



UNIVERSIDADE FEDERAL DA INTEGRAÇÃO LATINO-AMERICANA
INSTITUTO LATINO AMERICANO DE CIÊNCIAS DA VIDA E DA NATUREZA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA APLICADA

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

Foz do Iguaçu-Paraná

2022



UNIVERSIDADE FEDERAL DA INTEGRAÇÃO LATINO-AMERICANA
INSTITUTO LATINO AMERICANO DE CIÊNCIAS DA VIDA E DA NATUREZA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA APLICADA

**Luminosidade de raios cósmicos de altas energias:
análise multimessageira e limites superiores**

Rodrigo Sasse

Orientador: Prof. Dra. Rita de Cássia dos Anjos

Coorientador: Prof. Dr. Carlos Henrique Coimbra Araújo

Foz do Iguaçu-Paraná

2022

Luminosidade de raios cósmicos de altas energias: análise multimensageira e limites superiores

Rodrigo Sasse

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física Aplicada da Universidade Federal da Integração Latino-Americana (PPGFISA-UNILA) como parte dos requisitos necessários para obtenção do título de Mestre em (Física).

Orientador: Prof. Dra. Rita de Cássia dos Anjos

Coorientador: Prof. Dr. Carlos Henrique Coimbra Araújo

Banca Examinadora

Prof. Dra. Rita de Cássia dos Anjos (Orientador)

Dr. Luiz Augusto Stuani Pereira (Membro Externo)

Prof. Dr. Luís Antonio Cabral (Membro Interno)

Foz do Iguaçu-Paraná

2022

Catálogo elaborado pelo Setor de Tratamento da Informação
Catálogo de Publicação na Fonte. UNILA - BIBLIOTECA LATINO-AMERICANA - PTI

S252

Sasse, Rodrigo.

Luminosidade de raios cósmicos de altas energias: análise multimensageira e limites superiores / Rodrigo Sasse. - Foz do Iguaçu-PR, 2022.

76 f.: il.

Dissertação (Mestrado) - Universidade Federal da Integração Latino-Americana. Instituto Latino-Americano de Ciências da Vida e da Natureza. Programa de Pós-Graduação em Física Aplicada. Foz do Iguaçu-PR, 2022.

Orientador: Rita de Cássia dos Anjos.

Coorientador: Carlos Henrique Coimbra Araújo.

1. Raios cósmicos. 2. Raios gama. 3. Limites superiores. I. Anjos, Rita de Cássia dos. II. Araújo, Carlos Henrique Coimbra. III. Título.

CDU 524.1

Resumo

Luminosidade de raios cósmicos de altas energias: análise multimensageira e limites superiores

Rodrigo Sasse

Orientador: Prof. Dra. Rita de Cássia dos Anjos

Coorientador: Prof. Dr. Carlos Henrique Coimbra Araújo

Resumo da Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física Aplicada da Universidade Federal da Integração Latino-Americana (PPGFISA-UNILA) como parte dos requisitos necessários para obtenção do título de Mestre em Física.

Raios cósmicos são partículas que se propagam pelo Universo, podendo ser originadas de dentro ou fora da nossa Galáxia. Sua composição pode variar desde núcleos mais leves, como o próton até núcleos mais pesados como o ferro. Diariamente os raios cósmicos interagem com a superfície da Terra com energias que variam de 10 MeV até 10^{20} eV. Em especial, a abordagem do estudo se dá nos raios cósmicos de altíssimas energias ($> 10^{18}$ eV), uma vez que ainda são desconhecidas quais são as fontes dos mesmos e quais são os mecanismos capazes de acelerar partículas tão energéticas. Estes são grandes desafios a serem respondidos pela Astrofísica. Neste trabalho, apresentar-se-ão os limites superiores na luminosidade de raios cósmicos de altíssimas energias, a partir do limite superior no fluxo de raios gama GeV-TeV de supernovas presentes em galáxias do tipo *Seyferts*. Raios gamas podem ser produzidos ao longo da trajetória de raios cósmicos, uma vez que estes interagem com a matéria e a radiação cósmica de fundo, durante a sua propagação. Como raios gamas não são defletidos por campos magnéticos, podem ser utilizados como partículas mensageiras para estudar a origem dos raios cósmicos.

Foz do Iguaçu-Paraná

2022

Abstract

Ultra-high energy cosmic rays luminosity: multi-messenger analytics and upper limits

Rodrigo Sasse

Orientador: Prof. Dra. Rita de Cássia dos Anjos

Coorientador: Prof. Dr. Carlos Henrique Coimbra Araújo

Abstract da Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física Aplicada da Universidade Federal da Integração Latino-Americana (PPGFISA-UNILA) como parte dos requisitos necessários para obtenção do título de Mestre em Física).

Cosmic rays are particles that travel throughout the universe, and can originate from inside or outside our Galaxy. Their composition can vary from lighter nuclei such as protons to heavier nuclei such as iron. Every day cosmic rays interact with the Earth's surface with energies ranging from 10 MeV to 10^{20} eV. In particular, the study's approach is cosmic rays of very high energies ($> 10^{18}$ eV), since the sources of these rays and the mechanisms capable of accelerating such energetic particles are still unknown. These are great challenges to be answered by Astrophysics. In this paper, the upper limits on the luminosity of very high energy cosmic rays will be presented, starting from the upper limit on the GeV-TeV gamma ray flux from supernovae present in Seyferts type galaxies. Gamma rays can be produced along the cosmic ray trajectory, as they interact with matter and cosmic background radiation during their propagation. Since gamma rays are not deflected by magnetic fields, they can be used as messenger particles to study the origin of cosmic rays.

Foz do Iguaçu-Paraná

2022

“A Deus e a minha Família!”

*“O que sabemos é uma gota,
o que ignoramos é um oceano”
Sir Isaac Newton*

Agradecimentos

Agradeço a Deus pelo Dom da vida, por todas as graças concedidas e oportunidades!

A meus pais, Renildo e Neuza, por acreditar na educação e apoiar a minha formação desde o começo.

Agradeço a minha orientadora Prof. Dra. Rita de Cássia dos Anjos por todas as oportunidades, ensinamentos e paciência durante essa trajetória. Com toda certeza sempre será um exemplo em minha vida.

A minha companheira Louize Andressa Eggers Schneider, pelo amor, carinho, apoio, paciência e dedicação a nossa história. Obrigado por todos esses anos juntos. Sua contribuição para esse trabalho foi fundamental.

Ao Prof. Dr. Carlos Henrique Coimbra Araújo, por acreditar e contribuir no desenvolvimento deste trabalho.

A todos os professores que tive o prazer de ser aluno. Por acreditarem nessa profissão tão enriquecedora e exercê-la de uma forma tão inspiradora.

A todos os colegas que fizeram parte dessa jornada de riquíssimo aprendizado.

Ao PPGFISA por todas as oportunidades.

A UNILA, pelo apoio financeiro.

Lista de Figuras

1.1	Processo de colisão difusa da partícula de raios cósmicos com a nuvem magnetizada. Fonte: O autor.	13
1.2	Esquerda: Remanescente da Supernova Cassiopeia A. Observada pelo Telescópio Espacial Hubble. Direita: Outra remanescente de Supernova observada pelo Observatório Chandra de Raios-X. Fonte: Retirado de [8].	15
1.3	Esquema da separação que ocorre no espaço na propagação da frente de onda gerada pela explosão de gás em supernovas. Fonte: O autor.	16
1.4	Representação do Mecanismo de Aceleração de Primeira Ordem de Fermi. Fonte: O autor.	16
1.5	Espectro de energia dos raios cósmicos seguindo a lei de potência já descrita. Fonte: Retirado de [16].	20
1.6	Diagrama de Hillas. Relacionando o campo magnético dos objetos astrofísicos em Gauss (G) e a sua grandeza (o raio do objeto astrofísico). Fonte: Retirado de [21]	21
2.1	Modelo unificado de AGNs. As áreas indicadas mostram os diferentes ângulos de visão que levam aos diferentes tipos de AGNs observados. Fonte: Retirado de [27]	25
2.2	Esquema de visualização da colisão de duas partículas na proximidade do horizonte de eventos, de um buraco negro estático. Fonte: Adaptado de [39]	29
2.3	Representação das órbitas estáveis para um BN de Schwarzschild e de Kerr. Fonte: Retirado de [35]	29

2.4	(a) Equação geodésica de \dot{r} para partículas neutras, em um buraco negro de Schwarzschild sem campo magnético, variando alguns valores do momento angular da partícula. (b) Variação da energia do centro de massa de duas partículas colidindo nas proximidades do horizonte de eventos, em função da coordenada r , variando o momento angular das duas partículas, a linha sólida indica a região do horizonte de eventos do BN. Fonte: Retirado de [33]	31
2.5	Equação geodésica de \dot{r} para partículas neutras em um buraco negro de Schwarzschild sem campo magnético, com um baixíssimo spin (a) $\ll 1$ variando alguns valores do momento angular da partícula. Fonte: O autor.	33
2.6	Variação da energia do centro de massa de duas partículas colidindo nas proximidades do horizonte de eventos em função da coordenada r , variando o momento angular das duas partículas considerando a equação 2.19 e um spin de $a = 0.001$. Fonte: O autor.	34
2.7	Variação da energia do centro de massa de duas partículas colidindo nas proximidades do horizonte de eventos em função da coordenada r , variando o spin do BN em rotação com baixíssimo momento angular. Fonte: O autor.	35
2.8	Potencial efetivo para partículas próximas ao horizonte de eventos. Fonte: Retirado de [40]	36
2.9	Esquema de duas partículas colidindo nas proximidades do horizonte de eventos de um BN de Kerr com momento angular (por unidade de massa). Os limites de (l) são para as equações geodésicas. Fonte: Retirado de [33]	37
2.10	Solução da geodésica radial para um buraco negro de Kerr quase estacionário com campo magnético de baixa intensidade. Fonte: O autor.	38
2.11	Solução da geodésica para a energia do centro de massa de duas partículas colidindo nas proximidades do horizonte de eventos de um buraco negro de Kerr quase estacionário com campo magnético de baixa intensidade. Fonte: O autor.	39
3.1	Representação do esquema de detecção do Observatório Pierre Auger. Os pontos pretos indicam os 1660 tanques. As linhas contínuas indicam o campo de visão dos quatro telescópios utilizados. Fonte: Retirado de [48].	41
3.2	Ilustração de um detector de superfície e os seus componentes. Fonte: Retirado de [47]	42

3.3	Ilustração dos componentes de um detector de fluorescência e reprodução do rastro a partir da detecção dos chuveiros atmosféricos, mostrando os tubos fotomultiplicadores acionados. Fonte: Retirado de [50]	43
3.4	Renderização do sítio sul do CTA. Fonte: Retirado de [45]	44
3.5	Distribuição dos telescópios que compõem o sítio no hemisfério sul do CTA. Fonte: Retirado de [45]	45
4.1	Energia média de um núcleo em função da distância de propagação para partículas com diferentes energias iniciais de: 10^{20} eV, 10^{21} eV e 10^{22} eV. Fonte: Retirado de [53].	48
4.2	Esquema representando a produção de pares. Fonte: Retirado de [55]	50
4.3	Ilustração do processo de fotodesintegração para um núcleo de Ferro. Fonte: Retirado de [57]	51
4.4	Seção de choque de todas as interações núcleo-fóton ($A\gamma$) para um núcleo de ferro como uma função de energia do fóton no sistema de repouso. As contribuições são: dipolo ressonante (GDR), quasi-déuteron (QD), ressonância bariônica (ISOBAR) e fragmentação. Fonte: Retirado de [60].	52
5.1	I_{γ}^{UHECR} em função da distância das fontes. Fonte: O autor.	60
5.2	Localização de UHECRs e de galáxias em coordenadas galácticas. Os pontos em verde indicam a direção de chegada de 231 eventos com energias $E > 52$ EeV um ângulo zenith $\theta < 80$ do Observatório Pierre Auger. Os pontos azuis indicam a direção de chegada de 72 eventos com energia superiores de $E > 57$ EeV e um ângulo $\theta < 55$ do Observatório Telescope Array. As estrelas amarelas indicam a localização de eventos de supernovas e a estrela vermelha indica a localização da galáxia NGC 6861. Fonte: Retirado de [70]	62
5.3	Limites superiores na luminosidade de raios cósmicos com composições mistas (H; H e He; H, He, N e Si; H, He, N, Si e Fe) a partir de observações de raios gama para a fonte NGC 6861 em função do índice espectral com um $E_{cut} = 10^{21}$ eV. Fonte: O autor.	63

-
- 5.4 Limites superiores na luminosidade de raios cósmicos com composições: H (próton) a partir de observações de raios gama para a fonte NGC 7755 e NGC 175 em função do índice espectral com um $E_{cut} = 10^{21}$ eV. A linha azul representa a L_{RC}^{LS} para a NGC 175 e a linha vermelha representa a L_{RC}^{LS} para NGC 7755. Fonte: O autor. 64
- 5.5 I^{UHECR} em função da distância das fontes. Fonte: O autor. 66

Lista de Tabelas

5.1	Medidas de supernovas observadas com H.E.S.S.. Os limites superiores são calculados assumindo um nível de confiança de 95% e um índice de lei de potência. Fonte: Adaptado de [69]	59
5.2	Limite superior para a luminosidade de UHECR considerando prótons na fonte para a NGC 1068 a partir de observação de raios gama e, o limite superior no fluxo de neutrinos simulado para cada índice espectral. Fonte: O autor.	67

Sumário

Introdução	9
1 Raios Cósmicos de Altas Energias	12
1.1 Mecanismos de Aceleração	12
1.1.1 Modelos <i>Top-Down</i>	12
1.1.2 Modelo <i>Bottom-up</i>	13
1.2 Espectro de Energia dos Raios Cósmicos	19
1.3 Diagrama de Hillas	20
2 Possíveis fontes de UHECR	23
2.1 Candidatos a fontes de UHECR	23
2.1.1 Estrelas de Nêutrons	24
2.1.2 Supernovas	24
2.1.3 GRBs	24
2.1.4 Galáxias com Núcleos Ativos - AGNs	24
2.2 Buracos Negros como aceleradores de UHECR	26
2.2.1 Colisão de partículas próximas a Buracos Negros.	27
2.2.2 Colisão de partículas neutras com buracos negros estáticos ou com baixíssima rotação	28
3 Observatórios	40
3.1 Observatório Pierre-Auger	41
3.1.1 Detectores de Superfícies	42
3.1.2 Detectores de Fluorescência	43
3.2 <i>Chrenkov Telescope Array</i> - CTA	44

4	Propagação de Raios Cósmicos	46
4.1	Perdas de energia	47
4.1.1	<i>Cosmic Microwave Background</i> - CMB	47
4.1.2	Efeito GZK	47
4.1.3	Fotoprodução de Píons	48
4.1.4	Produção de Pares	49
4.1.5	Aniquiç�o elétron-pósitron	50
4.1.6	Fotodesintegra�o	51
4.1.7	Bremsstrahlung	53
4.1.8	Radia�o Síncroton	53
4.1.9	Espalhamento Compton Inverso	53
4.2	CRPropa3	54
5	Limite superior na Luminosidade de Raios Cósmicos a partir de raios gama	55
5.1	Método do cálculo do limite superior na luminosidade de raios cósmicos para fontes individuais	55
5.2	Aplica�o do método com medidas do fluxo de gama (GeV-TeV)	58
5.2.1	NGC 6861	61
5.2.2	NGC 7755 e NGC 175	64
5.2.3	NGC 1068	65
	Considera�es Finais	69

Introdução

Raios cósmicos de altíssimas energias ou *ultra-high energy cosmic rays* - (UHECR) são partículas que se propagam pelo universo com energias superiores a $E > 10^{18}$ eV. Os UHECR interagem diariamente com a atmosfera terrestre tornando possível a coleta de dados de eventos tão energéticos. Compreender os mecanismos de aceleração e a propagação dos UHECR são um dos grandes desafios da Astrofísica de partículas [1].

A pesquisa sobre raios cósmicos teve seu início no século XX com o experimento de Hess, que subiu com um balão a grandes altitudes acompanhado com eletroscópios. Hess constatou que quanto mais alto ele subia, maior era a ionização detectada pelas placas no seu experimento, mostrando que a origem dessa radiação só poderia ser de fora da Terra [2],[3].

Após o trabalho de Hess, as análises a respeito dos raios cósmicos contribuíram para a descoberta de novas partículas, principalmente entre as décadas de 1930 e 1950. Carl Anderson, em 1932, detectou o pósitron utilizando uma câmara de Wilson em que estudou as trajetórias de raios cósmicos para chegar em tal descoberta [4]. Anderson e Neddermayer também descobriram, a partir dos raios cósmicos, o múon [5].

O pesquisador brasileiro César Lattes, contribuiu para a descoberta do méson π em 1947. Lattes trabalhou na detecção das partículas de raios cósmicos em altíssimas altitudes, em Chacaltaya, na Bolívia. Mais tarde, o grupo de pesquisadores do qual Lattes participava, recebeu o prêmio Nobel pela descoberta do pión, mas infelizmente, Lattes não foi laureado ao prêmio junto com os seus colegas [6].

Os primeiros eventos medidos de UHECR foram realizados apenas em 1962, por John Linsley, no experimento Volcano Ranch, ocupando uma área total de 8 km^2 , com 19 cintiladores, espalhados a uma distância de 1 km entre eles. Linsley detectou raios cósmicos com energias da ordem 10^{20} eV [7].

Atualmente a pesquisa de raios cósmicos conta com observatórios espalhados pelo mundo

que coletam dados diariamente, a partir da interação entre as partículas cósmicas e a atmosfera terrestre. Nesse contexto, os observatórios conseguem detectar esses eventos de altas energias, a partir da produção dos chuviscos atmosféricos extensos ou cascata de partículas, as quais são geradas pela desintegração da partícula primária em diversas outras partículas secundárias. O papel dos observatórios são de utilizar os detectores para conseguir reconstruir a energia que foi espalhada nos chuviscos atmosféricos, até chegar nas informações de energia, composição e direção de chegada da partícula primária de UHECR [1],[8],[9].

Sendo assim, o objetivo deste trabalho é obter informações da luminosidade de raios cósmicos de possíveis fontes. Neste sentido, serão apresentados limites superiores na luminosidade de raios cósmicos de altíssimas energias, a partir do limite superior no fluxo de raios gama (GeV-TeV), obtido com base nas observações de galáxias do tipo *Seyfert*. Raios gama podem ser produzidos ao longo da trajetória de raios cósmicos, uma vez que estes interagem com a matéria, a radiação cósmica e a radiação extragaláctica de fundo, durante a sua propagação pelo Universo. Como raios gama não são defletidos por campos magnéticos, podem ser utilizados para estudar a origem dos raios cósmicos.

Os objetivos específicos são de descrever toda a Física de raios cósmicos, desde a sua origem até a interação com a atmosfera da Terra, discutindo acerca de toda propagação das partículas, as possíveis fontes (seguindo o critério de Hillas [20]), os mecanismos de aceleração destas partículas com destaque para o movimento na proximidade de um buraco negro. E ainda, destacar os principais observatórios de raios cósmicos, como também os principais processos de perdas de energia das partículas.

No capítulo 1 serão descritos os principais modelos sobre os mecanismos de aceleração dos UHECR, com ênfase no modelo de aceleração estocástica de Fermi, de primeira e segunda ordem. Os mecanismos de Fermi dão origem ao espectro de energia dos raios cósmicos. Ainda será destacado, o diagrama de Hillas que caracteriza possíveis fontes de UHECR.

No capítulo 2, serão descritas as características de objetos astrofísicos, que são candidatos a possíveis fontes de raios cósmicos, bem como uma abordagem, a partir de modelos teóricos, de como buracos negros podem acelerar partículas que realizam órbitas próximas ao horizonte de eventos.

No capítulo 3, destacam-se os diversos observatórios destinados à detecção de eventos de altíssimas energias, com ênfase no Observatório Pierre-Auger e Cherenkov Telescope Array, de ambos, descrevendo os métodos de detecção e como os observatórios são organizados.

No capítulo 4, estão descritos os principais processos de perdas de energia dos raios cósmicos durante a sua trajetória, tais como: a interação com a radiação cósmica de fundo (CMB), efeito GZK, fotoprodução de píons, produção de pares, aniquilação elétron-pósitron, Fotodesintegração, *Bremsstrahlung*, radiação Síncrotron e espalhamento Compton inverso. Todos esses processos contribuem à formação de partículas secundárias, principalmente de raios gama (fótons de altas energias) e neutrinos.

No capítulo 5, aborda-se o método do cálculo do limite superior na luminosidade de raios cósmicos, a partir do limite superior da integral do fluxo de raios gama (GeV - TeV), obtido pelos observatórios e os resultados da aplicação do método para diferentes galáxias *Seyfert*. Por último, encontram-se as considerações finais sobre todo este trabalho.

Capítulo 1

Raios Cósmicos de Altas Energias

O estudo sobre os raios cósmicos de altíssimas energias (UHECR) por completo, deve considerar toda a trajetória das partículas. Desde a sua origem, a propagação pelo Universo, o choque com a atmosfera da Terra e a detecção do evento pelos observatórios. Desse modo, vale destacar os modelos existentes para descrever cada parte da trajetória dos raios cósmicos, desde possíveis fontes de UHECR, mecanismos de aceleração, mecanismos de perdas de energia, produção de partículas secundárias e o espectro de energia dos raios cósmicos na Terra.

1.1 Mecanismos de Aceleração

Os mecanismos de aceleração dos raios cósmicos, são fundamentais à compreensão dos dados medidos pelos observatórios. Sendo assim, nesta seção, serão detalhados diferentes modelos propostos que descrevem os processos que as partículas sofrem durante a sua trajetória.

1.1.1 Modelos *Top-Down*

No modelo *Top-Down* a aceleração das partículas, acontece a partir de uma abordagem diferente em relação à outros modelos, pois objetos celestiais que geralmente são vistos como aceleradores astrofísicos, não são considerados como fontes de UHECR. No modelo *Top-Down*, as partículas com altíssimas energias são geradas a partir do decaimento natural de outras partículas [10].

Neste cenário, decaimentos de partículas de matéria escura super-massivas e interações

neutrino-neutrino, por exemplo, s3o consideradas para descrever a exist4ncia dos UHECR. Entretanto, esse modelo prev4 um grande n3mero de f3tons no fluxo de UHECR, principalmente na regi3o final do espectro, ou seja, na forma3o das part3culas com mais alta energia ($E > 10^{18}$ eV [11] [12]).

O fen3meno previsto pelo modelo *Top-Down* acaba n3o sendo observado nas medidas do fluxo de UHECR, fazendo com que este n3o seja considerado para explicar a forma3o dos UHECR [13].

1.1.2 Modelo *Bottom-up*

Os modelos mais aceitos 3a forma3o de part3culas de raios c3smicos com energias superiores a 10^{18} eV, consideram objetos astrof3sicos como eficientes aceleradores de part3culas. A principal teoria de acelera3o foi proposta por Enrico Fermi, em 1949 [14]. Fermi prop3o inicialmente o modelo de acelera3o de part3culas de segunda ordem, onde considera-se que as part3culas s3o aceleradas em grandes regi3es de plasma magnetizado interestelar. Nesse cen3rio a part3cula sofre um choque com a regi3o sendo espalhada n vezes [15].

Fermi mostrou como part3culas de mais baixa energia poderiam, atrav4s de n processos de choques difusos (Colis3o Estoc3stica) com o plasma magnetizado, adquirir energia suficiente para descrever o espectro final dos UHECR, como mostra a figura 1.1.

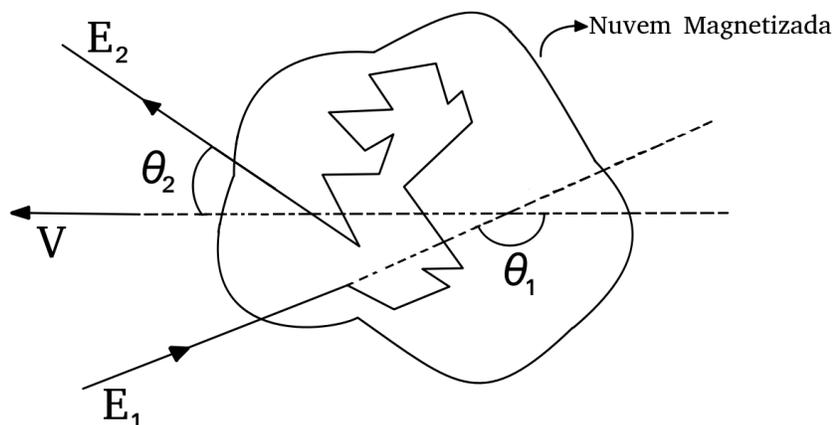


Figura 1.1: Processo de colis3o difusa da part3cula de raios c3smicos com a nuvem magnetizada. Fonte: O autor.

Considerando uma part3cula carregada com uma energia inicial E_1 , ao entrar na nuvem magnetizada, da-se in3cio ao processo de difus3o da mesma, a partir dos diversos espalhamentos

no interior da nuvem. A energia da part3cula E'_1 , no referencial da nuvem, ser3:

$$E'_1 = \gamma E_1 (1 - \beta^2 \cos \theta_1), \quad (1.1)$$

Considerando $\beta = \frac{v}{c}$, em que v 3 a velocidade da nuvem, o fator de Lorentz $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ e θ_1 o 3ngulo de entrada da part3cula. Nesse cen3rio, ap3s n espalhamentos el3sticos dentro da nuvem, a energia da part3cula dentro do campo magnetizado ser3 $E'_2 = E'_1$. Com isto, se determina a energia da part3cula no referencial de laborat3rio (ap3s o encontro com o campo):

$$E_2 = \gamma E'_2 (1 + \beta \cos \theta_2), \quad (1.2)$$

Com as equa33es 1.1 e 1.2 obt3m-se a varia33o de energia da part3cula quando encontra a nuvem, a depender do 3ngulo de entrada (θ_1) e sa3da da part3cula (θ_2). A varia33o de energia neste caso ser3:

$$\frac{\Delta E}{E_1} = \frac{1 - \beta \cos \theta_1 + \beta \cos \theta'_2 - \beta^2 \cos \theta_1 \theta'_2}{1 - \beta^2} - 1, \quad (1.3)$$

A colis3o part3cula-nuvem 3 o resultado de um grande n3mero de dispers3es sofridas pela part3cula dentro da nuvem, ent3o o 3ngulo de sa3da no centro de massa ser3 $\langle \cos \theta'_2 \rangle = 0$, pois o campo tamb3m est3 em movimento, isso implica que o 3ngulo de sa3da 3 aleat3rio.

Considera-se neste 3mbito uma probabilidade P de ocorrer a colis3o entre a part3cula c3smica e a nuvem. Essa equa33o ir3 depender da velocidade relativa entre a part3cula e a nuvem. Pois, 3 mais prov3vel que uma part3cula colida com uma nuvem que esteja viajando na dire33o contr3ria. Sendo assim, tem-se:

$$P \propto (v - V \cos \theta_1) \propto (1 - \beta \cos \theta_1). \quad (1.4)$$

Considera-se que o valor m3dio de $\cos \theta_1$ seja igual a:

$$\langle \cos \theta_1 \rangle \simeq \frac{\int_{-1}^1 \cos \theta_1 (1 - \beta \cos \theta_1) d \cos \theta_1}{\int_{-1}^1 (1 - \beta \cos \theta_1) d \cos \theta_1} = -\frac{2}{3}. \quad (1.5)$$

Com o resultado da equa33o 1.5, podemos dizer que a energia ganha pela part3cula apartir da colis3o com a nuvem aumenta com um valor m3dio de:

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle \simeq \frac{1 - \beta \langle \cos \theta_1 \rangle}{1 - \beta^2} - 1 \simeq \frac{1 + \beta(2/3)}{1 - \beta^2} - 1 \simeq \frac{4}{3} \beta^2. \quad (1.6)$$

O resultado obtido na equa3o 1.6 3 conhecido como mecanismo de acelera3o de segunda ordem proposto por Fermi e mostra o ganho m3dio de energia da part3cula a cada colis3o com a nuvem magnetizada [3]. Entretanto, como o ganho de energia depende de β^2 , que por sua vez, possui um valor na ordem de 10^{-3} e, considerando a velocidade da nuvem magnetizada, tem-se que, a partir do mecanismo de segunda ordem, o ganho de energia m3dio das part3culas seria muito baixo. Para solucionar esse problema, o mecanismo de acelera3o de primeira ordem foi proposto [14].

Para explicar o ganho de energia das part3culas que chegam at3 a Terra com alt3ssimas energias, 3 necess3rio que o ganho m3dio de energia na colis3o com o campo magn3tico seja linear, ou seja, que da equa3o 1.6 o resultado para β n3o seja β^2 [14]. Desse modo, tem-se agora, que no processo de acelera3o de choque difusivo, 3 considerado que os campos magn3ticos n3o se propaguem mais como nuvens magnetizadas pelo Universo, mas como uma frente de onda plana que divide o espa3o em duas regi3es. Esse processo ocorre, por exemplo, em explos3es de supernovas [8], como mostra a figura 1.2.

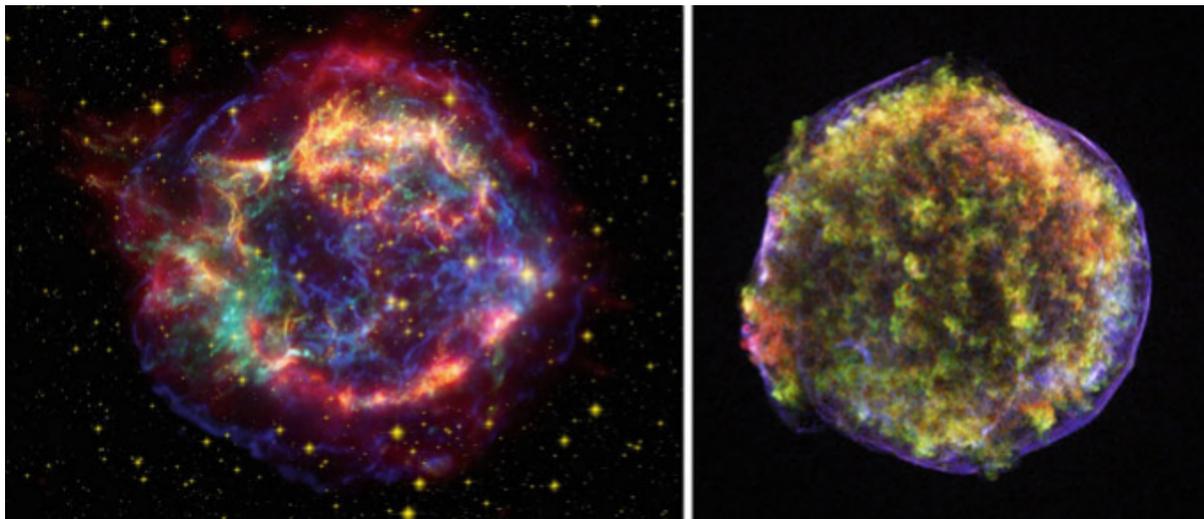


Figura 1.2: Esquerda: Remanescente da Supernova Cassiopeia A. Observada pelo Telesc3pio Espacial Hubble. Direita: Outra remanescente de Supernova observada pelo Observat3rio Chandra de Raios-X. Fonte: Retirado de [8].

Como mostra a figura 1.3, a onda de choque gerada pela explos3o, cria uma regi3o de mat3ria sendo expulsada que se propaga como um onda plana pelo universo, na borda desta onda 3 considerado que existe uma separa3o do espa3o, entre a regi3o da mat3ria expelida (*Downstream*) e o meio interestelar (*Upstream*), formando duas regi3es do espa3o.

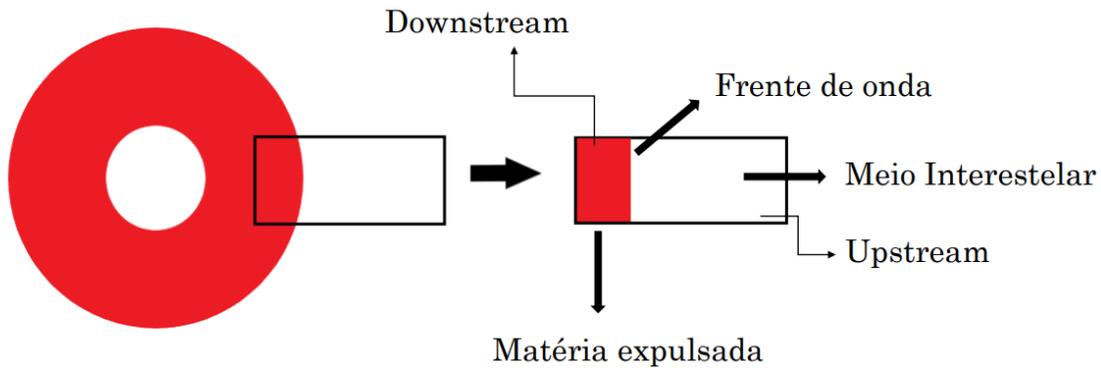


Figura 1.3: Esquema da separa3ao que ocorre no espa3o na propaga3ao da frente de onda gerada pela explosão de gas em supernovas. Fonte: O autor.

Agora no referencial de laborat3rio, uma part3cula vindo da região *Upstream* e indo em dire3o a região *Downstream* colide com a frente de onda formada com campo magn3tico, fazendo com que a part3cula inverta o sentido da sua velocidade inicial, agora paralela a frente de onda. A part3cula, neste sentido, espalha-se no interior do campo magn3tico at3 adquirir energia suficiente para escapar da região *Downstream*. A figura 1.4 indica o espalhamento de uma part3cula pr3xima a região de divisão gerada pela explosão.

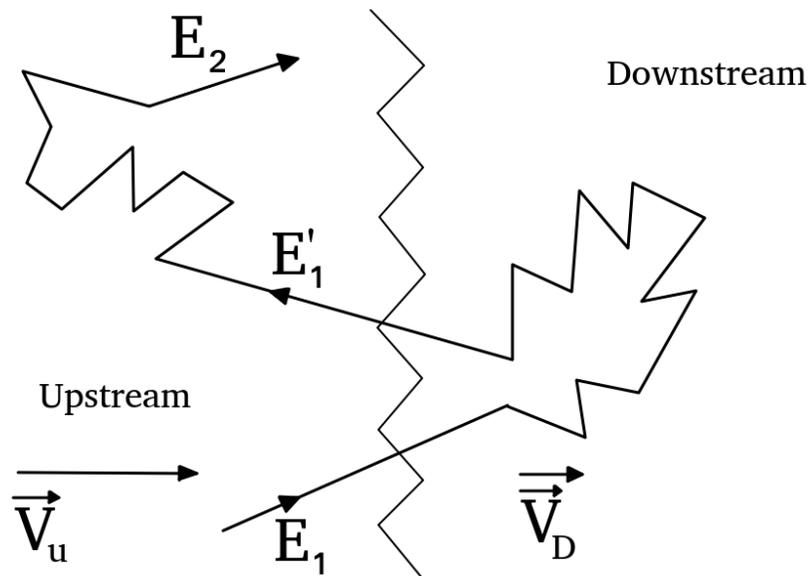


Figura 1.4: Representa3o do Mecanismo de Acelera3o de Primeira Ordem de Fermi. Fonte: O autor.

Considerando as componentes da velocidade da part3cula e uma vez que a frente de onda

est3 em movimento, tem-se que a componente perpendicular 3 dire33o de propaga33o da onda ter3 uma mudan3a desprez3vel, enquanto que a componente paralela da velocidade ser3 invertida ap3s o choque difusivo. Desta forma, considerando um 3ngulo θ entre a dire33o de movimento da frente de onda e a dire33o da part3cula incidente, teremos que da equa33o 1.3 a varia33o de energia ser3:

$$\frac{\Delta E}{E} \simeq -2\beta \cos \theta_1. \quad (1.7)$$

o valor m3dio de $\langle \cos \theta_1 \rangle$ ser3:

$$\langle \cos \theta_1 \rangle \simeq \frac{\int_{-1}^0 \cos^2 \theta_1 d \cos \theta_1}{\int_{-1}^0 -\cos \theta_1 d \cos \theta_1} = -\frac{2}{3}. \quad (1.8)$$

Assim, o ganho m3dio de energia a cada ciclo que a part3cula sofre ser3 igual a:

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle \simeq -2\beta \langle \cos \theta_1 \rangle \simeq \frac{4}{3}\beta \quad (1.9)$$

Com a equa33o 1.9 3 poss3vel perceber que o ganho de energia da part3cula 3 linear, ou seja, proporcional a β , tornando o mecanismo de primeira ordem mais eficiente do que o de segunda ordem. Isso ocorre por conta da mudan3a na geometria do campo magn3tico do problema.

A partir do resultado da equa33o 1.9, podemos definir a energia que a part3cula ganha a cada ciclo de choque:

$$\Delta E = E \cdot \epsilon. \quad (1.10)$$

Nesse sentido, como a part3cula pode sofrer v3rios ciclos de ganho de energia, tem-se para um primeiro ciclo:

$$E_1 = E_o + \Delta E = E_o + E_o \cdot \epsilon = E_o(1 + \epsilon), \quad (1.11)$$

sendo $\epsilon = \frac{4}{3}\beta$ e E_o a energia inicial da part3cula. Para um segundo ciclo teremos:

$$E_2 = E_1 + (E_1 \cdot \epsilon), \quad (1.12)$$

$$E_2 = E_1(1 + \epsilon) = E_o(1 + \epsilon) \cdot (1 + \epsilon), \quad (1.13)$$

$$E_2 = E_o(1 + \epsilon)^2. \quad (1.14)$$

Portanto, 3 poss3vel generalizar o resultado da equa33o 1.11 para o caso de n ciclos que acontecem com a part3cula:

$$E_n = E_o(1 + \epsilon)^n. \quad (1.15)$$

Desse modo, o n3mero de ciclos necess3rios para que uma part3cula alcance a energia E_n 3 dado por:

$$n = \frac{\ln\left(\frac{E}{E_o}\right)}{\ln(1 + \epsilon)}. \quad (1.16)$$

A cada ciclo que a part3cula sofre, existem duas probabilidades a serem consideradas: A primeira de que a part3cula escape da frente de onda (Probabilidade de Escape - P_E , que 3 proporcional a velocidade da part3cula), uma segunda probabilidade que 3 da part3cula escapar da frente de onda, com uma energia maior ou igual a E_n (P_{E_n}):

$$P_{E_n} = P_E \sum_{j=n}^{\infty} (1 - P_E)^j = (1 - P_E)^n. \quad (1.17)$$

Substituindo a equa33o 1.16 na equa33o 1.17. Tem-se:

$$P_{E_n} = (1 - P_E)^{\frac{\ln\left(\frac{E_n}{E_o}\right)}{\ln(1 + \epsilon)}}, \quad (1.18)$$

$$\ln P_{E_n} = \frac{\ln\left(\frac{E}{E_o}\right)}{\ln(1 + \epsilon)} \cdot \ln(1 - P_E), \quad (1.19)$$

$$P_{E_n} = \frac{N}{N_o} = \left(\frac{E}{E_o}\right)^{-\alpha}, \quad (1.20)$$

com α sendo o 3ndice espectral:

$$\alpha = -\frac{\ln(1 - P_e)}{\ln(1 + \epsilon)} \simeq \frac{P_e}{\epsilon}, \quad (1.21)$$

a partir do resultado da equa33o 1.20 chega-se na Lei de Pot3ncia:

$$\frac{dN}{dE} \propto \left(\frac{E}{E_o}\right)^{-\alpha}. \quad (1.22)$$

O mecanismo de primeira ordem de Fermi mostra que a energia do espectro de raios c3smicos segue uma lei de pot4ncia com um 3ndice espectral. A partir dos dados obtidos pelos observat3rios, 3 poss3vel constatar que de fato o espectro de raios c3smicos medido segue essa lei de pot4ncia [3], [14].

1.2 Espectro de Energia dos Raios C3smicos

Ap3s todo o trajeto percorrido pelos raios c3smicos atrav3s do Universo, as part3culas chegam 3 Terra e interagem com a atmosfera, gerando os chuviros atmosf3ricos que s3o detectados pelos observat3rios na superf3cie da Terra. Sendo assim, 3 poss3vel construir um espectro de energia dos raios c3smicos [3]. Este segue uma lei de pot4ncia, tal qual descrito no modelo de Fermi de primeira ordem:

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\alpha}, \quad (1.23)$$

onde α 3 o 3ndice espectral que varia em regi3es espec3ficas do espectro de raios c3smicos.

A figura 1.5, mostra uma compila33o dos dados obtidos por diversos observat3rios de raios c3smicos com energias acima de 10^{13} eV, evidenciando o espectro de raios c3smicos observado aqui na Terra. 3 poss3vel perceber nele que existem regi3es espec3ficas destacadas na figura que s3o: O primeiro joelho na regi3o que vai at3 10^{15} eV, onde o 3ndice espectral varia de 2.7 at3 3.0. Nesta parte, ocorre a mudan3a da composi33o qu3mica dos raios c3smicos, saindo de part3culas mais leves como os pr3tons para n3cleos mais pesados com um aumento da energia dessas part3culas. Os raios c3smicos dessa faixa do espectro s3o provenientes de gal3xias, que escaparam do confinamento magn3tico [18].

A parte final do espectro (part3culas com energia superior a 10^{10} GeV), cuja regi3o 3 chamada de tornozelo, descreve os UHECR. Nesta, ocorre o chamado efeito GZK, uma supress3o no fluxo de raios c3smicos que indica o limite de energia que as part3culas adquirem a partir de suas fontes astrof3sicas. Devido ao baixo fluxo de dados observados, as incertezas nessa regi3o do espectro ainda s3o bastante elevadas [19].

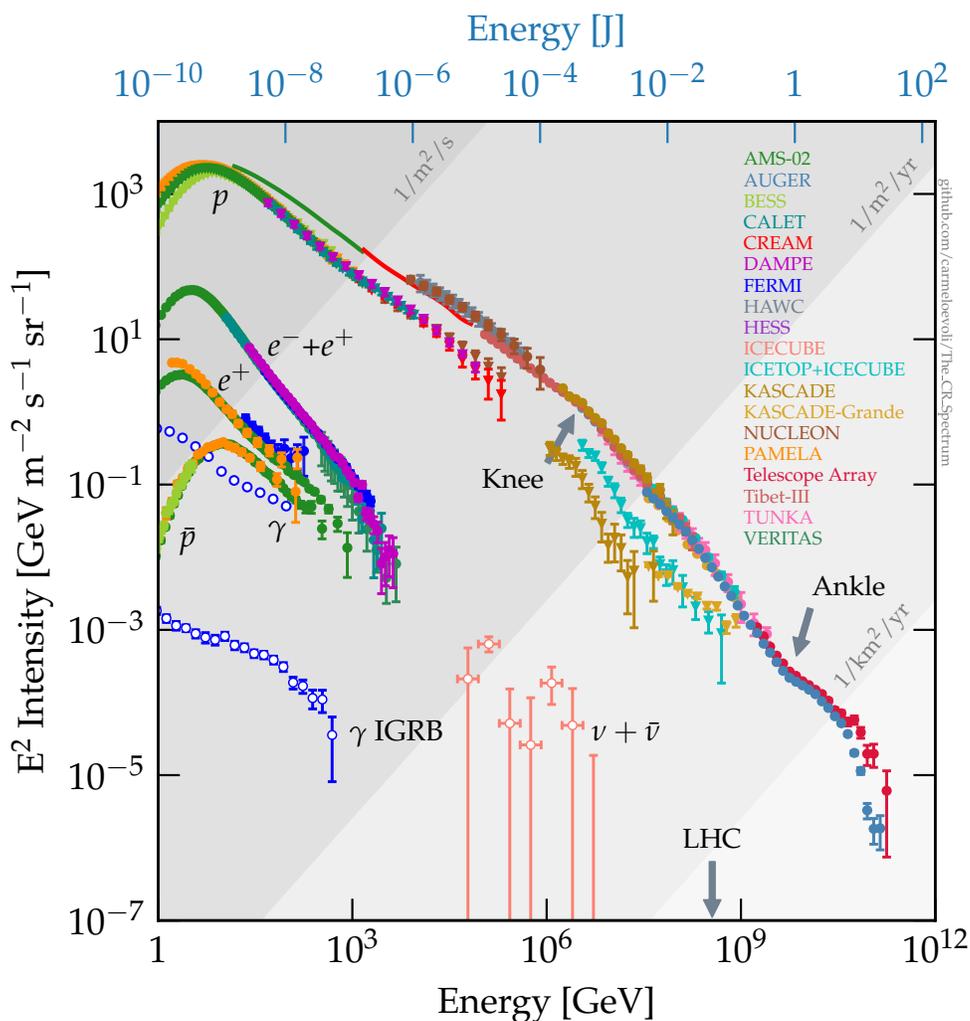


Figura 1.5: Espectro de energia dos raios c3smicos seguindo a lei de pot4ncia j3 descrita.

Fonte: Retirado de [16].

1.3 Diagrama de Hillas

Um dos principais desafios da Astrof3sica de part3culas 4 conseguir explicar como part3culas c3smicas chegam 3 Terra com alt3ssimas energias mesmo ap3s viajarem por longas dist4ncias pelo Universo. A partir da descoberta de que a radia33o ionizante detectada em 1912, por Victor Hess, era provinda do espa3o, come3ou-se uma busca pelas poss3veis fontes destas part3culas.

Sabe-se atualmente que part3culas c3smicas com energias que v3o at4 10^9 eV, s3o provenientes do Sol e que part3culas com energias de at4 10^{15} eV possuem a sua origem dentro da nossa Gal3xia, ou seja, s3o part3culas que foram aceleradas pela nossa Gal3xia. Sabe-se tamb4m, que a Via L3ctea n3o 4 capaz de acelerar part3culas acima desse n3vel de energia [17]. A grande

quest3o em aberto 3 conseguir descrever que tipo de objeto astrof3sico ou mecanismo 3 capaz de acelerar part3culas que chegam a n3veis alt3ssimos de energias com at3 10^{21} eV.

Desse modo, o Modelo de Hillas ou *Hillas Plot*, busca caracterizar poss3veis objetos do Universo, os quais possuem magnitude suficiente para acelerar os UHECR [20]. A figura 1.6 relaciona a energia m3xima da part3cula c3smica, dada pelo mecanismo de Fermi de primeira ordem, com a magnitude do campo magn3tico das fontes astrof3sicas. Desse modo 3 poss3vel destacar os corpos celestes que podem ser fontes de raios c3smicos a partir desta rela33o. Nesse contexto a energia m3xima que a part3cula pode adquirir 3:

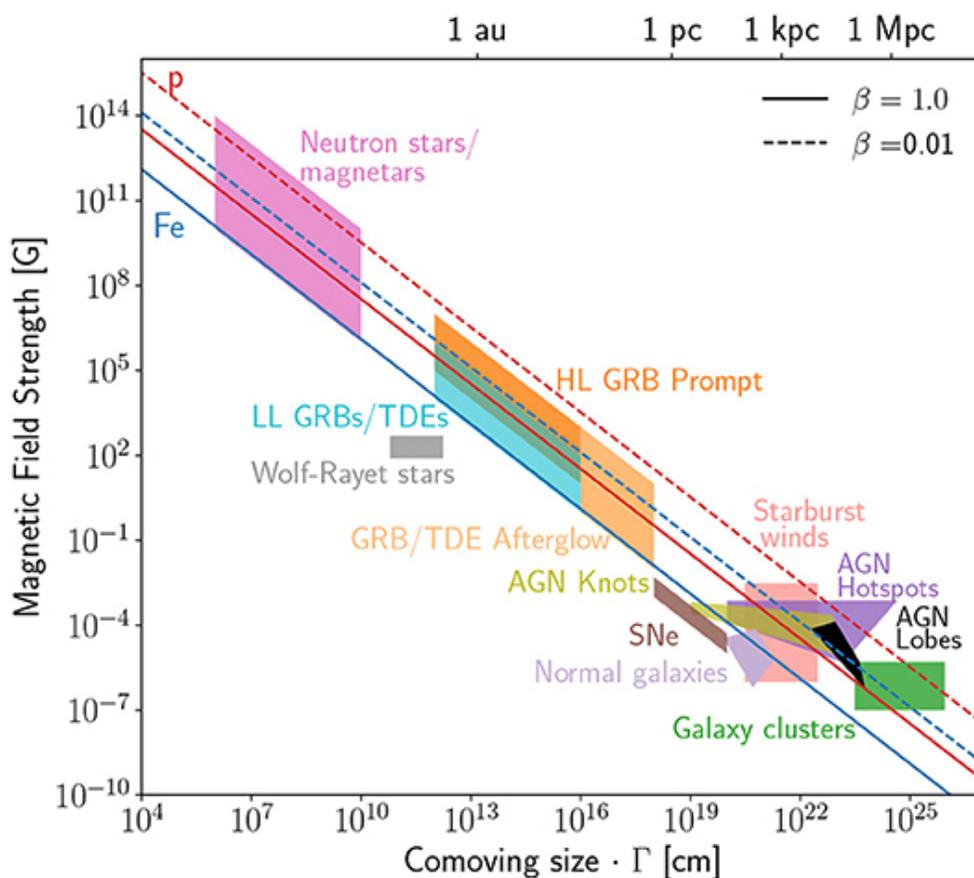


Figura 1.6: Diagrama de Hillas. Relacionando o campo magn3tico dos objetos astrof3sicos em Gauss (G) e a sua grandeza (o raio do objeto astrof3sico). Fonte: Retirado de [21]

$$E_{max} = \beta Z \left(\frac{B}{\mu G} \right) \left(\frac{R}{kpc} \right) 10^{18} eV, \quad (1.24)$$

onde β 3 a velocidade da onda de choque, R 3 o tamanho da regi3o e B a magnitude do campo magn3tico. Ambos relacionados ao objeto astrof3sico que possa ser fonte de raios c3smicos.

Na figura 1.6, objetos abaixo da linha pontilhada n3o s3o capazes de acelerar part3culas de pr3ton at3 energias superiores a 10^{20} eV. Os principais candidatos 3s fontes de UHECR s3o: n3cleos de gal3xias ativas (AGNs), supernovas, radio gal3xias, explos3es de raios gamas (GRBs) e clusters de gal3xias.

Capítulo 2

Possíveis fontes de UHECR

Como abordado anteriormente, uma das grandes questões a respeito dos UHECR é entender quais as possíveis fontes e, quais são os mecanismos de aceleração das partículas de raios cósmicos ultra energéticos. Na Astrofísica, se sabe que partículas de mais baixa energia, que chegam com um fluxo na ordem de até 10^9 eV são provenientes do Sol e que a nossa galaxia é capaz de acelerar partículas com energias intermediárias, no intervalo de energia de 10^9 eV até 10^{17} eV. Entretanto, no espectro de raios cósmicos se observa que os diversos observatórios espalhados pelo mundo medem há pelo menos quatro décadas, eventos de partículas com altíssimas energias na ordem de 10^{18} eV até 10^{21} eV que colidem com a atmosfera da Terra.

Neste sentido, que tipo de evento ou objeto astrofísico seria capaz de acelerar as partículas cósmicas a energias tão elevadas? Neste capítulo serão abordados possíveis fontes de UHECR e como buracos negros podem acelerar partículas próximas ao horizonte de eventos, a partir de colisões que geram uma energia de centro de massa de modo que buracos negros podem ser fontes de UHECR.

2.1 Candidatos a fontes de UHECR

O próprio Diagrama de Hillas, baseado nos modelos de aceleração de partículas *Bottom-up* classifica possíveis objetos astrofísicos como fontes de UHECR, a partir das dimensões do corpo (raio e campo magnético) que sejam suficientes para manter uma partícula em aceleração

até adquirir altíssimas energias e ser propagada pelo Universo, sendo assim, podemos detalhar candidatos a fontes de UHECR [20].

2.1.1 Estrelas de Nêutrons

As estrelas de Nêutrons são um dos objetos mais densos do Universo e surgem após o colapso gravitacional de uma estrela massiva ($> 8 M_{\odot}$). Por conta da sua composição são gerados campos magnéticos da ordem de $\approx 10^{12}$ G, podendo acelerar partículas (Prótons) a altíssimas energias, sendo possíveis fontes de UHECR [23].

2.1.2 Supernovas

O colapso de uma estrela no final da sua vida pode ser chamado também de uma supernova. Quando ocorre uma supernova, uma quantidade imensa de energia é liberada durante a explosão da estrela colapsada. Eventos extremos como este, podem ser classificados como possíveis fontes de UHECR, uma vez que partículas próximas a esse tipo de explosão astrofísica, podem adentrar na seção de choque da supernova e serem aceleradas, como descreve o mecanismo de Fermi. Portanto, fluxos de partículas de altíssimas energias e raios gama podem ser gerados nessas condições extremas de energia [24].

2.1.3 GRBs

As explosões de raios- γ ou *gamma ray bursts* (GRBs) são eventos altamente energéticos capazes de acelerar UHECR e são portanto, possíveis fontes. Sendo assim, como no caso das supernovas, as partículas seriam aceleradas pelas GRBs através do choque difuso gerado pela explosão, onde os raios cósmicos próximos a região de impacto poderiam atingir energias da ordem de 10^{20} eV [25].

2.1.4 Galáxias com Núcleos Ativos - AGNs

Galáxias com núcleos ativos possuem um buraco negro supermassivo com massa equivalente a milhões de vezes a massa do sol (M_{\odot}), que ainda estão acretando matéria presente nas suas proximidades. O principal efeito da presença do buraco negro supermassivo no núcleo da galáxia

é que pode ser observado um excesso na luminosidade total. Em galáxias normais a luminosidade é a soma da emissão térmica das estrelas. Porém, na presença de uma AGN, a luminosidade total é dada em parte pela emissão térmica das estrelas e outra parte significativa da emissão não térmica do núcleo da galáxia. O que significa dizer que, a radiação proveniente de uma AGN, não pode ser descrita simplesmente pelos processos térmicos gerados pelas estrelas, sendo o buraco negro supermassivo o responsável por esta emissão extra [26].

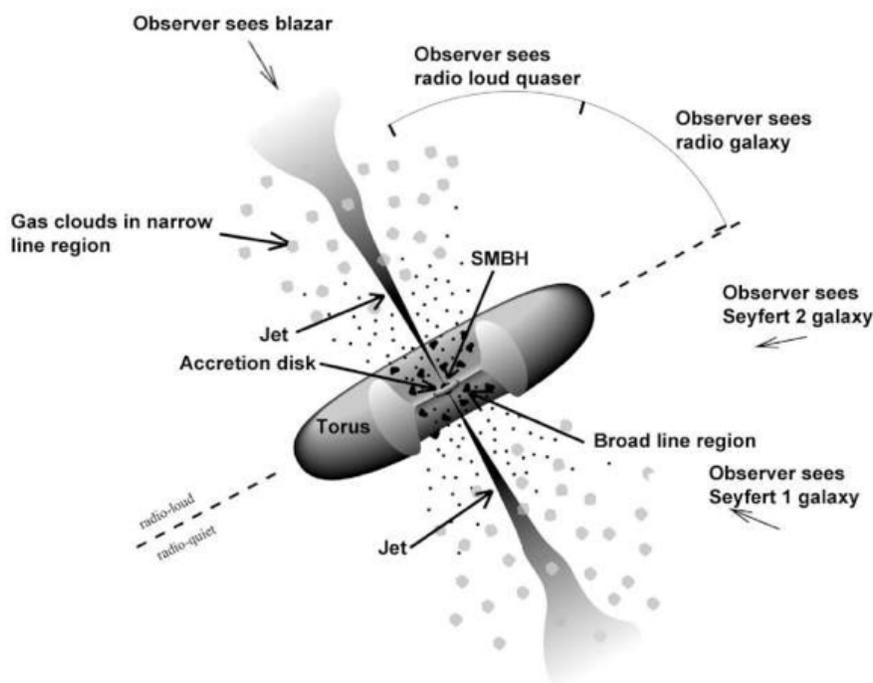


Figura 2.1: Modelo unificado de AGNs. As áreas indicadas mostram os diferentes ângulos de visão que levam aos diferentes tipos de AGNs observados. Fonte: Retirado de [27]

Existem diversas classificações para as AGNs a partir de diferentes fatores como, por exemplo, a emissão ou não de jatos relativísticos e em que parte do espectro eletromagnético esses jatos estão sendo emitidos. A figura 2.1 mostra a representação do modelo unificado de AGNs. As classes de AGNs mais comuns são:

Radiogaláxias

São galáxias que se observadas na região do rádio no espectro eletromagnético, apresentam geralmente uma estrutura dupla de lóbulos que emitem radiação e se estendem por enormes

distâncias. Normalmente são galáxias elípticas que em seu núcleo existe uma forte emissão de matéria sendo expelida na forma de jatos relativísticos [28].

Blazares

Os Blazares são objetos astrofísicos cujo o núcleo apresenta-se como sendo muito compacto e brilhante. A principal característica dos Blazares é a variabilidade em curtos períodos de tempo, luz polarizada e um espectro não térmico, sem linhas de emissão ou absorção. Uma vez que os jatos relativísticos dos Blazares apontam para a Terra, tornam-se possíveis candidatos a aceleradores de UHECR [28].

Galáxias Seyferts

As galáxias do tipo Seyferts possuem como característica um núcleo ativo e brilhante. O espectro de emissão dessas galáxias possuem linhas alargadas o que indica rápidos movimentos dos gases internos no núcleo. A luminosidade observada neste núcleo pode ainda exceder a luminosidade do restante da galáxia, o que indica a presença de um buraco negro supermassivo [29].

Quasares

O termo Quasares vêm de “*quasi-stellar radio sources*” (rádio fontes quase estelares) e são uma classe derivada das AGNs, isso porque emitem a partir do seu núcleo radiação em quase todas as regiões do espectro eletromagnético [30].

2.2 Buracos Negros como aceleradores de UHECR

Atualmente existem diversas evidências observacionais da existência de buracos negros massivos e supermassivos no Universo. Uma vez que até mesmo a luz fica aprisionada, é impossível observar diretamente o buraco negro, mas detecta-se a presença do mesmo a partir dos efeitos gravitacionais causados pela sua presença. Em especial, o movimento de estrelas/objetos as-

tróficos e a luz nas proximidades fornecem evidências da existência de objetos compactos que distorcem o espaço-tempo como previsto pela Teoria da Relatividade Geral (TRG) [31], [32].

Nesta seção será discutido como duas partículas colidindo em direções contrárias na proximidade do horizonte de eventos de um Buraco Negro (BN), podem formar um sistema de centro de massa capaz de acelerar partículas de UHECR. Dois cenários serão apresentados com partículas próximas a: I) Buracos negros de Schwarzschild e II) Buracos Negros de Kerr com baixíssima rotação.

2.2.1 Colisão de partículas próximas a Buracos Negros.

De acordo com o Diagrama de Hillas, AGNs são possíveis fontes de UHECR no Universo, portanto, a dinâmica das partículas cósmicas nas proximidades do horizonte de eventos, podem mostrar como ocorre a aceleração e conseqüentemente, o ganho de energia para que os UHECR escapem de regiões próximas à um BN com altíssimas energias.

Partículas realizando órbitas estáveis próximas ao horizonte de eventos que acabam colidindo-se umas nas outras, podem gerar um sistema de energia de centro de massa capaz de fazer com que partículas, antes presas em suas órbitas, agora escapem para o infinito com um ganho de energia após a colisão [33], [35].

De forma geral, a dinâmica de partículas neutras ou carregadas próximas a buracos negros, podem fornecer informações importantes sobre os fenômenos de altíssimas energias, tanto relacionados à UHECR, como na formação dos jatos relativísticos e dos discos de acreção [36].

A presença dos campos gravitacionais e eletromagnéticos que são gerados por um BN, pode desviar partículas de suas órbitas estáveis, proporcionando as colisões entre partículas gerando o ganho de energia desejado. Uma das explicações para a existência do campo eletromagnético é a presença de plasma nas proximidades do buraco negro. Desse modo, um BN com rotação (Kerr) pode proporcionar energia suficiente à uma partícula que realiza movimento ao seu redor, possibilitando o escape da mesma para o infinito. Esse fenômeno físico desempenha um papel fundamental na ejeção de partículas com altas energias. Bañados, Silk e West [33], mostraram que a colisão de partículas na proximidade de buracos negros de Kerr com spin altíssimo ($a = 1$) pode fornecer a energia necessária para o escape destas.

2.2.2 Colisão de partículas neutras com buracos negros estáticos ou com baixíssima rotação

Baseado no trabalho de Bañados, Silk e West [33], Anjos e Araújo [36],[38], nesta seção se discutem possíveis cenários em que buracos negros possam acelerar partículas realizando órbitas estáveis que colidem umas nas outras. Em especial, investigam-se dois cenários específicos, onde no primeiro, analisam-se partículas neutras, realizando órbitas estáveis próximas ao horizonte de eventos de buracos negros estáticos (Schwarzschild) e um segundo cenário, considerando um buraco negro de Kerr com baixíssima rotação ($a < 0.1$). Para tal análise, faz-se uso de duas métricas do espaço-tempo diferentes.

Buracos negros de Schwarzschild

Neste primeiro cenário, considera-se a métrica do espaço-tempo para um buraco negro de Schwarzschild, que neste caso, representa a solução para as equações de Einstein no vácuo considerando uma esfera totalmente simétrica e estática. Desse modo, o elemento de linha para a solução de Schwarzschild é dado por:

$$ds^2 = g_{tt}dt^2 + g_{rr}dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta\phi^2), \quad (2.1)$$

onde M é a massa gravitacional do buraco negro estático. E g_{tt} e g_{rr} são definidos como:

$$g_{tt} = - \left(1 - \frac{2M}{r} \right), \quad (2.2)$$

$$g_{rr} = \left(1 - \frac{2M}{r} \right)^{-1}. \quad (2.3)$$

Nesse cenário, nós estudamos a colisão de duas partículas próximas ao horizonte de eventos do buraco negro estático. Como mostra a figura 2.2.

Quando duas partículas sejam elas neutras ou carregadas se aproximam do horizonte de eventos de um BN, como mostra a figura 2.2, e, considerando que o espaço é curvo, é necessário definir a energia do centro de massa. Neste caso, considerando duas partículas colidindo, é

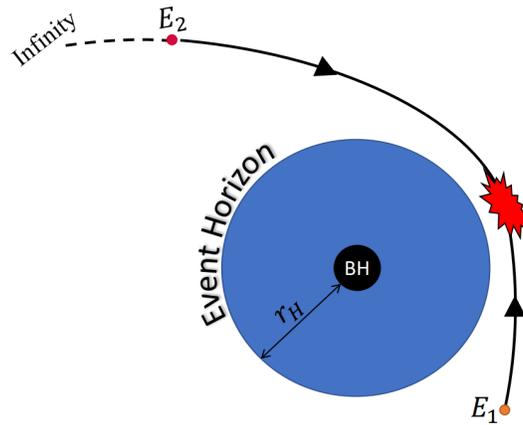


Figura 2.2: Esquema de visualização da colisão de duas partículas na proximidade do horizonte de eventos, de um buraco negro estático. Fonte: Adaptado de [39]

definido como [33]:

$$E_{c.m.} = m_0 \sqrt{2} \sqrt{1 - g_{\mu\nu} u_{(1)}^\mu u_{(2)}^\nu}. \quad (2.4)$$

Onde m_0 é a massa das partículas e, $u_{(1)}^\mu$ e $u_{(2)}^\nu$ são as velocidades de cada partícula normalizadas considerando $g_{\mu\nu} u^\mu u^\nu = -1$. Também tem-se unidades naturais onde $G = c = 1$. Para buracos negros de Schwarzschild, Banãdos, Silk e West já mostram que não são bons aceleradores de partículas, uma vez que as órbitas circulares ao redor de um buraco negro (*innermost stable circular orbits*)(ISCO) seria muito distante em comparação a ISCO de um BN de Kerr [33], como mostra a figura 2.3. As órbitas destacadas na região ICO (*Intermediate circular orbit*) indicam órbitas intermediárias das partículas ao redor do BN.

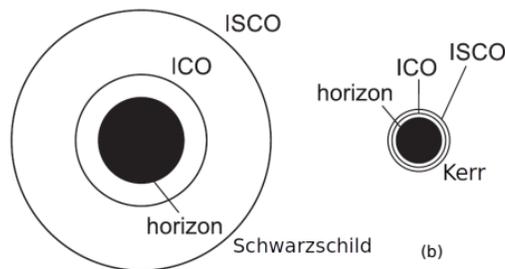


Figura 2.3: Representação das órbitas estáveis para um BN de Schwarzschild e de Kerr. Fonte: Retirado de [35]

Nesse cenário, considerando as equações 2.1, 2.2 e 2.3 e os vetores de Killing $\xi_{(t)} = \xi_{(t)}^\mu =$

$\partial_\mu = \frac{\partial}{\partial t}$, relacionado à conservação de energia da partícula de teste ($E = -g_{t\mu}p^\mu$). E um segundo vetor de Killing $\xi_{(\phi)} = \xi_\phi^\mu = \partial_\mu = \frac{\partial}{\partial \phi}$, relacionado à conservação do momento angular de uma partícula de teste ($L = -g_{\phi\mu}p^\mu$), podemos calcular a solução para uma equação geodésica, onde:

$$\dot{t} = \left(1 - \frac{2M}{r}\right)^{-1}, \quad (2.5)$$

$$\dot{r} = -\frac{1}{r^2} \sqrt{r(2r^2 + 2L^2 - rL^2)}, \quad (2.6)$$

$$\dot{\phi} = \frac{L}{r^2}, \quad (2.7)$$

fazendo $L = l_1$ e $L = l_2$ para o momento angular de cada partícula e, $m_0 = 1$ (unidades naturais), a energia do centro de massa será:

$$E_{c.m.} = \left[\frac{2r^2 - l_1 l_2 (r - 2) - \sqrt{2r^2 - l_1^2} \sqrt{2r^2 - l_2^2}}{r^2 (r - 2)} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (2.8)$$

a partir das equações 2.6 e 2.8, variando o momento angular das partículas, é possível mostrar que BN de Schwarzschild não são bons aceleradores de partículas, como mostra a figura 2.4.

Da figura 2.4, tem-se que, as órbitas estáveis que as partículas devem realizar fica localizado em $r = 6M$, a partir do horizonte de eventos, tornando as órbitas muito distantes do BN, fazendo com que as partículas não sejam aceleradas e não tenham um ganho de energia suficiente para escapar e se propagarem pelo Universo [35].

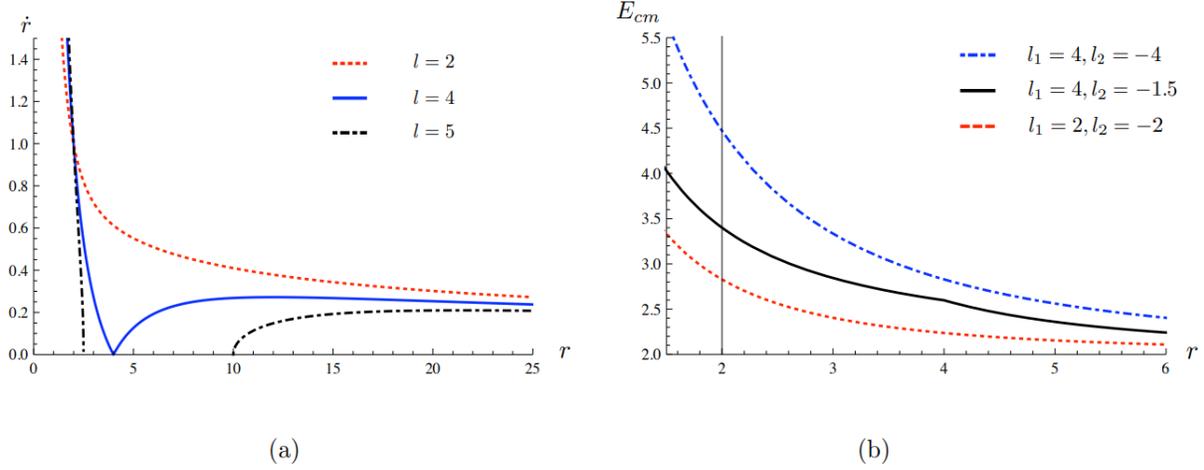


Figura 2.4: (a) Equação geodésica de \dot{r} para partículas neutras, em um buraco negro de Schwarzschild sem campo magnético, variando alguns valores do momento angular da partícula. (b) Variação da energia do centro de massa de duas partículas colidindo nas proximidades do horizonte de eventos, em função da coordenada r , variando o momento angular das duas partículas, a linha sólida indica a região do horizonte de eventos do BN. Fonte: Retirado de [33]

Contudo, um dos cenários que investigamos foi de utilizar o elemento de linha para um buraco negro estático e considerar uma rotação baixíssima. Para tal, no elemento g_{rr} , adiciona-se o spin (a) impondo um limite de que (a) $\ll 1$. Considerando a equação 2.3, pode-se reescrevê-la como:

$$g_{rr} = \left(1 - \frac{2M}{r}\right)^{-1} = \frac{r}{r - 2M}, \quad (2.9)$$

onde M é a massa gravitacional do buraco negro estático. O termo g_{rr} , considerando um spin baixíssimo no limite (a) $\ll 1$, torna-se:

$$g_{rr} = \frac{r}{r + \frac{a^2}{r} - 2M}, \quad (2.10)$$

em que g_{rr} seja válido para um BN em rotação com baixíssimo momento angular. E agora, considerando que duas partículas aproximam-se do buraco negro, com um espaço curvo, é preciso definir uma nova equação da energia do centro de massa. Da equação 2.4, tem-se que o termo dentro da raiz denomina-se equação de vínculo e pode ser reescrito como:

$$g_{\mu\nu}\mu^\mu\mu^\nu = -1, \quad (2.11)$$

a equação 2.11 pode ser expandida em termos de g_{tt} , g_{rr} e $g_{\phi\phi}$, tornando-se:

$$g_{tt}\dot{t}^2 + g_{rr}\dot{r}^2 + g_{\phi\phi}\dot{\phi}^2 = -1, \quad (2.12)$$

considerando que \dot{t} e $\dot{\phi}$ permanecem iguais a 2.5 e 2.7. E que os demais termos são definidos como:

$$g_{\phi\phi} = \Sigma, \quad (2.13)$$

$$g_{tt} = -\left(1 - \frac{2M}{\Sigma}\right), \quad (2.14)$$

$$g_{rr} = \frac{\Sigma}{\Delta}, \quad (2.15)$$

onde $\Sigma = r^2 + a^2 \cos^2 \theta$ e $\Delta = r^2 + a^2 - 2r$. Definindo que as órbitas realizadas pelas partículas são no equador do buraco negro, tem-se que $\theta = 0$, e portanto, o termo de Σ em que aparece θ , torna-se nulo. Podendo encontrar uma equação para \dot{r} a partir da equação de vínculo 2.12. Onde tem-se que:

$$g_{rr}\dot{r} = -1 - g_{tt}\dot{t}^2 - g_{\phi\phi}\dot{\phi}^2, \quad (2.16)$$

isolando \dot{r} , se terá a solução da equação geodésica como sendo:

$$\dot{r} = \frac{-1 - g_{tt}\dot{t}^2 - g_{\phi\phi}\dot{\phi}^2}{g_{rr}}, \quad (2.17)$$

sabe-se que para duas partículas colidindo a equação geodésica da energia do centro de massa, é definida pela equação 2.4. Agora tem-se para esse novo cenário \dot{t} , \dot{r} e $\dot{\phi}$ definidos e, podendo encontrar uma nova equação da energia do centro de massa considerando o BN de Schwarzschild com um spin no limite de (a) $\ll 1$. Portanto, $E_{c.m.}$ neste caso será:

$$E_{c.m.} = m_0\sqrt{2}\sqrt{1 - g_{tt}\dot{t}_{(1)}\dot{t}_{(2)} - g_{rr}\dot{r}_{(1)}\dot{r}_{(2)} - g_{\phi\phi}\dot{\phi}_{(1)}\dot{\phi}_{(2)}}, \quad (2.18)$$

onde os sub-índices 1 e 2 indicam os termos de cada partícula do sistema de centro de massa. Substituindo todos os termos na equação 2.18, teremos que $E_{c.m.}$ será:

$$= m_0 \sqrt{2} \left[1 - \left(- \left(1 - \frac{2M}{r^2} \right) \left(1 - \frac{2M}{r} \right) \left(1 - \frac{2M}{r} \right) - \left(\frac{r}{r + \frac{a^2}{r} - 2M} \right) \dot{r}_1 \dot{r}_2 - \left(r^2 \left(\frac{l_1}{r^2} \right) \left(\frac{l_2}{r^2} \right) \right) \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (2.19)$$

Com as equações 2.17 e 2.19 se chega aos seguintes resultados, como mostram as figuras 2.5 e 2.6. Como dito anteriormente, para um BN de Schwarzschild as órbitas estáveis das partículas seriam na região de $r = 6M$, que é exatamente o que a linha contínua indica no centro da figura 2.4.

Portanto, quanto maior a velocidade da partícula na região destacada, maiores são as chances da partícula ter um ganho de energia e escapar da sua órbita estável. O melhor cenário que encontramos foi considerando $l_1 = 7$, para o momento angular da partícula de teste. Variando o momento angular, vê-se uma tendência de aumento da energia e da velocidade da partícula ao se aproximar do BN, melhorando a probabilidade de escape da mesma.

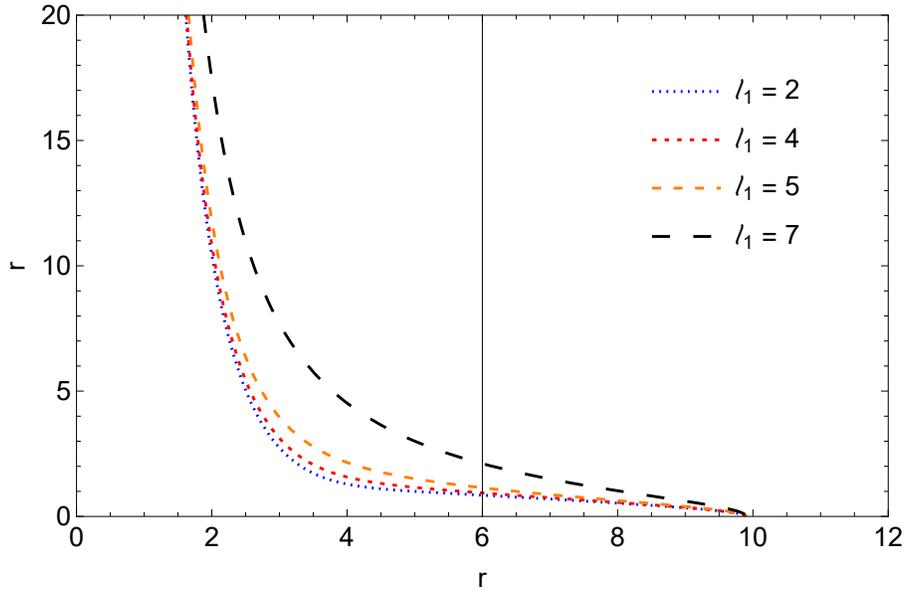


Figura 2.5: Equação geodésica de \dot{r} para partículas neutras em um buraco negro de Schwarzschild sem campo magnético, com um baixíssimo spin ($a \ll 1$) variando alguns valores do momento angular da partícula. Fonte: O autor.

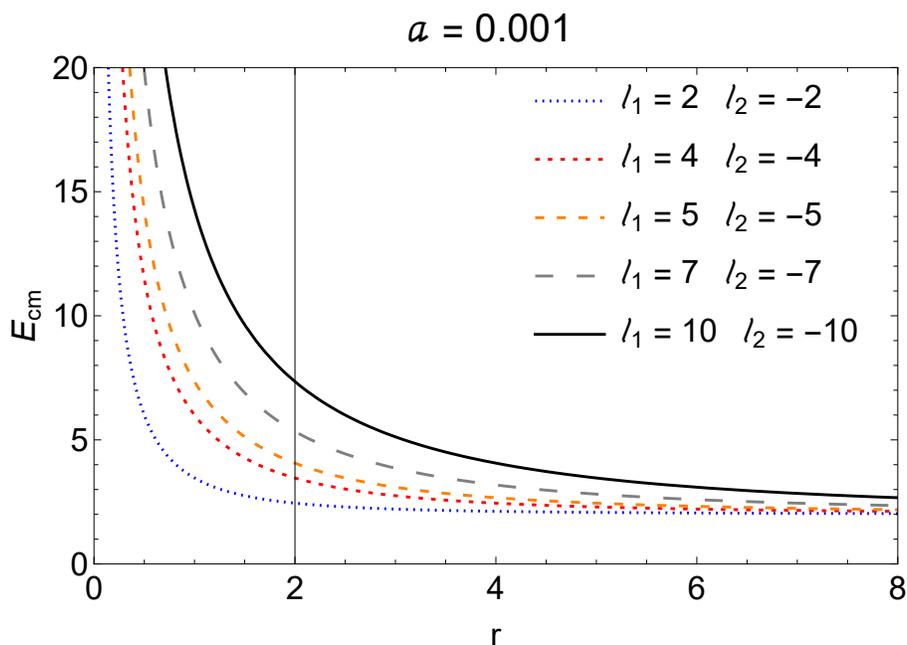


Figura 2.6: Variação da energia do centro de massa de duas partículas colidindo nas proximidades do horizonte de eventos em função da coordenada r , variando o momento angular das duas partículas considerando a equação 2.19 e um spin de $a = 0.001$. Fonte: O autor.

A figura 2.6, mostra o comportamento da energia do centro de massa considerando o BN em rotação com baixíssimo momento angular, onde pode haver a variação do momento angular das partículas que colidem (l_1 e l_2). Desse modo, a energia do centro de massa só aumenta de forma significativa quando as órbitas estão dentro do raio de Schwarzschild, ou seja, dentro da região que vai até $2R$, impossibilitando que as partículas tenham um ganho de energia suficiente para escapar e se propagarem. E, mesmo com uma pequena rotação não seriam bons aceleradores de partículas. De qualquer forma, é interessante notar uma tendência de aumento da energia e consequentemente da velocidade das partículas quando o momento angular (l_1 e l_2) aumenta.

A figura 2.7 mostra a influência de diferentes spins na equação de energia do centro de massa 2.19. Onde se vê que até um spin de $a = 0.1$, não é possível observar diferenças na solução da equação à medida que a consequente variação do momento angular é mínima.

Nesse cenário, considera-se um buraco negro a partir da solução das equações de Einstein no vácuo, de Schwarzschild mas com a hipótese de um objeto quase-estático, foi possível observar certas tendências de ganho de energia em função do momento angular das partículas que coli-

dem. Mas, não a ponto de permitir que as partículas realizando órbitas estáveis escapem e se propaguem pelo Universo a partir do ganho de energia, constatado pelas soluções das equações geodésicas.

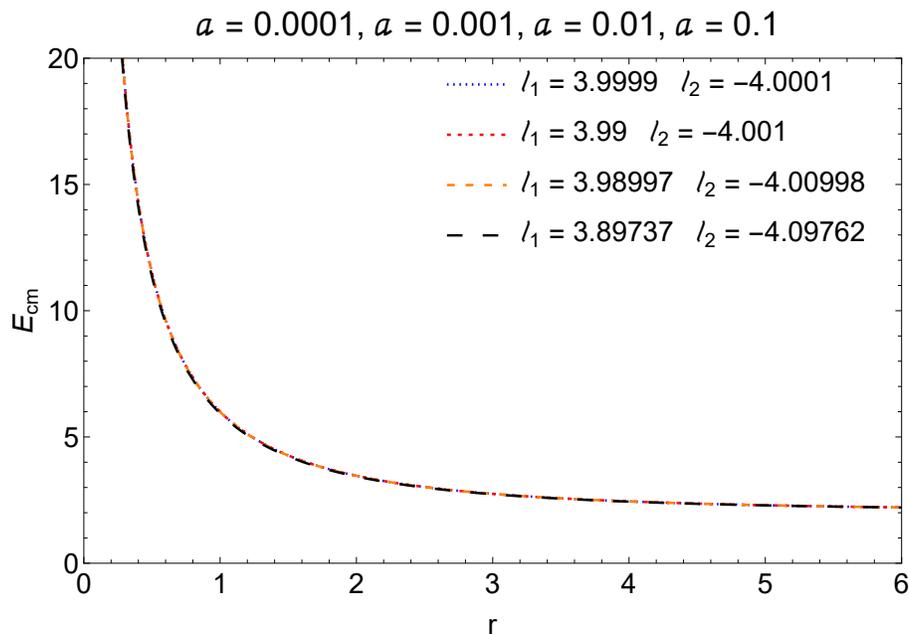


Figura 2.7: Variação da energia do centro de massa de duas partículas colidindo nas proximidades do horizonte de eventos em função da coordenada r , variando o spin do BN em rotação com baixíssimo momento angular. Fonte: O autor.

Buracos Negros de Kerr

O segundo cenário investigado foi de considerar um buraco negro de Kerr quase-estático, pois, utilizando as soluções da métrica do espaço-tempo temos a presença do campo magnético que, em hipótese, pode contribuir à aceleração de partículas que realizam órbitas estáveis nas proximidades do BN. Além da presença do campo magnético nas equações, outra vantagem é que as órbitas estáveis seriam muito mais próximas do horizonte de eventos, demonstrado na figura 2.2. Gerando um possível ganho de energia mais efetivo para o escape das partículas em direção ao infinito [33],[34], [36], [37].

Nesta seção considera-se um buraco negro de Kerr quase estático, ou seja, com spins baixís-

simos no vácuo. Onde o elemento de linha do espaço curvo é definido como:

$$ds^2 = -\left(1 - \frac{2M}{\Sigma}\right)dt^2 - \frac{4aMr \sin^2 \theta}{\Sigma} dt d\phi + \frac{\Sigma}{\Delta} dr^2 + \Sigma d\theta^2 + \frac{(r^2 + a^2)^2 - a^2 \Delta \sin^2 \theta}{\Sigma} \sin^2 \theta d\phi^2, \quad (2.20)$$

em que M , é a massa gravitacional do buraco negro, a é o momento angular normalizado pela massa, $\Sigma = r^2 + a^2 \cos^2 \theta$ e $\Delta = r^2 + a^2 - 2Mr$. Para um buraco negro de Kerr, o horizonte de eventos é localizado em $r_h = M + \sqrt{M^2 - a^2}$. A última órbita estável para uma partícula nas proximidades do BN está descrita na figura 2.2. Tratando-se de um buraco negro com rotação, existe a influência do spin. Na posição da ISCO, a figura 2.8 mostra a influência do spin onde, quanto maior o spin mais deslocado é o potencial mínimo. Esse deslocamento ocorre no sentido da direção do horizonte de eventos, indicando que a ISCO está muito próxima do horizonte à medida que o valor do spin se aproxima de 1 [33], [35], [36].

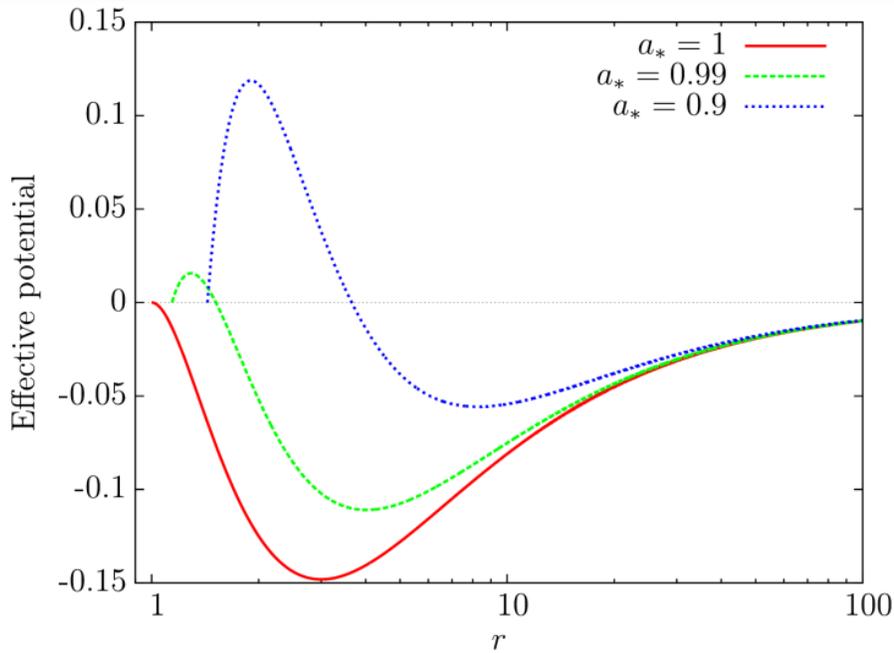


Figura 2.8: Potencial efetivo para partículas próximas ao horizonte de eventos. Fonte: Retirado de [40]

A figura 2.9 representa a situação das partículas colidindo nas proximidades do buraco negro de Kerr, nesse cenário, o momento angular de cada partícula por unidade de massa variam entre $-2(1 + \sqrt{1 + a}) \leq l \leq 2(1 + \sqrt{1 - a})$. O raio de colisão das partículas também é definido como sendo $r = r_+ = 1 + \sqrt{1 - a^2}$ e vai se aproximando do horizonte de eventos.

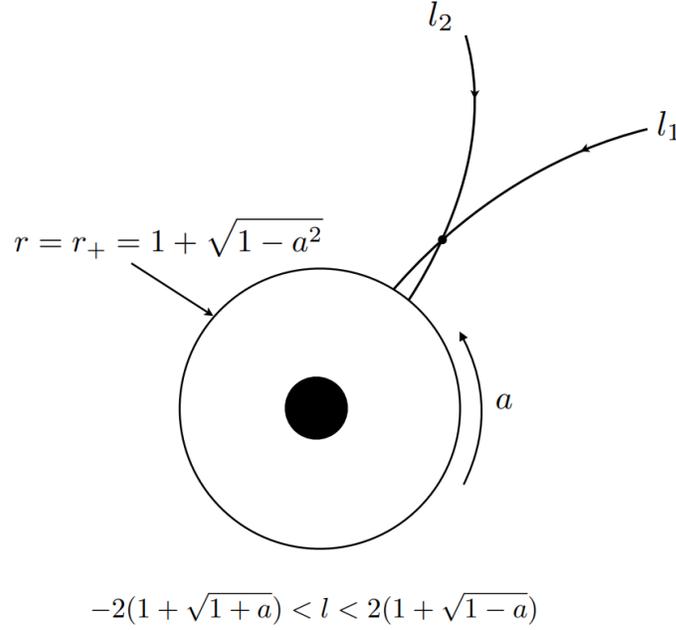


Figura 2.9: Esquema de duas partículas colidindo nas proximidades do horizonte de eventos de um BN de Kerr com momento angular (por unidade de massa). Os limites de (1) são para as equações geodésicas. Fonte: Retirado de [33]

Considerando a presença de campos magnéticos combinados com o spin do BN, pode-se ter um cenário em que seja possível obter as condições favoráveis à aceleração de partículas cósmicas. Entretanto, uma grande quantidade de fluxo magnético pode amortecer o movimento das partículas [35], [36]. Utilizando a equação 2.20, determina-se a equação geodésica das partículas, onde a energia do centro de massa será desenvolvida a partir da equação 2.4. Sendo que agora, tem-se que:

$$g_{\mu\nu}\mu_{(1)}^\mu u_{(2)}^\nu = \left(\frac{2}{r} - \frac{a^2}{r^2} - 1\right) \frac{T_1 T_2}{\Delta} + \frac{(aE_1 - L_1)(aE_2 - l_2)}{r^2} + \frac{r^2}{\Delta} \dot{r}_{(1)} \dot{r}_{(2)}, \quad (2.21)$$

onde:

$$E_1 = E_2 = 1 - 2aB + 2aB/r, \quad (2.22)$$

$$L_1 = l_1 + 2a^2B/r - (r^2 + a^2)B, \quad L_1 = l_2 + 2a^2B/r - (r^2 + a^2)B, \quad (2.23)$$

a solução geodésica para $r_{(i)}$ é obtida resolvendo a equação de vínculo $g_{\mu\nu}u^\mu u^\nu = -1$. Que neste caso, expandindo na soma de Einstein, teremos:

$$g_{tt}\dot{t}_{(1)}^2 + 2g_{t\phi}\dot{t}_{(1)}\dot{\phi}_{(1)} + g_{rr}\dot{r}^2 + g_{\phi\phi}\dot{\phi}_{(1)}^2 = -1. \quad (2.24)$$

A solução da geodésica radial para $r_{(i)}$ está demonstrada na figura 2.10 para diferentes valores de l_1 e l_2 das partículas colidindo com um campo magnético e valores de spins para o buraco negro de Kerr quase estacionário.

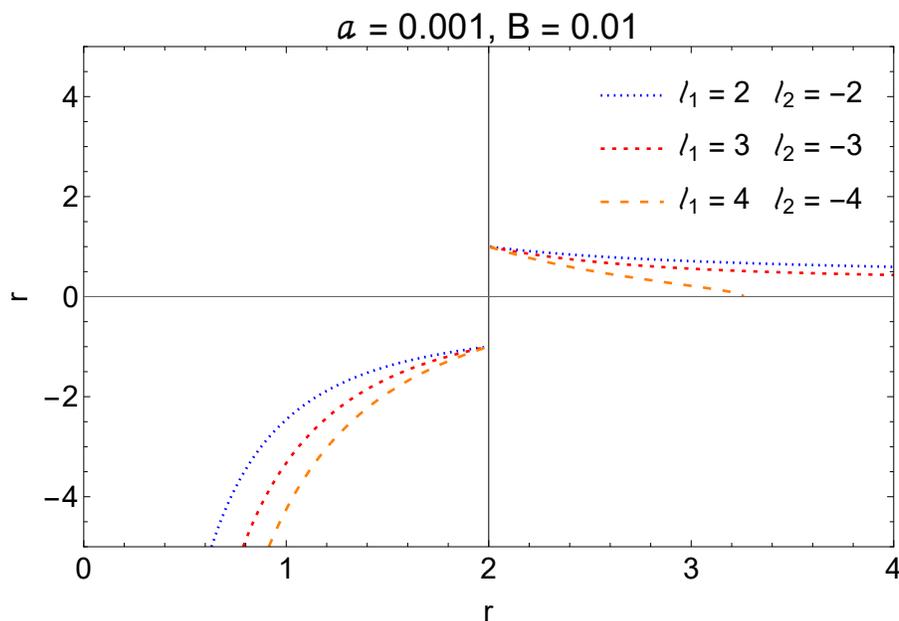


Figura 2.10: Solução da geodésica radial para um buraco negro de Kerr quase estacionário com campo magnético de baixa intensidade. Fonte: O autor.

A figura 2.11 mostra a solução da geodésica para a energia do centro de massa ($E_{c.m.}$). A partir desse resultado, considerando um spin baixo, ou seja, um buraco negro de Kerr quase estacionário vemos que o campo magnético gerado aprisiona as partículas, fazendo com que elas sejam desaceleradas a medida que o raio de suas órbitas estáveis (ISCO) diminuem.

De qualquer modo, a presença do spin do buraco negro, como demonstra Bañados, Silk e West [33] mostram possíveis cenários das partículas escaparem à medida que o spin do buraco negro torna-se mais significativo (aproximando-se de $a = 1$), uma vez que muda o comportamento do campo magnético gerado pelo spin. Com spins menores, as partículas são aprisionadas em suas órbitas e não escapam, mas, em cenários extremos de spins altíssimos, partículas carregadas podem ser aceleradas após as colisões e escaparem das suas respectivas ISCO, sendo propagadas pelo Universo.

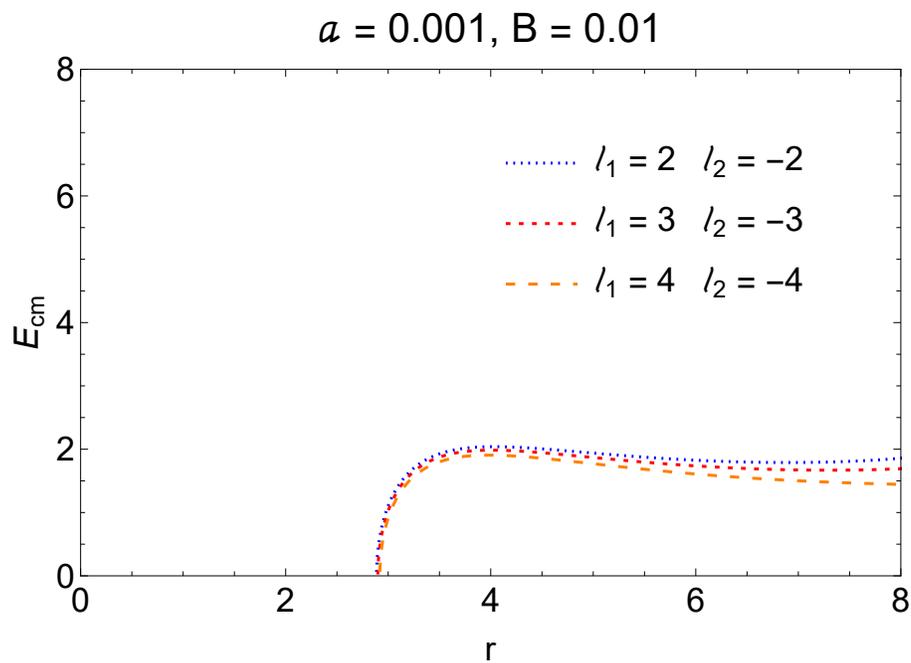


Figura 2.11: Solução da geodésica para a energia do centro de massa de duas partículas colidindo nas proximidades do horizonte de eventos de um buraco negro de Kerr quase estacionário com campo magnético de baixa intensidade. Fonte: O autor.

Capítulo 3

Observatórios

Este capítulo explana sobre os principais observatórios e experimentos espalhados pelo mundo que contribuem para a pesquisa a respeito dos UHECR, bem como aborda os métodos de detecção dos eventos utilizados pelos observatórios.

Ao longo das últimas décadas, foram construídos diversos observatórios dedicados a detecção de eventos da interação entre as partículas cósmicas e a atmosfera terrestre. Experimentos que podem ser destacados são: **Haverah Park**, que foi um dos observatórios pioneiros e coletou dados sobre UHECR até 1987 na Inglaterra; **KASCADE** e **KASCADE-Grande** [41] ficavam situados na Alemanha e assim como o Haverah Park utilizava tanques espalhados pela superfície para realizar a coleta dos dados.

Os experimentos **KASCADE** e **KASCADE-Grande** foram encerrados em 2013 e tinham o objetivo de realizar medidas de eventos de altíssimas energias na ordem de 10^{16} eV até 10^{18} eV. Outro experimento é o **Fly's Eye**. Os resultados obtidos por este observatório mostrou a região do espectro de raios cósmicos, que hoje chamamos de tornozelo do espectro, o Observatório **HiRes** foi o sucessor do **Fly's Eye** e utilizava dois telescópios para realizar as medidas [42].

Tratando sobre observatórios que estão em funcionamento nos dias de hoje temos o **Telescope Array**, que entrou em funcionamento em 2007 e, com os resultados obtidos, fazendo uso de dois métodos de detecção foi possível medir a supressão GZK [43].

Esta seção destaca o **Observatório Pierre-Auger** [44] e o **Cherenkov Telescope Array** [45], bem como os métodos de detecção utilizados.

3.1 Observatório Pierre-Auger

O maior observatório focado na detecção de eventos de raios cósmicos já construído fica localizado na região de Mendonza, na cidade de Malargüe, na Argentina. O Observatório Pierre Auger ocupa uma área de 3000 km², projetado para detectar eventos de UHECR com energias superiores a 10¹⁷ eV. O experimento realiza as medidas de forma híbrida: detectores de superfície (SD) e detectores de fluorescência (FD), o qual combinando ambas as técnicas, o observatório coleta dados desde 2004 com grande precisão e eficiência [46].

O Observatório Pierre-Auger conta com 1660 tanques de detecção da radiação Cherenkov vinda dos chuueiros atmosféricos. Estes são preenchidos no seu interior com água permitindo a detecção dos eventos e conta com quatro telescópios que realizam medidas usando a técnica de detecção de fluorescência, os pontos espalhados pela figura 3.1 representam os tanques de radiação Cherenkov [48].

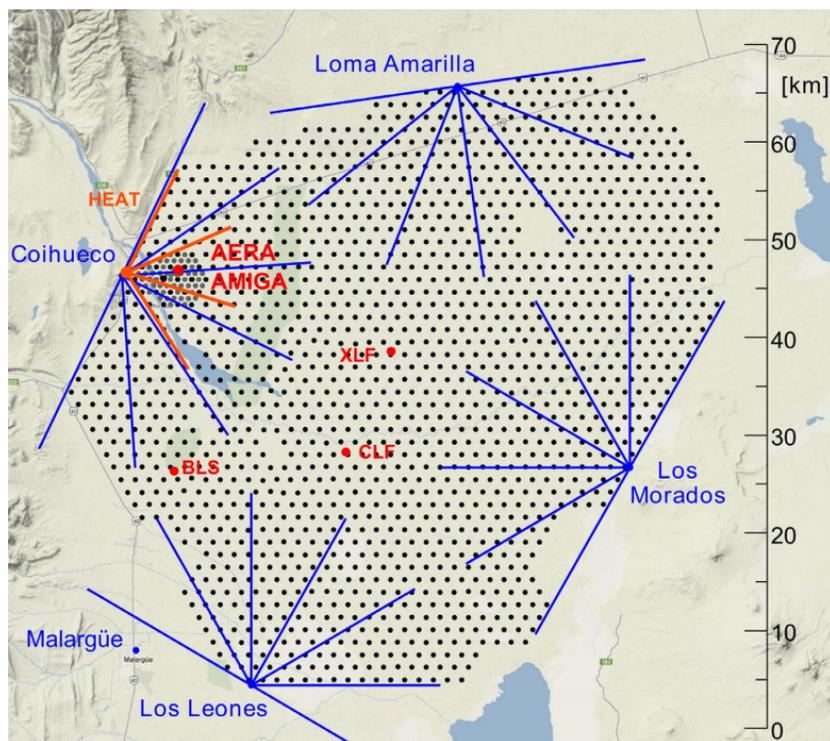


Figura 3.1: Representação do esquema de detecção do Observatório Pierre Auger. Os pontos pretos indicam os 1660 tanques. As linhas contínuas indicam o campo de visão dos quatro telescópios utilizados. Fonte: Retirado de [48].

Com os resultados do Pierre Auger, foi possível resolver a divergência entre resultados de outros observatórios, isso devido a sua grande precisão. A grande extensão é necessária por conta do baixo fluxo de eventos dos UHECR, assim a distribuição dos detectores foi realizada de maneira otimizada para coletar da melhor forma possível os dados a partir de 10^{17} eV do espectro de raios cósmicos.

3.1.1 Detectores de Superfícies

Os detectores de superfícies são chamados também de detectores de radiação Cherenkov. Na região do observatório os tanques são espalhados de forma triangular a 1,5 km de distância entre eles. Os tanques possuem cerca de 1,2 m de altura e 10 m^2 de área e o seu interior é preenchido com água ultrapura para melhorar a detecção da radiação Cherenkov, maximizando a coleta dos fótons através das três fotomultiplicadoras existentes em cada tanque. A luz Cherenkov é detectada a partir da interação das partículas geradas pelos chuveisiros atmosféricos que ocorrem dentro da área de ação do observatório [44].

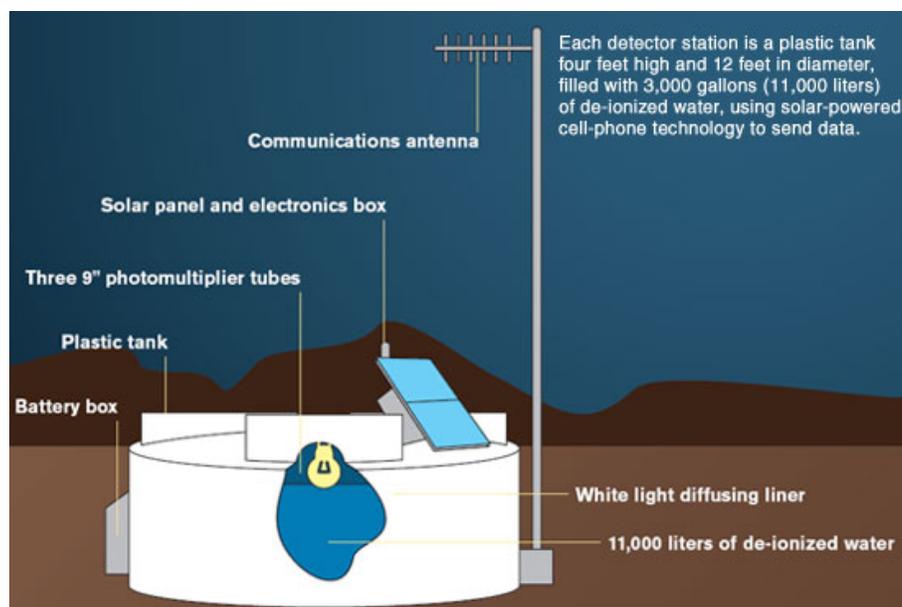


Figura 3.2: Ilustração de um detector de superfície e os seus componentes. Fonte: Retirado de [47]

As medidas feitas pelos tanques são realizadas a partir de um sinal da passagem de múons, elétrons e pósitrons pelo tanque. Os dados obtidos por cada detector são enviados para uma

central via uma conexão sem fio. O funcionamento elétrico do tanque é garantido a partir de duas baterias que são carregadas através de painéis solares [46] [48].

3.1.2 Detectores de Fluorescência

Outro método de detecção de UHECR utilizado no Observatório Pierre Auger são os detectores de fluorescência que são telescópios, cujo o objetivo é captar a luz emitida à partir da interação das partículas que compõem os chuveitos atmosféricos extensos com as moléculas da atmosfera. A luz capturada pelos telescópios é na faixa do ultravioleta, produzida pela excitação das moléculas de nitrogênio no processo chamado de fluorescência. Para esses detectores, o raio cósmico é como uma lâmpada UV disparando na atmosfera a sua luz [49], [50].

Os telescópios são compostos por um espelho de 11 m² cada, com um diâmetro de 2,2 m e um raio de curvatura de 3,4 m. Em cada telescópio existe um filtro, cuja função é reduzir a luz de fundo detectada, melhorando a razão entre o sinal e o ruído. A luz UV é focada na direção de uma câmera que possui tubos fotomultiplicadores. Ao passar um chuveiro atmosférico pelas fotomultiplicadoras, é produzido um rastro do qual as cores indicam as diferenças no tempo de chegada da radiação na câmera [49], [50], como mostra a figura 3.3.

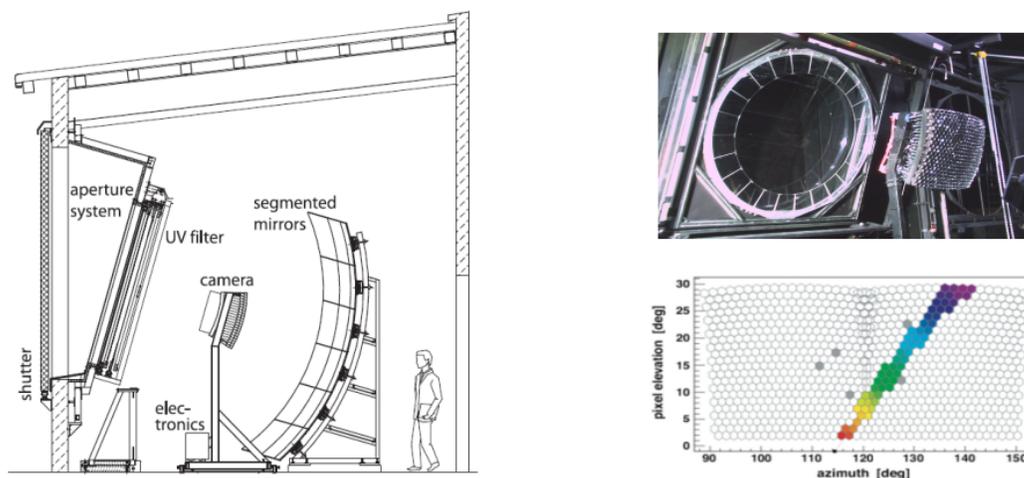


Figura 3.3: Ilustração dos componentes de um detector de fluorescência e reprodução do rastro a partir da detecção dos chuveiros atmosféricos, mostrando os tubos fotomultiplicadores acionados. Fonte: Retirado de [50]

3.2 *Chrenkov Telescope Array - CTA*

O *Cherenkov Telescope Array* será a nova geração de observatórios desenvolvidos para a detecção de eventos de altíssimas energias. Contando com dois sítios de observação, o CTA será o primeiro observatório de raios gama no solo, com mais de cem telescópios espalhados. Sendo dez vezes mais sensível e com uma excelente precisão na detecção de raios gama de altíssimas energias. Um dos sítios ficará localizado no hemisfério sul no deserto do Atacama, no Chile. Enquanto o outro ficará no hemisfério norte em La Palma, na Espanha. Na figura 3.4 é possível ver uma imagem renderizada de como será o sítio sul do observatório [45].

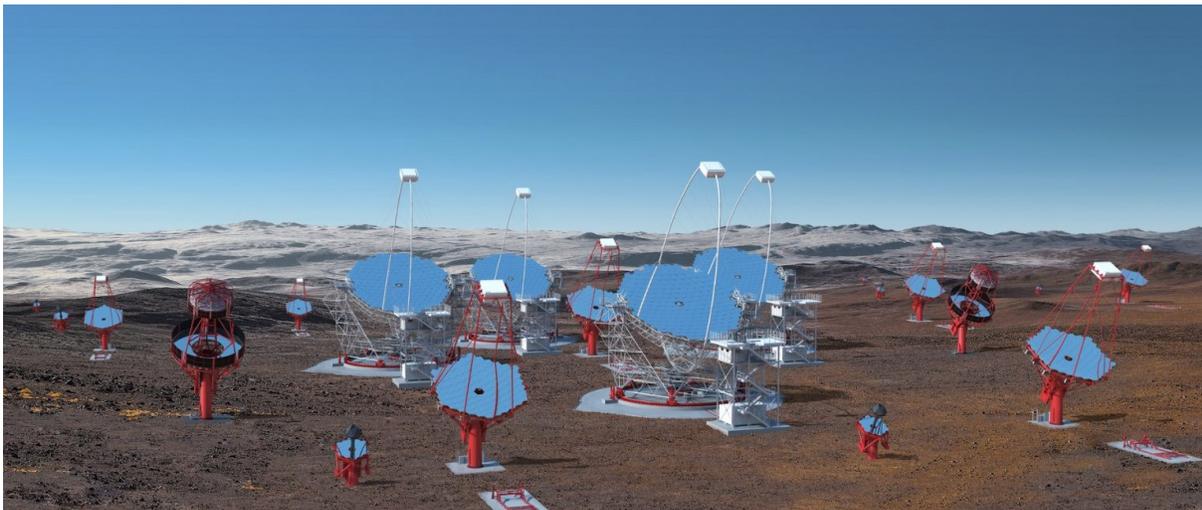


Figura 3.4: Renderização do sítio sul do CTA. Fonte: Retirado de [45]

O objetivo do CTA é conseguir realizar observações de eventos dos raios gama desde mais baixas energias até altíssimas energias. Assim, o hemisfério norte será focado em fazer medidas de baixa e média energia da ordem de 20 GeV a 20 TeV. Enquanto o sítio do hemisfério sul será dedicado a cobrir toda a faixa de energia dos raios gama desde 20 GeV até 300 TeV. Para isso, o CTA contará com três tipos de telescópios que serão espalhados em cada sítio: 1) telescópios de tamanho pequeno (*small-sized telescope - SST*) que serão dedicados a medir eventos de mais alta energia. 2) telescópios de tamanho médio (*mediu-sized telescope - MST*) e 3) telescópios grandes (*large-sized telescope - LST*) focados em medir eventos de média e baixa energia para raios gama [51].

A figura 3.5 mostra um esquema de como será a distribuição dos três tipos de telescópios no sítio do hemisfério sul, visando a observação de eventos de todo o espectro de energia dos raios gama.

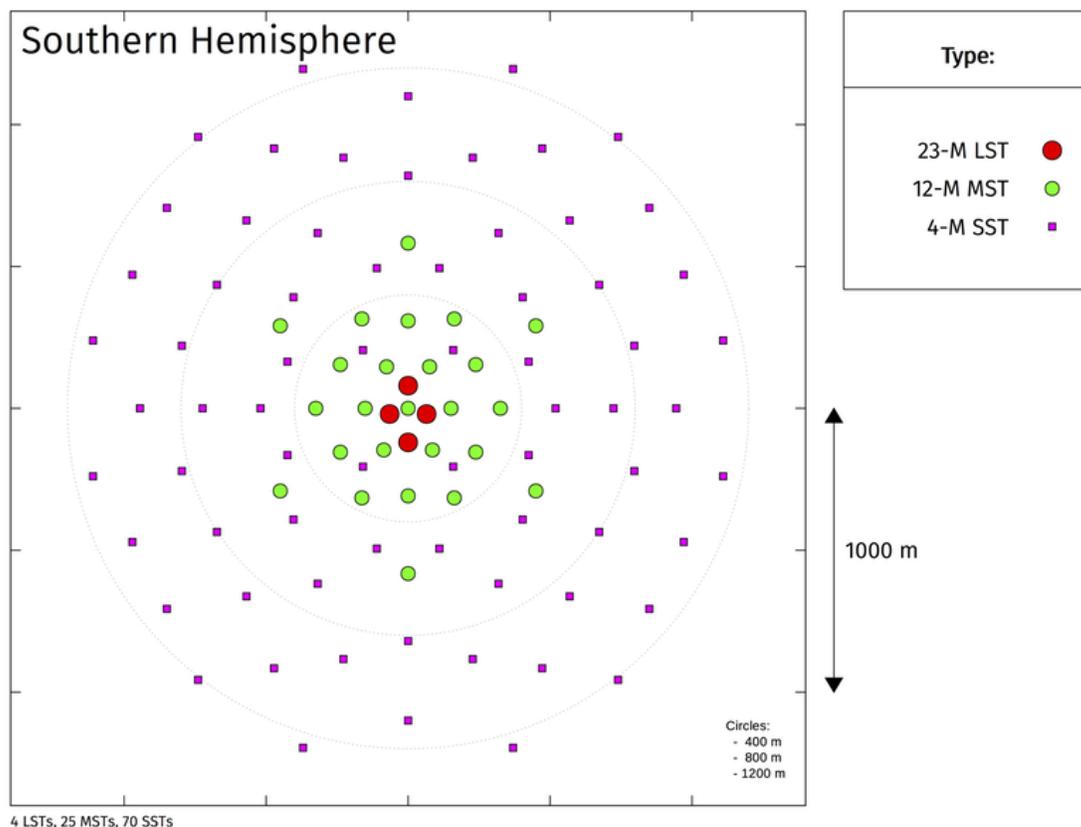


Figura 3.5: Distribuição dos telescópios que compõem o sítio no hemisfério sul do CTA.

Fonte: Retirado de [45]

A ampla observação do espectro de energia dos raios gama são de grande importância para compreender a Física de partículas mensageiras. As medidas de energias mais baixas fornecem informações sobre todo o nosso Universo, enquanto que as medidas de energias mais elevadas são fundamentais para estudar possíveis fontes aceleradoras de raios cósmicos. Além do mais, amplas medidas do espectro de gama podem, no futuro, maximizar as chances de detecção de novas classes de fontes ainda desconhecidas, como por exemplo, para a matéria escura. Podendo contribuir para melhorar resultados já conhecidos desta área a partir das novas medidas que serão realizadas pelo CTA. Espera-se que, com os novos dados que serão obtidos, muitas questões ainda em aberto sejam respondidas ao longo dos próximos anos [51].

Capítulo 4

Propagação de Raios Cósmicos

Esta seção discute sobre os processos que ocorrem durante a propagação dos raios cósmicos desde a sua origem até a Terra. Vários processos físicos ocorrem durante a propagação dos raios cósmicos alterando a trajetória e o espectro.

Na propagação, as interações ocorrem de duas maneiras primárias: 1) Processos de perdas de energia a partir da interação com a radiação cósmica de fundo presente no Universo e 2) Interação com os campos magnéticos.

A propagação dos raios cósmicos é também dividida em dois tipos: os raios cósmicos galácticos, que são produzidos dentro da nossa própria galáxia e, por sua vez, precisam apenas viajar pelo meio interestelar para chegar na Terra; e os raios cósmicos extragalácticos, que precisam viajar através da sua galáxia de origem, posteriormente o meio interestelar entre as galáxias para então terem a sua trajetória pela *Via-Láctea* e, por fim, chegar a Terra.

Desse modo, existem modelos que buscam caracterizar quais as principais interações que ocorrem entre as partículas cósmicas e o meio interestelar do Universo. De forma geral, a interação dos raios cósmicos, com a radiação cósmica de fundo - CMB (*Cosmic Microwave Background*), é o principal modelo a ser levado em consideração durante a propagação.

Sabemos que a nossa galáxia não é capaz de acelerar partículas cósmicas com energias superiores a 10^{17} eV. Portanto, é necessário considerar que os campos magnéticos gerados pelas galáxias também influenciam na trajetória e propagação de UHECR, uma vez que, muito provavelmente estes são gerados fora da nossa galáxia.

Igualmente, serão explanadas as linhas gerais sobre o *software* CRPropa3, muito utilizado na

propagação de partículas, para realizar as simulações de raios cósmicos sem campo magnético ou com campo magnético.

4.1 Perdas de energia

Serão percorridos os principais processos de perdas de energias que ocorrem ao longo da propagação dos raios cósmicos, desde a sua fonte até a Terra. São os modelos descritos a seguir, que buscam explicar o espectro de raios cósmicos observados da Terra através das medidas já realizadas ao longo das últimas décadas.

4.1.1 *Cosmic Microwave Background - CMB*

A radiação cósmica de fundo (CMB) é composta por fótons na faixa de micro-ondas do espectro eletromagnético. Tais fótons estão espalhados por todo o Universo e são como remanescentes do *Big Bang*. Muitos dos processos de perdas de energias de raios cósmicos ocorrem a partir da interação entre as partículas cósmicas e a CMB, sendo assim, todas as partículas de raios cósmicos interagem com a CMB [52].

4.1.2 Efeito GZK

Um dos principais efeitos gerados a partir da interação da radiação cósmica com a CMB é o efeito GZK (Greisen-Zatsepin-Kuzmin) [19]. Em um cenário de colisão de um próton de altíssima energia (10^{20} eV) com um fóton da CMB, a energia produzida a partir desse choque faz com que o próton perca muita energia (≈ 200 MeV).

Uma das principais aplicações do efeito GZK é a esfera GZK (l_{GZK}) que consiste em determinar a distância máxima que uma partícula pode percorrer acima da energia de GZK, que é na ordem de 10^{19} eV. Logo, um fluxo de prótons vindo de uma distância superior a distância da esfera (l_{GZK}) deve ser suprimida de forma significativa. Esse fenômeno é chamado de supressão ou efeito GZK na propagação de partículas cósmicas de altíssimas energias [53].

O fenômeno foi previsto por Greisen, Zatsepin e Kuzmin o qual deve ocorrer uma diminuição/queda do fluxo de raios cósmicos com energias superiores a 10^{19} eV.

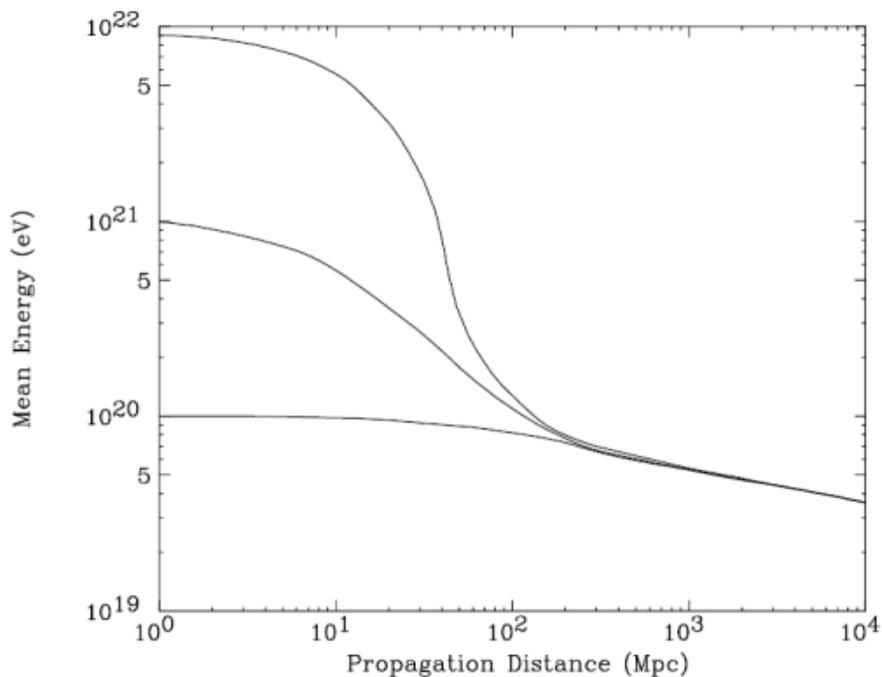


Figura 4.1: Energia média de um núcleo em função da distância de propagação para partículas com diferentes energias iniciais de: 10^{20} eV, 10^{21} eV e 10^{22} eV. Fonte: Retirado de [53].

Na figura 4.1 é possível ver o efeito da supressão GZK atuando em partículas com diferentes energias iniciais. Percebe-se que para partículas com energias superiores a 10^{20} eV, o efeito é melhor percebido no corte da energia dessas respectivas partículas, conseqüentemente fazendo com que o fluxo de partículas com esse nível de energia seja menor, à medida que a distância de propagação considerada seja suficientemente grande comparada a esfera GZK.

4.1.3 Fotoprodução de Píons

A fotoprodução de Píons, além de ser o principal mecanismo de produção de raios gama a partir de interações hadrônicas, também é o mecanismo gerador do Efeito GZK, o que sucede a forte supressão no espectro de prótons de altíssimas energias (5×10^{19} eV) [54]. Os prótons

a altíssimas energias podem produzir partículas secundárias nas interações com os fótons da radiação cósmica de fundo. A interação pode ser descrita como:

$$p + \gamma \rightarrow N + n\pi. \quad (4.1)$$

N corresponde ao núcleo do próton e n , o número de píons produzidos na interação entre próton e fóton da radiação cósmica de fundo. Para que a fotoprodução de píons ocorra, é necessário que o núcleo ultrapasse um limiar de energia (*threshold*), que para o caso do próton é de $E_{th} \approx 280$ MeV.

Um dos principais produtos dessa interação é a formação de raios gama secundários a partir do decaimento dos píons formados na fotoprodução. Os píons gerados funcionam como um mecanismo de conversão da energia cinética dos prótons para os raios gama:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma, \quad (4.2)$$

$$\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma. \quad (4.3)$$

Nas equações 4.2 e 4.3, π^0 são os píons neutros. A partir do decaimentos dos píons são formados fluxos secundários de partículas mensageiras, que serão muito utilizados no capítulo 5 deste trabalho.

4.1.4 Produção de Pares

Outra forma de interação entre núcleos carregados e a CMB que ocorre durante a propagação dos raios cósmicos é a produção de pares. Com um limiar de energia mais baixo, se comparado com a fotoprodução de píons, a produção de pares ocorre de forma contínua durante a trajetória do núcleo. A interação considerando um fóton da CMB pode ser descrito como:

$$A + \gamma_{CMB} \rightarrow A + e^+ + e^-, \quad (4.4)$$

A é o núcleo carregado. A figura 4.2 mostra resultado da produção de pares que é a formação do par elétron-pósitron e, como ocorre de forma contínua, é um importante mecanismo de perda de energia dos raios cósmicos. Esse processo é considerado contínuo, pois a fração de energia que se perde a cada interação é bem pequena e, para núcleos mais leves como o próton, a energia

mínima necessária é mais baixa se comparada com a fotoprodução de píons, que também ocorre com prótons, mas que, necessariamente precisam ter altíssimas energias.

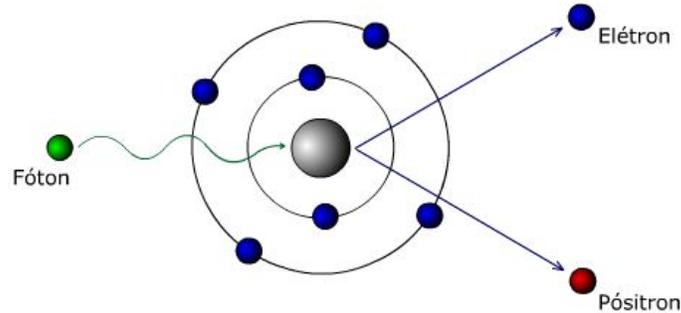


Figura 4.2: Esquema representando a produção de pares. Fonte: Retirado de [55]

A energia mínima necessária para que ocorra a produção do par elétron-pósitron pode ser obtida considerando a expressão 4.5, onde E_A e $E_{\gamma_{CMB}}$ são as respectivas energias do núcleo e do fóton, enquanto que Δm é a diferença de massa que ocorre após a produção de pares [22]:

$$E_A E_{\gamma_{CMB}} = \Delta m \cdot \left(m_A + \frac{\Delta m}{2} \right), \quad (4.5)$$

a diferença Δm será:

$$\Delta m = m_e + m_e + m_A - m_A - m_{\gamma_{CMB}} = 2m_e, \quad (4.6)$$

onde consideramos que $m_A \approx Am_p$ para o caso de um núcleo de próton. A energia do fóton CMB é de $\approx 2,34 \times 10^{-4}$ eV. Obtemos da equação 4.5 que E_A será:

$$E_A = \frac{m_e}{E_{\gamma_{CMB}}} \cdot (Am_p + m_e), \quad (4.7)$$

com $m_p = 1836m_e$. Tem-se:

$$E_A = 2,2(A \cdot 1836 + 1). \quad (4.8)$$

Para o caso do próton, a energia mínima necessária para a produção de pares será $E_p \approx 10^{12}$ eV. E para o caso de um núcleo como o Ferro, com $A = 26$ a energia mínima será $E_{Fe} \approx 10^{14}$ eV [22].

4.1.5 Aniquilação elétron-pósitron

Uma possível consequência do processo de produção de pares é a aniquilação do par elétron-pósitron formado. Quando o pósitron combina-se com o elétron um par de raios gama é formado:

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma\gamma, \quad (4.9)$$

os raios gama emitidos no processo de aniquilação possuem uma energia de 0,511 MeV, correspondente à massa de repouso do elétron. Este processo contribui para a formação do fluxo de gama secundários observados na Terra [56].

4.1.6 Fotodesintegração

Considerando núcleos mais pesados que o próton, ou seja, com massa atômica $A > 2$, o principal mecanismo de perda de energia é a fotodesintegração, onde núcleos pesados como por exemplo o Ferro, desintegram-se em núcleos mais leves como mostra a figura 4.3.

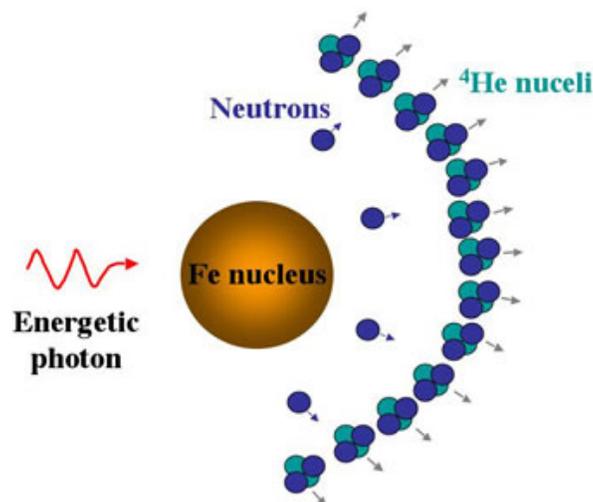


Figura 4.3: Ilustração do processo de fotodesintegração para um núcleo de Ferro. Fonte: Retirado de [57]

No cenário de propagação cósmica, a fotodesintegração ocorre a partir da interação do núcleo com a CMB e a radiação de micro-ondas [58]. A partir dessa interação com os campos de radiação, o núcleo de massa atômica (A) vai perdendo alguns de seus núcleos ao longo da sua propagação. O processo que ocorre para a fotodesintegração é chamado de ressonância dipolar gigante ou *Giant*

Dipole Resonance - GDR, que atua predominantemente em uma faixa de energia dos núcleos de 10 à 30 MeV. Para núcleos com energias de até 150 MeV os núcleos sofrem um processo denominado de efeito *quasi-deuteron* - QD, onde o fóton (CMB ou IR) interage com pares de núcleos, que por sua vez, estão sendo espalhados dentro do próprio núcleo, gerando uma emissão de par e de outros núcleos [59].

Para energias acima de 150 MeV, o processo dominante para ocorrer a fotodesintegração é a produção de mésons a partir de ressonâncias bariônicas e para altas energias (< 1 GeV). O processo dominante é a foto-fragmentação (*photo-fragmentation* - PF), cujos núcleos se fragmentam em núcleos menores. A figura 4.4 ilustra a contribuição de cada processo para ocorrer a fotodesintegração das partículas cósmicas [60].

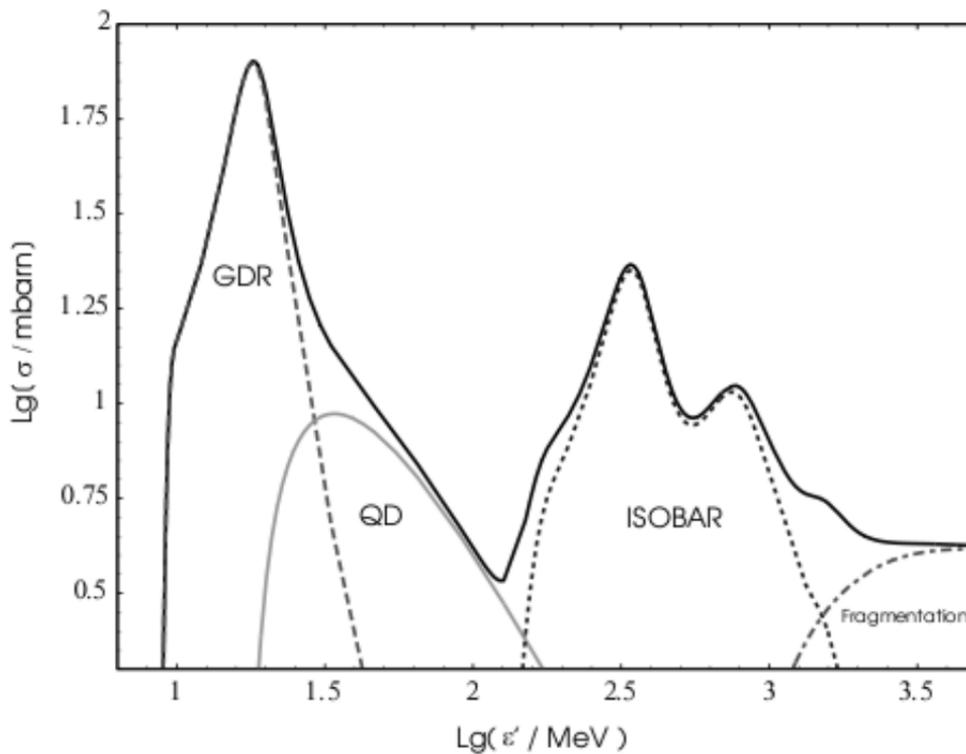


Figura 4.4: Seção de choque de todas as interações núcleo-fóton ($A\gamma$) para um núcleo de ferro como uma função de energia do fóton no sistema de repouso. As contribuições são: dipolo ressonante (GDR), quasi-déuteron (QD), ressonância bariônica (ISOBAR) e fragmentação. Fonte: Retirado de [60].

4.1.7 Bremsstrahlung

Outro processo de perda de energia é o *Bremsstrahlung*, que significa radiação de frenagem, em que partículas que possuem carga são aceleradas por campos elétricos durante a propagação e podem ter a sua trajetória desviada. Nesse momento, parte da energia dessas partículas são liberadas na forma de radiação eletromagnética. O *Bremsstrahlung* também é um dos principais mecanismos de produção de raios gama a partir das partículas primárias de raios cósmicos, contribuindo para a formação de fluxos secundários de raios gama, frutos da propagação dos raios cósmicos [61].

4.1.8 Radiação Síncroton

Um dos motivos pelos quais não são observados elétrons de altíssimas energias no espectro de raios cósmicos, é a radiação síncroton, em que os elétrons são acelerados em campos magnéticos e desviados de sua trajetória, liberando energia na forma de luz. A radiação síncroton pode contribuir para a formação do campo de fótons necessário para o espalhamento Compton inverso [62].

4.1.9 Espalhamento Compton Inverso

O processo inverso do espalhamento Compton em um cenário astrofísico ocorre em fontes de UHECR como AGNs, GRBs e supernovas, tornando-se o principal mecanismo de produção de raios gama nestas fontes. Nesse processo, elétrons transferem energia para fótons de baixa energia [63].

Existem três cenários possíveis para a seção de choque do espalhamento Compton inverso:

- Regime Thomson: os fótons emitidos seguem a forma espectral inicial;
- Regime Klein-Nishina: ocorre uma supressão do espectro dos fótons e tal supressão é delimitada pela energia máxima dos elétrons;
- Regime Klein-Nishina aproximado.

Nesse processo, fótons de mais baixa energia, tornam-se de altas energias a partir dos três possíveis mecanismos de transferência de energia de elétrons em regiões quentes, como as encontradas em fontes astrofísicas de raios cósmicos [64].

4.2 CRPropa3

O principal *software* utilizado neste trabalho para a realização de simulações da propagação de raios cósmicos foi o CRPropa3 que vem sendo amplamente utilizado pela comunidade científica interessada na pesquisa de UHECR. O CRPropa3, está na sua terceira versão e conta com vários módulos que possibilitam o usuário criar diversas situações de propagação dos raios cósmicos. O *software* é desenvolvido utilizando a linguagem de programação C++ e utiliza a linguagem Python como interface, por meio da ferramenta SWIG, que permite a conversão dos comandos escritos em Python serem executados nos módulos do CRPropa3 elaborados em C++. O programa é de acesso livre e de código aberto para os usuários, sendo constantemente atualizado com novas ferramentas e modelos de propagação [65].

Capítulo 5

Limite superior na Luminosidade de Raios Cósmicos a partir de raios gama

Neste capítulo será descrito o método utilizado para obter limites superiores na luminosidade de uma fonte de raios cósmicos, a partir de limites superiores no fluxo de raios gama medidos pelo observatório H.E.S.S (*High Energy Stereoscopic System*).

O método baseia-se na produção de raios gama através de processos de perdas de energias já descritos no capítulo 4 durante a propagação de UHECR.

5.1 Método do cálculo do limite superior na luminosidade de raios cósmicos para fontes individuais

Este método é baseado em [64], [66] e [67]. A partir de medidas do limite superior da integral do fluxo de raios gama (GeV-TeV) para uma fonte individual, obtêm-se a luminosidade de UHECR da mesma fonte. O método considera que o espectro da fonte de raios cósmicos segue uma lei de potência. Tem-se:

$$\frac{dN}{dEdt} = \frac{L_{CR}}{C_0} E^{-\alpha} \exp(-E/E_{cut}), \quad (5.1)$$

A equação indica que L_{CR} é a luminosidade de raios cósmicos, α é o índice espectral, E_{cut} é a

energia de corte da propaga33o e C_0 3 uma constante de normaliza33o definida como:

$$C_0 = \int_{E_{min}}^{\infty} dE E^{-\alpha+1} \exp(-E/E_{cut}), \quad (5.2)$$

de modo que $E_{min} = 10^{18}$ eV 3 a energia m3nima das part3culas de raios c3smicos produzidas pela fonte, uma vez que estamos interessados em poss3veis fontes de UHECR. O espectro de inje33o de part3culas na fonte 3 definido como:

$$\frac{dN}{dEdt} = \frac{L_{CR}}{\langle E \rangle_0} P_{CR}^0(E), \quad (5.3)$$

considerando que $P_{CR}^0(E)$ 3 a distribu33o de energia normalizada das part3culas injetadas que saem da fonte:

$$P_{CR}^0(E) = \frac{E^{-\alpha} \exp(-E/E_{cut})}{\int_{E_{min}}^{\infty} dE E^{-\alpha} \exp(-E/E_{cut})}. \quad (5.4)$$

E $\langle E \rangle_0$ 3 a energia m3dia, definida como:

$$\langle E \rangle_0 = \int_{E_{min}}^{\infty} dE E P_{CR}^0(E) = \frac{\int_{E_{min}}^{\infty} dE E^{-\alpha+1} \exp(-E/E_{cut})}{\int_{E_{min}}^{\infty} dE E^{-\alpha} \exp(-E/E_{cut})}. \quad (5.5)$$

Durante a propaga33o das part3culas da fonte at3 a Terra, os raios c3smicos interagem com os campos de radia33o atrav3s dos processos de perdas de energia modificando sua distribu33o de $P_{CR}^0(E)$ para $P_{CR}(E)$. Portanto, a partir de uma fonte com dist3ncia com3vel (D_s) em rela33o 3 Terra e assumindo uma emiss3o isotr3pica, o fluxo de raios c3smicos observado na Terra 3:

$$I_{CR}(E) = \frac{L_{CR} W_s(\hat{n})}{4\pi D_s^2 (1+z_s) \langle E \rangle_0} K_{CR} P_{CR}(E). \quad (5.6)$$

Na equa33o anterior temos z_s que 3 o redshift da fonte, $P_{RC}(E)$ que 3 a distribu33o de energia das part3culas que chegam 3 Terra e K_{RC} , o n3mero de raios c3smicos que chegam 3 Terra, em rela33o 3 quantidade de part3culas injetadas.

Portanto, $P_{RC}(E)$ e K_{RC} incluem toda a F3sica de raios c3smicos durante a propaga33o, ou seja, s3o considerados todos os processos de perdas de energias (cap3tulo 4). Assim, levamos em considera33o o peso da fonte $W_s(\hat{n})$, que depende da posi33o da fonte no c3u e do observat3rio. Al3m disso, assume-se uma emiss3o isotr3pica.

Por conta dos processos de perdas de energias gerados durante a propaga33o das part3culas c3smicas, a fonte de raios c3smicos gera um fluxo de raios gama secund3rios que 3 proporcional

a luminosidade de raios c3smicos. Sendo assim, o fluxo de raios gama observado na Terra 3 descrito em fun33o da luminosidade de raios c3smicos:

$$I_\gamma(E_\gamma) = \frac{L_{CR}}{4\pi D_s^2(1+z_s)\langle E \rangle_0} K_\gamma P_\gamma(E_\gamma). \quad (5.7)$$

De tal forma que, K_γ 3 o n3mero de raios gama gerado por cada raio c3smico injetado na fonte, $P_\gamma(E_\gamma)$ 3 a distribu33o de energia dos raios gama chegando na Terra e E_γ 3 a energia dos raios gama em s3. Portanto, a equa33o 5.7 funciona de maneira anal3ga a equa33o 5.6, uma vez que K_γ e $P_\gamma(E_\gamma)$ englobam, toda a F3sica da propaga33o dos raios c3smicos e dos raios gama.

Da equa33o 5.6, v3-se que a constante de normaliza33o $C_s = L_{RC}W_s(\hat{n})$ possui um limite estabelecido atrav3s do limite superior do espectro de raios c3smicos observados, a partir de um n3vel de confian3a, o que implica dizer que para uma 3nica fonte, o fluxo medido pelo observat3rio n3o 3 excedido. A consequ3ncia deste limite 3 que o fluxo m3ximo de raios gama em rela33o ao fluxo de raios c3smicos. Definido pela seguinte equa33o:

$$I_\gamma^{max}(E_\gamma; \hat{n}) = \frac{C_s^{max}}{W_s(\hat{n})4\pi D_s^2(1+z)\langle E \rangle_0} K_\gamma P_\gamma(E_\gamma). \quad (5.8)$$

Por outro lado, considerando que o fluxo de raios gama oriundos dos raios c3smicos da fonte $I_\gamma^{UHECR} = W_s(\hat{n})I_\gamma(E_\gamma, \hat{n})$ 3 igual ao peso da fonte medido pelo observat3rio, o fluxo de raios gama pode ser proveniente do fluxo de raios c3smicos $I_\gamma^{UHECR}(E_\gamma)$, ou seja, n3o depende da posi33o da fonte no c3u e 3 a medida do limite superior da integral do fluxo de raios gama, obtido a partir de um limiar de energia (*threshold*) dos raios gama em um certo n3vel de confian3a (NC).

Sendo assim, neste m3todo, se o limite superior no fluxo de raios gama multiplicado pelo peso da fonte 3 menor que o fluxo de raios gama secund3rios (I_γ^{UHECR}), isso indica que as medidas de raios gama vindas dos observat3rios s3o restritivas o suficiente para obter um limite superior na luminosidade de raios c3smicos a partir de I_γ^{UHECR} . E, na situa33o contr3ria, as medidas dos observat3rios n3o s3o v3lidas para o c3lculo. Da equa33o 5.7, que descreve o fluxo de raios gama medidos na Terra, 3 proporcional a luminosidade de raios c3smicos e, portanto, nos fornece uma maneira de calcular um limite superior na integral do fluxo de raios gama.

O limite superior na integral do fluxo de raios gama 3 descrito agora como um limite superior (LS) (*Upper Limit*) na luminosidade de raios c3smicos para uma fonte individual, sendo:

$$L_{RC}^{LS} = \frac{4\pi D_s^2(1+z)\langle E \rangle_0}{\int_{E_\gamma^{th}}^\infty dE P_\gamma(E_\gamma)} I_\gamma^{LS}(> E_\gamma^{th}). \quad (5.9)$$

A equa33o 5.9, 3 portanto, o limite superior na luminosidade de raios c3smicos a partir de medidas de raios gama de energia GeV-TeV, o qual $I_{\gamma}^{LS}(> E_{\gamma}^{th})$ 3 a medida do limite superior da integral no fluxo de raios gama obtido pelo observat3rio, a partir do limiar de energia 3 um certo n3vel de confian3a. Em vista disso, essa 3 a equa33o que resume o m3todo e que nos permite obter informa33es de poss3veis fontes de raios c3smicos de altas energias.

5.2 Aplica33o do m3todo com medidas do fluxo de gama (GeV-TeV)

Nesta se33o, ser3 descrito como podemos aproveitar medidas do limite superior no fluxo de raios gama feitas por diferentes observat3rios para determinar I_{γ}^{UHECR} j3 detalhado na se33o anterior. Baseado nos limites superiores do fluxo de raios gama realizada pelo Observat3rio H.E.S.S [68] para diferentes fontes, busca-se aproveitar esses limites calculados e aplicar o m3todo do c3lculo do limite superior na luminosidade de raios c3smicos a partir do limite superior no fluxo de raios gama, na tabela 5.1 as medidas realizadas est3o detalhadas.

O Observat3rio H.E.S.S [68], cuja a sigla significa *High Energy Stereoscopic System* tamb3m faz a homenagem a Victor Hess, o pioneiro sobre a pesquisa de raios c3smicos. O observat3rio fica localizado na Nam3bia em uma 3rea conhecida por sua excelente qualidade 3ptica. O objetivo do experimento 3 explorar a produ33o e propaga33o de part3culas de alta energia no Universo e encontrar as poss3veis fontes.

Tabela 5.1: Medidas de supernovas observadas com H.E.S.S.. Os limites superiores s3o calculados assumindo um n3vel de confian7a de 95% e um 3ndice de lei de pot3ncia. Fonte: Adaptado de [69]

Host galaxy	SNe	Dist. (Mpc)	Flux UL (> 1TeV) [10 ⁻¹³ cm ² s ⁻¹]
NGC 7755	SN 2004cx	26 ± 5.	1.9
NGC 6861	SN 2005dn	38.4 ± 2.7	0.41
NGC 7793	SN 2008bk	4.0 ± 0.4	4.8.
NGC 3095	SN 2008bp	29 ± 6.	5.5.
NGC 922	SN 2008ho	41.5 ± 2.9	7.7
NGC 175	SN 2009hf	53.9 ± 3.8	5.3
NGC 918	SN 2009js	16 ± 3	11
NGC 4945	SN 2011ja	5.28 ± 0.38	5.2
NGC 4419	SN 2012cc	16.5 ± 1.1	10.
NGC 5128	SN 2016adj	3.8 ± 0.1	1.7

Nesse sentido, uma vez que o observat3rio n3o realizou medidas do fluxo de raios gama provenientes destas fontes, foram obtidos limites superiores do fluxo de raios gama. Sendo no total dez gal3xias com limites superiores medidos.

Para a aplica73o do m3todo, 3 necess3rio, al3m do limite superior no fluxo de raios gama, a exposi73o da fonte, considerando o campo de vis3o do observat3rio, de onde obtemos um valor para I_{γ}^{UHECR} que identifica a aplicabilidade do m3todo para o c3lculo do limite superior na luminosidade de raios c3smicos. 3 necess3rio considerar duas caracter3sticas provenientes da fonte individual: a primeira 3 o n3mero de eventos para cada *bin* de energia no espectro de raios c3smicos (medidos pelo observat3rio) e a segunda, a exposi73o da fonte em rela73o ao experimento de observa73o [64]. Tal exposi73o foi obtida utilizando a estat3stica de Poisson a partir do espectro de raios c3smicos obtido pelo Observat3rio Pierre Auger, que define-se como sendo o limite superior do fluxo em cada intervalo de energia do bin, descrito como:

$$j_i^{LS} = \frac{\mu_i^{LS}}{\sigma_i}. \tag{5.10}$$

cada fonte medido pelo observat3rio. Caso isso de fato ocorra, podemos dizer que 3 poss3vel calcular um limite superior na luminosidade de raios c3smicos.

Sendo assim, das 10 fontes iniciais, a NGC 6861 foi a que obteve o melhor resultado no sentido de aplicar o m3todo, considerando o 3ndice espectral igual a 2.7. Poder-se-ia calcular o limite superior na luminosidade de raios c3smicos desta fonte para v3rias composi33es mistas entre pr3ton e ferro, isso porque qualquer composi33o mista estaria entre as linhas de composi33o mais leve (pr3ton) e mais pesada (ferro).

5.2.1 NGC 6861

A gal3xia NGC 6861 ($z = 0.00944$) 3 do tipo lenticular, localizada na constela33o de Telescopium, no hemisf3rio celeste sul. Diferentemente de outras gal3xias do tipo lenticular, a NGC 6861 exibe um anel de poeira e g3s ao redor do n3cleo da gal3xia. Para ela o Observat3rio H.E.S.S. mediu com 95% do n3vel de confian3a um limite superior da integral do fluxo de raios gama, a partir de um limiar de energia de $E_{th} = 1$ TeV. Na figura 5.2, vemos a localiza33o da NGC 6861 no c3u celeste.

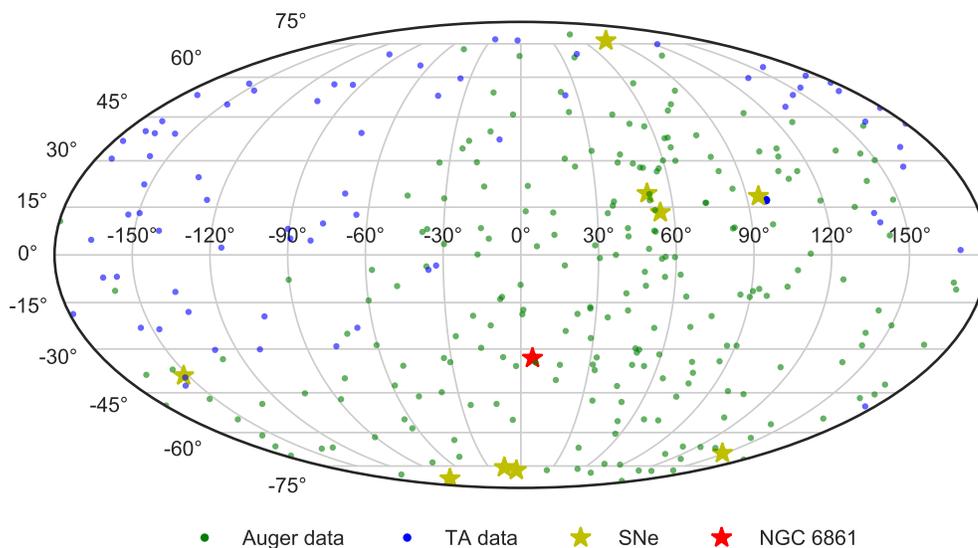


Figura 5.2: Localiza3o de UHECRs e de gal3xias em coordenadas gal3cticas. Os pontos em verde indicam a dire3o de chegada de 231 eventos com energias $E > 52$ EeV um 3ngulo zenith $\theta < 80$ do Observat3rio Pierre Auger. Os pontos azuis indicam a dire3o de chegada de 72 eventos com energia superiores de $E > 57$ EeV e um 3ngulo $\theta < 55$ do Observat3rio Telescope Array. As estrelas amarelas indicam a localiza3o de eventos de supernovas e a estrela vermelha indica a localiza3o da gal3xia NGC 6861. Fonte: Retirado de [70]

Usando os limites superiores da integral do fluxo de raios gama ($I_{\gamma}^{UHECR}(> E_{th})$), foram obtidos os limites superiores na luminosidade dos raios c3smicos (Equa3o 5.9), com as simula3oes considerando composi3oes mistas e variando o 3ndice espectral. Em cada simula3o, foram consideradas no espectro de inje3o da fonte 10^7 part3culas, al3m de estarem presentes todos os processos de perdas de energia e produ3o dos raios gama. A energia de corte (E_{cut}) foi de 10^{21} eV.

O *software* CRPropa3 3 utilizado para realizar as simula3oes que, al3m de alterarem as caracter3sticas do espectro de inje3o e, propagar as part3culas de raios c3smicos a partir da dist3ncia da fonte, t3m tamb3m armazenam os gama secund3rios gerados pelos processos de perda de energia das part3culas prim3rias. Gerando posteriormente, o fluxo secund3rio de raios gama que 3 considerado como sendo o produto das part3culas prim3rias de UHECR.

A figura 5.3 apresenta o resultado para o limite superior na luminosidade de raios c3smicos para a NGC 6861 com diferentes composi73es:

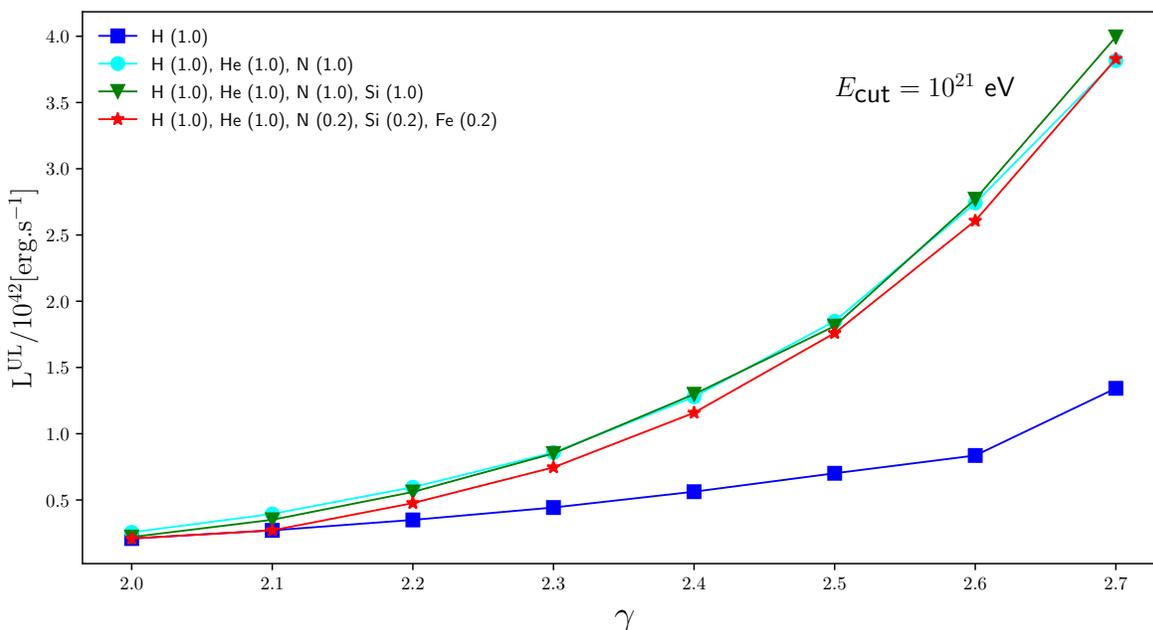


Figura 5.3: Limites superiores na luminosidade de raios c3smicos com composi73es mistas (H; H e He; H, He, N e Si; H, He, N, Si e Fe) a partir de observa73es de raios gama para a fonte NGC 6861 em fun73o do 7ndice espectral com um $E_{cut} = 10^{21}$ eV. Fonte: O autor.

O m3todo permite calcular um limite superior na luminosidade de raios c3smicos para uma fonte individual a partir de raios gama (GeV-TeV) e baseia-se na ideia de que os UHECR produzem raios gama ao longo da sua trajet3ria da fonte at3 a Terra e, desse modo, os raios gama contribuem no fluxo total observado.

A grande vantagem em fazer uso dos limites superiores do fluxo de raios gama para inferir uma informa73o sobre uma fonte de raio c3smico 3 o fato de os raios gama quase n3o interagirem com o meio intergal7ctico durante a propaga73o, fazendo com que os f3tons de alta energia n3o sejam defletidos durante a trajet3ria. Logo, uma vez que o observat3rio observa de uma dada dire73o do c3u um limite superior do fluxo de raios gama, 3 bem prov7vel que essa regi7o seja a fonte desse fluxo. Assim, o m3todo considera que esse limite superior no fluxo observado seja proveniente, n3o da fonte de raios gama diretamente, mas sim, da propaga73o de UHECR provenientes de uma fonte de UHECR.

5.2.2 NGC 7755 e NGC 175

Al3m da NGC 6861, obtivemos o limite superior na luminosidade de raios c3smicos para duas outras fontes: 3 a NGC 7755 ($z = 0.00988$), uma gal3xia espiral localizada na constela3o de Sculptor que hospeda uma supernova (SN 2004cx) e a NGC 175 ($z = 0.012856$)(SN 2009hf) que fica na constela3o de Cetus e 3 uma gal3xia espiral barrada. Da figura 5.1, vemos que o limite superior na integral do fluxo de raios c3smicos foi maior que o limite superior do fluxo obtido pelo H.E.S.S. Entretanto, n3o 3 suficiente para obter L_{RC}^{LS} com composi3o3 mistas mais pesadas. Assim, para essas duas fontes, obtivemos o limite superior na luminosidade de UHECR apenas considerando pr3ton na composi3o, como mostra a figura 5.4.

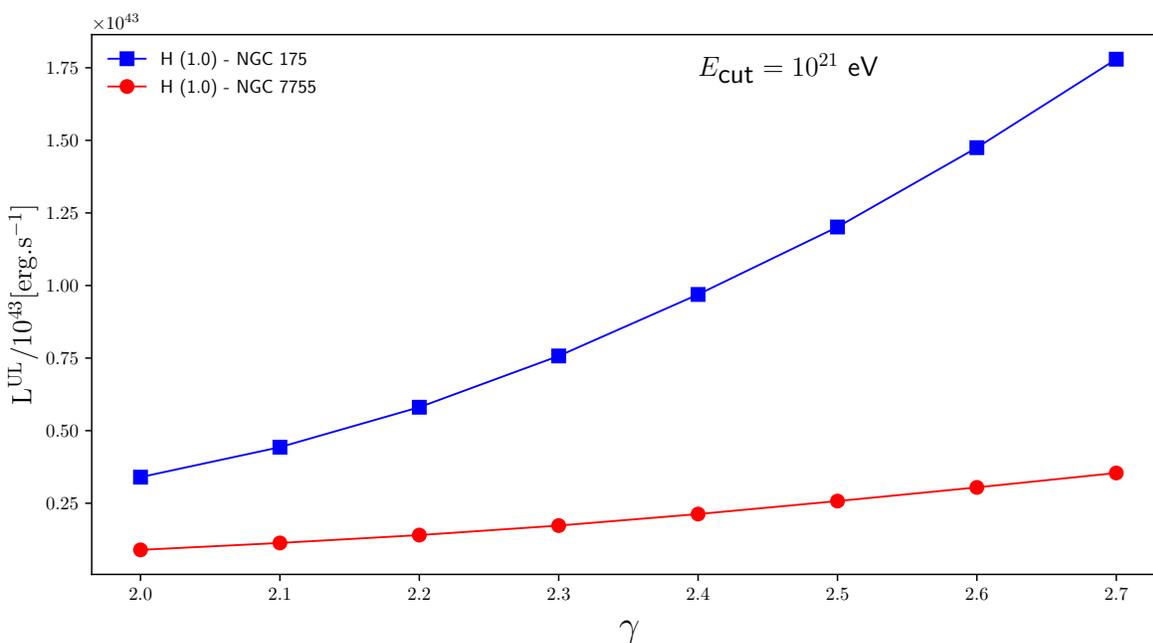


Figura 5.4: Limites superiores na luminosidade de raios c3smicos com composi3o3: H (pr3ton) a partir de observa3o3 de raios gama para a fonte NGC 7755 e NGC 175 em fun3o3 do 3ndice espectral com um $E_{cut} = 10^{21}$ eV. A linha azul representa a L_{RC}^{LS} para a NGC 175 e a linha vermelha representa a L_{RC}^{LS} para NGC 7755. Fonte: O autor.

5.2.3 NGC 1068

A NGC 1068 ou Messier 77 ($z = 0.00381$) 3 uma gal3xia do tipo espiral, cuja a localiza33o 3 na constela33o de Cetus. Recentemente, o Observat33rio de neutrinos IceCube observou um excesso no n3mero de eventos de neutrinos vindos da dire33o da gal3xia NGC 1068. Considerando que o n3mero de eventos 3 incompat3vel com o que seria esperado, o observat33rio determinou um fluxo de neutrinos provenientes dessa dire33o de $\phi_\nu \approx 3 \cdot 10^{-8} (E_\nu/\text{TeV})^{-3.2} (\text{GeV cm}^2 \text{s})^{-1}$. Al3m do fluxo de neutrinos, a colabora33o MAGIC realizou uma busca por raios gama de alt3ssimas energias e, ap3s 125 horas de observa33o da NGC 1068, foi obtido um limite superior com 95% de n3vel de confian3a para o fluxo de raios gama com um limiar de energia $E_{th} = 200 \text{ GeV}$, sendo igual a $5.1 \cdot 10^{-13} (\text{cm}^2 \text{s})^{-1}$.

Uma vez que nenhuma medida de raios gama foi observada da NGC 1068, utilizamos o limite superior do fluxo de raios gama obtido pelo MAGIC para aplicar o m3todo e obter um limite superior na luminosidade de raios c3smicos considerando pr3tons 3 alt3ssimas energias. O objetivo tamb3m foi correlacionar o fluxo de neutrinos obtido pelo Observat33rio IceCube, com o m3todo do c3lculo do limite superior na luminosidade de raios c3smicos, pois de forma an3loga aos raios gama, os neutrinos tamb3m s3o part3culas mensageiras que pouco ou nada interagem durante a sua propaga33o com o meio intergal3ctico.

Nesse sentido, consideramos que durante a propaga33o das part3culas de UHECR provenientes da NGC 1068, dois fluxos secund3rios foram gerados: (I) de raios gama, j3 descrito pela equa33o 5.7 e (II) um fluxo secund3rio de neutrinos, sendo:

$$I_\nu(E_\nu) = \frac{L_{CR}}{4\pi D_s^2(1+z_s)\langle E \rangle_0} K_\nu P_\nu(E_\nu). \quad (5.11)$$

O limite superior na integral do fluxo de raios gama da fonte em fun33o da dist3ncia para a NGC 1068, considerando um 3ndice espectral de 2.7 e o limiar de energia obtido pelo Observat33rio MAGIC sendo igual 3 200 GeV est3 descrito na figura 5.5.

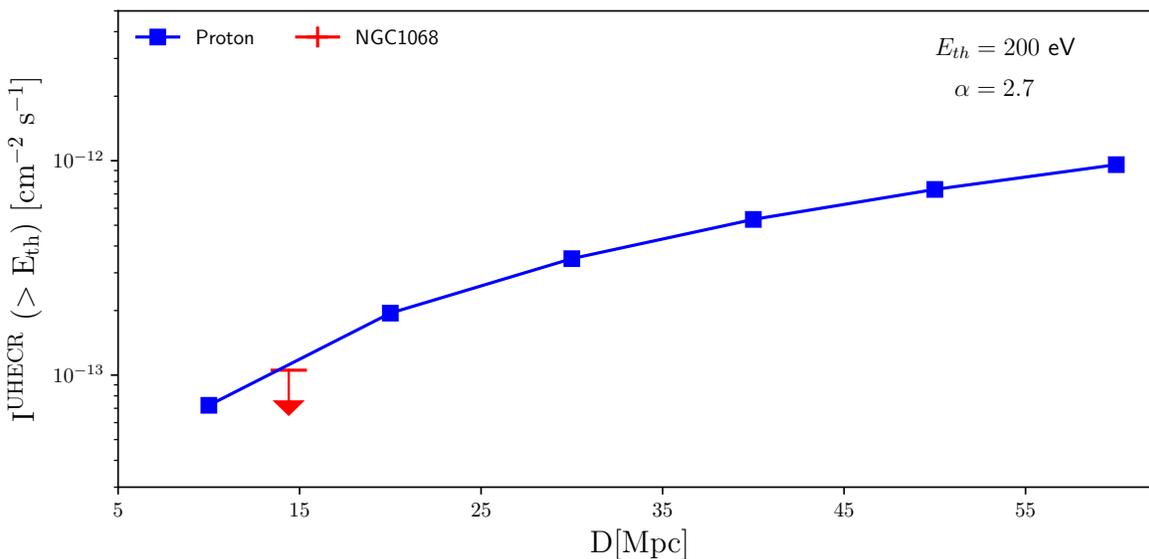


Figura 5.5: I^{UHECR} em funao da distância das fontes. Fonte: O autor.

Como o limite superior na integral do fluxo de raios gama para uma composição de pr3ton foi maior que o limite superior da fonte obtido pelo Observat3rio MAGIC, pode-se determinar L_{RC}^{LS} para a NGC 1068, bem como, o limite superior no fluxo de neutrinos em diferentes cenários (variando o ndice espectral). A tabela 5.2 mostra os resultados obtidos para o limite superior da luminosidade de raios c3smicos e o limite superior no fluxo de neutrinos variando o ndice espectral de 2.7  3.0.

α	$L_{CR}^{UL}(\text{Proton})$	I_{ν}^{UL}
	[erg s ⁻¹ × 10 ⁴²]	[10 ⁻¹⁴ cm ⁻² s ⁻¹]
2.7	2.78	4.84
2.8	4.46	7.76
2.9	7.21	12.53
3.0	11.0	19.22

Tabela 5.2: Limite superior para a luminosidade de UHECR considerando pr3tons na fonte para a NGC 1068 a partir de observa33o de raios gama e, o limite superior no fluxo de neutrinos simulado para cada 3ndice espectral. Fonte: O autor.

Neste cap3tulo, utilizamos o *software* como o CRPropa3 para realizar a propaga33o de UHECR e aplicado o m3todo do c3lculo do limite superior na luminosidade de raios c3smicos a partir de medidas de raios gama para fontes individuais [66], [67]. O m3todo considera que, durante a propaga33o dos UHECR, 3 gerado um fluxo secund3rio de raios gama e neutrinos medidos aqui na Terra. As medidas realizadas pelos observat3rios fornecem um limite superior na integral do fluxo dos raios gama em GeV-TeV para cada fonte e permite relacionar medidas de raios gama com poss3veis fontes de UHECR, considerando que o limite superior na integral do fluxo de raios gama medido 3 produto de raios c3smicos, o que significa dizer que o m3todo considera que n3o h3 emiss3o de raios gama diretamente da fonte.

Assim se obteve o limite superior na luminosidade de UHECR para cada fonte. Das fontes estudadas, conseguimos obter a L_{RC}^{LS} para as fontes NGC 6861 que hospeda uma supernova (SN 2005dn), utilizando composi33es mistas. Para as fontes NGC 7755 (SN 2004cx), NGC 175 (SN 2009hf) e NGC 1068, uma composi33o mais leve foi utilizada com pr3tons, apenas, saindo da fonte.

O m3todo aqui descrito 3 importante para a F3sica de part3culas, uma vez que este tipo

de resultado 3 relevante para modelos que visam descrever a gera33o de raios c3smicos ultra energ3ticos. Assim, obter a luminosidade de raios c3smicos 3 importante para caracterizar os modelos para fontes de raios c3smicos, como tamb3m para modelos de acelera33o de part3culas.

Considerações Finais

Nesta dissertação, estudamos e aplicamos o método do cálculo do limite superior na luminosidade de UHECR para fontes individuais, a partir de medidas do limite superior do fluxo de raios gama obtidas por diversos experimentos. Consideram-se os diversos efeitos que ocorrem durante a propagação dos UHECR e a produção de partículas mensageiras que chegam até a Terra.

O capítulo 1, revisa os principais modelos que visam explicar os mecanismos de aceleração e, consequentemente, o ganho de energia das partículas cósmicas através do mecanismo de Fermi de primeira ordem. Descreve também a Lei de potência para o espectro de raios cósmicos observados a partir da Terra, além de destacar o diagrama de Hillas que relaciona as grandezas físicas (campo magnético e raio) dos objetos astrofísicos como possíveis fontes aceleradoras de raios cósmicos.

No capítulo 2 apresenta-se o estudo de possíveis fontes de UHECR em uma perspectiva de compreender possíveis cenários de partículas nas proximidades do horizonte de eventos de buracos negros. Foram analisados dois cenários diferentes: no primeiro, levou-se em consideração as soluções das equações de Einstein no vácuo para um objeto compacto, esférico e estacionário (solução de Schwarzschild); no segundo cenário, foram estabelecidos limites para a rotação de um buraco negro de Kerr. Para ambos os cenários, analisou-se as equações geodésicas de \dot{r} e $E_{c.m}$ de sistemas com partículas realizando órbitas estáveis.

No terceiro capítulo, foram revisados os principais observatórios que realizam medidas e detectam a interação de UHECR com a atmosfera terrestre, destacando o Observatório Pierre Auger e o futuro observatório de raios gama, *Chrenkov Telescope Array* (CTA). Abordou-se os métodos de detecção através dos detectores de superfície e de fluorescência para o caso do Observatório Pierre Auger e os tipos de telescópios que serão utilizados pelo CTA nos próximos anos.

O capítulo 4 detalhou os principais processos que ocorrem durante a propagação dos raios cósmicos até a Terra, destacando, principalmente, a produção de partículas mensageiras como os fótons de altas energias (raios gama) que, uma vez formados a partir dos UHECR, geram um fluxo secundário de raios gama. Os principais mecanismos de perda de energia dos UHECR são a fotoprodução de píons e a fotodesintegração de núcleos mais pesados. Também foi brevemente descrito o *software* utilizado para a realização de simulações da propagação de raios cósmicos ultra energéticos, o CRPropa3.

Por fim, o capítulo 5 abordou o método pelo qual se obteve os resultados dessa dissertação do limite superior na luminosidade de raios cósmicos para três fontes diferentes. Sendo elas supernovas que ocorreram dentro de três galáxias do tipo *Seyferts*, cujas medidas do limite superior do fluxo de raios gama foram realizadas pelo Observatório H.E.S.S. Com essas medidas e aplicando o método, conseguiu-se obter a máxima luminosidade de UHECR para as diferentes fontes analisadas. Esses resultados mostram a importância de considerar os efeitos da propagação dos raios cósmicos desde à sua fonte até a Terra, para que seja possível compreender como um todo a Física dos UHECR e, a partir disso, construir os modelos teóricos a respeito do tema.

Uma última análise foi feita usando os dados dos Observatórios IceCube e MAGIC a respeito das medidas de um fluxo de neutrinos vindas da direção da galáxia NGC 1068. Relacionando esses dados e aplicando o método obteve-se em diferentes cenários um fluxo de neutrinos e a máxima luminosidade de raios cósmicos.

Referências Bibliográficas

- [1] OBSERVATORY Pierre Auger. The Pierre Auger Observatory and its Upgrade. Argentina, 2020.
- [2] HESS, V. F. Über beobachtungen der durchdringenden strahlung bei sieben friballonfahrten. **Physikalische Zeitschrift**, v. 13, p. 1084, 1912.
- [3] ANGELIS, A. D; PIMENTA. M. **Introduction to Particle and Astroparticle Physics**, Editora Springer, Itália, 2015. <https://doi.org/10.1007/978-3-319-78181-5>. 9, 10
- [4] C. D. Anderson, **Phys. Rev**, v. 43, p. 491. 1933. 9
- [5] S.H. NEDDERMEYER and C. D. ANDERSON, **Phys. Rev.** 51, 884 (1937). 9, 15, 19
- [6] MARQUES, A. Reminiscências de César Lattes. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, v.27, n. 3, p. 467-482, (2005). 9
- [7] LINSLEY, J. **Phys. Lett.** 10. 146 (1963).
- [8] TRÁVNÍČEK, P. *Detection of high-energy muons in cosmic ray showers*. Czech Republic. 2004.
- [9] KNODLSEDER, J. The Cherenkov Telescope Array. França. 2020. [10.48550/ARXIV.2004.09213]
- [10] KALASHEV, O. E. and KUZMIN, V. A. and SEMIKOZ, D. V. Top-Down Models and Extremely High Energy Cosmic Rays. Moscou. 1999. [10.48550/ARXIV.ASTRO-PH/9911035] 9
- [11] VEGA, H. J.; SANCHEZ. N. Extreme Energy Cosmic Rays: Bottom-up vs. Top-down scenario. França. 2003. [10.48550/ARXIV.ASTRO-PH/0301039] 9

- [12] ALOISIO. BAREZINSKYA. M.; KACHELRIEL. B. Ultra High Energy Cosmic Rays Spectra in Top-Down models. Itália, 2004. [<https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2004.10.023>] 9
- [13] BEREZINSKY, V.; KACHELRIESS, M.; VILENKIN, A. Ultrahigh energy cosmic rays without greisen-zatsepin-kuzmin cutoff. **Physical Review Letters**, v. 79, n. 22, p. 4302-4305, 1997. vi, 10, 15
- [14] BLANDFORD, R.; OSTRICKER, J. Particle acceleration by astrophysical shocks. **Astrophysical Journal Letters**, v. 221, p. L29-L32. 1978. 10
- [15] DIAZ, M. *Flutuações Intrínsecas de Chuveiros Atmosféricos Extensos e Composição Química de Raios Cósmicos Ultra-Energéticos*. PUC-Rio. Rio de Janeiro, 2012. 12
- [16] EVOLI, C. The Cosmic Ray Spectrum. [10.5281/zenodo.4309926] 13
- [17] HORANDEL, J. R. Cosmic rays from the knee to the second knee: 10^{14} to 10^{18} ev. *Modern Physics Letters A*, v. 22, n. 21, p. 1533–1551, 2007. 13
- [18] ANCHORDOQUI, L. A. Ultrahigh Energy Cosmic Rays: Facts, Myths, and Legends. 2011. [arXiv:1104.0509v1] 13
- [19] G. T. Zatsepin and V. A. Kuzmin, *JETP Lett.* 4, 78 (1966) [*Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 4, 114 (1966)]. 13, 15, 19
- [20] HILLAS, A. M. The origin of ultra-high-energy cosmic rays. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 22, n,1, p. 425-444, 1984. 13
- [21] BATISTA, R. A. Open Questions in Cosmic-Ray Research at Ultrahigh Energies. 2019. [<https://doi.org/10.3389/fspas.2019.00023>].
- [22] BANDEIRA, Y. B.; MACKEDANZ, L. F. Mecanismos de limitação da energia de raios cósmicos durante sua propagação. v. 41, n. 4. 2019. [<http://dx.doi.org/10.1590/1806-9126-RBEF-2019-0118>] vi, 20
- [23] MARRANGHELLO, G. F. **Estrelas de nêutrons**. / Guilherme Frederico Marranghello. – Itajaí, SC: Casa Aberta, 2014. 20
- [24] DALLAL, S. A.; AZZAM, W. J. A Brief Review of Historical Supernovae. **Journal of Astronomy and Astrophysics**, 2021. p. 73-86. ISSN: 2161-4725. 19

- [25] FISHMAN, G. J.; HARTMANN, D. Gamma-Ray Bursts **New observations illuminate the most powerful explosions in the universe**, Scientific American Presents, 1998. 19, 47
- [26] FABIAN, A. C. The obscured growth of massive black holes. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 308, n. 4, p. 39-43, 1999. 10, 21, 24
- [27] FERMI. Exploring Active Galactic Nuclei. Disponível em <<https://fermi.gsfc.nasa.gov/science/eteu/agn/>>. Acesso em: 02/09/2022. vi, 21
- [28] BURKE, F. B.; GRAHAM-SMITH, F. **An introduction to radio astronomy**, New York, N. Y.; Cambridge University Press, 1966. 50
- [29] Seyfert, C. Nuclear emission in spiral nebulae. **The Astrophysical Journal**, v. 97, p. 28, 1943 24
- [30] FANAROFF, B.; Riley, J. The morphology of extragalactic radio sources of high and low luminosity. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 167, p. 31-36, 1974. 24
- [31] MISNER, C. W.; THORNE, K. **Gravitation**, ISBN: 0-7167-0334-3. p. 385-387. 1973. 24
- [32] SCHUTZ, B. **A First Course in General Relativity**, ISBN: 978-0-511-53995-4. p.281-305. 2009. 25
- [33] BAÑADOS, M. SILK, J. WEST, S. M. Phys. Rev. Lett. 103, 111102 (2009) vi, 25
- [34] HUSSAIN, I. JAMIL, M. Dynamics of a charged particle around a slowly rotating Kerr black hole immersed in magnetic field. Eur. Phys. J. C 74, 3210 (2014).
- [35] ANJOS, R. C, COIMBRA-ARAÚJO, C. H. Phys. Rev. D 96, 023008(2017) 26
- [36] ANJOS, R. C, COIMBRA-ARAÚJO, C. H. Acceleration of charged particles from near-extremal rotating black holes embedded in magnetic fields. 2020. [arXiv:2005.13599]. 26
- [37] BAÑADOS, M. HASSANAIN, B. SILK, J. WEST, S, M. Emergent flux from particle collisions near a Kerr black hole. [arXiv:1010.2724] 26
- [38] TURSUNOV, A.; et al. Supermassive Black Holes as Possible Sources of Ultrahigh-energy Cosmic Rays. **Astrophysical Journal**. v. 895. 2020. 27

- [39] HACKMANN, E.; NANDAN, H.; SHEORAN, P. Particle collisions near static spherically symmetric black holes. 2020. [arXiv:2006.05045]
- [40] HARADA, T.; KIMURA, M.; *Clas. Quantum Grav.* 31 243001 (2014)
- [41] LAWRENCE, M. A.; REID, R. J. O.; WATSON, A. A. The cosmic ray energy spectrum above 4.20^{17} eV as measured by the haverah oarj array. **J**ournal of Physics G: nuclear and particle physics, v.17, n. 5, p. 733, 1991. 27
- [42] HIGH resolution fly's eye. Disponível em: <<http://hires.physics.utah.edu/>>. Acesso em 19 de junho de 2022. vii, 27, 28, 29, 31, 35, 36, 37, 38
- [43] TELESCOPE array. Disponível em: <<http://www.telescopearray.org/>>. Acesso em 19 de junho de 2022. 35
- [44] OBSERVATORY Pierre Auger. Disponível em: <<https://www.auger.org/>>. Acesso em 19 de junho de 2022. vi, 27, 29, 30, 36, 37
- [45] CHERENKOV Telescope Array. Disponível em <<https://www.cta-observatory.org/>>. Acesso em 19 de junho de 2022. 27, 28, 35, 36, 37
- [46] LAGO, B. L. Estudo de raios cósmicos galácticos com o Observatório Auger. 2007. Dissertação. **Instituto de Física**, Universidade Federal do Rio de Janeiro - UFRJ, Rio de Janeiro, 2007. 35
- [47] OBSERVATORY Pierre Auger. Disponível em: <<https://www.auger.org/observatory/auger-hybrid-detector>>. Acesso em 19 de junho de 2022. 28
- [48] AAB, A. et al. Spectral calibration of the fluorescence telescopes of the Pierre Auger Observatory. 2017 [arXiv:1709.01537]. vi, 29
- [49] AAB, A. et al. (The Pierre Auger Collaboration). Searches for large-scale anisotropy in the arrival directions of cosmic rays detected above energy of 1019 eV at the Pierre Auger Observatory and the Telescope Array. *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v. 794, n. 2, p. 172, 2014. vii, 36
- [50] OLIVEIRA, J. S. **Estudo em multirresolução de anisotropias nas direções de chegada dos raios cósmicos detectados no Observatório Pierre Auger**. Tese (Douto-

- rado) - **Instituto de Física**, Universidade Federal Fluminense, Niterói, Rio de Janeiro, 2016. 40
- [51] The Cherenkov Telescope Array Consortium, et al. Science with the Cherenkov Telescope Array. 2017. [arXiv:1709.07997] 40
- [52] DURRER, R. The Cosmic Microwave Background: The history of its experimental investigation and its significance for cosmology. 2015. [arXiv:1506.01907]. 40
- [53] SZADKOWSKI, Z. **Introductory Chapter: Ultrahigh-Energy Cosmic Rays**. 2018. 40, 42
- [54] NORBURY, J. W. Pion Production Data needed for Space Radiation. 2010. viii, 40, 44, 45
- [55] PRODUÇÃO DE PARES. Disponível em: <<https://www.oocities.org/tomografiademadeira/interacao.html>> Acesso em 19 de junho de 2022. 41, 43
- [56] DUNKER, T. Who discovered positron annihilation?. 2022.[arXiv:1809.04815] vii, 42
- [57] PHOTODESINTEGRATION. Disponível em: <<https://astronomy.swin.edu.au/cosmos/P/Photodisintegration>>. Acesso em: 19 de junho de 2022. vii, 41, 43
- [58] STANEV, T. **High energy cosmic rays**. Berlin: Springer-Verlag, 2004. 43
- [59] OLIVEIRA, C. Fontes locais de raios cósmicos ultra energéticos. Dissertação (Mestrado). **Instituto de Física**, Universidade de São Paulo, São Carlos, São Paulo, 2021. viii, 43 44, 45
- [60] RACHEN, J. **Interaction processes and statistical properties of the propagation of cosmic-rays in photon backgrounds**. 2006. Ph. D. Thesis (Physics) - Institut für Radioastronomie, Bonn University. Bonn, 2006. Disponível em: <<http://galprop.stanford.edu/>>. Acesso em: 19 de junho de 2022. 47
- [61] JUNIOR, M. V. B. Bremsstrahlung. Disponível em: <<https://www.ifsc.usp.br/~strontium/Teaching/Material2018-1%20SFI5708%20Eletrromagnetismo/Monografia%20-%20Moacyr%20-%20Bremsstrahlung.pdf>>. Acesso em: 19 de junho de 2022. viii, 47, 48

- [62] WALKER, R. P. SYNCHROTRON RADIATION. Itália. Disponível em: <<https://cds.cern.ch/record/398429/files/p437.pdf>>. Acesso em 19 de junho de 2022. 48
- [63] FUKUSHIMA, M. Measurement of ultra-high energy cosmic rays: an experimental summary and prospects. **EPJ Web of Conferecens**, V. 53, p. 02002, 2013, viii, 50
- [64] ANJOS, Rita de Cássia dos. **Propagação de raios cósmicos extragaláticos**. 2014. Tese (Doutorado em Física Básica) - **Instituto de Física de São Carlos**, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2014. doi:10.11606/T.76.2014.tde-18082014-142550. Acesso em: 2022-06-18. 51
- [65] ALVES, R. A.; et al. CRPropa 3 - a Public Astrophysical Simulation Framework for Propagating Extraterrestrial Ultra-High Energy Particles. 2016. [arXiv:1603.07142] viii, 51
- [66] ANJOS, R. C.; SOUZA, de V.; SUPANITSKY, D. A. Upper limits on the total cosmic-ray luminosity of individual sources. 2016. [arXiv:1405.3937]. 51
- [67] SUPANITSKY, D. A.; SOUZA, de V. An upper limit on the cosmic-ray luminosity of individual sources from gamma-ray observations. 2013. v. 2013, n. 12, p. 023-1-023-15. 52
- [68] HESS Observatory. Disponível em: <<https://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/>>. Acesso em: 20 de junho de 2022. viii, 52
- [69] HESS Colaboration.; et al. Upper limits on very-high-energy gamma-ray emission from core-collapse supernovae observed with H.E.S.S. 2019. AA 626, A57 (2019). [<https://doi.org/10.1051/0004-6361/201935242>] 53
- [70] SASSE, R.; ANJOS, R. C. Upper limits on the cosmic-ray luminosity of supernovae in nearby galaxies. [10.22323/1.395.0461]. 2021, v. 395. p. 461. 53