

Principais questões sobre os raios cósmicos

Henrique Dias Gomes and Marcelo Augusto Leigui de Oliveira
Universidade Federal do ABC

O estudo dos raios cósmicos de ultra-alta energia (RCUAEs) desempenha um papel de extrema relevância na astrofísica, proporcionando descobertas cruciais para a compreensão dos fundamentos do universo. Além disso, possui um impacto significativo na física de partículas, permitindo a investigação de interações fundamentais em energias muito superiores às alcançadas nos laboratórios terrestres contemporâneos. Este projeto tem como objetivo aprofundar a análise dos aspectos históricos, experimentais e teóricos da área dos raios cósmicos, investigando o desenvolvimento do campo ao longo do tempo e delineando as perspectivas para o futuro dessa linha de pesquisa. O artigo será dividido em três seções principais: a fundação histórica do campo, onde exploraremos a descoberta inicial, os métodos de detecção iniciais e a reação da comunidade científica; os principais aspectos teóricos e experimentais, abrangendo os mecanismos conhecidos, propostas sobre a geração de partículas, processos de interação, simulações computacionais, técnicas de detecção e outros elementos experimentais relevantes; por fim, uma discussão sobre as expectativas para o avanço do campo, incluindo novos experimentos e linhas de pesquisa emergentes.

Os raios cósmicos, constituídos por partículas carregadas de origem extraterrestre, como prótons ou núcleos altamente ionizados, são caracterizados por possuir uma energia extraordinariamente elevada. Capazes de ionizar a atmosfera terrestre e instigar uma cadeia de reações conhecida como chuva atmosférica, esses fenômenos ainda não têm seus mecanismos de criação e acúmulo de energia cinética completamente compreendidos [1].

As partículas incidentes diretamente são denominadas raios cósmicos primários, enquanto aquelas geradas a partir da interação dos raios cósmicos primários com a atmosfera são chamadas de raios cósmicos secundários. Partículas primárias com energia superior a 10^{18} eV, excedendo a massa de repouso em cerca de nove ordens de magnitude [1], são designadas como Raios Cósmicos de Ultra-Alta Energia (RCUAEs).

Um dos principais desafios técnicos para compreender a origem dos raios cósmicos reside na complexidade dos campos magnéticos galácticos e extragalácticos. Sendo partículas carregadas, os raios cósmicos são suscetíveis a desvios em suas trajetórias devido à influência dos campos magnéticos entre a fonte emissora e a detecção. Isso dificulta a identificação inequívoca da origem dos raios cósmicos unicamente com base na direção de sua chegada à Terra, como ilustrado nas Figuras 1 e 2.

Erupções solares constituem uma fonte de raios cósmicos de baixa energia ($E \sim 10^9$ eV). No entanto, para energias mais elevadas outras fontes, como explosões de supernovas dentro da galáxia e galáxias de núcleo ativo (GNA) na região extragaláctica, são consideradas promissoras para acelerar partículas até altíssimas energias, e processos que envolvem o Sol são descartados para explicarem esse fenômeno.

Outro aspecto crucial para compreender os desafios experimentais na detecção de raios cósmicos é a relação entre o fluxo de partículas e a energia das mesmas. O fluxo de partículas segue uma lei de potência $N(E) \propto E^{-\alpha}$ [1], o que implica que eventos de alta energia são comparativamente raros. Por conseguinte, a construção de

observatórios com amplas áreas de exposição torna-se essencial para detectá-los. Estima-se que um RCUAE com $E \sim 10^{20}$ eV ocorra em uma taxa de um por quilômetro quadrado e esferorradiano por século [6].

Um fenômeno conhecido como corte GZK [7, 8] impõe uma distância máxima de emissão dos raios cósmicos, limitando-a a cerca de 75 Mpc. Esse fenômeno resulta da interação dos raios cósmicos com a radiação existente no Universo.

I. DESCOBERTA E DESENVOLVIMENTO DOS RAIOS CÓSMICOS

Desde 1896, estudos de Henri Becquerel sobre fotofosforescência já indicavam que certos materiais poderiam produzir ionização do ar [1]. Já era de conhecimento da comunidade que partículas carregadas emitidas por elementos radioativos ionizavam o gás, ocasionando descargas em eletroscópios. Em 1912, Hess utilizou um balão de ar quente munido de um eletroscópio para demonstrar a existência de uma componente radioativa, crescente com a altitude, altamente penetrante e que parecia vir da alta atmosfera. Essa descoberta posteriormente rendeu a Hess um Prêmio Nobel, 24 anos depois [9] e a ele é creditada a fundação do campo.

Devido à sua extrema penetrabilidade, uma das hipóteses predominantes, sugerida por Milikan, era de que essa radiação correspondia a raios gama. Contudo, em 1927, J. Clay observou variações na intensidade dos raios cósmicos de acordo com a latitude. Essa variação foi atribuída à deflexão de partículas carregadas pelo campo geomagnético terrestre, interpretação creditada a Bruno Rossi (1930). Assim, a interpretação mais aceita passou a ser que os raios cósmicos eram, na verdade, partículas carregadas, como prótons ou núcleos mais pesados, e não fótons. A hipótese de Bruno Rossi sugeria uma assimetria na intensidade dos raios cósmicos chegando no leste e oeste. Essa hipótese foi confirmada em 1932 por Comp-

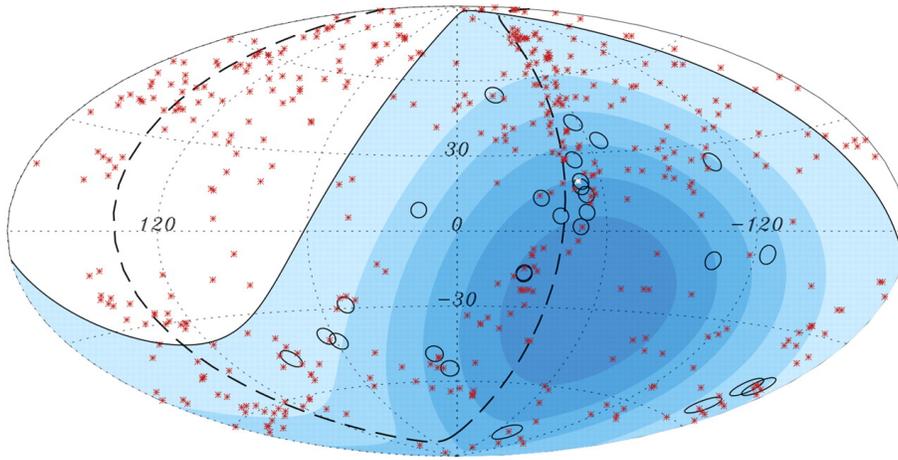


Figura 1. Esfera celeste em coordenadas galácticas mostrando a direção de chegada de 27 eventos de altíssima energia detectados pelos telescópios de superfície do observatório Pierre Auger, representados por círculos pretos. As marcas vermelhas indicam 472 AGNs a uma distância inferior a 75 Mpc. A região azul define o campo de visão do observatório Pierre Auger, enquanto o azul mais profundo indica a área de maior exposição. Adaptado de [2].

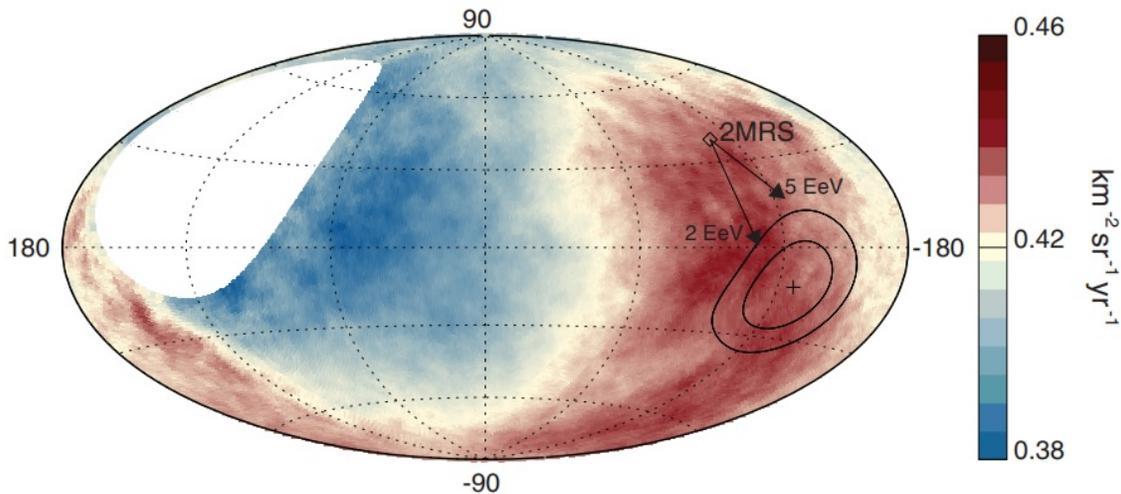


Figura 2. Esfera celeste em coordenadas galácticas mostrando o fluxo de raios cósmicos para $E \geq 8 \cdot 10^{18}$ eV. A cruz indica a direção do dipolo e os contornos representam as regiões de 68 e 95 de nível de confiança, respectivamente [3]. Também se destaca a direção do dipolo da distribuição de galáxias 2MRS [4]. A flecha representa a deflexão esperada utilizando o modelo de campo magnético galáctico em [5] para partículas com relação $E/Z = 5 \cdot 10^{18} - 2 \cdot 10^{18}$ eV.

ton, sendo chamada de “Efeito Leste-Oeste” [1].

Nos anos de 1938 – 1939, Pierre Auger e sua equipe demonstraram que grupos de partículas alcançavam detectores separados por grandes distâncias em intervalos de tempo coincidentes [10]. Isso indicou que os raios cósmicos observados na superfície da Terra eram secundários, provenientes de um chuveiro atmosférico originado por um raio cósmico primário (Figura 3). A equipe também estimou que a energia do raio cósmico primário devia ser superior a 10^{15} eV. Em 1941, foi estabelecido que os raios cósmicos são compostos predominantemente por prótons [11].

Em 1962, um evento observado por um arranjo de detectores cintiladores plásticos distribuídos em 10 km^2 de

superfície, localizado no Novo México (*Volcano Ranch Array*), foi atribuído a um raio cósmico com energia da ordem de $\sim 10^{20}$ eV [13].

Antes dos grandes aceleradores de partículas, os raios cósmicos foram fundamentais para compreender e descobrir novas partículas. Em 1932, o pósitron foi descoberto por C. Anderson (Laureado com o Prêmio Nobel em 1936) ao expor uma câmara de Wilson à radiação, hoje atribuída a raios cósmicos. Esse rastro possuía propriedades semelhantes às do elétron, mas curvava-se no sentido contrário [1]. Em 1947, também foram descobertos o méson π por César Lattes, na equipe de Cecil Powell, e os mésons K por George Rochester e Clifford Butler. Destaca-se ainda a descoberta do lépton μ , o

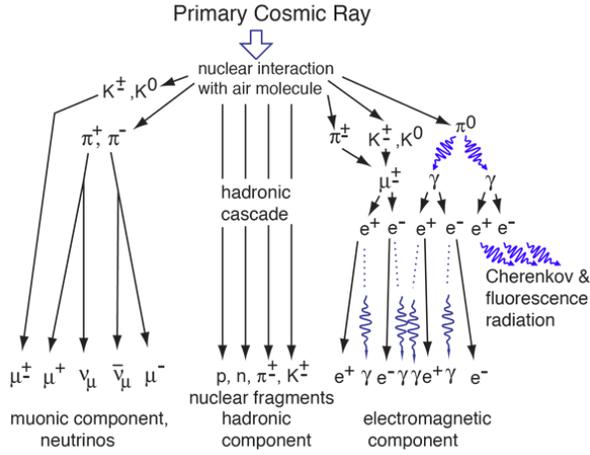


Figura 3. As três componentes de um chuveiro atmosférico. Respectivamente, da esquerda para direita, a componente muônica, a componente bariônica e a componente eletromagnética. Fonte: retirado de *hyperphysics* [12].

múon, por C. Anderson e S. Neddermeyer, partícula que decai rapidamente (com $\tau \sim 2 \times 10^{-6}$ s [14]), mas, devido à alta energia dos raios cósmicos, seu tempo de decaimento no referencial de laboratório é dilatado pela relatividade especial, facilitando sua detecção na superfície.

Dada a escassez de raios cósmicos altamente energéticos, a construção de detectores de superfície em áreas cada vez maiores foi necessária. A primeira tentativa foi o experimento SUGAR, construído na Universidade de Sydney, Austrália [13], cobrindo uma área de 100 km^2 . Embora tenha apresentado resultados incertos e várias dificuldades experimentais, esse foi um importante passo inicial. Com o tempo, diversos experimentos contribuíram significativamente para o campo, como Fly's Eye na década de 1960, o AGASA (Akeno Giant Air Shower Array), operando entre 1990 – 2004, e o HiRes (High-Resolution Fly's Eye) ativo entre 1997 – 2006 [13]. No entanto, o maior observatório existente é o Observatório Pierre Auger, localizado na Argentina (Figura 4). Este observatório emprega dois métodos principais e independentes para detecção de raios cósmicos. O primeiro método utiliza 1660 tanques de água equipados com fotomultiplicadoras, distribuídos em uma área de 3000 km^2 , capazes de capturar o sinal de radiação Cherenkov. O segundo método envolve a detecção de luz ultravioleta emitida no topo da atmosfera terrestre, sendo quatro telescópios equipados com seis espelhos cada. Esse método permite avaliar a profundidade do chuveiro atmosférico X_{max} , que contém informações específicas sobre a composição do raio cósmico primário [1].

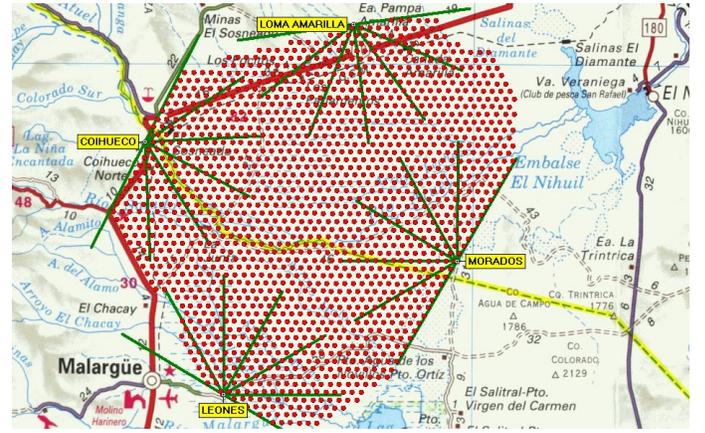


Figura 4. Mapa do Observatório Pierre Auger. Os pontos representam a posição de cada um dos 1660 detectores de superfície. Os detectores de fluorescência são marcados em amarelo, com linhas verdes indicando o campo de visão dos quatro telescópios em cada local. Para dar a escala do Observatório, os comprimentos em verde correspondem a 20 km. Fonte: retirado de [15].

II. O QUE CONHECEMOS SOBRE RAIOS CÓSMICOS

Nessa seção iremos abordar aspectos fundamentais para compreender o desenvolvimento dos raios cósmicos gerados em fontes astrofísicas. Para isso estudaremos o espectro, os campos magnéticos que permeiam o caminho entre fonte e detectores, os mecanismos de aceleração, as interações entre os raios cósmicos e as radiações do Universo.

A. O espectro

O fluxo de raios cósmicos (assim como de neutrinos, raios gama, produção de partículas secundárias na atmosfera, múons atmosféricos e outras partículas não térmicas, em geral) pode ser aproximado para uma lei de potência [1]:

$$\frac{dJ(E)}{dE} = C \cdot E^{-\alpha}, \quad (1)$$

onde α é a inclinação do gráfico (também chamado de índice espectral diferencial) e C é uma constante de normalização. Também é possível definir o fluxo de partículas diferencial e integral, respectivamente:

$$J(E) = \frac{d(N/A \cdot t)}{d\Omega \cdot dE},$$

$$J(E > E_0) = \int_{E_0}^{\infty} \frac{d^2N}{A \cdot t \cdot dE d\Omega}, \quad (2)$$

onde $J(E)$ é o fluxo de partículas, N é o número de partículas detectadas, A é a área de exposição do detec-

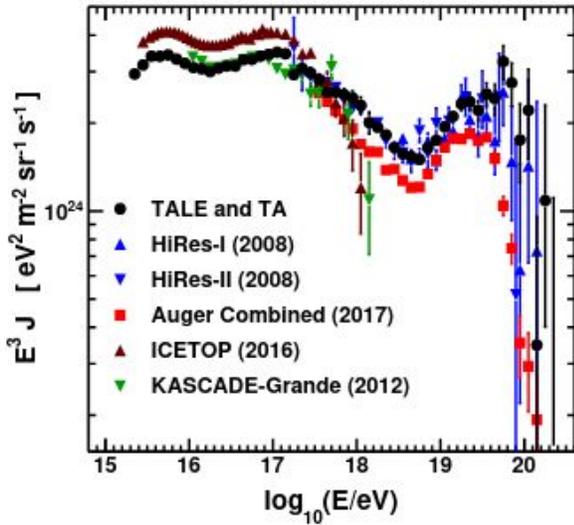


Figura 5. Espectro de raios c3smicos obtido pelos experimentos TALE, TA, Auger, HiRes, IceTop e KASCADE-Grande. Fonte: retirado de [16].

tor, t 3e o intervalo de tempo de medi3ao e $d\Omega$ 3e a regi3ao de 3angulo s3olido.

Para energias da ordem de \sim GeV, as part3culas t3em origem no Sol. A partir dessa faixa o espectro pode ser descrito como [1]:

$$J(E) = K \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\alpha} \Rightarrow J(E > E_0) = \frac{KE_0}{1-\alpha} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{1-\alpha}, \quad (3)$$

onde $E_0 = 1$ GeV 3e um limite inferior escolhido arbitrariamente e $1 - \alpha = \gamma$ 3e chamado de 3ndice espectral integral. Os valores de K e α s3ao obtidos atrav3es de ajustes experimentais. Temos que na faixa de GeV at3e $\sim 10^{15}$ eV os valores de $\alpha = 2,7$ e $K = 1,8$ [17]. Na faixa de energia entre $4,5 \times 10^{15} - 4 \times 10^{17}$ eV temos $\alpha \simeq 3,1$. Entre 4×10^{17} eV e 4×10^{18} eV temos $\alpha = 3,3$, e ap3s essa energia temos $\alpha = 2,7$ [18]. Os pontos $4,5 \times 10^{15}$ eV, $4,0 \times 10^{17}$ eV e 4×10^{18} eV s3ao apelidados carinhosamente de primeiro joelho, segundo joelho e tornozelo do espectro, respectivamente (veja Figura 5).

As estruturas dos joelhos e do tornozelo revelam caracter3sticas f3sicas dos raios c3smicos. O raio c3clotron de Larmor, r_L , e a rigidez magn3tica, R , podem ser definidos como:

$$r_L \simeq \frac{E}{ZeB}, \quad (4)$$

$$R = Br_{LC} \simeq \frac{E}{Ze},$$

onde Z 3e o n3mero at3mico, e 3e a carga do el3tron e B 3e o m3dulo do campo magn3tico [1]. Para pr3tons com energia $\sim 10^{20}$ eV, temos $r_L \sim 36$ kpc, o que 3e compar3vel ao di3metro do disco da Gal3xia (~ 15 kpc), indicando que a origem 3e externa 3a Gal3xia [18]. Ent3o, a regi3ao entre o segundo joelho e o tornozelo s3ao creditados

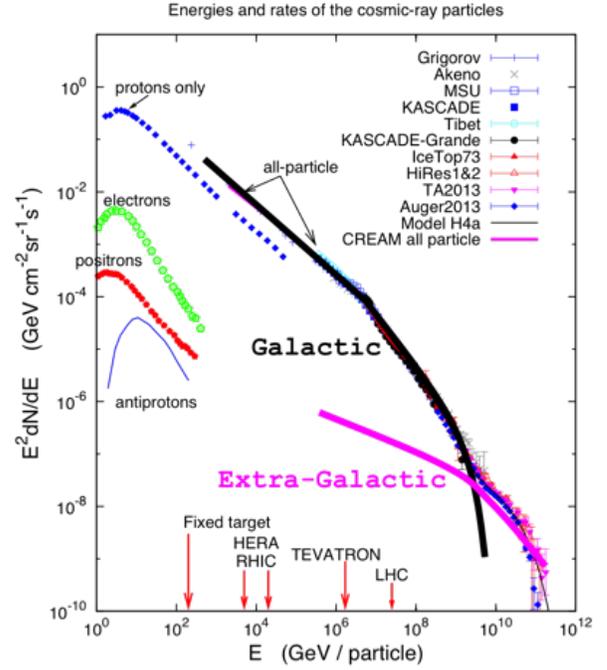


Figura 6. Fluxo de raios c3smicos multiplicado por E^2 . Est3o destacadas as regi3oes com contribui3ao de part3culas de origem gal3ctica e extragal3ctica. Fonte: IceCube [19].

como a faixa de transi3ao entre a origem gal3ctica e extragal3ctica dos raios c3smicos, como destacado na Figura 6. Em linhas gerais, RCUAEs aparentam ter origem extragal3ctica. Por outro lado, o tornozelo 3e a regi3ao onde ocorre uma supress3o abrupta do espectro, e em geral 3e relacionada com o corte GZK [7, 8], onde ocorre perda de energia pelo processo de fotoprodu3ao de pi3ons.

Temos algumas caracter3sticas do fluxo de raios c3smicos, dentre elas:

- Pr3tons s3ao dominantes na regi3ao acima do joelho;
- A composi3ao qu3mica observada nos raios c3smicos abaixo do joelho s3ao semelhantes 3a da Gal3xia;
- O raio de Larmor (Eq. 4) 3e maior do que o di3metro da Gal3xia para a regi3ao al3m do tornozelo;
- Ap3s o tornozelo, a composi3ao qu3mica dos RCUAEs parece ser mais pesada. No entanto, n3o h3a como medir o n3mero de massa A de um 3nico evento prim3rio devido ao baixo fluxo de part3culas;
- N3o h3a dire3ao preferida para RCUAEs observada no plano gal3ctico, o que provavelmente implica numa origem extragal3ctica;
- A gradativa mudan3a de composi3ao entre o joelho e o tornozelo ocorre pois as part3culas mais leves escapam primeiro da nossa gal3xia como consequ3ncia do raio de Larmor.

B. Campos magnéticos

Os campos magnéticos podem defletir partículas carregadas (como os RCUAEs) através da força magnética \mathbf{F} [20]:

$$\mathbf{F} = \Gamma m_0 \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (5)$$

onde $\Gamma = [1 - (v/c)^2]^{-1/2}$ é o fator relativístico de Lorentz, \mathbf{v} é a velocidade da partícula no referencial do laboratório, c é a velocidade da luz, q é a carga da partícula e m_0 é a massa de repouso do núcleo. Para compreender o desvio que as partículas sofrem durante sua viagem até a Terra, é necessário estudar os tipos de campos que existem entre a fonte e os detectores. Podemos dividir os campos magnéticos que influenciam os raios cósmicos em dois grandes grupos: campos magnéticos galácticos e campos magnéticos extragalácticos.

A equação de movimento que descreve a trajetória dos RCs é:

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{v} \times \omega_{\mathbf{B}}, \quad (6)$$

com $\omega_{\mathbf{B}} = (q/\Gamma m_0)\mathbf{B}$. Esta equação trata-se de um desafio computacional e pode ser abordada de diferentes formas, conforme observado em [21].

1. Campos magnéticos galácticos

Hoje é bem estabelecido que a Via-Láctea é uma galáxia do tipo espiral com uma quantidade de estrelas estimada em 10^{10} . Ela pode ser dividida em duas componentes, sendo uma delas esférica e a outra uma estrutura de disco. A estrutura esférica possui um buraco negro supermassivo aproximadamente concêntrico com massa de $\sim 2 \times 10^6 M_{\odot}$ e raio de ~ 3 pc e um halo estendido de ~ 30 kpc. Já a estrutura de disco é relativamente estreita, com uma espessura em torno de $\sim 200 - 300$ pc e raio de ~ 15 kpc. O disco, ao contrário da porção esférica, é rico em gás, poeira e estrelas de alta metalicidade, assim como é observado em outras galáxias do tipo espiral [1].

Em 1949 a presença de um campo magnético dentro da galáxia foi detectada na observação de luz das estrelas sujeitas a um alto grau de polarização. Esta polarização pôde ser detectada com a atenuação identificada na luminosidade dessas estrelas na presença de poeira [22]. A informação precisa dos campos magnéticos galácticos pode ser obtida com medidas de radiotelescópios do ângulo da rotação de Faraday e a dispersão da radiação emitida por pulsares devido ao efeito Zeeman [1].

Na literatura há três principais modelos de campo magnéticos galácticos propostos [23]. Ele pode ser dividido em duas componentes, sendo uma delas a de larga estrutura e a outra uma componente turbulenta de menor escala. A raiz da deflexão quadrática média, δ_{rms} ,

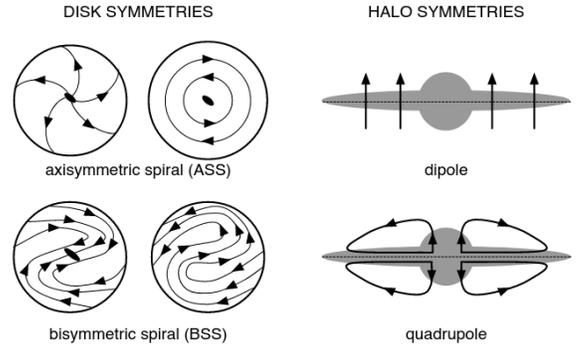


Figura 7. Ilustração de configurações dos campos magnéticos no disco e no halo galácticos. Fonte: retirado de [23].

de um raio cósmico viajando uma distância L em um campo magnético turbulento B_{rms} com comprimento de coerência L_c é dada na equação (7):

$$\delta_{rms} = \frac{ZeB_{rms}}{E} \sqrt{\frac{LL_c}{2}} \simeq 0.085 \times \frac{Z}{E_{20}} \frac{B_{rms}}{\mu G} \sqrt{\frac{L}{\text{kpc}} \frac{L_c}{50 \text{ pc}}}, \quad (7)$$

onde B_{rms} é o campo turbulento em unidades de μG , E_{20} é a energia do RCUAE em unidades de 10^{20} eV e $L \gg L_c$ [23]. No entanto, Tyniakov e Tkachev observaram que a deflexão causada pela componente turbulenta é pelo menos uma ordem de magnitude menor do que a componente regular, fazendo com que a primeira possa ser considerada desprezível [24].

A componente regular dos campos magnéticos galácticos reflete a distribuição de matéria da galáxia. Logo, há diferentes propriedades para o disco e para o halo. No halo temos uma configuração essencialmente toroidal, ou seja, apenas as componentes radial (B_r) e azimutal (B_θ) são não nulas. Além disso, o disco também pode ser classificado segundo dois tipos de simetria, a saber: simetria axissimétrica (ASS) e simetria bissimétrica (BSS) (veja Figuras 7 e 8). O campo magnético do disco também apresenta simetria no eixo z e no ângulo azimutal ϑ , isto é, $z \rightarrow -z$ e $\vartheta \rightarrow \vartheta + \pi$.

Em coordenadas cilíndricas galácticas, as componentes do campo podem ser parametrizadas da seguinte forma [23]:

$$\begin{aligned} B_r &= B(r, \vartheta) \sin p, \\ B_\vartheta &= B(r, \vartheta) \cos p, \end{aligned} \quad (8)$$

onde p é o ângulo de inclinação. A função $B(r, \vartheta)$ é modelada levando em consideração a distribuição de massa espiral da Galáxia, dada por:

$$B(r, \vartheta) = b(r) \cos \left(\vartheta - \frac{1}{\tan p} \ln(r/\xi_0) \right), \quad (9)$$

com $\xi_0 = (R_0 + d) \cdot \exp((- \pi/2) \tan p)$, sendo $R_0 \simeq 8.5$ kpc a distância do centro da galáxia ao Sol e d a distância mais próxima com o sinal inverso. Para $r \gg 20$ kpc o

campo magnético é nulo. O campo magnético pode então ser completamente modelado como:

$$B(r, \vartheta, z) = f(z)B(r, \vartheta). \quad (10)$$

Em linhas gerais, se tem muito mais informação sobre o campo magnético no disco galáctico do que no halo. Para a modelagem, é assumido que no halo temos duas formas de campos, sendo a primeira a de um disco com alguns kpc a mais de espessura, e próximo ao centro uma estrutura dipolar no centro da galáxia [23]. A diferença entre os principais modelos da literatura se devem as escolhas das funções $f(z)$ e $b(r)$ (veja Tabela I).

Ainda há um modelo mais complexo, de Prouza e Smida [26], utilizando a mesma função $f(z)$ que o modelo de Tinyakov e Tkachev. Os parâmetros são fixados em $z_0 = 0,2$ kpc, $p = -8^\circ$, $d = -0,5$ kpc e o campo magnético local é normalizado em um valor de $2 \mu\text{G}$. Além disso, também é considerada uma contribuição toroidal no halo e no disco:

$$\begin{aligned} B_{T_x} &= -B_T \text{sign}(z) \cos \vartheta, \\ B_{T_y} &= B_T \text{sign}(z) \sin \vartheta. \end{aligned} \quad (11)$$

com

$$B_T = \frac{\exp(-(r - R_0)/R_0)}{1 + ((|z| - h_T)/w_T)^2} \times \mu\text{G}, \quad (12)$$

onde $h_T = 1,5$ kpc é altura máxima acima do plano galáctico e $W_T = 0,3$ kpc é a espessura lorentziana. Por último, um campo magnético do tipo dipolo é adicionado [23], respeitando as equações:

$$\begin{aligned} B_x &= -3\mu_G \cos \varphi \sin \vartheta / R^3, \\ B_y &= -3\mu_G \cos \varphi \cos \vartheta / R^3, \\ B_z &= \mu_G (1 - 3 \cos^2 \varphi) / R^3, \end{aligned} \quad (13)$$

com as coordenadas esféricas $R = \sqrt{(x^2 + y^2 + z^2)}$, $\cos \varphi = z/R$ e $\mu_G = 123 \mu\text{G kpc}^3$ o momento magnético dipolar da galáxia.

2. Campos magnéticos extragalácticos

Como dito anteriormente, a fonte mais provável para RCUAEs deve ser de origem extragaláctica. Então, é natural que nossos esforços se concentrem justamente em analisar o comportamento das partículas carregadas nos campos magnéticos entre a nossa galáxia e possíveis fontes externas a ela.

Se o comprimento de coerência for maior do que a distância entre o observador e a fonte ($l_{coh} > D$), a trajetória da partícula é suavemente defletida por um campo magnético aproximadamente uniforme [28]. Para um RCUAEs partindo de uma distância D em um campo magnético de valor médio $\langle B \rangle$ com energia E e número atômico Z teremos uma deflexão θ total de [29]:

$$\theta \simeq \frac{D}{r_L} \simeq 0,52^\circ \left(\frac{D}{\text{Mpc}} \right) \left(\frac{E\text{eV}}{E/Z} \right) \left(\frac{\langle B \rangle}{10^{-11} \text{ G}} \right), \quad (14)$$

Por outro lado, se $l_{coh} < D$, a trajetória da partícula é continuamente defletida por campos magnéticos com diferentes direções (conforme destacado na Figura 9), resultando em um problema clássico de passo randômico [28], conduzindo a um campo magnético turbulento. Para modelar este problema, o espaço é dividido em células de tamanho l_{coh} , onde a deflexão é sorteada em uma distribuição gaussiana centrada em um θ médio. A espessura dessa distribuição gaussiana aumenta com a proporção da raiz quadrada do tamanho do passo de distância adotado na propagação numérica. A intensidade do campo magnético é $|\mathbf{B}| \sim B_r$, defletido por um ângulo:

$$\delta\theta = \frac{l_{coh}}{r_L} \simeq \frac{l_{coh}}{E/(cZeB_\perp)}, \quad (15)$$

onde B_\perp é o componente do campo perpendicular à velocidade do RCUAE. Após interagir com $N \sim D/l_{coh}$ células, o desvio quadrático irá corresponder a:

$$\theta_{rms}^2 \simeq \frac{D}{l_{coh}} \times \langle \langle \delta\theta^2 \rangle \rangle \simeq \frac{D}{l_{coh}} \times \left\langle \left\langle \left[\frac{l_{coh}}{E/(cZeB_\perp)} \right]^2 \right\rangle \right\rangle, \quad (16)$$

considerando que a deflexão em diferentes células leva a um efeito difusivo. Assumindo isso, obtemos que $\theta = \theta_0 \sqrt{N}$ e utilizando os valores $\langle \langle B_\perp^2 \rangle \rangle = (2/3)B_r^2$, $\theta = \sqrt{\theta_{rms}^2}$ e $\delta_0 = \sqrt{\langle \langle \delta\theta^2 \rangle \rangle} = \sqrt{2/3} (l_{coh}/r_L)$ sendo o desvio sofrido após a partícula atravessar uma única célula e $N \gg 1$, obtemos:

$$\theta = \frac{2}{3} \left(\frac{l_{coh}}{r_L} \right) \sqrt{N} \quad (17)$$

e então podemos reescrever a equação utilizando o mesmo formato da Equação (14), teremos:

$$\theta \simeq 35^\circ \left(\frac{E\text{eV}}{E/Z} \right) \left(\frac{B_r}{\text{nG}} \right) \left(\frac{l_{coh}}{\text{Mpc}} \right)^{1/2} \left(\frac{D}{\text{Mpc}} \right)^{1/2}. \quad (18)$$

C. Mecanismos de aceleração

Sabemos que raios cósmicos devem ser acelerados por processos não térmicos. Temos como exemplo aceleradores de partículas terrestres, que utilizam campos elétricos para acelerarem partículas, enquanto elas são confinadas na zona de aceleração em órbitas através de um intenso campo magnético. No entanto, diferentemente dos aceleradores terrenos, uma fonte astrofísica não pode acelerar uma partícula por meio de um campo elétrico, uma vez que o gás ionizado possui uma grande condutividade elétrica, fazendo com que a possibilidade de estabilizar um campo elétrico estático seja praticamente nula [1].

Um dos modelos de aceleração propostos são os mecanismos de primeira e segunda ordem de Fermi [31]. Este processo pode ser compreendido como o espalhamento elástico das partículas carregadas por campos magnéticos

Tabela I. Nesta tabela temos dois modelos de campo magnético para a nossa Galáxia. O primeiro é o modelo de Tinyakov e Tkachev (TT) [24] e o segundo modelo é o de Harari, Mollerach e Roulet (HMR) [25]. O campo é normalizado para obter o valor de $1,4 \mu\text{G}$ na posição do Sol.

	$b(r)$	$f(z)$	p	d
TT	$b(r) \propto r^{-1}$ para $r \geq 4$ kpc $b(r) = \text{const.}$ para $r < 4$ kpc	$f(z) = \text{sign}(z) \exp(- z /z_0)$ com $z_0 = 1,5$ kpc	-8°	$-0,5$ kpc
HMR	$b(r) = 3R_0/r(\tanh r/r_1)^3 \mu\text{G}$	$f(z) = (2 \cosh z/z_1)^{-1} + (2 \cosh z/z_2)^{-1}$ com $z_1 = 0,3$ kpc e $z_2 = 4$ kpc	-10°	$-0,5$ kpc

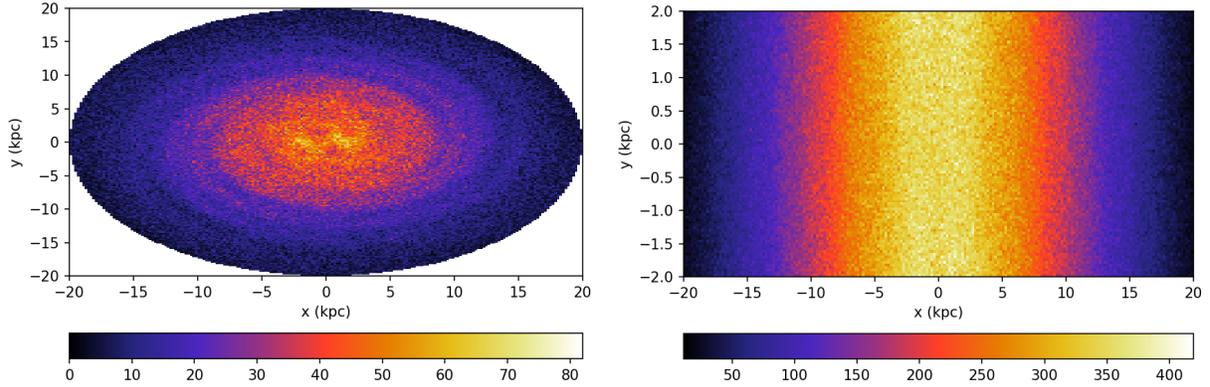


Figura 8. Simulação da densidade de eventos gerados por pulsares na Via-Láctea com influência do campo magnético galáctico BSS. A figura da esquerda refere-se ao disco galáctico visto de um observador paralelo ao seu plano. A figura à direita representa o disco visualizado perpendicularmente ao plano galáctico. Fonte: desenvolvida pelos autores, utilizando o software CRPropa [27].

irregulares (também chamados de espelhos magnéticos) correlacionados com nuvens interestelares no estado de plasma. Neste processo, o raio cósmico obtém energia pelo movimento dos fluidos no meio interestelar [32]. O raio cósmico se move com velocidade próxima à da luz, $v \sim c$, e quando ocorre um choque de frente entre ele e a nuvem, a partícula ganha energia. Quando este choque ocorre com a partícula colidindo em uma nuvem com velocidade no mesmo sentido que a sua, a partícula perde energia.

1. Mecanismo de segunda ordem de Fermi

Suponha que temos uma partícula de massa m e velocidade v colidindo com uma nuvem de gás com massa M e velocidade U . Essa colisão pode acontecer com velocidades opostas dos dois corpos, ou velocidades paralelas. Quando as velocidades são opostas a partícula recebe energia, e se as velocidades forem paralelas, a partícula perde energia.

Considerando uma colisão elástica e utilizando a conservação de momento linear e a conservação de energia cinética, podemos escrever:

$$v_f = \frac{(m - M)v + 2MU}{m + M} \simeq -v \pm 2U, \quad (19)$$

onde v_f é a velocidade final da partícula, e utilizamos

a aproximação $M \gg m$. Os termos $-v + 2U$ e $-v - 2U$ correspondem à nuvem e partícula com velocidades opostas e paralelas, respectivamente.

Da variação de energia cinética da partícula de massa m obtém-se:

$$\Delta E_{\pm} \simeq \pm 4 \frac{U}{v} E. \quad (20)$$

Então podemos calcular a variação de energia com relação ao tempo devido às colisões:

$$\frac{\Delta E}{\Delta t} = \frac{\Delta E_+}{\Delta t_+} + \frac{\Delta E_-}{\Delta t_-}. \quad (21)$$

Utilizando a relação entre a velocidade relativa e o livre caminho médio da λ da interação entre núcleo e nuvem de gás:

$$v \mp U = \frac{\lambda}{\Delta t_{\pm}}, \quad (22)$$

combinado com as equações (20) e (21), têm-se:

$$\frac{\Delta E}{\Delta t} \simeq 8 \left(\frac{U^2}{\lambda v} \right) E = \frac{E}{\tau_{sec}}, \quad (23)$$

onde $\tau_{sec} = \lambda v / 8U^2$ é o tempo característico da interação.

Perceba que temos a relação de proporcionalidade entre variação de energia após cada interação e a velocidade

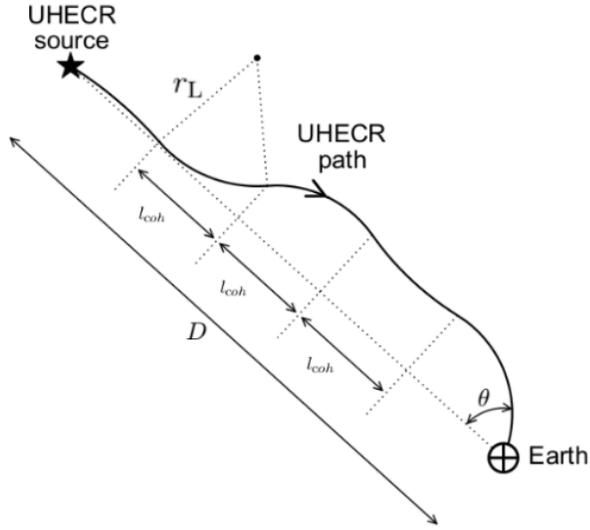


Figura 9. Esboço de um RCUAEs se movendo em um campo magnético do tipo turbulento com um comprimento de coerência l_{coh} . A série de deflexões sofrida pela partícula pode ser aproximada para $\theta \propto \sqrt{N}$ onde $N \sim D/l_{coh}$ é o número de células entre a fonte e o observador. Fonte: adaptado de [30].

da névem de gás $\Delta E \propto U^2$, o que faz com que este mecanismo seja chamado de segunda ordem. No entanto, utilizando $\lambda \sim 0,1$ pc e $U \leq 10^6$ cm/s [1], nota-se que $\tau_{sec} \sim 10^7$ anos, fazendo com que o processo seja extremamente demorado. Fermi reconheceu a baixa eficiência desse mecanismo de aceleração posteriormente [31].

2. Mecanismo de primeira ordem de Fermi

Fermi fez a proposta deste outro mecanismo em 1954 [33]. Este modelo consiste em uma partícula que está entre duas névems se aproximando ou em material estelar separados por uma frente de choque, o que é comum em remanescentes de supernovas [1]. Podemos imaginar este modelo como o de uma bola confinada entre duas paredes subsequentes.

A colisão é elástica no referencial de repouso em que a névem está em repouso. Isto implica que a energia nesse referencial é tal que E' é conservado e o momento da partícula confinada troca de sinal $p'_x \rightarrow -p'_x$ tal como a colisão de uma bola com uma parede rígida. Utilizando as equações de mudança de coordenadas de momento e energia do referencial de repouso da névem para o referencial de laboratório [34]:

$$\begin{aligned} E' &= \Gamma(E + Up_x), \\ p'_x &= \Gamma[p_x + U(v/c^2)E'], \end{aligned} \quad (24)$$

onde Γ é o fator de Lorentz e $p_x = \Gamma mv \cos \theta$ é a componente do momento da partícula que está na mesma direção da colisão entre ambos os corpos. Utilizando

$E = \Gamma mc^2$, obteremos:

$$\Delta E \simeq \frac{EU}{c^2}(U + 2v \cos \theta) \quad (25)$$

no regime em que $U \ll v$. Calculando o valor médio da variação de energia obtemos para colisões com velocidades opostas:

$$\overline{\Delta E} = \Delta E_+ = \frac{4}{3} \left(\frac{U}{c} \right) E. \quad (26)$$

E então é possível calcular a variação da energia com relação ao tempo para colisões frontais:

$$\frac{\Delta E_+}{\Delta t_+} = \frac{4}{3} \left(\frac{U}{c} \right) \left(\frac{v+U}{\lambda} \right) = 4 \frac{U}{3\lambda} E. \quad (27)$$

Repare que $\Delta E \propto U$, o que faz com que este mecanismo seja o de primeira ordem. Além disso o mecanismo de Fermi de primeira ordem tem tempo característico $\tau_{pri} \sim 10^6$ anos.

3. O espectro no modelo de Fermi

O grande mérito do modelo de Fermi é conseguir expressar uma lei de espectro semelhante à observada experimentalmente. Observe a equação da difusão [1]:

$$\frac{dN_i}{dt} = D\nabla^2 N_i + \frac{\partial}{\partial E} [b(E)N_i] + Q - \frac{N_i}{t_i} \sum_{j>i} \frac{P_{ji}}{t_j} N_j, \quad (28)$$

onde N_i é o número de partículas cuja espécie é do índice i , $D\nabla^2 N_i$ é o termo de difusão, $b(E) = -dE/dt$, Q é o termo das fontes e o último termo refere-se ao processo de fragmentação por interação da partícula i com a partícula j , sendo P_{ij} a probabilidade de ocorrência dessa interação.

Negligenciando as fontes, os processos de fragmentação, impondo que o número de espécies da partículas não varie com o tempo ($dN/dt = 0$), que o termo difusivo para uma partícula que pode se movimentar livremente pela galáxia é $D\nabla^2 \rightarrow -N/\tau_{esc}$ (sendo τ_{esc} tempo de escape da galáxia) e utilizando que $\Delta E/\Delta t \rightarrow dE/dt = E/\tau$, obtemos a equação diferencial:

$$-\frac{d}{dE} \left(\frac{E}{\tau} N \right) - \frac{N}{\tau_{esc}} = 0. \quad (29)$$

A solução nos mostra a lei de potência $N \propto E^{-\alpha}$ onde o índice espectral pode ser expresso como $\alpha = 1 + \tau/\tau_{esc}$, sendo essa justamente a lei espectral vista anteriormente. O termo τ pode ser tanto referente aos mecanismos de Fermi de primeira ordem e de segunda ordem, mas o de primeira ordem tende a ser mais relevante.

D. Processos de interação no meio extragaláctico

Para lidar com as interações dos núcleos altamente energéticos, precisamos avaliar cada uma das interações desses núcleos com os fótons. Existem três processos principais que ocorrem durante a propagação de núcleos no espaço extragaláctico: produção de pares, fotoprodução de píons e a fotodesintegração. Além desses processos, estudamos as perdas adiabáticas sofridas por todos os tipos de partículas, devidas exclusivamente à expansão do Universo.

Além das interações entre fótons e núcleos, devemos considerar também a distribuição desses fótons. Podemos ter fótons da radiação cósmica de fundo em microondas (RCM) e a radiação de fundo extragaláctica (RFE). Embora ambos tenham origens cósmicas e densidades diferentes (para energia volumétrica e número de fótons), ambos são relevantes e devem ser considerados nos processos de interação com os raios cósmicos.

Alguns destes processos podem ser avaliados como se fossem contínuos, mesmo que envolvam perdas discretas de energia, quando comparamos o comprimento de perda de energia definido como:

$$L^{-1} \equiv \frac{1}{E} \frac{dE}{dx}, \quad (30)$$

com o comprimento da trajetória efetuada pelo núcleo. Utilizaremos esta definição com a finalidade de comparar os diferentes processos de degradação energética em diferentes faixas de energias e tipos de RCUAes primários.

Uma partícula carregada que se move pelo universo está livre para interagir com os fótons que compoem a RCM e a RFE. No limite ultrarrelativístico ($\Gamma \gg 1 \Rightarrow \beta = (v/c) \sim 1$), a energia do fóton no referencial de repouso do núcleo (ϵ') é dada por:

$$\epsilon' \simeq 2\Gamma\epsilon = 2\left(\frac{E}{Am_p c^2}\epsilon\right), \quad (31)$$

onde A é o número de massa, m_p é a massa do próton, c é a velocidade da luz e E é a energia do núcleo no referencial de laboratório. Isso nos mostra que, embora a RCM e a RFE tenham baixa energia no referencial de laboratório ($\epsilon \sim \text{meV}$), no referencial de repouso do núcleo, estas radiações podem atingir energia grande o suficiente para desencadear reações nucleares e a produção de partículas secundárias ($\epsilon' \sim \text{MeV}$).

A seção de choque efetiva $\sigma_{ef}(\epsilon, A, Z)$ pode ser calculada pela integração da seção de choque $\sigma(\epsilon', A, Z)$ no referencial de repouso em todo o ângulo sólido, dado por [35]:

$$\sigma_{ef}(\epsilon, A, Z) = \frac{1}{2\Gamma^2\epsilon^2} \int_0^{2\Gamma\epsilon} \epsilon' \sigma(\epsilon', A, Z) d\epsilon'. \quad (32)$$

O livre caminho médio é a distância média entre duas interações do núcleo primário com os fótons da distribuição $\eta(\epsilon)$ no referencial de laboratório e o seu inverso

é obtido pela integração sobre a distribuição de fótons no referencial de laboratório. A integração da seção de choque efetiva é feita sobre as energias dos fótons no referencial de repouso do núcleo, de modo que [36]:

$$\lambda^{-1} = \int_0^\infty \eta(\epsilon) \sigma_{ef}(\epsilon, A, Z) d\epsilon. \quad (33)$$

O comprimento de perda de energia inverso é definido como:

$$L^{-1} = \frac{1}{2\Gamma^2} \int_0^\infty \frac{\eta(\epsilon)}{\epsilon^2} \left[\int_0^{2\Gamma\epsilon} \epsilon' \sigma_{ef}(\epsilon') \kappa(\epsilon') d\epsilon' \right] d\epsilon, \quad (34)$$

onde o fator de inelasticidade $\kappa(\epsilon')$ é a fração de energia perdida em cada interação sofrida pelo núcleo [1].

O comprimento de perda de energia é uma quantidade que pode ser usada para comparar a queda de energia nas interações dos RCUAes com os fótons do universo. Esta quantidade é inversamente proporcional com a fração de energia consumida na reação. Podemos descrever o comprimento da perda de energia como uma função do redshift, z , da seguinte forma [29]:

$$L(E, A, z) = \frac{L[(1+z)E, A, 0]}{(1+z)^3} = \frac{L[(1+z)E, A]}{(1+z)^3}, \quad (35)$$

onde o redshift z é definido como:

$$z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_{em}} \simeq \frac{v}{c} \simeq \frac{H_0 d}{c}, \quad (36)$$

e é uma consequência do efeito Doppler sofrido por ondas eletromagnéticas quando existe uma velocidade de afastamento entre fonte e observador. As quantidades λ_{em} , $\Delta\lambda = \lambda_{obs} - \lambda_{em}$ e v são, respectivamente, o comprimento de onda emitido pela fonte, a variação do comprimento de onda, o comprimento de onda medido pelo observador e a velocidade relativa de distanciamento entre fonte e observador. A velocidade de afastamento entre as galáxias é dada pela lei de Hubble-Lemaître $v = H_0 d$, sendo H_0 a constante de Hubble e d a distância entre as galáxias. A aproximação utilizada foi a não-relativística, válida em distâncias da ordem de ~ 100 Mpc, para pequenos valores de redshift.

De posse das equações (33) e (34), estudaremos as distribuições de energia dos fótons livres para interagirem com os núcleos primários.

1. Radiação cósmica de fundo em micro-ondas (RCM)

A radiação cósmica de fundo em micro-ondas é uma distribuição de fótons que permeia o espaço desde a era da recombinação, cerca de 300.000 anos após o Big Bang [37]. Esta radiação é completamente descrita como a de um corpo negro com uma temperatura de $T = 2,7260 \pm 0,0013$ K no referencial de laboratório [38].

A parametrização completa desta radiação é apresentada na equação (37).

$$\eta(\epsilon, T)d\epsilon = \frac{\epsilon^2}{\pi^2 h^3 c^3 (e^{\epsilon/k_b T} - 1)} d\epsilon, \quad (37)$$

onde h é a constante de Planck e k_b é a constante de Boltzmann. Em geral, é de 30 a 40 vezes mais densa que a radiação cósmica de fundo em infravermelho, a primeira componente mais brilhante da radiação de fundo extragaláctica [39].

2. Radiação de fundo extragaláctica

A radiação de fundo extragaláctica é a soma da intensidade total da luz eletromagnética emitida ao longo da história do universo. Isso inclui a luz emitida por estrelas, galáxias de núcleo ativo (GNA) e todas as outras fontes luminosas do universo. É comumente definida como a intensidade eletromagnética extragaláctica na faixa do ultravioleta ao infravermelho [39]. Os componentes mais importantes em termos de número de fótons disponíveis para reações fotonucleares são a radiação cósmica infravermelha (RCI) e a radiação cósmica óptica (RCO).

As principais medidas experimentais da RCI foram obtidas pelo satélite Cosmic Background Explorer (COBE) e o InfraRed Telescope in Space (IRTS). O espectrômetro *Far Infrared Absolute Spectrophotometer* (FIRAS) foi usado pelo satélite COBE para medir fótons da região do infravermelho. Podemos então apresentar a função de densidade para a RCI obtida experimentalmente através dos dados coletados pelo satélite COBE [40], o que nos leva à equação (38), válida no intervalo $125 \mu\text{m} - 2000 \mu\text{m}$:

$$\eta(\epsilon)d\epsilon \simeq 6.513 \times 10^{-6} \times \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_0}\right) \times \eta(\epsilon, T), \quad (38)$$

onde as constantes são as mesmas da equação (37), exceto pela temperatura, que desta vez é $T = 18,5 \text{ K}$, e $\epsilon_0 = 12,40 \text{ meV}$.

3. Interação dos raios cósmicos com as radiações cósmicas

Os raios cósmicos estão sujeitos às interações com as radiações cósmicas, que podem ser divididas entre radiação cósmica de micro-ondas (RCM) e radiação cósmica infravermelha (RCI). As perdas de energia podem ser classificadas como:

- **Perdas adiabáticas:** Estas perdas envolvem a expansão do universo. Todas as partículas estão sujeitas a este tipo de perda;
- **Produção de pares:** O resultado desta interação é a criação de um par elétron-pósitron. Ocorre com fótons e núcleos com $A \geq 1$;

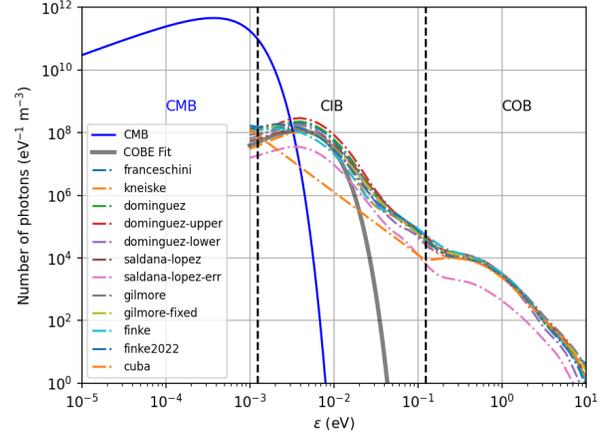


Figura 10. Número de fótons dos modelos da luz de fundo extragaláctica de Franceschini et al.; [41], Kneiske et al.; [42], Dominguez et al.; [43], Gilmore et al.; [44], e Finke et al.; [45] em função da energia do fóton ϵ em eV para $z = 0$. Incluímos também a intensidade da RCM e o ajuste obtido pelo satélite COBE [40]. Destacamos com as linhas verticais tracejadas as regiões de dominância da radiação cósmica em micro-ondas (RCM), da radiação cósmica infravermelha (RCI) e da radiação cósmica óptica (RCO). Fonte: o autor.

- **Fotoprodução de píons:** Tem como produto a criação de um ou múltiplos píons. Ocorre com núcleos com $A \geq 1$;
- **Fotodesintegração:** Fragmentação de núcleos originais dando origem a núcleos mais leves. Ocorre em núcleos com $A \geq 2$;
- **Espalhamento Compton e emissão síncrotron:** Ocorrem com fótons e pares elétron-pósitron originados da cascata atmosférica.

Na Figura 10 mostramos o número de fótons por unidade de energia e volume em função da energia do fóton no referencial do laboratório. Compilamos o resultado de vários modelos e o ajuste experimental obtido dos dados do satélite COBE. É possível notar que o número de fótons da RCO é muito menor que o da RCM (da ordem de 10^4). A RCO é particularmente dominante em núcleos de baixo fator Γ , mas neste regime outros processos envolvendo a RCM dominam, razão pela qual essa componente pode ser negligenciada em primeira aproximação.

4. Perdas adiabáticas

Os RCUAEs percorrem o espaço em expansão, então sua energia também é degradada proporcionalmente. Esse processo é chamado de resfriamento adiabático devido à expansão do Universo e todas as partículas são afetadas por este fenômeno independentemente de suas naturezas. A fórmula de perda de energia é dada por

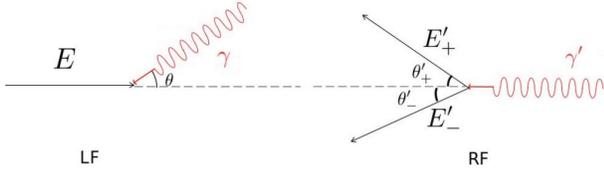


Figura 11. Ilustração de como ocorre a produção de pares no referencial de laboratório e no referencial de repouso [48]. E'_+ e E'_- representam a energia do pósitron e do elétron, respectivamente. Fonte: adaptado de [48]

[46]:

$$-\frac{dE}{dt} = EH(z) + (1+z)^2 b_0 [(1+z)E], \quad (39)$$

com:

$$b_0(E) = -\frac{dE}{dt}, \quad (40)$$

onde $H(z)$ é a equação (41).

$$H(z) = H_0 \sqrt{\Omega_m (1+z)^3 + \Omega_\Lambda}, \quad (41)$$

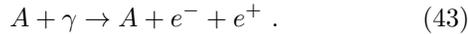
com Ω_m , Ω_Λ , e H_0 sendo os parâmetros cosmológicos. Temos que $\Omega_m = 0,27$ é o parâmetro de densidade de matéria, $\Omega_\Lambda = 0,73$ é o parâmetro de densidade de energia escura e $H_0 = 72 \text{ km}/(\text{s} \cdot \text{Mpc})$ é a constante de Hubble em $z = 0$ (valor atual) [47].

Em $z \simeq 0$, é conveniente reescrever a equação (41). Se tomarmos o limite $z \rightarrow 0$ e assumirmos a propagação do RCUAE ($v \sim c$), obtemos [1]:

$$L_{\text{ad}} = \frac{c}{H_0} \approx 4 \text{ Gpc}. \quad (42)$$

5. Produção de pares elétron-positron

A produção de pares ocorre quando um fóton da RCM (ou RCI) interage com o núcleo viajante (veja Figura 11). A energia do fóton incidente no referencial de repouso do núcleo deve ser da ordem de $\epsilon' \simeq 2m_e c^2$ para que o fenômeno ocorra [48]. A reação de produção de pares pode ser descrita como:



A resolução da integral na equação (34) é exaustivamente longa neste caso. Temos o resultado conhecido [48] para a RCM:

$$\left| \frac{1}{E} \frac{dE}{dx} \right| = \frac{\alpha r_0^2 Z^2 (m_e c^2)^2}{\Gamma A (m_p c^2)^2} \times \int_2^\infty d\xi \eta \left(\frac{\xi m_e c^2}{2\Gamma} \right) \frac{\phi(\xi)}{\xi^2}, \quad (44)$$

e se substituirmos a distribuição de fótons da RCM definida pela equação (37) na equação (44) e definindo a quantidade $\nu = m_e c^2 / (2\Gamma k_b T)$, obtemos:

$$\left| \frac{1}{E} \frac{dE}{dx} \right| = \frac{\alpha r_0^2 Z^2 (m_e c^2 k_b T)^2}{\Gamma A (m_p c^2)^2 \pi^2 \hbar^3 c^3} \times F_{\text{cmb}}(\nu), \quad (45)$$

onde $F_{\text{cmb}}(\nu)$ é a função:

$$F_{\text{cmb}}(\nu) = \nu^2 \int_2^\infty d\xi \phi(\xi) (e^{\nu\xi} - 1)^{-1}. \quad (46)$$

Para a função $\phi(\xi)$, usamos a aproximação assintótica para $\xi \gg 1$ [48]:

$$\phi(\xi) \simeq \xi [-86,07 + 50,95 \ln(\xi) - 14,45 (\ln \xi)^2 + 2,667 (\ln \xi)^3]. \quad (47)$$

Se substituirmos a distribuição de fótons da RCI definida pela equação (38), nós obtemos a equação:

$$\left| \frac{1}{E} \frac{dE}{dx} \right| = \frac{\alpha r_0^2 Z^2 (m_e c^2 k_b T)^2}{\Gamma A (m_p c^2)^2 \pi^2 \hbar^3 c^3} \times F_{\text{cib}}(\nu), \quad (48)$$

onde:

$$F_{\text{cib}} = 6.513 \times 10^{-6} \times \left(\frac{k_b T}{\epsilon_0} \right)^{0.64} \times \nu^{2.64} \int_2^\infty d\xi \xi^{0.64} \phi(\xi) (e^{\nu\xi} - 1)^{-1}. \quad (49)$$

No gráfico da Figura 12, apresentamos o comprimento de perda de energia via produção de pares para diferentes núcleos interagindo com a RCM e com a RCI, mostrados anteriormente nas equações (45) e (48), respectivamente.

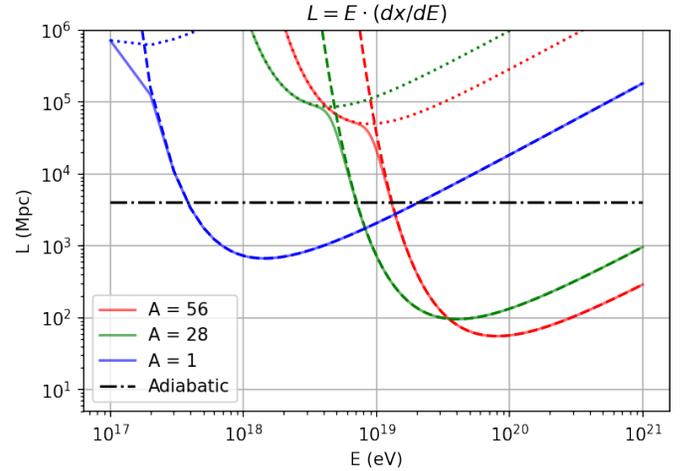


Figura 12. Produção de pares elétron-positron para diferentes núcleos interagindo com a RCM (linha tracejada) e com a RCI (linha pontilhada). A linha contínua é o comprimento resultante da perda de energia para redshift $z = 0$. Além disso, destacamos o resfriamento adiabático (linha tracejada preta). Fonte: o autor.

Vemos que a RCM é muito mais relevante para a produção de pares do que a RCI, porque a RCM tem um comprimento de perda de energia menor do que a RCI para esse fenômeno.

6. Fotoprodução de píons

A fotoprodução de píons é o fenômeno mais importante em reações acima de 50 EeV para prótons que ocorrem na interação com a RCM e leva ao conhecido efeito GZK (Greisen, Kuzmin e Zatsepin). Foi estudado independentemente por Greisen, Kuzmin [7] e Zatsepin [8] em 1966 e causa a queda acentuada na energia dos UHECRs, limitando a distância que essas partículas podem percorrer antes de perder sua energia através da interação com a radiação extragaláctica ($E_{gzk} \sim 5 \cdot 10^{19}$ eV causa uma distância máxima de emissão da ordem de 50 - 100 Mpc).

A fotoprodução de píons ocorre quando a energia do núcleo é grande o suficiente para que os fótons incidentes alcancem energia para produzir ressonâncias Δ^+ . Esta ressonância decai imediatamente através de dois canais diferentes [49]:

$$p + \gamma \rightarrow \Delta^+ \rightarrow \begin{cases} p + \pi^0 \rightarrow p + 2\gamma \\ n + \pi^+ \rightarrow n + \mu^+ + \nu_\mu \end{cases}, \quad (50)$$

e este processo ocorre pelo menos em $\epsilon' = m_\pi c^2 = \epsilon_{th} \simeq 140$ MeV. É importante ressaltar que em altas energias podemos ter uma multiplicidade de píons para diferentes ressonâncias de Δ^+ [14].

Usando a equação (34) temos, para a distribuição da RCM:

$$L^{-1} = \frac{1}{2\Gamma^2 \pi^2 (\hbar c)^3} \int_{\epsilon_{th}/2\Gamma}^{\epsilon_{max}} \frac{1}{(e^{\epsilon/k_b T} - 1)} \times \left[\int_{\epsilon_{th}}^{2\Gamma\epsilon} \epsilon' \sigma(\epsilon') \kappa(\epsilon') d\epsilon' \right] d\epsilon, \quad (51)$$

e para a distribuição de RCI:

$$L^{-1} = \frac{6,513 \times 10^{-6} \epsilon_0^{-0,64}}{2\Gamma^2 \pi^2 (\hbar c)^3} \int_{\epsilon_{th}/2\Gamma}^{\epsilon_{max}} \frac{\epsilon^{0,64}}{e^{\epsilon/k_b T} - 1} \times \left[\int_{\epsilon_{th}}^{2\Gamma\epsilon} \epsilon' \sigma(\epsilon') \kappa(\epsilon') d\epsilon' \right] d\epsilon, \quad (52)$$

onde ϵ_{th} é a energia mínima para que o processo ocorra. Para a seção de choque $\sigma(\epsilon')$ e fator inelástico $\kappa(\epsilon')$ utilizamos a abordagem de dois degraus [35], que consiste na aproximação:

$$\sigma(\epsilon') = \begin{cases} 0,34 \text{ mb}, & \epsilon_{th} = 390 \text{ MeV} \leq \epsilon' \leq 980 \text{ MeV} \\ 0,12 \text{ mb}, & \epsilon' > 980 \text{ MeV} \end{cases}, \quad (53)$$

e

$$\kappa(\epsilon) = \begin{cases} 0,2, & 390 \text{ MeV} \leq \epsilon' \leq 980 \text{ MeV} \\ 0,6, & \epsilon' > 980 \text{ MeV} \end{cases}. \quad (54)$$

Para núcleos com $A > 1$, podemos supor que a interação do fóton ocorre com apenas um nucleon dentro do núcleo, pois as energias de ligação dos nucleons são

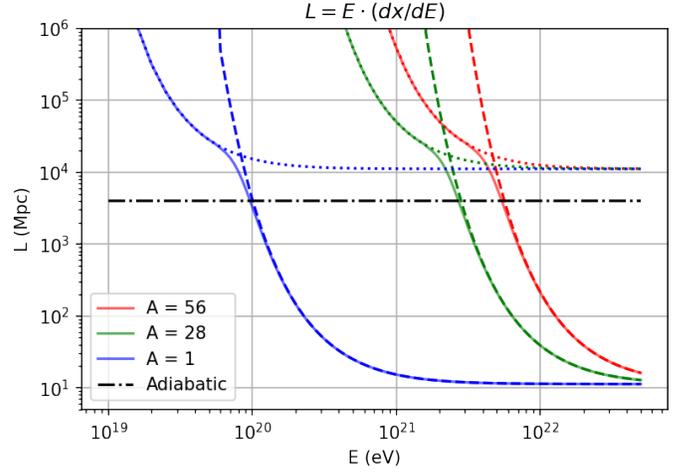


Figura 13. Comprimento de perda de energia para a fotoprodução de píons para diferentes núcleos interagindo com a RCM (linha tracejada) e com a RCI (linha pontilhada). A linha contínua é o comprimento total da perda de energia. Além disso, destacamos o resfriamento adiabático (linha tracejada preta). Fonte: o autor.

muito menores que a energia de interação, e, nesta aproximação, os outros nucleons permanecem como espectadores do processo [50].

Usando as equações (51) e (52) para a RCM e RCI, respectivamente, obtemos o gráfico da Figura 13. Assim como no caso da produção de pares, a fotoprodução de píons pode ser considerada irrelevante na interação de núcleos com fótons da RCI, uma vez que seu comprimento de perda de energia é muito maior. Por outro lado, a interação desses núcleos com a RCM mostra o limite GZK para prótons em torno de $E \simeq 10^{20}$ eV.

7. Fotodesintegração

A fotodesintegração é um processo desencadeado por uma alta excitação nuclear, ocasionando a emissão de um ou mais núcleons. Só é possível para núcleos com $A > 1$. O processo de fotodesintegração é dividido em quatro fenômenos, que são apresentados a seguir.

Para fótons com energia entre 2 MeV e 150 MeV, ocorre um processo chamado ressonância de dipolo gigante (RDG) no estado de repouso do núcleo. Este processo ocorre quando o núcleo é excitado por uma radiação incidente, o que leva a um aumento do momento dipolar do núcleo e à separação das cargas [51]. Este processo tem uma seção de choque máxima de ação para fótons com energias de 10 – 30 MeV no referencial de repouso do núcleo e remove em média 1 ou 2 núcleons.

Entre $\epsilon' = 30$ MeV e $\epsilon' = 50$ MeV, o processo dominante é denominado quasi-deutério (QD), que pode levar à emissão de um par de núcleons. Nesse processo, o fóton interage com o par de núcleons à medida que se espalha

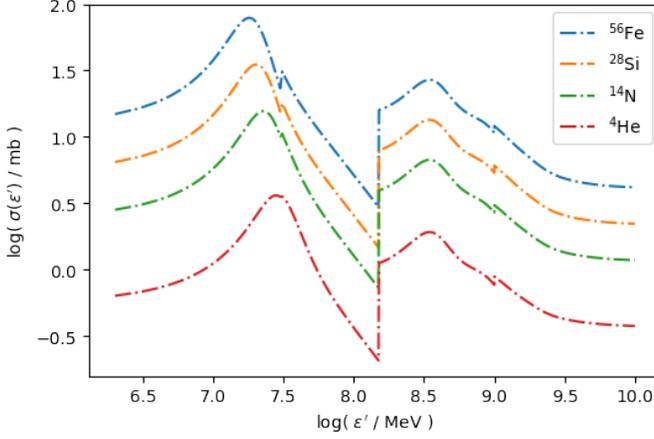


Figura 14. Seções de choque para os processos RDG, QD, RB e FF para diferentes núcleos interagindo com fótons com energia ϵ' no referencial de repouso do núcleo. Fonte: o autor.

dentro do núcleo, causando a emissão do par e a possibilidade do aparecimento de outros núcleons.

Em $\epsilon > 150$ MeV, o núcleo produz mésons em um processo conhecido como ressonância bariônica (RB). Este é um fenômeno nuclear que causa a produção de mésons dentro do núcleo e a subsequente emissão de um núcleo. É possível que ocorra a produção de píons virtuais e também que o nucleon permaneça ligado ao núcleo ao final do processo [52].

Em energias acima de $\epsilon' \geq 1$ GeV, ocorre a fotofragmentação (FF) e os núcleos decaem em fragmentos com menor massa e energia.

As seções de choque adotadas na literatura encontram-se no apêndice A. Usando as seções de choque das equações (A1), (A3), (A5) e (A6), construímos o gráfico da Figura 14, que representa a contribuição de cada um dos fenômenos para o processo global de fotodesintegração para diferentes núcleos.

O processo de fotodesintegração pode ser visto como quase contínuo [52, 53], uma vez que a maioria das reações remove um ou dois núcleons, de modo que a condição $\Delta A \ll A$ é satisfeita, os parâmetros que descrevem a seção de choque do processo mudam uniformemente com o número de massa, o fator de Lorentz Γ do núcleo é constante, pois a energia transferida do fóton para o núcleo pode ser considerada desprezível.

Como a emissão de núcleon é isotrópica no referencial de repouso do núcleo e o fator de Lorentz, que corresponde à energia por núcleon, é conservado, temos [36]:

$$\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt}, \quad (55)$$

com:

$$\Delta E = \Gamma \Delta M = \Gamma m_p c^2 \cdot \Delta A. \quad (56)$$

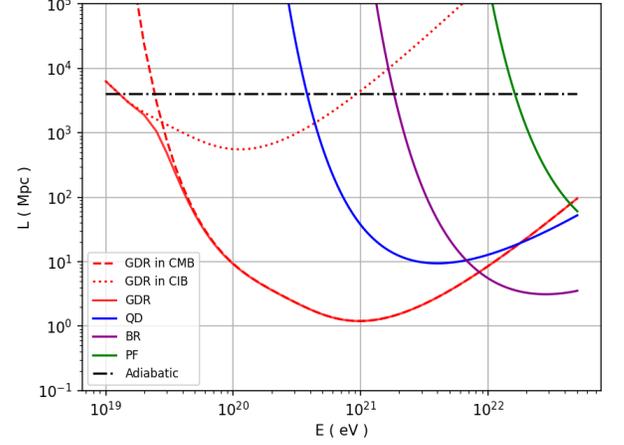


Figura 15. Todos os comprimentos de perda de energia ($z = 0$) para os processos de RDG, QD, RB e FF para um núcleo de ferro. Para a RDG nós destacamos a interação do núcleo com a RCI (linha tracejada vermelha) e com a RCM (linha pontilhada vermelha) e a resultante da combinação de ambas (linha sólida vermelha). Fonte: o autor

Se resolvermos a equação (55), obtemos:

$$\begin{aligned} A(x) &= A_0 e^{-x/A_0 \cdot \lambda} \\ E(x) &= E_0 e^{-x/A_0 \cdot \lambda}, \end{aligned} \quad (57)$$

onde E_0 e A_0 são os parâmetros iniciais do valor de energia e número de massa, e λ é o caminho médio livre definido pela equação (33). Usando a definição (34), podemos obter a relação útil:

$$L^{-1} = \frac{1}{E} \frac{dE}{dx} = -\frac{1}{A_0 \lambda_{total}} \Rightarrow L = A_0 \lambda_{total} \quad (58)$$

com $\lambda_{total}^{-1} = \sum_i \lambda_i^{-1}$ definido pelos processos RDG, QD, RB e FF.

Na Figura 15 resolvemos a equação (33) numericamente e obtemos o comprimento de perda de energia dado na equação (34) para um núcleo de ferro, usando as equações de seção de choque.

Para a Figura 16, aplicamos a equação (57), que descreve a evolução do número de massa (A) em função da posição, para dois tipos de núcleos em várias regiões de energia. Repare que o número de massa para núcleos pesados com alta energia tende a 1 em uma distância relativamente curta, e além disso os subprodutos da interação serão mais provavelmente núcleos de hélio e prótons, fazendo com que o fluxo dessas partículas seja mais intenso.

III. O FUTURO DOS RAIOS CÓSMICOS

A. Experimentos

Um dos experimentos mais proeminentes em fase de construção é o Cherenkov Telescope Array (CTA) [54],

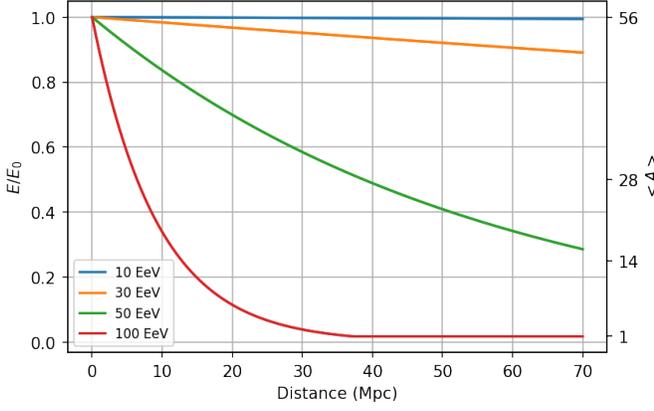


Figura 16. Neste diagrama traçamos o conjunto de equações (57) para um núcleo de ferro com diferentes energias iniciais. No eixo y direito, temos o número médio de massa. No eixo y esquerdo, temos a fração da energia inicial conservada. No eixo x temos a distância viajada pelo núcleo. Fonte: o autor.

que está programado para se tornar o maior observatório terrestre focado na astronomia de raios gama de altíssima energia. Utilizando um conjunto de telescópios capazes de detectar a radiação Cherenkov na atmosfera, o CTA será distribuído nos dois hemisférios terrestres, permitindo uma cobertura abrangente do céu. Embora o foco principal deste experimento seja a detecção de fótons altamente energéticos, os dados provenientes das fontes gama poderão fornecer contribuições significativas para a compreensão dos raios cósmicos.

O DArk Matter Particle Explorer (DAMPE) iniciou suas operações em 2016 [55]. Este satélite chinês tem a capacidade de coletar dados sobre elétrons, pósitrons, raios gama, prótons e outros íons mais pesados. Seus principais objetivos incluem compreender os mecanismos de aceleração de partículas em fontes astrofísicas, a propagação de raios cósmicos na Via Láctea, a natureza da matéria escura e o estudo da emissão de raios gamas de fontes dentro e fora da nossa Galáxia.

Outro experimento relevante nesse campo é o COmpton Spectrometer and Imager (COSI), um telescópio espacial de alta resolução desenvolvido para investigar a emissão de radiação gama proveniente de diversas fontes astrofísicas [56]. Similarmente ao CTA, o COSI contribui de forma indireta para a compreensão dos raios cósmicos.

O projeto TianQin é um observatório espacial focado exclusivamente na detecção de ondas gravitacionais [57]. Composto por três satélites orbitando a Terra, o observatório é capaz de detectar ondas gravitacionais na faixa de frequência de 10^{-4} a 1 Hz. Estas ondas gravitacionais, geradas por diversas fontes astrofísicas e cosmológicas, têm o potencial de oferecer informações valiosas sobre as propriedades dessas fontes em relação a campos magnéticos, contribuindo assim para o conhecimento de raios cósmicos.

Há outros experimentos relevantes em andamento ou em fase de construção, como o Giant Radio Array for

Neutrino Detection (GRAND) [58] e o Southern Wide-field Gamma-ray Observatory (SWG0) [59], ambos com foco principal na detecção de neutrinos, e o GRAPES-3 [60], localizado na Índia, que busca coletar dados sobre Raios Cósmicos de Ultra Alta Energia (RCUAs) e tempestades solares.

B. CRPropa

As simulações computacionais são uma excelente ferramenta para desenvolver pesquisas em raios cósmicos e áreas correlatas. Existem dificuldades inerentes da área, como limitações experimentais e estatísticas na aquisição de dados e a não correspondência entre os modelos e os dados coletados. Neste cenário, as simulações colaboram para testar hipóteses e observar sua correlação com os dados coletados experimentalmente.

CRPropa [27] é um dos programas mais importantes para o campo, capaz de simular a propagação de partículas astrofísicas altamente energéticas do Universo. Utiliza o método de Monte Carlo e é capaz de simular a propagação de raios cósmicos, raios gama, elétrons e neutrinos. Trabalha em uma faixa de energia $\text{GeV} \geq E \geq \text{ZeV}$ para raios gama e elétrons, e na energia $E \sim \text{TeV}$ para raios cósmicos.

Além disso, o programa também apresenta suporte para diversos tipos de fontes, campos magnéticos galácticos e extra-galácticos, modelos de RCI, cálculos de decaimento, entre outros módulos.

Na Figura 17, utilizamos o CRPropa para calcular o fluxo normalizado de uma fonte há uma distância de 100 Mpc e comparamos uma situação em que todos os módulos de degradação de energia e massa estão ativados com uma em que todos esses fenômenos são desligados. É relevante ressaltar que os processos de interação fazem com que exista uma contribuição maior final de prótons em baixas energias, e uma composição mais pesada conforme a energia é maior.

Também é possível traçar as trajetórias para partículas em campos magnéticos galácticos e extragalácticos, conforme demonstrado na Figura 18.

Pode-se explorar a física de neutrinos com o CRPropa e veremos mais adiante em III C a relação entre neutrinos e raios cósmicos.

Outro aspecto fundamental do CRPropa é que o código fonte encontra-se em um repositório aberto. Isso permite adicionar novos modelos, integrar o CRPropa com diferentes ferramentas, implementar processos exóticos, entre outros.

C. Raios cósmicos e a astronomia de neutrinos

A astrofísica de neutrinos e os raios cósmicos estão intimamente entrelaçados. Neutrinos são produzidos na interação de raios cósmicos com a atmosfera, chamados neutrinos atmosféricos (conforme apresentado na Figura

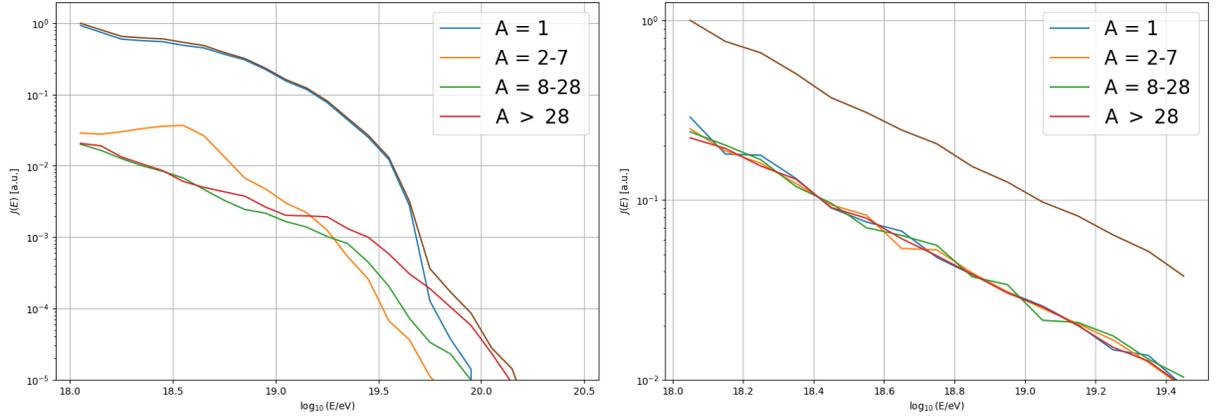


Figura 17. Fluxo normalizado para uma fonte uniforme há 100 Mpc, com índice espectral 1 para diferentes núcleos com energias $10^{10} \text{ eV} \geq E \geq 10^{20.5} \text{ eV}$, sujeitos aos processos de fotoprodução de píons, produção de pares, congelamento adiabático, fotodesintegração e decaimento nuclear Na esquerda temos a interação dos núcleos com a RCM e a RCI (modelo de Kneiske et al. [42]). À direita temos todas as interações fotonucleares desligadas. Fonte: o autor, utilizando CRPropa.

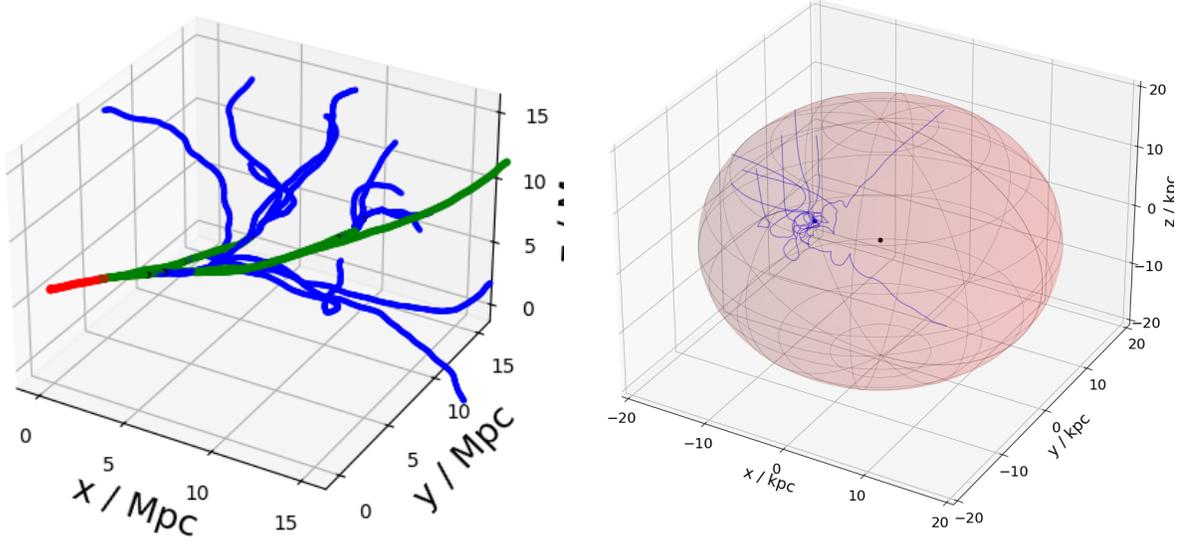
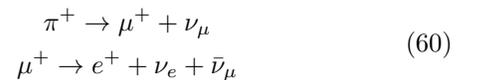


Figura 18. À esquerda temos uma propagação de um núcleo de oxigênio no meio extragaláctico com energia de 100 EeV. As linhas azuis indicam prótons, e as linhas verdes indicam núcleos de hélio. À direita temos a emissão isotrópica de dez prótons à distância de ~ 9 kpc do centro galáctico, com utilizando o modelo de campo magnético de Adam et al. [61]. e energia inicial de 1 EeV. Fonte: o autor, utilizando CRPropa.

3), o que pode ser considerado um ruído de fundo para a detecção de neutrinos [62]. Além disso, a propagação de raios cósmicos pode ser fonte de neutrinos de alta energia ao lado de pulsares, remanescentes de supernovas, buracos negros, microquasares e GNAs [62]. A produção de neutrinos na propagação de raios cósmicos ocorre devido a fotoprodução de píons:



e, por sua vez, o decaimento do π^+ alimenta o fluxo de neutrinos [63]:



A detecção desses neutrinos de alta energia pode fornecer descobertas de extrema relevância para o campo, sugerindo que a composição das RCUAEs seja principalmente composta por prótons, indicando, assim, uma origem extragaláctica para esses núcleos altamente energéticos.

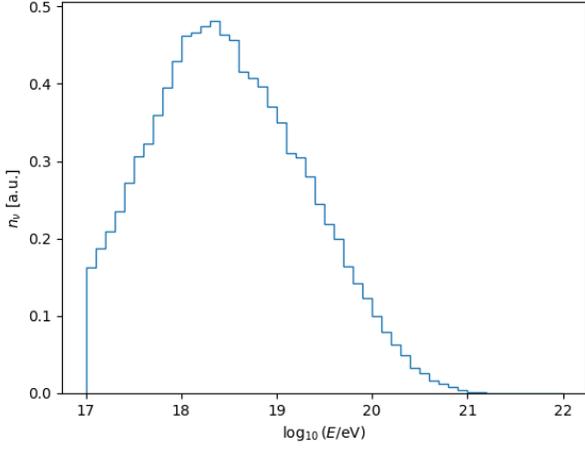


Figura 19. Neutrinos secundários provenientes da propagação de raios cósmicos. A interação dos núcleos viajantes ocorre com fótons que compõem a RCM e a RCI (modelo de Kneisler et al. [42]). Fonte: o autor, utilizando CRPRopa.

D. Raios cósmicos e a quebra de invariância de Lorentz

A quebra de invariância de Lorentz (QIL) é a contraposição do efeito GZK explorado anteriormente. Se por um lado, o efeito GZK implica na atenuação do espectro devido a produção de mésons π , a QIL questiona isso. Experimentalmente, o HiRes possui evidências favoráveis ao corte GZK, enquanto que o experimento AGASA apresenta um excesso de RCUAEs em energias além dos 100 EeV, contrariando assim o efeito GZK [64].

A QIL consiste na sutil quebra da simetria de Lorentz em altas energias para a interação das partículas. A formulação mais simples envolve a quebra de simetria adicionando um termo de primeira ordem e utilizando teoria de perturbação na lagrangeana de uma partícula livre [65]. Coleman e Glashow [65] apontaram que partículas diferentes podem ter velocidades máximas diferentes de c . Para isto, foi denotada a quantidade $\delta_{ij} = c_i - c_j$, onde i e j representam diferentes tipos de partículas [64].

Então, foi demonstrado que na interação de prótons com fótons da RCM, a fotoprodução de píons é desligada se a condição seguinte for satisfeita:

$$\delta_{p\pi} > 5 \times 10^{-24} (\epsilon/T_{RCM})^2, \quad (61)$$

onde $T_{RCM} = 2,73$ K.

Analogamente, para o processo de produção de pares, temos que a energia de corte aumenta significativamente para [66]:

$$\delta_{ep} > \frac{(m_p + m_e)m_p}{E_f}. \quad (62)$$

As equações (61) e (62) implicam que uma pequena quantidade de violação da simetria de Lorentz pode levar ao cancelamento dos fenômenos de fotoprodução de píons e pares elétron-pósitron.

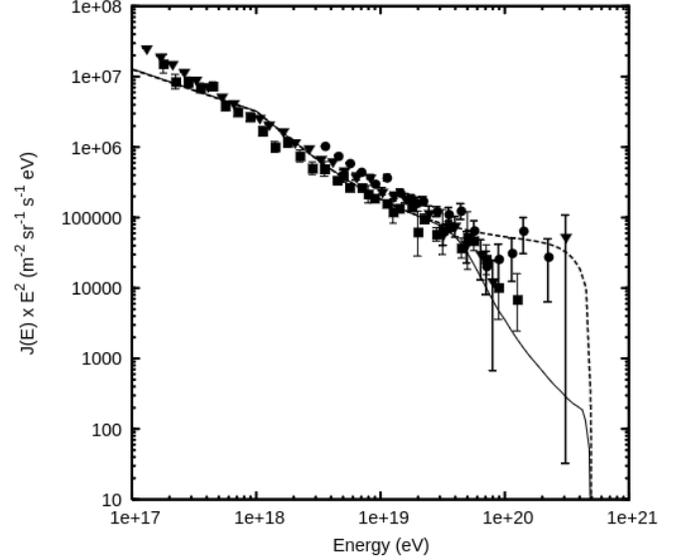


Figura 20. O espectro para uma distribuição que segue a lei de potência $E^{-2.6}$ sujeito a atenuação imposta pela produção de pares e pela fotoprodução de píons. A linha sólida representa a fotoprodução de píons e a linha tracejada representa o mesmo fenômeno desativado. Também estão compilados os dados experimentais obtidos pelo experimento AGASA (círculos), HiRes (quadrados) e Fly's Eye (triângulos). Fonte: retirado de [64].

Na Figura 20 é apresentado o espectro de prótons de uma fonte com índice espectral $\alpha = 2,6$ em conjunto com os dados experimentais obtidos por diferentes experimentos. É considerado uma propagação retilínea entre fonte e detectores, sem a influência de campos magnéticos. É perceptível que o conjunto de dados do experimento AGASA possui um fluxo maior do que o esperado se for levado em conta o efeito GZK, levantando a possibilidade de que possa existir uma pequena quebra de simetria em altíssimas energias.

E. Raios cósmicos e a matéria escura

A matéria escura é uma das componentes da massa total do Universo, não bariônica, para a qual não se sabe a origem e a composição. Ela interage exclusivamente pela força gravitacional com os outros componentes do Universo, e além disso, a matéria visível não é suficiente para explicar as grandes estruturas gravitacionais observadas [67]. As evidências que suportam a existência da matéria escura são as estimativas de massa utilizando o efeito de lentes gravitacionais, a anisotropia da RCM em uma escala de temperatura mais precisa e a velocidade orbital de grandes estruturas [67].

Uma possibilidade interessante é a de que RCUAEs podem ser provenientes do decaimento de partículas que compõem a matéria escura. Para que esta seja uma possibilidade plausível, é necessário que a partícula seja extre-

mamente pesada, com massa da ordem de $m_x c^2 \geq 10^{12}$ GeV, e o tempo de decaimento desta partícula deve exceder 10^{20} anos, o que possibilitaria que os frutos de seu decaimento fossem detectados como RCUAes nos dias de hoje [67].

IV. CONSIDERAÇÕES FINAIS

O presente estudo abordou os elementos primordiais no âmbito dos raios cósmicos, abrangendo tanto sua origem galáctica quanto extragaláctica. É notável a existência de disparidades inerentes a essa área, especialmente a dificuldade experimental na determinação das características de eventos altamente energéticos. Esta dificuldade é atribuída à baixa taxa de detecção desses eventos, o que influencia significativamente a análise estatística e torna complexa a identificação de propriedades fundamentais do raio cósmico primário, como sua massa. A presença de campos magnéticos entre as fontes emissoras e a Terra acarreta no desvio das trajetórias de partículas carregadas, o que gera uma complexidade adicional na determinação inequívoca das fontes de origem.

Outro aspecto relevante a ser considerado é a degradação da energia e massa dos raios cósmicos durante suas trajetórias. Este fenômeno dificulta ainda mais a

análise precisa desses elementos.

Entretanto, observou-se que a utilização de simulações computacionais para modelagem e a observação de campos correlatos, como raios gama, neutrinos e gravitação, apresentam-se como ferramentas fundamentais para ampliar a compreensão dos fenômenos associados aos raios cósmicos. Estas metodologias contribuem para elucidar questões cruciais relacionadas aos processos nas fontes emissoras, bem como nos meios interestelares e intergalácticos.

Ademais, é importante ressaltar que uma série de novos e ambiciosos experimentos encontram-se atualmente em operação ou fase de construção, o que promete expandir consideravelmente nosso conhecimento global sobre este fenômeno. Essas iniciativas prospectam novas perspectivas e oportunidades para avanços substanciais na compreensão dos raios cósmicos e seus processos associados.

AGRADECIMENTOS

Agradecemos à CAPES e à Universidade Federal do ABC pelo suporte financeiro e material para a execução do presente trabalho.

-
- [1] M. Spurio, *particleS and aStrophySicS* (Springer, 2014).
 - [2] J. Abraham, P. Abreu, M. Aglietta, C. Aguirre, D. Alard, I. Allekotte, J. Allen, P. Allison, C. Alvarez, J. Alvarez-Muñiz, *et al.*, Correlation of the highest-energy cosmic rays with nearby extragalactic objects, *Science* **318**, 938 (2007).
 - [3] P. A. Collaboration, A. Aab, P. Abreu, M. Aglietta, I. Al Samarai, I. Albuquerque, I. Allekotte, A. Almela, J. Alvarez Castillo, J. Alvarez-Muñiz, *et al.*, Observation of a large-scale anisotropy in the arrival directions of cosmic rays above 8×10^{18} eV, *Science* **357**, 1266 (2017).
 - [4] P. Erdoğdu, J. P. Huchra, O. Lahav, M. Colless, R. M. Cutri, E. Falco, T. George, T. Jarrett, D. H. Jones, C. S. Kochanek, *et al.*, The dipole anisotropy of the 2 micron all-sky redshift survey, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **368**, 1515 (2006).
 - [5] R. Jansson and G. R. Farrar, A new model of the galactic magnetic field, *The Astrophysical Journal* **757**, 14 (2012).
 - [6] D. Góra, The pierre auger observatory: Review of latest results and perspectives, *Universe* **4**, 128 (2018).
 - [7] K. Greisen, End to the cosmic-ray spectrum?, *Physical Review Letters* **16**, 748 (1966).
 - [8] G. T. Zatsepin and V. A. Kuzmin, Upper limit of the spectrum of cosmic rays, *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters (JETP Letters)* **4**, 78 (1966).
 - [9] P. Sokolsky, Ultra-high energy cosmic rays: Setting the stage, in *EPJ Web of Conferences*, Vol. 53 (EDP Sciences, 2013) p. 01001.
 - [10] P. Auger, P. Ehrenfest, R. Maze, J. Daudin, and R. A. Fréon, Extensive cosmic-ray showers, *Reviews of modern physics* **11**, 288 (1939).
 - [11] M. Schein, W. P. Jesse, and E. O. Wollan, The nature of the primary cosmic radiation and the origin of the mesotron, *Physical Review* **59**, 615 (1941).
 - [12] HyperPhysics, *HyperPhysics - Cosmic rays* (2023).
 - [13] J. Linsley, L. Scarsi, and B. Rossi, Energy spectrum and structure of large air showers, *J. Phys. Soc. Japan*.
 - [14] P. collaboration *et al.*, Review of particle physics, *Phys. Rev. D* **98**, 030001 (2018).
 - [15] J. Galicia, K. S. Caballero Mora, and L. Nellen, Azimuthal signal variations in the engineering array of the pierre auger, *Revista Mexicana de Física*, ISSN 0035-001X, Vol. 54, N^o. 4, 2008, pags. 306-313 (2023).
 - [16] T. Abu-Zayyad, D. Ivanov, C. Jui, J.-H. Kim, J. Matthews, J. Smith, S. Thomas, G. Thomson, and Z. Zundel, The knee and the second knee of the cosmic-ray energy spectrum, (2018).
 - [17] J. Beringer, J. Arguin, R. Barnett, K. Copic, O. Dahl, D. Groom, C. Lin, J. Lys, H. Murayama, C. Wohl, *et al.*, Review of particle physics, *Physical Review D* **86** (2012).
 - [18] M. M. Shapiro, T. Stanev, and J. P. Wefel, *Astrophysics at Ultra-high Energies: International School of Cosmic Ray Astrophysics, 15th Course, Erice, Italy, 20-27 June 2006* (World Scientific, 2007).
 - [19] IceCube Collaboration, *IceCube Masterclass - Cosmic Ray Energy Spectrum Analysis* (2023).
 - [20] D. J. Griffiths, *Eletrodinâmica*; 3^a edição (2011).
 - [21] R. P. C. Junior and M. A. L. de Oliveira, A numerical model for the propagation of ultra-high energy cosmic rays through extragalactic magnetic fields, (2017).

- [22] J.-A. Brown, The magnetic field of the milky way galaxy, arXiv preprint arXiv:1012.2932 (2010).
- [23] M. Kachelrieß, P. Serpico, and M. Teshima, The galactic magnetic field as spectrograph for ultra-high energy cosmic rays, *Astroparticle Physics* **26**, 378 (2007).
- [24] P. Tinyakov and I. I. Tkachev, Deflections of cosmic rays in a random component of the galactic magnetic field, *Astroparticle Physics* **24**, 32 (2005).
- [25] D. Harari, S. Mollerach, and E. Roulet, The toes of the ultra high energy cosmic ray spectrum, *Journal of High Energy Physics* **1999**, 022 (1999).
- [26] M. Prouza and R. Šmída, The galactic magnetic field and propagation of ultra-high energy cosmic rays, *Astronomy & Astrophysics* **410**, 1 (2003).
- [27] R. Alves Batista, J. Becker Tjus, J. Dörner, A. Dundovic, B. Eichmann, A. Frie, C. Heiter, M. R. Hoerbe, K.-H. Kampert, L. Merten, G. Müller, P. Reichherzer, A. Saveliev, L. Schlegel, G. Sigl, A. van Vliet, and T. Winchen, Crpropa 3.2 — an advanced framework for high-energy particle propagation in extragalactic and galactic spaces, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* **2022** (09), 035.
- [28] R. C. Junior, *Propagation of Ultra-High Energy Cosmic Rays in Extragalactic Magnetic Fields*, Ph.D. thesis, Universidade Federal do ABC.
- [29] A. Achterberg, C. Norman, Y. Gallant, and D. B. Melrose, *Intergalactic propagation of UHE cosmic rays*, Tech. Rep. (1999).
- [30] J. Bray and A. Scaife, An upper limit on the strength of the extragalactic magnetic field from ultra-high-energy cosmic-ray anisotropy, *The Astrophysical Journal* **861**, 3 (2018).
- [31] E. Fermi, On the origin of the cosmic radiation, *Physical review* **75**, 1169 (1949).
- [32] A. Bell, Cosmic ray acceleration, *Astroparticle Physics* **43**, 56 (2013).
- [33] E. Fermi, Galactic magnetic fields and the origin of cosmic radiation, in *A Source Book in Astronomy and Astrophysics, 1900–1975* (Harvard University Press, 1979) pp. 671–676.
- [34] P. A. Tipler and R. Llewellyn, *Modern physics* (Macmillan, 2003).
- [35] C. D. Dermer and A. Atoyan, Ultra-high energy cosmic rays, cascade gamma rays, and high-energy neutrinos from gamma-ray bursts, *New Journal of Physics* **8**, 122 (2006).
- [36] J. Puget, F. Stecker, and J. Bredekamp, Photonuclear interactions of ultrahigh energy cosmic rays and their astrophysical consequences, (1975).
- [37] E. Gawiser and J. Silk, The cosmic microwave background radiation, *Physics Reports* **333**, 245 (2000).
- [38] D. Fixsen, The temperature of the cosmic microwave background, *The Astrophysical Journal* **707**, 916 (2009).
- [39] A. Cooray, Extragalactic background light measurements and applications, *Royal Society Open Science* **3**, 150555 (2016).
- [40] D. Fixsen, E. Dwek, J. C. Mather, C. Bennett, and R. Shafer, The spectrum of the extragalactic far-infrared background from the COBE FIRS observations, *The Astrophysical Journal* **508**, 123 (1998).
- [41] A. Franceschini, H. Aussel, C. Cesarsky, D. Elbaz, and D. Fadda, A long-wavelength view on galaxy evolution from deep surveys by the infrared space observatory, *Astronomy & Astrophysics* **378**, 1 (2001).
- [42] T. M. Kneiske and H. Dole, A lower-limit flux for the extragalactic background light, *Astronomy & Astrophysics* **515**, A19 (2010).
- [43] R. C. Gilmore, R. S. Somerville, J. R. Primack, and A. Domínguez, Semi-analytic modelling of the extragalactic background light and consequences for extragalactic gamma-ray spectra, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **422**, 3189 (2012).
- [44] R. Gilmore and E. Ramirez-Ruiz, Local absorption of high-energy emission from gamma-ray bursts, *The Astrophysical Journal* **721**, 709 (2010).
- [45] J. D. Finke, M. Ajello, A. Domínguez, A. Desai, D. H. Hartmann, V. S. Paliya, and A. Saldana-Lopez, Modeling the extragalactic background light and the cosmic star formation history, *The Astrophysical Journal* **941**, 33 (2022).
- [46] V. Berezhinsky, A. Gazizov, and S. Grigorieva, On astrophysical solution to ultrahigh energy cosmic rays, *Physical Review D* **74**, 043005 (2006).
- [47] D. N. Spergel *et al.*, (wmap collaboration) *astrophys. J. Suppl.* **148**, 175 (2003).
- [48] G. R. Blumenthal, Energy loss of high-energy cosmic rays in pair-producing collisions with ambient photons, *Physical review D* **1**, 1596 (1970).
- [49] C. Dermer and G. Menon, High energy radiation from black holes: Gamma rays, cosmic rays, and neutrinos, 2009, URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2009herb.book.....D>.
- [50] B. Krusche, Photoproduction of mesons off nuclei, *The European Physical Journal Special Topics* **198**, 199 (2011).
- [51] G. Baldwin and G. Klaiber, Photo-fission in heavy elements, *Physical Review* **71**, 3 (1947).
- [52] J. P. Rachen, *Interaction processes and statistical properties of the propagation of cosmic rays in photon backgrounds*, Ph.D. thesis, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (1996).
- [53] R. de Cássia dos Anjos, *Propagação de Raios Cósmicos Extragaláctico*, Ph.D. thesis, Universidade de São Paulo, Instituto de Física de São Carlos.
- [54] B. S. Acharya, I. Agudo, I. Al Samarai, R. Alfaro, J. Alfaro, C. Alispach, R. A. Batista, J. Amans, E. Amato, G. Ambrosi, *et al.*, Science with the cherenkov telescope array, (2017).
- [55] J. Chang, G. Ambrosi, Q. An, R. Asfandiyarov, P. Azzaello, P. Bernardini, B. Bertucci, M. Cai, M. Caragiulo, D. Chen, *et al.*, The dark matter particle explorer mission, *Astroparticle Physics* **95**, 6 (2017).
- [56] J. A. Tomsick, A. Zoglauer, C. Sleator, H. Lazar, J. Bechert, S. Boggs, J. Roberts, T. Siegert, A. Lowell, E. Wulf, *et al.*, The Compton spectrometer and imager, arXiv preprint arXiv:1908.04334 (2019).
- [57] J. Mei, Y.-Z. Bai, J. Bao, E. Barausse, L. Cai, E. Canuto, B. Cao, W.-M. Chen, Y. Chen, Y.-W. Ding, *et al.*, The TianQin project: current progress on science and technology, *Progress of Theoretical and Experimental Physics* **2021**, 05A107 (2021).
- [58] A. Saveliev and R. A. Batista, On numerical simulations of intergalactic electromagnetic cascades with Lorentz invariance violation, arXiv preprint arXiv:2307.11421 (2023).
- [59] J. Hinton, The southern wide-field gamma-ray observatory: Status and prospects, arXiv preprint arXiv:2111.13158 (2021).

- [60] Y. Hayashi, Grapes-3 experiment, (2005).
- [61] R. Adam, P. Ade, M. Alves, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. Banday, R. Barreiro, N. Bartolo, E. Battaner, *et al.*, Planck intermediate results-xlii. large-scale galactic magnetic fields, *Astronomy & Astrophysics* **596**, A103 (2016).
- [62] J. G. Learned and K. Mannheim, High-energy neutrino astrophysics, *Annual Review of Nuclear and Particle Science* **50**, 679 (2000), <https://doi.org/10.1146/annurev.nucl.50.1.679>.
- [63] E. Waxman, High energy cosmic ray and neutrino astronomy, *Astronomy at the Frontiers of Science*, 43 (2011).
- [64] F. W. Stecker and S. Scully, Lorentz invariance violation and the spectrum and source power of ultrahigh energy cosmic rays, *Astroparticle Physics* **23**, 203 (2005).
- [65] S. Coleman and S. L. Glashow, High-energy tests of lorentz invariance, *Physical Review D* **59**, 116008 (1999).
- [66] J. Alfaro and G. Palma, Loop quantum gravity and ultrahigh energy cosmic rays, *Physical Review D* **67**, 083003 (2003).
- [67] P. Blasi, R. Dick, and E. W. Kolb, Ultra-high energy cosmic rays from annihilation of superheavy dark matter, *Astroparticle Physics* **18**, 57 (2002).

Apêndice A: Seções de choque da fotodesintegração

Nesta seção iremos apresentar as seções de choque dos processos que compõem a fotodesintegração.

Para o processo de ressonância de dipolo gigante, a seção de choque do processo de é dada por [52, 53]:

$$\sigma_{RDG}(\epsilon', A) = 0.72A^{7/6} \hat{\sigma}_L(\epsilon' A^{1/6}; E_{RDG}, \hat{\Gamma}_{RDG}) \text{ mb}, \quad (\text{A1})$$

onde $\hat{\sigma}_L$ é a função Lorentziana:

$$\hat{\sigma}_L(\epsilon' A^{1/6}; E_{RDG}, \hat{\Gamma}_{RDG}) = \frac{\hat{\Gamma}_{RDG}^2}{(\epsilon' A^{1/6} - E_{RDG})^2 + \hat{\Gamma}_{RDG}^2}. \quad (\text{A2})$$

A seção de choque do processo quasi deuteron é dada por [52]:

$$\sigma_{QD}(\epsilon', A) = 0.55A^{5/4} \frac{(x_{QD} - 1)^{3/2}}{x_{QD}^3} \text{ mb}, \quad (\text{A3})$$

com os parâmetros:

$$x_{QD} = \frac{\epsilon' A^{1/6}}{\hat{S}_2} \Rightarrow \hat{S}_2 = 33,3 \text{ MeV}. \quad (\text{A4})$$

O processo de ressonâncias bariônicas tem uma seção transversal de ação determinada experimentalmente que é igual a [53]:

$$\sigma_{BR}(\epsilon', A) = A \sum_{i=1}^4 \sigma_i \hat{\sigma}_L(\epsilon'; E_i, \hat{\Gamma}_i) \quad (\text{A5})$$

onde $\hat{\sigma}_L$ é a função Lorentziana da equação (A2), e os parâmetros podem ser resumidos na tabela II.

Tabela II. Os parâmetros da equação (A5) .

i	E_i (MeV)	$\hat{\Gamma}_i$ (MeV)	σ_i (mb)
1	340	170	0,351
2	750	500	0,159
3	1000	600	0,210
4	1500	800	0,260

A seção transversal do processo de fotofragmentação é dado por [52]:

$$\sigma_{PF}(\epsilon', A) = A^{0,91} (1 - 2,48e^{-\epsilon'/0,8\text{GeV}}) (69,8s^{0,081} + 64,3s^{-0,453}), \quad (\text{A6})$$

onde s é:

$$s = 0,88 + \frac{\epsilon'}{0,532 \text{ GeV}}. \quad (\text{A7})$$