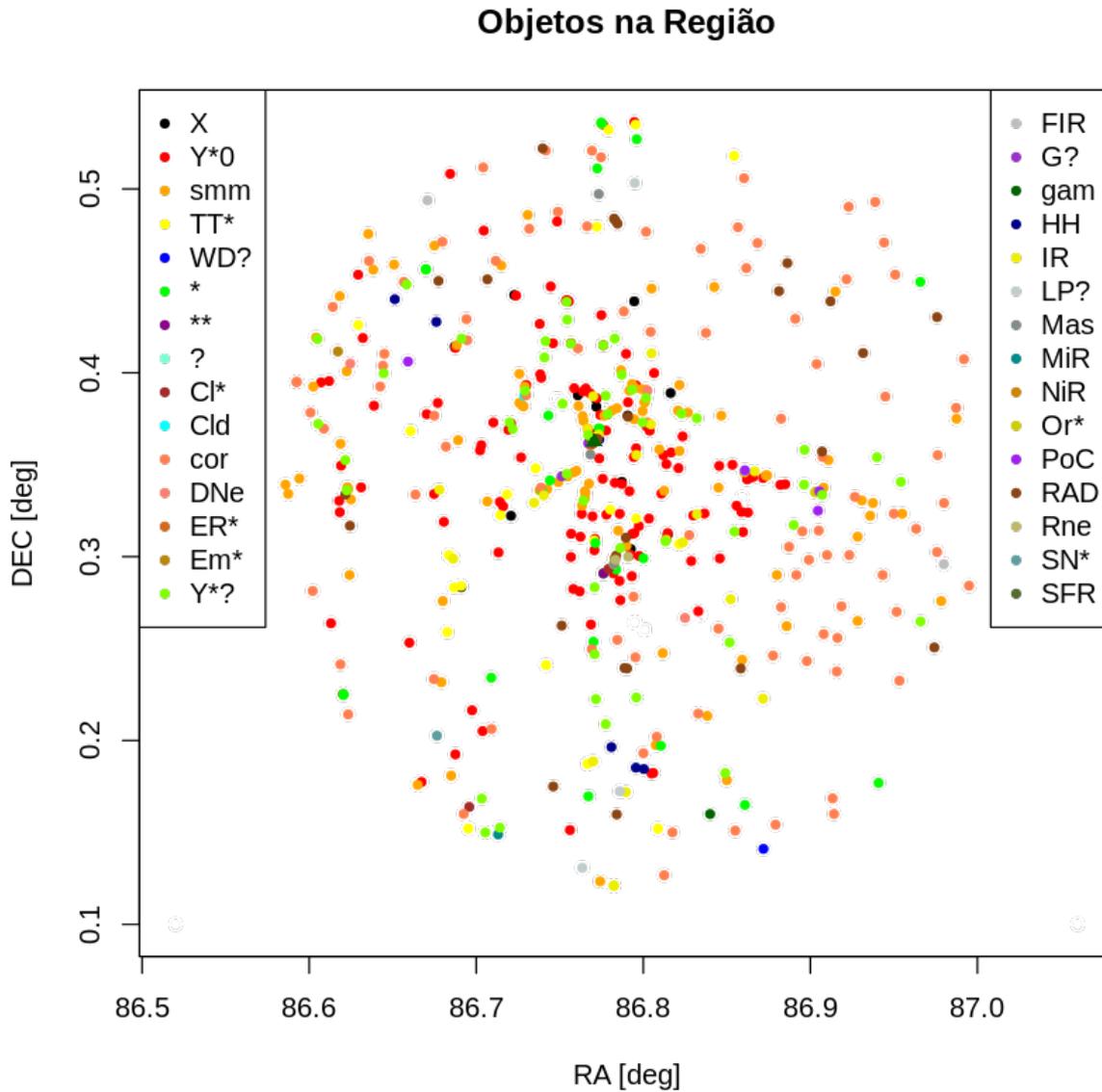


Figura 3.2: Região da detecção de raios gama realizada por Filócomo et al. (2023) considerando um raio de 13 arcmin, centralizado na fonte 1FGL J0547.0+0020c, com os identificadores dos objetos. A partir dessa Figura podemos visualizar a distribuição dos 535 objetos pertencentes às 30 diferentes classes de acordo com as suas coordenadas de declinação e ascensão reta, em graus. A fonte pode ser observada no centro do sistema por um triângulo verde-escuro.

Por meio dos identificadores verificamos que não são todos os objetos que de fato pertencem à região. Um exemplo é a fonte “G?” que corresponde, provavelmente, a uma galáxia de fundo. Assim sendo, com o auxílio dessa Figura 3.2, podemos visualizar a diversidade de fontes na região onde foi realizada a detecção. Na Tabela 3.1 temos o significado de cada índice.

Tabela 3.1 - Significado dos índices dos objetos da região de análise

Índice	Identificador
X	Fonte de raio-X
Y*0	Estrela pré sequência principal
smm	Fonte submilimétrica
TT*	Estrela T Tauri
WD	Anã Branca
*	Estrela
**	Sistema binário ou múltiplo
?	Desconhecido
Cl*	Aglomerado de estrelas
Cld	Nuvem
cor	Núcleo denso
DNe	Nebulosa escura
ER*	Variável eruptiva
Em*	Estrela de linha de emissão
Y*?	Estrela pré-sequência principal (provavelmente)
FIR	Fonte infravermelho longínquo
G?	Galáxia (provavelmente)
gam	Fonte gama
HH	Objeto HerbigHaro
IR	Fonte infravermelho
LP?	Variável de longo período (provavelmente)
Mas	Maser
MiR	Fonte infravermelho médio
NiR	Fonte infravermelho próximo
Or*	Variável Orion
PoC	Parte de nuvem
RAD	Fonte de rádio
Rne	Nebulosa de reflexão
SN*	Supernova
SFR	Região de formação estelar

### 3.2 Escalas de Tempo

O código para a determinação das escalas de tempo foi desenvolvido em Python utilizando a ferramenta do JupyterLab. Por meio de tal cálculo determinamos quais os processos não térmicos mais relevantes, além da energia máxima alcançada pelas partículas. Na Figura 3.3 temos o resultado das escalas de tempo para os processos relacionados aos elétrons acelerados em uma estrela T Tauri, enquanto que na Figura 3.5 está a estimativa

para o caso correspondente aos prótons. Incluímos, também, a escala de tempo de emissão  $t_{ano}$  igual a 2 anos.

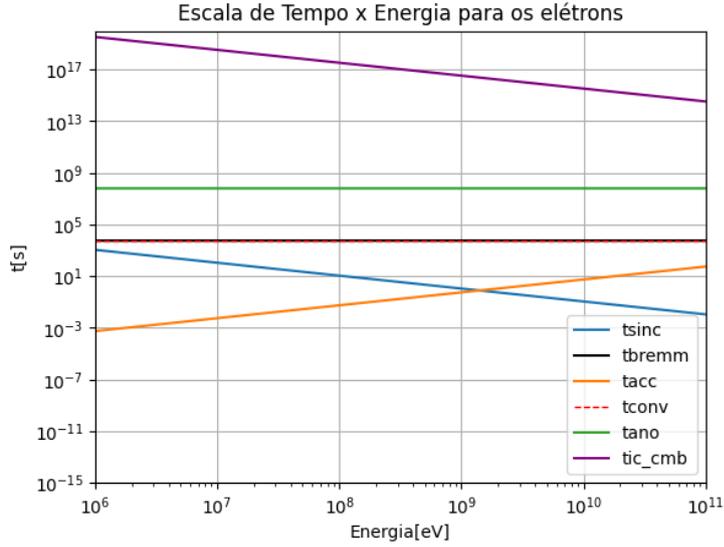


Figura 3.3: Escala de Tempo x Energia no caso dos elétrons. Os processos considerados foram: síncrotron (azul); Compton inverso (roxo); Bremsstrahlung relativístico (preto); conversão (vermelho); aceleração (laranja) e o tempo de duração da detecção (verde).

A partir da Figura 3.3 concluímos que a emissão não térmica mais relevante é a síncrotron. Além disso, de acordo com a observação reportada por Filócomo et al. (2023), a energia observada é da ordem de 100 GeV; desse modo, inferimos que a emissão produzida pelos elétrons não pode ser responsável pelo fluxo detectado, haja vista que a energia máxima alcançada é  $E_{max} \approx 1$  GeV.

Assim sendo, sabendo que a emissão síncrotron é proporcional à magnitude do campo magnético, calculamos a dependência da energia máxima alcançada pelos elétrons com o campo magnético da fonte. Na figura 3.4 podemos visualizar esta relação.

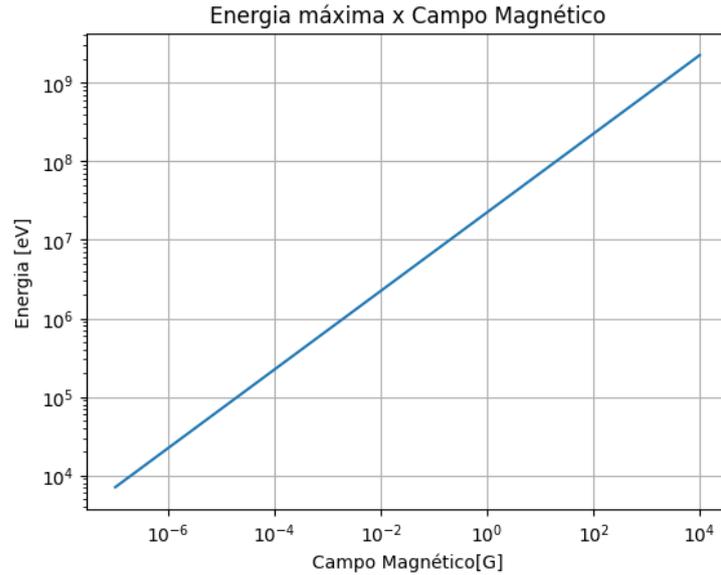


Figura 3.4: Energia máxima alcançada pelos elétrons como função do campo magnético obtida igualando as taxas de ganho de energia (aceleração) e perda (síncrotron). A análise inclui um campo magnético com até 2 ordens de grandeza maior que aquele característico de uma estrela T Tauri.

Analisando a Figura 3.4 verificamos que, mesmo com um campo magnético duas ordens de grandeza maior do que aquele atribuído à uma estrela T Tauri, a energia máxima alcançada pelos elétrons não seria suficiente para explicar a observação realizada por Filócomo et al. (2023). Logo, confirmamos que a emissão produzida pelos elétrons não pode ser responsável pela detecção. Ou seja, a emissão não é de natureza *leptônica*

Já na Figura 3.5 podemos estimar que a energia máxima alcançada pelos prótons é  $E_{max} \approx 10$  TeV. Visualizamos, também, que a escala de tempo da interação próton-próton é menor que a escala de tempo do fenômeno de emissão o que, conseqüentemente, indica que tal mecanismo não térmico é relevante. Vale ressaltar que não foi considerado nenhum outro processo hadrônico pois, como indicado em del Valle et al. (2011), eles são de menor importância para o fluxo produzido.

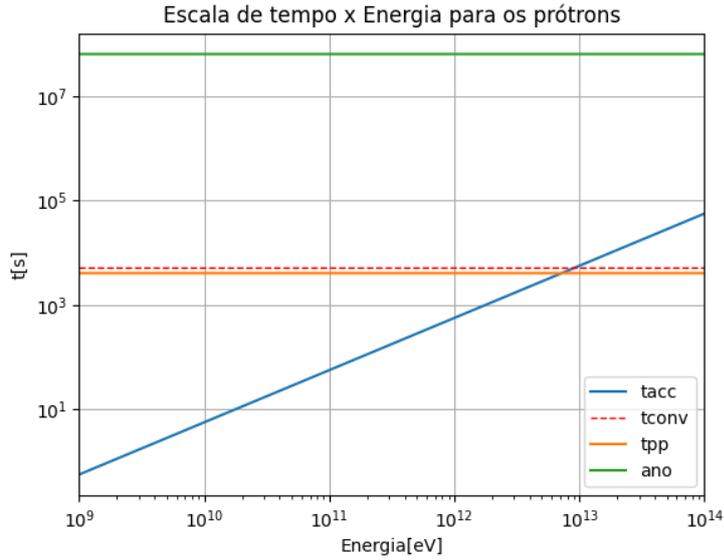


Figura 3.5: Escala de Tempo x Energia no caso dos prótons. Os processos considerados foram: interação próton-próton (laranja); convecção (vermelho); aceleração (azul) e o tempo de duração da detecção (verde).

### 3.3 Absorção dos Fótons

Por intermédio dos resultados obtidos a partir das escalas de tempo, concluímos que a emissão detectada é advinda dos prótons acelerados que colidem com o meio denso e emitem fótons pela interação próton-próton, isto é, a emissão é *hadronica*. A partir desta suposição, e analisando a DEE reportada por Filócomo et al. (2023), desenvolvemos três cenários para explicar a natureza peculiar da sua distribuição espectral de energia: os fótons emitidos são absorvidos pelo ambiente da fonte, efeito da difusão das partículas ou o índice espectral da DEE é mais duro. Na Figura 3.6 está o espectro observado.

No caso da absorção, determinamos qual a energia em que ela é máxima considerando um fóton gama de 10 GeV. Desse modo, calculamos que a absorção é máxima para  $\epsilon \approx 87$  eV. Portanto, temos que o campo alvo pode ser advindo dos fótons produzidos pela emissão síncrotron dos elétrons acelerados, uma vez que os eventos de reconexão magnética possuem campos magnéticos muito fortes; mas também, pode ser proveniente dos raios-X térmicos produzidos em estrelas T Tauri.

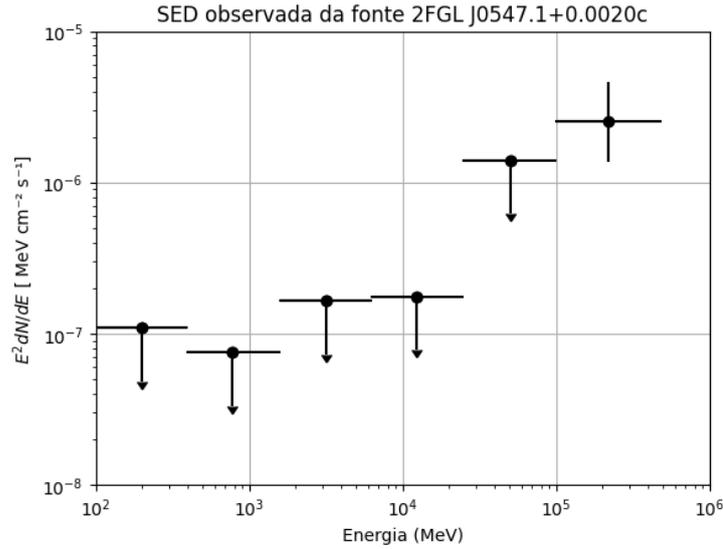


Figura 3.6: Espectro observado por Filócomo et al. (2023). Note que os 5 primeiros pontos são limites superiores do satélite *Fermi*-LAT e apenas o último ponto foi efetivamente detectado.

### 3.4 Distribuição de Partículas e DEE - Caso Estacionário

Em relação à difusão de partículas, como apontado em Aharonian e Atoyan (1996), o efeito é tipicamente dado pela Equação 2.15. Entretanto, temos que  $\delta \approx 0,3 - 0,6$ , o que, conseqüentemente, ocasiona um amolecimento do espectro. Logo, a difusão gera um comportamento contrário do detectado.

Analisamos, também, a distribuição espectral de energia levando em conta índices espectrais para a distribuição de prótons variados de  $\alpha = 0,8 - 2,0$  e ajustamos a DEE observada com a resultante deste cálculo. Para determinar a distribuição de partículas com os diferentes índices, utilizamos a rotina POWERLAW do pacote NAIMA.

Em seguida, consideramos que o fluxo é dado somente pela interação próton-próton, como encontrado pelas escalas de tempo, e empregamos o modelo PIONDECAY, também disponível no pacote NAIMA, para calcular a distribuição espectral de energia. Para a distância usamos  $d = 390$  pc como indicado em Filócomo et al. (2023). Na Figura 3.7 está o resultado deste cálculo.

Examinando a Figura 3.7 verificamos que a distribuição espectral de energia observada é melhor representada por DEEs com índices espectrais mais duros (entre 0,8 e 1,0).

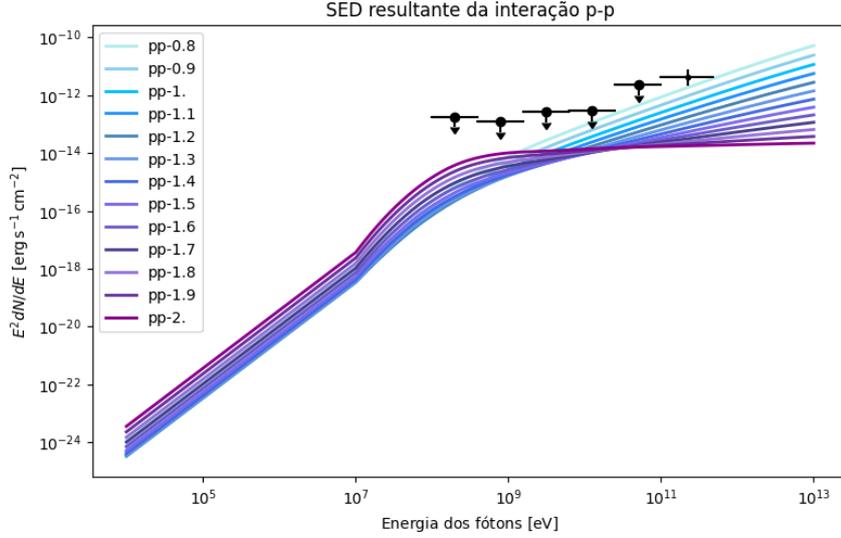


Figura 3.7: Espectro obtido pelo modelo, calculado com o pacote Zabalza (2015), considerando distribuições de partículas constante no tempo com diferentes índices espectrais ( $\alpha = 0,8 - 2,0$ ) e o processo de interação próton-próton. Tal espectro foi visualmente ajustado à observação realizada por Filócomo et al. (2023).

Para concluir, calculamos a energia total em prótons necessária para explicar a observação. Sendo assim, resolvemos a integral exposta na Equação 2.17. Como obtivemos um  $\alpha < 2$  temos que a primitiva da integral é uma função polinomial. Além disso, o fator correspondente à amplitude foi encontrado no ajuste da Figura 3.7 e definido como  $A = 1,5 \times 10^{21}$ . Já a energia  $E_o$  foi estabelecida como  $E_o = 1 \text{ TeV}$ . Por fim, os limites de integração considerados foram  $E_{max} = 100 \text{ TeV}$  e  $E_{min} = 1 \text{ MeV}$ .

A partir da dedução de que o índice spectral deve ser mais duro para explicar a DEE observada, realizamos essa estimativa para  $\alpha_1 = 0,8$ ,  $\alpha_2 = 0,9$  e  $\alpha_3 = 1$ , obtendo os seguintes resultados, respectivamente:  $7,06 \times 10^{23} \text{ erg}$ ;  $4,64 \times 10^{23} \text{ erg}$  e  $3,07 \times 10^{23} \text{ erg}$ .

### 3.5 Dimensão da Fonte

Para determinar a dimensão característica da fonte, estabelecemos a relação entre volume e densidade (Figura 3.8). Dessa maneira, atestamos que, dado uma densidade característica de  $n = 5 \times 10^{11}$  e uma emissividade total de  $\epsilon_{eff} = 10^{38} \text{ erg}$ , temos um volume  $V \approx 1 \times 10^{39} \text{ cm}^3$ .

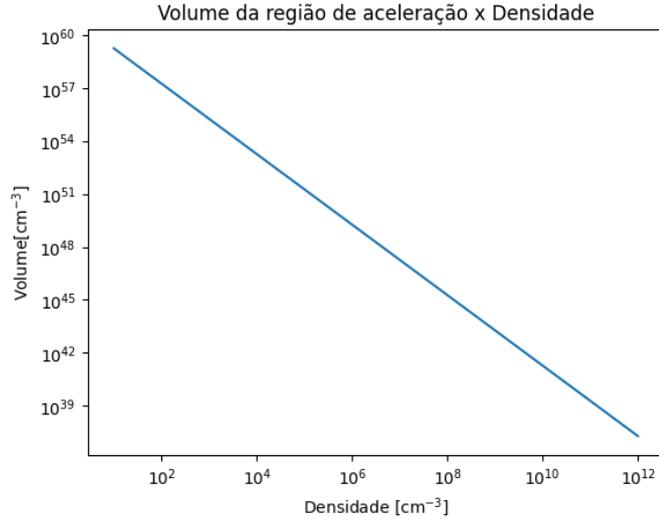


Figura 3.8: Gráfico da relação entre Volume x Densidade da fonte considerando o processo de emissão por Bremsstrahlung térmico. Por meio desse gráfico, e sabendo a densidade característica da fonte, estimamos o volume da fonte emissora.

### 3.6 Distribuição de Partículas e DEE - Caso Dependente do Tempo

A partir das seções anteriores, obtivemos uma visão geral da fonte e das características da emissão produzida pelas partículas aceleradas. Sendo assim, desenvolvemos uma rotina em Python para resolver a Equação 2.20 aplicando o método das diferenças finitas. Primeiramente, calculamos a injeção das partículas, dada pela Equação 2.21, considerando uma energia  $E_o = 10$  TeV e  $t_{max} = 50000$  s. Além disso, assim como no modelo estático, definimos  $Q_o = 1$  e, posteriormente, realizamos o ajuste.

Em seguida, em posse da injeção das partículas, solucionamos a Equação 2.20 e obtivemos a função de distribuição  $N(E, t)$  para os prótons acelerados (Figura 3.9).

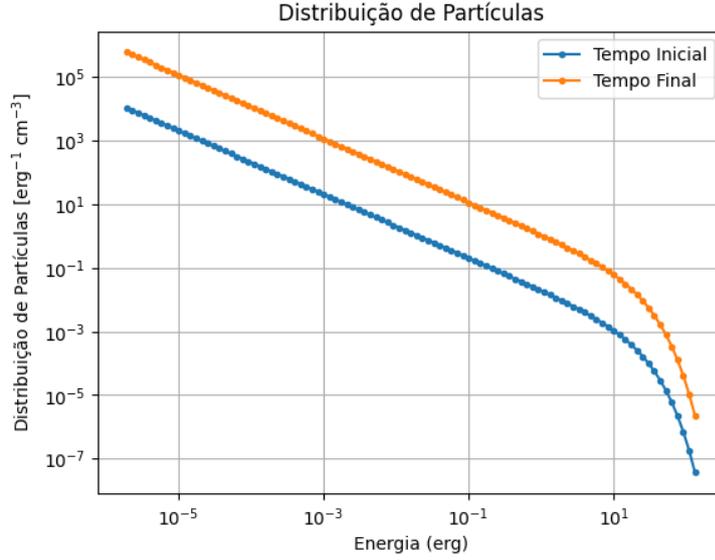


Figura 3.9: Distribuição de partículas como função da energia para o caso do modelo dependente do tempo. A curva azul representa a função de distribuição dos prótons para o tempo inicial enquanto que a curva laranja representa a função de distribuição no tempo final.

A partir da Figura 3.9 podemos visualizar como a distribuição de partículas evolui no tempo. Com isso, utilizando o pacote Zabalza (2015), calculamos a DEE resultante do processo de interação próton-próton, através da rotina PIONDECAY, uma vez que já averiguamos que a emissão possui origem hadrônica. Para o cálculo, realizamos a integração durante todo o tempo considerado e depois ajustamos visualmente os dados reportado por Filócomo et al. (2023) ao resultado obtido (Figura 3.10). Vale ressaltar que utilizamos a mesma distância que o caso estático, isto é,  $d = 390$  pc, e que a constante de normalização encontrada foi  $Q_o = 9 \times 10^{32}$ .

Finalmente, concluindo o modelo, calculamos a energia total em prótons, responsáveis pela emissão. Para isso, utilizamos a rotina CALCULATE WP da ferramenta Zabalza (2015) e obtivemos  $E_{tot} = 1,16 \times 10^{36}$  erg, o que é comparável com a energia total  $E = 10^{38}$  erg emitida por Bremsstrahlung térmico. Os limites de integração considerados foram  $E_{min} = 1$  MeV e  $E_{max} = 100$  TeV. A diferença entre esta energia e a calculada pelo modelo estático é decorrente das suas respectivas constantes de normalização distintas. No caso estático, temos que a normalização é suficiente para explicar a energia em partículas necessária para produzir a emissão. Todavia, no modelo dependente do tempo o termo de injeção torna-se relevante o que, por consequência, afeta a energia total devido às modificações causadas pelas perda radiativas e pelo escape das partículas (vide Equação 2.20).

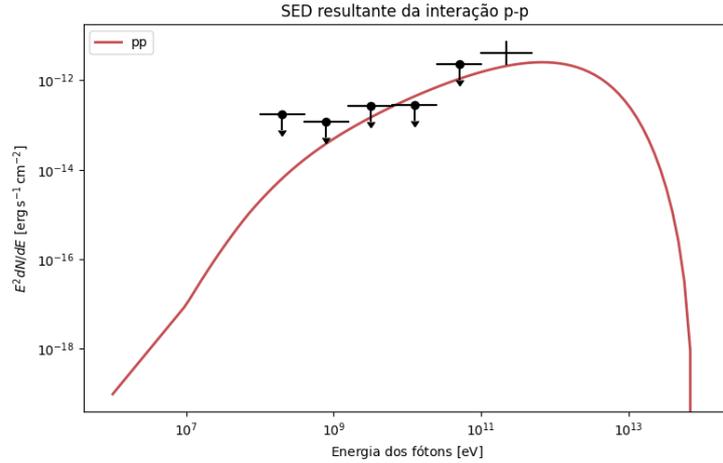


Figura 3.10: Distribuição Espectral de Energia para o caso do modelo dependente do tempo obtida utilizando o pacote Zabalza (2015) considerando o processo de interação próton-próton ajustada aos dados de detecção de Filócomo et al. (2023).

### 3.7 Análise da Detectabilidade

Para estudar a detectabilidade do evento tendo em vista os futuros observatórios Cherenkov, sendo eles o *Cherenkov Telescope Array Observatory* (CTA) e *ASTRI Mini-Array*, analisamos as suas curvas de sensibilidade sobrepostas com a DEE calculada (Figura 3.11).

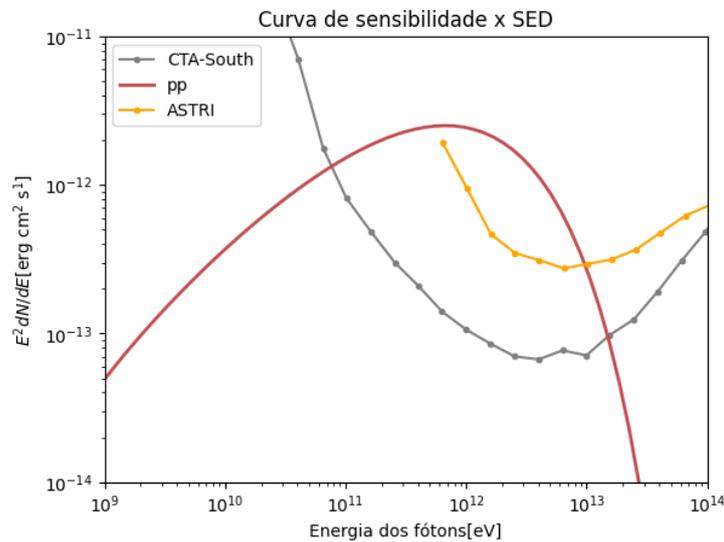


Figura 3.11: Curvas de sensibilidade dos observatórios Cherenkov CTA-South (cinza) e ASTRI Mini-Array (laranja) em relação à DEE calculada pelo modelo dependente do tempo (vermelho)

Por intermédio da Figura 3.11 verificamos que o evento observado por Filócomo et al. (2023) teoricamente poderia ser detectado com o CTA ou com o ASTRI *Mini-Array*. Reiteramos que, devido à proximidade da fonte com o disco, não consideramos o hemisfério

de localização dos observatórios para a análise.

Ademais, apesar do fluxo total não ser muito elevado, tal fenômeno poderia, teoricamente, ser observado devido à sua proximidade ( $d = 390$  pc). Entretanto, ainda que a curva de sensibilidade aponte para a possibilidade de detecção, para que isso seja confirmado devemos levar em conta outros fatores, por exemplo a radiação de fundo que, eventualmente, interfere na observação, assim como a contaminação por outras fontes na região de observação (vide Figura 3.2), a natureza transiente da fonte e as limitações impostas pela resolução espacial dos observatórios.

## Conclusões

Em suma, neste trabalho estudamos a região da nuvem molecular NGC 2071 em que há formação estelar e, assim, é um cenário propício para a existência de estrelas T Tauri. O foco nesta região específica foi decorrente da detecção de fótons de alta energia realizada nesta zona por Filócomo et al. (2023), sendo atribuída à fonte 1FGL J0547.0+0020c.

Sendo assim, familiarizamo-nos, a partir dos dados disponíveis no Wenger et al. (2000), com os objetos pertencentes em um campo centralizado na fonte da emissão com um raio de 13 arcmin. Constatamos, dessa maneira, a existência de, pelo menos, 535 objetos com 30 classificações, sendo que todos não necessariamente pertencem à região, podendo ser fontes de fundo. Isto indica que a emissão pode não ter sido produzida pela protoestrela.

Em seguida, a partir dos resultados das escalas de tempo concluimos que os processos não térmicos mais relevantes são a emissão síncrotron, para os elétrons, e a interação próton-próton, para os prótons. Determinamos, também, a energia máxima alcançada pelas partículas aceleradas, sendo que obtivemos  $E_{max} \approx 1$  GeV e  $E_{max} \approx 10$  TeV para os léptons e para os hádrons, respectivamente.

Em posse dessas energias máximas, verificamos que os elétrons, dado o campo magnético de  $B = 200$  G, não são capazes de produzir fótons com as energias detectadas por Filócomo et al. (2023). Logo, deduzimos a relação da energia máxima alcançada pelos léptons acelerados em função do campo magnético, com o intuito de analisar qual é a sua dependência com o aumento do campo. Dessa forma, encontramos que, mesmo com um campo magnético duas ordens de grandeza maior, os elétrons não alcançam a energia necessária para explicar a observação e, conseqüentemente, não são responsáveis pela emissão.

Assim sendo, assumindo que o fluxo observado é resultante da emissão produzida por prótons acelerados, desenvolvemos três hipóteses para explicar a distribuição espectral de

energia peculiar que foi reportada em Filócomo et al. (2023). A primeira, é que existe uma eficiente absorção dos fótons na fonte.

Desse modo, calculamos a energia dos fótons em que ocorre a máxima absorção, considerando uma absorção pelo processo da aniquilação  $\gamma - \gamma$  e que a energia dos raios gama absorvidos é, aproximadamente, 10 GeV. Com isso, estabelecemos que tal energia é da ordem de  $\epsilon = 87 \text{ eV}$  e, por consequência, pode ser advinda de um campo alvo proveniente da emissão síncrotron dos elétrons acelerados assim como também da emissão térmica presente no ambiente de uma estrela T Tauri.

A segunda possibilidade estudada é a de que o endurecimento do espectro é resultado da difusão de partículas. Entretanto, como apontado em Aharonian e Atoyan (1996) a difusão altera o índice espectral de modo que amolece o espectro. Assim, a difusão produz o efeito oposto àquele detectado. A terceira hipótese é a de que a DEE produzida apresenta um índice espectral mais duro.

Sendo assim, estimamos a distribuição das partículas para o caso de um modelo estático no tempo, considerando índices espectrais variados de  $\alpha = 0,8 - 2,0$ , e ajustamos à distribuição espectral de energia detectada, obtendo que esta é melhor ilustrada para  $\alpha_1 = 0,8$ ,  $\alpha_2 = 0,9$  ou  $\alpha_3 = 1,0$ . Somado a isso, calculamos que a energia total emitida pelos prótons necessária para explicar a observação deve ser  $E_1 = 7,06 \times 10^{23} \text{ erg}$ ;  $E_2 = 4,64 \times 10^{23} \text{ erg}$  ou  $E_3 = 3,07 \times 10^{23} \text{ erg}$ , com  $\alpha_1 = 0,8$ ,  $\alpha_2 = 0,9$  ou  $\alpha_3 = 1,0$ , respectivamente.

Realizadas estas análises, determinamos, baseado na emissividade por Bremsstrahlung térmico, que a fonte deve ter um volume  $V \approx 1 \times 10^{39} \text{ cm}^3$ . Por fim, aprimoramos o modelo desenvolvido incluindo a dependência temporal e ponderamos sobre a detectabilidade do evento.

A partir deste modelo, calculamos a injeção e a função de distribuição dos prótons para, enfim, obter a DEE resultante da interação próton-próton e ajustá-la com a detecção realizada por Filócomo et al. (2023). A partir desse ajuste obtivemos a constante de normalização  $Q_o = 9 \times 10^{32}$ , e inferimos que a energia total da emissão pelos prótons é  $E = 10^{36} \text{ erg}$ . A diferença entre as energias totais calculadas nos dois modelos é decorrente das constantes de normalização distintas. Todavia, o modelo dependente do tempo é mais apropriado para o cálculo da radiação. Podemos verificar que este valor é coerente ao compará-lo com a emissão em raios X produzido no evento, da ordem de  $10^{38} \text{ erg}$ .

Em relação a detecção, verificamos que, teoricamente, um evento similar àquele obser-

---

vado por Filócomo et al. (2023) seria detectável pelos observatórios CTA e ASTRI *Mini-Array*. Todavia, para atestar a detectabilidade devemos incluir efeitos de interferência da radiação de fundo, por exemplo, e considerar a escala de tempo do evento.

Como perspectiva futura podemos analisar o caso da aceleração das partículas, e consequente emissão de fótons de altas energias, em outro cenário possível: em uma ejeção de massa coronal expelida pela estrela T Tauri, tal como observado no Sol.



## Referências Bibliográficas

- Aharonian F. A., Atoyan A. M., On the emissivity of neutral  $\pi^0$ -decay gamma radiation in the vicinity of accelerators of galactic cosmic rays , *A&A*, 1996, vol. 309, p. 917
- Cherenkov Telescope Array Consortium Acharya B. S., Agudo I., Al Samarai I., Alfaro R., Alfaro J., Alispach C., Alves Batista R., Amans J. P., Amato E., Ambrosi G., Antolini E., Antonelli L. A., Aramo ... A., Zorn J., Science with the Cherenkov Telescope Array, 2019
- del Valle M. V., Romero G. E., Luque-Escamilla P. L., Martí J., e Ramón Sánchez-Sutil J., Are T Tauri stars gamma-ray emitters?, *The Astrophysical Journal*, 2011, vol. 738, p. 115
- Feigelson E. D., Montmerle T., High-Energy Processes in Young Stellar Objects, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 1999, vol. 37, p. 363–408
- Filócomo A., Albacete-Colombo J. F., Mestre E., Pellizza L. J., e Combi J. A.,  $\gamma$ -ray detection from occasional flares in T Tauri stars of NGC 2071 – I. Observational connection, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2023, vol. 525, p. 1726
- Gomez de Castro A. I., Lamzin S. A., Accretion shocks in T Tauri stars: diagnosis via semiforbidden ultraviolet line ratios, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 1999, vol. 304, p. 41
- Günther H. M., Schmitt J. H. M. M., Robrade J., Liefke C., X-ray emission from classical T Tauri stars: accretion shocks and coronae?, *A&A*, 2007, vol. 466, p. 1111

- Hayashi M. R., Shibata K., Matsumoto R., X-Ray Flares and Mass Outflows Driven by Magnetic Interaction between a Protostar and Its Surrounding Disk, *ApJ*, 1996, vol. 468, p. 37
- Johns-Krull C. M., Valenti J. A., Linsky J. L., An IUE Atlas of Pre-Main-Sequence Stars. II. Far-Ultraviolet Accretion Diagnostics in T Tauri Stars, *ApJ*, 2000, vol. 539, p. 815
- Muzerolle J., Calvet N., Hartmann L., D'Alession P., Unveiling the Inner Disk Structure of T Tauri Stars , *ApJ*, 2003, vol. 597, p. 149
- Tsoboi H. M., Schmitt J. H. M. M., Robrade J., Liefke C., ASCA Detection of a Superhot 100 Million K X-Ray Flare on the Weak-lined T Tauri Star V773 Tauri, *ApJ*, 1998, vol. 503, p. 894
- Vercellone S., Bigongiari C., Burtovoi A., Cardillo M., Catalano O., Franceschini A., Lombardi S., Nava L., Pintore F., Stamerra A., Tavecchio F., Zampieri L., Alves Batista R., Amato E., Antonelli L., Arcaro C., Becerra González J., Bonnoli G., Böttcher M., Brunetti G., Compagnino A., Crestan S., D'Ai A., Fiori M., Galanti G., Giuliani A., Kreter E. d. . M., ASTRI Mini-Array core science at the Observatorio del Teide, *Journal of High Energy Astrophysics*, 2022, vol. 35, p. 1
- Wenger M., Ochsenbein F., Egret D., Dubois P., Bonnarel F., Borde S., Genova F., Jasiewicz G., Laloë S., Lesteven S., Monier R., The SIMBAD astronomical database. The CDS reference database for astronomical objects, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 2000, vol. 143, p. 9
- 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