UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS

HENDRIK MARQUES SOARES

Influência da seção de choque na
interpretação da composição de raios
cósmicos ultra energéticos

SÃO CARLOS
2013

HENDRIK MARQUES SOARES

Influência da seção de choque na composição
de raios cósmicos ultra energéticos

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Instituto de Física de São Carlos da Universidade de São Paulo, para obtenção do título de Mestre em Ciências.

Área de concentração: Física Aplicada

Opção: Física Computacional

Orientador: Prof. Dr.
Luiz Vitor de Souza Filho

Versão Corrigida
(Versão original disponível na Unidade que aloja o Programa)

SÃO CARLOS
2013

AUTORIZO A REPRODUÇÃO E DIVULGAÇÃO TOTAL OU PARCIAL DESTE TRABALHO, POR QUALQUER MEIO CONVENCIONAL OU ELETRÔNICO PARA FINS DE ESTUDO E PESQUISA, DESDE QUE CITADA A FONTE.

Ficha catalográfica elaborada pelo Serviço de Biblioteca e Informação do IFSC,
com os dados fornecidos pelo(a) autor(a)

Marques Soares, Hendrik

Influência da seção de choque na interpretação de raios cósmicos ultra energéticos / Hendrik Marques Soares; orientador Luiz Vitor de Souza Filho - versão corrigida -- São Carlos, 2013.
110 p.

Dissertação (Mestrado - Programa de Pós-Graduação em Física Aplicada Computacional) -- Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, 2013.

1. Raios Cósmicos. 2. Astrofísica de Partículas. 3. Saturação de Glúons. 4. Interações Hadrônicas. 5. Observatório Pierre Auger. I. de Souza Filho, Luiz Vitor, orient. II. Título.

*Dedico este trabalho à
minha namorada Natalia
e aos meus pais Rafael e Claudia.*

Agradecimentos

Primeiramente agradeço a minha família pela realização dessa dissertação, principalmente ao meus pais que sempre me incentivaram e apoiaram durante esses anos de estudo no mestrado e graduação. Agradeço a Natalia Martins por sua paciência e ajuda em todas as suas leituras da minha dissertação em busca da melhor escrita e erros de português perdidos em meio a tantas palavras e equações. Quanto aos amigos de pesquisa Raul Prado, Rita de Cassia, Carlos Todero e Thiago Mosqueiro agradeço por horas de discussão sobre física, computação, padrões de escrita científica e o que fosse necessário para contribuir com essa dissertação. Também agradeço a todos os outros amigos Carlos Neto, Felipe Soga, Adrian Castro que não contribuíram com física, mas contribuíram com apoio e distrações.

A todos os professores, educadores e responsáveis pela minha formação agradeço o esforço e o tempo gasto comigo. Em especial agradeço ao Prof. Dr. Luiz Vitor de Souza Filho pela disponibilidade em orientar-me, pelas diversas discussões sobre física e mostrar que era possível a realização dessa dissertação. Agradeço a Licínio Portugal por colaborar no desenvolvimento dos estudos sobre a saturação de glúons e o cálculo da seção de choque núcleo-ar que foram necessários para realização dessa dissertação. A CAPES e o Instituto de Física de São Carlos (IFSC/USP), em especial aos funcionários da biblioteca, agradeço pelo fornecimento de recursos e materiais para o desenvolvimento dessa dissertação sem os quais não seria possível.

Resumo

SOARES, H. M. *Influência da seção de choque na interpretação da composição de raios cósmicos ultra energéticos*. 2013. 110 p. Dissertação (Mestrado em Ciências) - Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, 2013.

A determinação da massa de raios cósmicos ultra energéticos é uma questão em aberto devido a flutuação natural da primeira interação e o desconhecimentos da seção de choque para altas energias ($E > 10^{17}$ eV). Alguns estudos (1) mostraram que modificações sistemáticas das propriedades em interações hadrônicas interfere significativamente no desenvolvimento de chuveis atmosféricos extensos e, conseqüentemente, provêm diferentes interpretações para os resultados de raios cósmicos. No limite de altas energias, pode ocorrer a saturação de glúons na superfície nuclear, o que resulta no aumento da seção de choque próton-próton e próton-núcleo em relação ao modelo de Glauber. A seção de choque cresce com a energia e está relacionada com a função de distribuição de probabilidade de encontrar um centro espalhado que é maior no modelo de saturação de glúons. Neste trabalho analisamos a seção de choque próton-ar e núcleo-ar para energias acima de 10^{18} eV usando a hipótese da saturação de glúons (2). Implementamos a saturação de glúons no modelos de interações hadrônicas de altas energia SIBYLL e estudamos o desenvolvimento do chuveiro atmosférico extenso usando o programa CORSIKA. Comparamos os resultados com a taxa de alongação medida pelo Observatório Pierre Auger. Concluímos mostrando o efeito da saturação de glúons na interpretação na composição da massa de raios cósmicos ultra energéticos.

Palavra-chaves: Raios cósmicos. Astrofísica de partículas. Saturação de glúons. Interações hadrônicas. Observatório Pierre Auger.

Abstract

SOARES, H. M. *Influence of cross section on the interpretation of ultra high energy cosmic rays composition*. 110 p. Dissertação (Mestrado em Ciências) - Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, 2013.

The determination of the composition of ultra high energy cosmic rays is an open question due to natural fluctuations of the first interaction point and unknown high energy cross sections. Some studies (1) have shown that systematic modifications in the hadronic interaction properties infer significantly in the development of extensive air showers and, consequently, provides different interpretations of cosmic ray results. In high energy limit ($E > 10^{18} \text{eV}$), gluon saturation may occur in the nuclear surface region, so that the cross section proton-proton and proton-nucleus increase more rapidly with incident energy than Glauber theory. The cross section rise with energy is related to the probability distribution function of scattering centers which is larger for gluon saturation models. In this work we analyze the cross section proton-proton and proton-nucleus at energies above 10^{18} eV using the gluon saturation hypothesis (2). We implemented the gluon saturation physics in the SIBYLL hadronic interaction model and we studied the development of the air shower using the CORSIKA program. Different extrapolation models of high energy interaction with gluon interaction have been implemented in SIBYLL. We compared the simulation results using gluon saturation with the measured elongation rate published by the Pierre Auger Collaborations. We conclude by showing the effect of gluon saturation in the interpretation of cosmic ray by composition.

Keywords: Cosmic rays. Particle astrophysics. Gluon saturation. Hadronic interaction. Pierre Auger Observatory.

Sumário

1	Introdução	15
1.1	Uma breve introdução a história de raios cósmicos	15
1.2	Raios cósmicos ultra energéticos	17
1.3	Observações de raios cósmicos ultra energéticos	18
2	Chuveiro Atmosférico Extenso	23
2.1	Modelo de Heitler	24
2.2	Componente Eletromagnética	25
2.3	Componente Hadrônica	26
2.4	Componente Muônica	27
2.5	Modelo de Heitler-Matthews	28
3	Observatório Pierre Auger	31
3.1	Telescópios de radiação fluorescência	31
3.2	Detecores de luz Cherenkov	32
3.3	Parametrização e determinação do X_{max}	34
3.4	Principais resultados do Observatório Pierre Auger	35
4	Difração em altas energias	39
4.1	Teoria de Kirchhoff	40
4.2	Difração de Fraunhofer	41
4.3	Seção de choque	42
4.4	A aproximação eikonal	43
5	Extensão dos modelos de interação hadrônica	45
5.1	O modelo de mini jatos	45
5.2	Modelo de Glauber	46
5.3	Saturação de Glúons	47
5.3.1	Função eikonal para um modelo de dipolo $\bar{q}q$	48
5.3.2	Saturação de glúons de prótons	50
5.4	A saturação de glúons e dados experimentais	50

6	Simulação de chuviros atmosféricos	53
6.1	CORSIKA- COsmic Ray SIMulation for KAscade	55
6.2	Diferenças e qualidade das simulações	55
6.3	SIBYLL - Cosmic ray interaction event generator	56
6.4	QGSJET	57
6.5	Mudanças nas simulações devido ao LHC	57
7	Resultados	59
7.1	Saturação de glúons	62
7.1.1	Seção de choque inelástica núcleo-ar no modelo de saturação de glúons	62
7.1.2	Determinação da energia em que a saturação de glúons ocorre . . .	73
7.1.3	Simulação de chuviros atmosféricos extensos usando o modelo de saturação de glúons	79
7.2	Composição de raios cósmicos	85
7.2.1	Taxa de elongação	85
7.2.2	Saturação de glúons e composição de mista	97
7.2.3	Limite inferior para ocorrer a saturação de glúons	97
8	Conclusão	103
	Referências	105

Capítulo 1

Introdução

1.1 Uma breve introdução a história de raios cósmicos

Raios cósmicos são partículas com energias relativísticas, vindas do cosmo. Elas são capazes de produzir chuveis de partículas secundárias que penetram na atmosfera terrestre e às vezes chegam à superfície. A primeira hipótese da existência de outros objetos no universo além das estrelas, gases e poeira interestelar vêm da descoberta dos raios cósmicos.

A história dos raios cósmicos começa por volta de 1900 com a invenção da câmara de gás que sempre registrava uma corrente de ionização residual. Esse resultado indica a existência de um agente capaz de atravessar a matéria e ionizar o gás contido na câmara. Esse agente foi chamado de raios cósmicos anos mais tarde.

O grande avanço ocorreu em 1912 e 1913 com Hess e Kolhörster, respectivamente. Eles usaram balões para medir a ionização da atmosfera em função da altitude e observaram que a ionização média aumentava em função da altitude em relação ao nível do mar, como pode ser visto na figura 1.1, que mostra os resultados de ionização medidos por Kolhörster em 1913. Tal resultado foi uma grande evidência de que os raios cósmicos tinham origem fora da atmosfera terrestre.

Em 1929, Skobeltsyn construiu uma câmara de gás capaz de medir elétrons resultantes de decaimentos radiativos. A diferença dessa câmara era que ela utilizava um campo magnético para desviar o elétron, e assim, ser capaz de identificar o elétron. Porém, o seu resultado mais relevante foi que ele observou que um conjunto de elétrons com energia acima de 15 MeV era dificilmente defletido e os identificou como elétrons produzidos pela ultra radiação γ de Hess.

No mesmo ano, foi inventado o detector de Geiger-Müller que permitiu analisar o fluxo de raios cósmicos com precisão aceitável. Assim, Bothe e Kolhörster realizaram mais um experimento importante para a física de raios cósmicos. Eles introduziram o conceito de contagem por coincidência para eliminar falsos eventos. Esse conceito se utilizava de dois detectores sobrepostos um em cima do outro e separados por um pequeno espaço.

Figura 1.1 – Diferença de ionização da atmosfera em função da altitude - Kolhörster em 1913.

Então, a partir desse experimento, foi mostrado que descargas simultâneas (passagem de partículas pelos detectores) ocorrem frequentemente, mesmo quando um forte meio de absorção era colocado entre os dois detectores, indicando que as partículas tinham energia suficiente para atravessar esse meio e ocasionar eventos em comum nos dois detectores, sendo essa a primeira indicação de que eram partículas com energias relativísticas maiores que 10^9 eV (energia maiores que a energia de repouso de um próton).

Em 1938, Pierre Auger e seus colaboradores colocaram dois detectores de raios cósmicos separados por uma distância de 300 m e verificaram que ocorria a coincidência de eventos separados espacialmente. Esse resultado foi interpretado como se essas partículas medidas fizessem parte de um chuveiro atmosférico extenso iniciado por uma partícula com energia muito maior, chamada de raios cósmicos ultra energéticos. Esse experimento também criou evidências de que partículas altamente energéticas somente poderiam ser aceleradas por fontes astronômicas.

Durante os anos de 1930 até 1950, os raios cósmicos foram a principal fonte de partículas (com energia suficiente para penetrar em núcleos atômicos) para o estudo das teorias físicas e o descobrimento de novas partículas. Em 1930, Milikan e Anderson usaram uma câmera de gás com um campo magnético mais intenso do que o usado por Skobeltsyn. Dessa forma, eles conseguiram observar a trajetória de “elétron com carga positiva” ou, como conhecemos hoje, o pósitron. Esse resultado experimental coincidiu com a teoria de Dirac que previa a existência do pósitron (Dirac, 1928). Outros experimentos similares

ajudaram na descoberta de outras partículas, como o múon, píons e káons.

Depois da segunda guerra mundial, reatores nucleares e aceleradores de partículas também começaram a prover partículas para serem estudadas e descobertas e em 1953, a tecnologia dos aceleradores de partícula se desenvolveu suficientemente tornando-se a principal forma de estudo de física de partículas. Desta forma, todos os estudos de física de partículas passaram a ser realizados principalmente em laboratório, onde podia-se ter um maior controle sobre as propriedades da partícula no feixe.

1.2 Raios cósmicos ultra energéticos

Raios cósmicos ultra energéticos (Ultra-High-Energy Cosmic Ray, UHECR) são partículas com energia cinética maior que 10^{18} eV e extremamente raras, chegando ao fluxo de uma partícula por quilômetro quadrado por século para energias superiores a 5×10^{19} eV.

O estudo de raios cósmicos ultra energéticos começou em 1930 com Pierre Auger e seus colaboradores, que mostraram que ocorria coincidência entre eventos de raios cósmicos separados espacialmente e associaram esse resultado à uma cascata de partículas iniciada por um único núcleo altamente energético no topo da atmosfera, chamando esse processo de chuva atmosférico extenso. Vários experimentos, principalmente arranjos de detectores de superfície para chuvas atmosféricas extensas foram desenvolvidos durante as décadas de 60 e 70 para entender esses chuvas de partículas e detectar os raios cósmicos.

Os processos básicos para o desenvolvimento de um chuva atmosférico extenso é a ideia de cascata. Ela é dividida em três tipos: a nucleônica, a eletromagnética e a muônica que serão discutidos na seção de chuvas atmosféricas extensas. Em todos os casos, o crescimento da cascata é exponencial e a unidade típica de energia por partícula é 1 GeV. Devido à alta energia da partícula inicial, o chuva atmosférico extenso penetra na atmosfera até que o desenvolvimento do chuva atinja o seu máximo. O ponto da atmosfera onde o chuva atinge o seu máximo é conhecido com X_{max} e é um importante parâmetro para estudo de raios cósmicos.

Outros experimentos, como os observatórios, Pierre Auger, AGASA, Haverah Park distribuem detectores por grandes áreas. Estes experimentos são capazes de detectar chuvas altamente energéticas e pode ser estimada a energia da partícula primária a partir do sinal medido através da passagem das partículas secundárias do chuva nos detectores.

Outro importante método de detecção de chuva atmosférico extenso é baseado na emissão isotrópica de radiação fluorescente. Esse processo ocorre quando partículas carregadas ionizam átomos na atmosfera, principalmente moléculas de nitrogênio, resultando numa emissão isotrópica de radiação fluorescente. A emissão fluorescente é proporcional ao fluxo de partículas carregadas que atravessam uma região da atmosfera. Então, me-

dindo esse fluxo, podemos determinar o desenvolvimento do chuveiro atmosférico extenso através da atmosfera terrestre.

O pioneiro dessa técnica foi o experimento Fly's Eye que utilizou-se de vários telescópios para observar a emissão de fluorescência em um pedaço do céu, procurando traços de radiação emitida por partículas carregadas originárias de chuveiros atmosféricos extensos. Através do uso de vários telescópios separados por quilômetros de distância, o experimento Fly's Eye foi capaz de determinar a geometria do chuveiro. O único requerimento para os telescópios de fluorescência são regiões de céu com pouca luminosidade. A partir destes resultados do Fly's Eye, outros experimentos foram desenvolvidos utilizando-se telescópios de fluorescência como HiRes I, II e o Observatório Pierre Auger.

Devido a essas partículas serem extremamente raras, faz-se necessário a utilização de grandes áreas de exposição para que seja possível detectar amostras de raios cósmicos ultra energéticos suficiente para realizar uma análise. Para se ter uma ideia da escala desses experimentos, o maior experimento construído até o momento é o Observatório Pierre Auger, que consiste em 1600 detectores de luz Cherenkov separados por 1,5 km, cobrindo uma área de 3000 km^2 além de 27 telescópios de luz fluorescente, cobrindo a mesma área com uma abertura de 30 graus em elevação de observação do céu.

Com esses novos experimentos em altas energias, o espectro de energia de raios cósmicos ultra energéticos foi estendido até energia em torno de 10^{20} eV .

1.3 Observações de raios cósmicos ultra energéticos

Os poucos chuveiros atmosféricos com mais de 10^{11} partículas são detectados por grandes arranjos de detectores e se esses chuveiros tiverem mais de 1.4 GeV por partícula no máximo do seu desenvolvimento, significa que a partícula primária do chuveiro deve ter uma energia em torno de 10^{20} eV , ou seja, 16 J em uma única partícula.

A detecção dessas partículas tem importantes implicações para a origem dos raios cósmicos ultra energéticos pois nessa energia o fluxo pode ser atenuado fortemente pelas interações com a radiação cósmica de fundo. Essa interação com a radiação cósmica de fundo é chamada de limite de GZK e esse efeito limita a distância máxima da fonte que originou o raio cósmico ultra energético. O Observatório Pierre Auger encontrou correlação com núcleos ativos de galáxias (AGN) e com seus dados (3), sendo uma possível indicação da origem de raios cósmicos.

Na figura 1.2 é mostrado o espectro de energia para raios cósmicos com energias entre $10^{14} < E < 10^{18.5} \text{ eV}$.

onde a energia E é medida em GeV.

Para energia maiores que $10^{18.5} \text{ eV}$ os dados mostram uma mudança no espectro de energia e o ponto onde a mesma ocorre é conhecido como "ankle". Essa mudança no espectro de energia é um grande desafio, pois para energias maiores que $10^{18.5}$ o fluxo de chegada na Terra É muito baixo, em torno de uma partícula por quilômetro quadrado por

Figura 1.2 – Espectro de energia para raios cósmicos com energia entre 10^{13} e 10^{20} eV medido por vários experimentos (4).

século sendo essa a principal motivação para construção de observatórios com grande área de exposição como o Observatório Pierre Auger. O estudo do “ankle” foi inicialmente realizado pelo projeto AGASA e mais recentemente pelo Observatório Pierre Auger e HiRes. Eles encontraram uma mudança no espectro de energia e também viram a supressão do espectro devido ao efeito GZK.

Resultados de composição de raios cósmicos ultra energéticos são mais complexos, pois as técnicas de detecção de chuva atmosférica extenso não permitem detectar diretamente a carga e a massa da partícula inicial de chuvas com energias maiores que 10^{16} eV, necessitando inferir, ou interpretar a composição através da detecção das partículas secundárias do chuva.

Uma outra sugestão envolve a estimativa da profundidade máxima X_{max} na qual o chuva atinge o seu número máximo de partículas. Partículas mais pesada como ferro tem uma probabilidade de interação com a atmosfera maior do que o próton, e consequentemente, o seu desenvolvimento tende a ocorrer a uma altura maior na atmosfera quando comparada ao próton. Simulações detalhadas de chuvas atmosféricas extensos

para prótons e núcleos pesados mostram como o X_{max} é influenciado pela composição inicial dos chuveis.

Experimentos como Hires e o Observatório Pierre Auger fazem medição do X_{max} e sua flutuação $RMS(X_{max})$ e comparam com resultados esperados por simulações para uma possível interpretação da composição química do raio cósmico primário que originou os chuveis. Nas figuras 1.3 e 1.4 podemos ver os resultados medidos pelo Observatório Pierre Auger, em pontos pretos, sendo comparados com diferentes resultados de simulações de chuveis atmosféricos extensos. Uma possível interpretação da composição é de partículas leves(próton) para energias em torno de 10^{18} eV e para energias maiores, a composição química tem uma tendência para partículas pesadas(ferro).

Figura 1.3 – $\langle X_{max} \rangle$ em função da energia medidos pelo Observatório Pierre Auger, em pontos pretos, comparados com diferentes resultados de simulações de chuveis atmosféricos extensos que nos leva a duas possíveis interpretações: uma mudança de partículas leves (prótons) para pesadas (ferro) ou uma nova física de partículas (5).

Figura 1.4 – $RMS(X_{max})$ em função da energia medidos pelo Observatório Pierre Auger, em pontos pretos, sendo comparados com diferentes resultados de simulações de chuveis atmosféricos extensos que nos leva a duas possíveis interpretações: uma mudança de partículas leves (prótons) para pesadas (ferro) ou uma nova física de partículas - Extraído da referência (5).

Capítulo 2

Chuveiro Atmosférico Extenso

Um chuvaire atmosférico extenso é uma cascata de partículas gerada pela interação de um raio cósmico primário e as sucessivas interações em alta energia com o núcleo de um átomo na atmosfera. O número de partículas no chuvaire multiplica-se até atingir um máximo, onde a probabilidade de absorver* partículas passa a ser maior que a de produzir partículas. O CAE consiste de três componentes principais: a eletromagnética (e^- , e^+ e γ), a muônica (μ^- e μ^+) e a hadrônica (prótons, nêutrons etc).

Figura 2.1 – Chuveiro atmosférico extenso iniciado por um raio cósmico.

*A principal perda de energia é através da ionização das partículas presentes na atmosfera.

A componente hadrônica com alta energia alimenta continuamente a componente eletromagnética principalmente com fótons vindos do decaimento de píons neutros (π^0) e partículas eta (η). Cada fóton de alta energia inicia um chuvaireto eletromagnético que propaga-se devido às sucessivas interações de produção de par e bremsstrahlung. Núcleos e hádrons de altas energias também contribuem para a cascata hadrônica, enquanto píons e káons de baixa energia decaem contribuindo para a componente muônica[†]. A cada interação hadrônica mais de um terço da energia vai para a componente eletromagnética. Devido a rápida multiplicação do chuvaireto eletromagnético, elétrons e pósitrons são as partículas mais abundantes de um chuvaireto atmosférico e também são responsáveis pela maior perda de energia do chuvaireto devido a ionização das partículas presente na atmosfera, principalmente nitrogênio e oxigênio.

2.1 Modelo de Heitler

Discutiremos abaixo um modelo que descreve o desenvolvimento de chuvaireto eletromagnético proposto por Heitler (6, p. 386). O modelo propõe uma cascata composta de partículas do mesmo tipo que interagem após um comprimento de radiação λ e, em seguida, duas novas partículas são criadas, cada uma carregando metade da energia da partícula primária (como mostrado na figura 2.2). A cada comprimento de radiação λ ,

Figura 2.2 – Modelo de Heitler para cascata eletromagnética

duas novas partículas são criadas com metade da energia da partícula primária $E = E_0/2$, e o processo se repete a cada interação, ou seja, a uma profundidade $X = N\lambda$ a cascata

[†]A competição entre interação e decaimento depende da energia e da profundidade na atmosfera.

terá 2^N partículas. A cascata continuará crescendo até que a partícula atinja uma energia crítica E_c , na qual a seção de choque de interação é igual a probabilidade de absorção. Neste instante o número de partículas é máximo $N_{max} = E_0/E_c$ numa profundidade dada por

$$X_{max} = \lambda \log_2(E_0/E_c). \quad (1)$$

Este modelo é uma descrição qualitativa do desenvolvimento de um chuvaire eletromagnético, chamado de modelo de Heitler.

2.2 Componente Eletromagnética

Um chuvaire eletromagnético começa quando um elétron, pósitron ou fóton de alta energia interage com o meio. Em altas energias, fótons interagem produzindo pares elétron-pósitron, quando interagem com um núcleo atômico na atmosfera. Elétrons e pósitrons de alta energia emitem fótons via bremsstrahlung. Esses dois processos continuam até que a perda de energia por ionização seja maior que a probabilidade de produção de partículas. Os diagramas de Feynman desses processos são mostrados na figura 2.3 e as fórmulas básicas dessas interações foram encontradas, em 1934, por Bethe e Heitler (7).

Figura 2.3 – Representações das interações eletromagnética Bremsstrahlung e Produção de par em diagramas de Feynman.

A probabilidade de um elétron com energia E irradiar um fóton com energia $W = vE$ ao atravessar uma camada $dt = dX/X_0$ da atmosfera é dada por $\phi(E, v)dt dv$

$$\phi(E, v) \rightarrow \phi(v) = v + \frac{1-v}{v} \left(\frac{4}{3} + 2b \right). \quad (2)$$

O comprimento de radiação de um elétron no ar X_0 é $37,1 \text{ g/cm}^2$, e $b = (18 \cdot \ln[183/Z^{1/3}])^{-1}$. Então a taxa de energia perdida por bremsstrahlung é

$$\frac{dE}{dX} = -\frac{1}{X_0} \int_0^1 (vE) \phi(v) dv = -\frac{1}{X_0} E \times (1 + b) \approx -\frac{E}{X_0}. \quad (3)$$

A expressão correspondente para produção de par é a probabilidade $\Psi(W, u)dtdu$ de um fóton produzir um par elétron pósitron onde o pósitron carrega a energia $E = uW$,

$$\Psi(E, u) = \Psi(u) = \frac{2}{3} - \frac{1}{2} + \left(\frac{4}{3} + 2b\right)\left(u - \frac{1}{2}\right)^2. \quad (4)$$

Diferente do caso do bremsstrahlung, onde existe uma divergência característica na região do infravermelho, a função de distribuição de probabilidade da produção de par pode ser integrada para encontrar a probabilidade da produção de par por unidade de comprimento de radiação,

$$1/\lambda_{pair} = \int_0^1 \Psi(u)du = \frac{7}{9} - \frac{1}{3}b \approx \frac{7}{9}. \quad (5)$$

A seção de choque para bremsstrahlung,

$$1/\lambda_{brem} = \int_0^1 \phi(v)dv, \quad (6)$$

contém uma divergência logaritmica em $v \rightarrow 0$. Essa divergência requer um cuidado especial com as distribuições mostradas nas equações 2 e 4 quando usadas no cálculo de Monte Carlo.

A ionização ocorre quando uma partícula carregada atravessa um meio material (nesse caso a atmosfera). A partícula carregada excita os elétrons dos núcleos atômicos, perdendo parte de sua energia. A equação de perda de energia por ionização para elétrons, com energia γmc^2 , é dada por Enge (8, p. 145)

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{e^4 N_e}{8\pi\epsilon_0^2 m_e v^2} \left[\ln \frac{\gamma m_e v^2 E_{max}}{2I^2} - \left(\frac{2}{\gamma} - \frac{1}{\gamma^2}\right) \ln(2) + \frac{1}{\gamma^2} + \frac{1}{8} \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right)^2 \right] \quad (7)$$

2.3 Componente Hadrônica

Tal como o caso da cascata eletromagnética, também existem modelos de desenvolvimento de chuveis iniciados por um núcleo energético, chamado de cascata hadrônica. As interações que ocorrem são do tipo

$$A + Ar \rightarrow B + X \quad (8)$$

e as mais importante são:

1. Os núcleos secundários e píons carregados tem energia suficiente para continuar se multiplicando em sucessivas gerações até que a energia não seja suficiente para produção de píons, por exemplo, abaixo de 1 GeV . Esse processo é chamado de cascata hadrônica e uma partícula inicial com muita energia interage criando píons, partículas estranhas e antinúcleons;
2. A perda de energia por ionização da atmosfera devido aos núcleos carregados;
3. Os píons neutros π^0 têm tempo de vida muito curto ($1,78 \cdot 10^{-16} \text{ s}$) antes de decair em dois raios γ ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$) e cada γ inicia uma cascata eletromagnética;
4. Muitos dos píons carregados decaem em múons via as interações

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (9)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \nu_\mu, \quad (10)$$

pois essas interações tem tempo de vida igual a $2,551 \cdot 10^{-8} \text{ s}$. Devido ao múon não interagir fortemente, ele atravessa a atmosfera perdendo energia por efeitos de ionização. Já os múons com baixa energia (abaixo de 10 GeV) tem tempo de decair em pósitron, elétrons e neutrinos pois seu tempo de vida igual a $2,2001 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ não é suficiente para ele atravessar toda a atmosfera.

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (11)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu; \quad (12)$$

2.4 Componente Muônica

Múons são partículas estáveis e possuem uma pequena seção de choque de interação lhe conferindo um grande poder de penetração na atmosfera. Perdem energia por ionização muito devagar quando atravessam a atmosfera e consequentemente a quantidade de múons atenua-se lentamente. Dessa forma, o múon é a melhor maneira de detectar a energia do raio cósmico primário que inicia o chuva, pois tem um perfil bem característico com poucas flutuações. A produção de múons depende principalmente do espectro de produção de píons (π^+ e π^-).

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad (\approx 100\%) \quad (13)$$

$$K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad (\approx 63,5\%) \quad (14)$$

No caso de decaimento de mésons relativísticos, o espectro do número de múons em função da energia, é dado por

$$\frac{d_n}{dE_\mu} = \frac{d_n}{dE_\nu} = \frac{1}{1 - r_m} \frac{1}{E_m} \quad (15)$$

onde M é a massa de um méson de energia E_n e raio $r_m \equiv \mu^2/M^2$ com μ sendo a massa do múon. A partir da medida do fluxo de múons podemos estimar o limite da energia do raio cósmico primário que originou o chuvaire atmosférico extenso. Essa informação é obtida através de uma “curva resposta” que mostra a distribuição da energia primária para uma certa quantidade medida de múons. A correspondente “resposta diferencial” é

$$\frac{dR_\mu}{dE_\mu dE_0} = \frac{dn_\mu(E_\mu, E_0)}{dE_\mu} N_0(E_0) \quad (16)$$

onde dn_μ/dE_μ é a produção diferencial de múon para um núcleo primário com energia E_0 .

2.5 Modelo de Heitler-Matthews

O modelo semi empírico de Heitler-Matthews (9) é usado para descrever o desenvolvimento da componente hadrônica de um chuvaire atmosférico extenso de maneira análoga ao conhecido modelo de Heitler para chuvaire eletromagnéticos. Neste modelo, a atmosfera é descrita como sendo dividida em camadas fixas de espessura $\lambda_I \ln 2$, onde λ_I é constante e representa o comprimento de radiação de interações fortes de hádrons. O comprimento de radiação $\lambda_I \approx 120 \text{ gcm}^{-2}$ é uma aproximação razoável para interações com energias entre 10-1000 GeV no caso de píons.

Os hádrons interagem após atravessar uma camada λ_I produzindo N_{ch} píons carregados e $\frac{1}{2}N_{ch}$ píons neutros. Cada π^0 imediatamente decai em dois fótons, iniciando uma cascata eletromagnética, enquanto os píons carregados $\pi^\pm$ atravessam para a próxima camada e interagem. O processo continua até que os $\pi^\pm$ alcancem uma energia crítica ξ_c^π onde decaem em múons de baixa energia.

Considere um raio cósmico entrando na atmosfera com energia E_0 . Após n interações, o número de píons carregados é dado por $N_\pi = (N_{ch})^n$. Assumindo que a energia se divide igualmente entre todas as partículas, cada pión carregará $(2/3)^n E_0$ de energia. Lembrando-se que $(1/3)$ da energia da partícula primária vai para a componente

Figura 2.4 – Modelo de Heitler-Matthews para cascata hadrônica

eletromagnética devido ao decaimento do π^0 . Desta forma, a energia de cada $\pi^\pm$ por camada na atmosfera é dada por:

$$E_\pi = \frac{E_0}{\left(\frac{2}{3}N_{ch}\right)^n}. \quad (17)$$

Após um certo número n_c de gerações, E_π torna-se menor que ξ_c^π atingindo o número máximo de partículas. O número de interações necessárias para chegar à energia crítica é dado por

$$n_c = \frac{\ln[E_0/\xi_c^\pi]}{\ln[\frac{2}{3}N_{ch}]} = 0.85 \log_{10}[E_0/\xi_c^\pi], \quad (18)$$

onde $n_c = 3, 4, 5, 6$ é número de gerações necessárias para atingir a energia crítica $E_0 = 10^{14}, 10^{15}, 10^{16}, 10^{17}$ eV, respectivamente. A profundidade máxima do chuvaire atmosférico extenso X_{max} é definida como o ponto onde o número de fótons e elétrons atinge seu valor máximo. A componente eletromagnética, por sua vez, é gerada a partir do decaimento de π^0 que produz fótons, onde cada fóton carrega a energia $E_0/(3N_{ch})$. Logo, a profundidade máxima atingida por um chuvaire atmosférico extenso iniciado por um próton X_{max}^p é a profundidade da primeira interação adicionada a profundidade do ponto máximo do chuvaire eletromagnético, dado por

$$X_{max}^p = X_0 + \lambda_I \ln[E_0/(3N_{ch}\xi_c^e)] \quad (19)$$

Este modelo representa qualitativamente, com uma aproximação razoável, o desenvolvimento de um chuvaire atmosférico iniciado por um próton.

Capítulo 3

Observatório Pierre Auger

O Observatório Pierre Auger é um experimento para detecção de raios cósmicos ultra energético localizado na região de Pampa Amarilla, na Argentina. Esse Observatório é o primeiro experimento a combinar as duas principais técnicas de detecção de chuviros atmosférico extenso: telescópios de luz fluorescência e detectores de superfície de luz Cherenkov. A figura 3.1, mostra o arranjo do Observatório Pierre Auger, os pontos azuis representam os detectores de superfície de luz Cherenkov e os traços verdes mostram a posição e a direção de observação dos quatro telescópios de luz fluorescente. O uso de ambas as técnicas simultaneamente torna o experimento um detector híbrido resultando na redução de erros sistemáticos de medida e possibilitando calibrações cruzadas entre as distintas técnicas. Graças principalmente a uma área fixa de detecção oferecida pelos detectores de superfície e uma medida calorimétrica da energia feita com os telescópios, o Observatório Pierre Auger tem uma capacidade diferenciada no que compete ao campo de raios cósmicos ultra energéticos.

3.1 Telescópios de radiação fluorescência

As partículas carregadas do chuviro atmosférico extenso também interagem principalmente com o nitrogênio e oxigênio da atmosfera, através da ionização, emitindo luz ultravioleta via processo de fluorescência. Os telescópios de fluorescência do Observatório Pierre Auger observam o rastro de fluorescência do nitrogênio e segue o desenvolvimento do chuviro medindo a intensidade da radiação emitida. Ao total são 27 telescópios, 4 detectores de luz fluorescente, figura 3.2, estão totalmente operacionais no Observatório Pierre Auger e dentro de cada um dos detectores encontram-se 6 telescópios em funcionamento observando a faixa de $0 - 30^\circ$ de elevação. Além desses, existem mais 3 telescópios do experimento HEAT que observam a região do céu entre $30 - 60^\circ$ de elevação.

Figura 3.1 – Observatório Pierre Auger, os pontos azul representa os detectores de superfície de luz Cherenkov e os traços verdes mostram a posição e a direção de observação dos quatro telescópios de luz fluorescente.

Os telescópios são equipados com um espelho segmentado de 11m^2 , com raio de curvatura de 3,4 m e diafragma com 2,2 m de diâmetro. A abertura do telescópio é coberta por um filtro que seleciona o intervalo de frequência correspondente à emissão fluorescente das moléculas de nitrogênio (300 - 400 nm). Uma abertura de 2,2 m de diâmetro só é possível graças ao uso de um anel corretor acoplado ao diafragma do telescópio. Tal anel, possibilitou o aumento da área de exposição do telescópio em aproximadamente 60% sem comprometer a qualidade óptica do experimento. Finalmente, depois de passar por esse arranjo experimental, a luz produzida pelo chuva atmosférico é captada por um conjunto de 440 fotomultiplicadoras.

3.2 Detectores de luz Cherenkov

O detector é composto por um tanque preenchido com água purificada, dispondo de três fotomultiplicadoras no seu topo. Partículas carregadas provenientes do chuva de partículas, como múons e elétrons, ao passarem pela água, produzem radiação Cherenkov. As fotomultiplicadoras captam os fótons e elétrons, gerando um sinal elétrico em função do tempo, que é digitalizado. Também existe um sistema de gatilho que seleciona a

Figura 3.2 – Detector de luz fluorecente do observatório Pierre Auger

qualidade do sinal guardando ou descartando a medida.

Figura 3.3 – Detector de Luz cherenkov

No Observatório Pierre Auger, cada tanque possui a forma de um cilindro opaco, com 3,6 metros de diâmetro e 1,6 metros de altura, veja a foto de um tanque em operação na figura 3.3. Dentro do tanque há um material refletor, para refletir a radiação Cherenkov e maximizar a coleta de fótons. No interior do tanque há três fotomultiplicadoras que coletam a radiação Cherenkov produzida pelas partículas que atravessaram o tanque. A parte eletrônica do tanque é alimentado por duas bateria que são carregadas por energia solar. O arranjo detector de superfície do Observatório Pierre Auger é composto por 1600 tanques de água espalhados em uma rede hexagonal com espaçamento de 1,5 km (como mostrado na figura 3.1) que medem a luz Cherenkov produzida pela passagem

das partículas geradas pelo chuveiro atmosférico extenso. Os dados são enviados de cada tanque para uma central de aquisição através de uma conexão sem fio.

A estimativa da localização do centro do chuveiro está vinculada às medidas da densidade de sinal registrado nas estações. A direção do chuveiro é aferida através da diferença de tempos registrados em cada tanque. O estudo sobre a forma do sinal, ao longo do centro do chuveiro podem fornecer indícios sobre a composição química dos raios cósmicos, pois raios cósmicos mais pesado tendem a produzir mais múons do que raios cósmicos leves.

3.3 Parametrização e determinação do X_{max}

O chuveiro atmosférico extenso, ao atravessar a atmosfera, interage com o ar ionizando principalmente os núcleos de nitrogênio. A energia depositada pela ionização é reemitida através da radiação fluorescente isotrópica, que é detectada pelos telescópios de fluorescência e transformada em pulsos elétricos que permitem a determinação da trajetória do raio cósmico. Além disso, a partir da intensidade do sinal podemos determinar a quantidade de energia depositada em cada camada da atmosfera que o telescópio consegue observar.

Os múons e elétrons que conseguem chegar ao solo atravessam os tanques e emitem luz Cherenkov que é medida pelas foto-multiplicadoras. De acordo com a densidade de sinal $\rho(x)$ (onde x é a distância do tanque ao centro do chuveiro) e a diferença de tempo em que os tanques são acionados pelo mesmo evento* podemos estimar a energia e a direção de chegada do raio cósmico primário.

Juntando-se os resultados da direção de chegada e intensidade dos sinais (telescópio e tanques) pode-se determinar a densidade de partículas em função da profundidade na atmosfera permitindo a determinação do X_{max} do chuveiro através de um ajuste da função Gaisser-Hillas (10) sobre os dados

$$N(X) = N_{max} \left(\frac{X - X_c}{X_{max} - X_c} \right)^{\frac{X_{max} - X_c}{\lambda}} \exp \left[\frac{X_{max} - X}{\lambda} \right] \quad (20)$$

onde X_c é uma constante de ajuste e $\lambda = 70g/cm^2$.

Devido à sua sensibilidade, os telescópios de fluorescência não operam durante o dia e noites com lua, o Observatório Pierre Auger opera de forma híbrida apenas em 10-11% do ano. Então, para os demais eventos, apenas os tanques de luz Cherenkov estão aptos a operar, realizando a determinação da energia de uma calibração feita a partir dos

*Essa diferença de tempo é da ordem de ns .

dados híbridos. A calibração é obtida a partir de um gráfico da energia encontrada pelos telescópios de fluorescência e o parâmetro S_{1000} (densidade do sinal dos tanques a mil metros do centro do chuveiro).

3.4 Principais resultados do Observatório Pierre Auger

Aplicando esses dois métodos complementares de detecção, o Observatório Pierre Auger prove informações de alta qualidade sobre raios cósmicos. Discutiremos abaixo alguns resultados publicados pela Colaboração Pierre Auger: a correlação de raios cósmico de altíssimas energias com objetos extragaláticos (3), a supressão do fluxo de raios cósmico pela radiação cósmica de fundo em energias superiores a 10^{18} eV (11) e ao limite superior do fluxo de fótons (12). Os resultados sobre a composição serão discutidos ao longo da dissertação por estar diretamente relacionado com o assunto dessa dissertação.

Espectro de energia para raios cósmicos acima de 10^{18} eV

Usando os dados do observatório, foi possível medir o fluxo de raios cósmicos com precisão e estatística sem precedentes. Nesse novo espectro, para energias acima de 10^{18} eV o fluxo pode ser descrito por uma quebra da lei de potencia $E^{-\gamma}$ com índice $\gamma = 3.3$ abaixo do *ankle* que é medido em $\log_{10}(E_{ankle}/eV) = 18.6$. Acima do *ankle* o espectro é descrito pela lei de potencial com índice 2.6 seguido pela supressão do fluxo devido ao efeito GZK, em torno de $\log_{10}(E_{ankle}/eV) = 19.5$.

Correlação de raios cósmicos de altíssimas energias com objetos extragaláticos

Usando dados coletados pelo Observatório Pierre Auger, foi demonstrada uma correlação entre as direções de chegada de raios cósmico com energia acima de 6×10^{19} eV e a posição de núcleo ativo de galáxias (active galactic nuclei - AGN). Rejeitando a hipótese de distribuição isotrópica de raios cósmicos com no mínimo 99% de precisão, a correlação é compatível com a hipótese de que raios cósmicos de altíssima energia são originários próximos de fontes extragaláticas nas quais o fluxo de raios cósmicos não é totalmente reduzido por interações com a radiação cósmica de fundo.

Esses resultados demonstraram que a anisotropia da direção de chegada dos raios cósmico de altíssima energia e sua origem extra-galática e as observações são consistentes com a hipótese de supressão do fluxo medido pelo Observatório Pierre Auger devido ao corte GZK.

Figura 3.4 – Espectro de energia do Auger e HiRes combinado com as leis de potência (11).

Em 2009, foi publicado novas medidas de raios cósmicos (13), aumentando o número de eventos de raios cósmicos com energia maiores que 55 EeV de 27 para 69. A correlação observada dos dados medidos diminuiu de 69^{+11}_{-13} % para 38^{+7}_{-6} %. Para uma direção de chegada isotrópica a correlação tem que ser abaixo de 21%. Ou seja, a direção de chegada mesmo com a diminuição na correlação ainda é anisotrópica.

Limite superior na fração de fótons em chuviros atmosféricos extensos

A partir de observações do desenvolvimento de chuviros atmosféricos extensos ultra energéticos medidos pelo observatório Pierre Auger (12), a colaboração Pierre Auger conseguiu resultados para limites superior na fração de fótons em energias 2, 3, 5 e 10 EeV de 3,8 %, 2,4 %, 3,5 % e 11,7% com 95 % de fluxo total. Esse limite de fótons está dentro das restrições de modelos “top-down” e também ajudou a reduzir a incertezas sistemáticas na análise dos dados de chuviros atmosféricos como espectro de energia, composição da partícula primária e seção de choque próton-ar.

Figura 3.5 – Projeção dos resultados de correlação entre as direções de chegada de raios cósmico com energia acima de 6×10^{19} eV e a posição de núcleo ativo de galáxias (active galactic nuclei - AGN). (3).

Capítulo 4

Difração em altas energias

A discussão abaixo sobre difração em altas energias e seção de choque segue a exposição feita no livro High Energy Particle Diffraction (14).

Óptica e física de hádrons a princípio parecem ser dois campos distantes, entretanto colisões de partículas com altíssimas energia produzem uma variedade imensa de partículas diferentes, o que torna essa situação consideravelmente análoga a óptica onde o princípio de Huygens é aplicável. Na prática, os dois campos são muito semelhantes; nos dois casos temos número de onda e observam-se características ondulatórias nos fenômenos observados. Portanto, difração cobre uma grande quantidade de fenômenos ondulatórios para mecânica quântica, e da física nuclear até a física hadrônica. Uma definição geral da difração hadrônica pode ser formulada da seguinte maneira:

Uma reação na qual os números quânticos são mantidos constantes em uma colisão de partículas, com altas energias, é uma reação de difração(14).

A analogia entre óptica e difração em mecânica quântica é completa no caso de espalhamento elástico, onde a estrutura interna das partículas interagentes não é importante. Por outro lado, as excitações de difrações inelásticas estão relacionadas com a composição interna das partículas e com as flutuações no campo quântico. Difrações hadrônicas representam uma extensão não trivial do fenômeno microscópico no mundo microscópico.

Difração óptica foi sistematizada por Joseph Fraunhofer e Agustin Fresnel, que colocaram seus nomes nos dois principais regimes da difração. Anos depois, Gustav Kirchhoff resolveu o problema usando um formalismo matemático mais abrangente e reconstruiu a figura da difração a partir da teoria eletromagnética de Maxwell.

4.1 Teoria de Kirchhoff

Kirchhoff considerou uma onda plana incidindo perpendicularmente a uma parede Σ com uma abertura Σ_0 de dimensão R , como descrito na figura 4.1. Com o número de onda $k = 2\pi/\lambda$ fosse suficientemente grande para que a condição de comprimento de onda pequena

$$kR \gg 1 \quad (21)$$

fosse satisfeita.

Figura 4.1 – Difração de uma onda plana por um abertura na parede.

A onda pode ser representada pela seguinte formula

$$\phi(x, y, z, t) = U(x, y, z)e^{-i\omega t}, \quad (22)$$

onde o módulo ao quadrado de U é a intensidade da luz que representa a energia carregada pela onda por segundo em unidade perpendicular de área. A amplitude da onda plana incidente, antes da parede, $U(x, y, z)$ é dada por

$$U(x, y, z) = U_0 e^{-ikz}. \quad (23)$$

Imediatamente após a colisão a amplitude $U(x, y, z)$ em um ponto $P \equiv (x, y, z)$ de um detector plano é dada pela formula Fresnel-Kirchhoff

$$U(x, y, z) = -\frac{ik}{4\pi} U_0 \int_{\Sigma_0} d^2b (1 + \cos\chi) \frac{e^{-iks}}{s}, \quad (24)$$

onde $b \equiv (b_1, b_2, 0)$ é o vetor que percorre o plano Σ_0 e $\cos\chi$ é a inclinação do vetor s em

relação a normal do plano Σ . Usando a condição de comprimento de ondas pequenas, dada pela equação 21, teremos pequenos ângulos de espalhamento o que significa que a integral de Fresnel-Kirchhoff mostrada na equação 24 seja da forma

$$U(x, y, z) = -\frac{ik}{4\pi} U_0 \int_{\Sigma_0} d^2b \frac{e^{-iks}}{s}. \quad (25)$$

A integral de Fresnel-Kirchhoff possibilita três soluções com diferentes condições de distância D :

- Difração de Fraunhofer, quando

$$kR^2/D \ll 1; \quad (26)$$

- Difração de Fresnel, quando

$$kR^2/D \approx 1; \quad (27)$$

- Limite da óptica geométrica é obtido, quando:

$$kR^2/D \gg 1. \quad (28)$$

4.2 Difração de Fraunhofer

A difração de Fraunhofer é a parte mais importante para este trabalho, pois os conceitos da física óptica são aplicados aos fenômenos de interação hadrônica. Por exemplo, se considerarmos um alvo do tamanho de um hádron onde seu raio é $R \approx 1$ fm, com energia $k \approx \sqrt{s} \approx 200$ GeV e a condição de distância $D \geq 1$ cm, temos então $kR \approx 10^3$, $D/R \geq 10^{13}$, portanto interações hadrônicas estão dentro do regime de difração de Fraunhofer $kR^2 \ll D$. Nesse regime, podemos desprezar os termos quadráticos da expansão do expoente e^{iks} em série de potências de b/r e escrever a função de onda no ponto $P(x, y, z)$ no limite de Fraunhofer como

$$U(x, y, z) = -\frac{ik}{2\pi} U_0 \frac{e^{ikr}}{r} \int d^2b \Gamma(b) e^{-iq \cdot b}, \quad (29)$$

onde $q \simeq k' - k$ é o momento transferido e Γ é a função de perfil que representa a estrutura da abertura. A analogia entre a óptica de espalhamento de partículas em altas energias deve ser feita considerando um obstáculo opaco e não uma abertura. Porém, através do princípio de Babinet um obstáculo e uma abertura com dimensões idênticas produzem

a mesma figura de difração. Assim, podemos descrever a amplitude da onda difratada por um disco opaco por uma abertura de tamanho idêntico. Essa mudança é realizada subtraindo-se a equação de onda plana 29 da equação 23. Isso é equivalente a substituir $\Gamma(b)$ por $S(b) = 1 - \Gamma(b)$, onde $S(b)$ é o análogo a matriz S^* de física de partículas e descreve a modificação da onda na difração em obstáculos. Dessa forma a amplitude é dada por

$$U(x, y, z) = -\frac{ik}{2\pi} U_0 \frac{e^{ikr}}{r} \int d^2b S(b) e^{-iq \cdot b}. \quad (30)$$

A equação 30 ainda pode ser escrita como uma combinação da onda plana incidente (U_{inc}) e mais uma onda espalhada (U_{esp})

$$U(x, y, z) = U_{inc} + U_{esp} = U_0 \left(e^{ikz} + f(q) \frac{e^{ikr}}{r} \right), \quad (31)$$

onde o fator $f(q)$, que multiplica e^{ikr}/r , é a quantidade física relevante chamada amplitude de espalhamento, dada por

$$f(q) = \frac{ik}{2\pi} \int d^2b \Gamma(b) e^{-iq \cdot b}, \quad (32)$$

e a partir da transformada de Fourier inversa definimos a função de perfil como

$$\Gamma(b) = \frac{1}{2\pi ik} \int d^2q f(q) e^{iq \cdot b}. \quad (33)$$

4.3 Seção de choque

A intensidade da partícula incidente (I_{Inc}) e a espalhada (I_{esp}) são encontradas a partir de

$$I_{Inc} = |U_{Inc}|^2 = |U_0|^2 \quad (34)$$

e

$$I_{esp} = |U_{esp}|^2 = |U_0|^2 \frac{|f(q)|^2}{r^2}, \quad (35)$$

respectivamente. A seção de choque diferencial é definida como sendo a razão de energia saindo do sistema num ângulo sólido $d\Omega$ pelo fluxo de energia incidente

$$d\sigma = \frac{I_{esp} r^2 d\Omega}{I_{Inc}}. \quad (36)$$

*Matriz S está descrita na referência (14).

Logo, usando as equações 35 e 36 podemos encontrar a seção de choque de espalhamento em função do módulo da amplitude de espalhamento.

$$\sigma_{esp} \equiv \frac{1}{k^2} \int |f(q)|^2 d^2q, \quad (37)$$

onde usamos a relação

$$d^2q = \pi dq^2 \approx \pi(2k^2\theta d\theta) \approx k^2 d\Omega. \quad (38)$$

Usando o teorema de Parseval (14) temos que

$$\sigma_{inel} = \int d^2b |1 - S(b)|^2 \quad (39)$$

A seção de choque elástica σ_{ela} é dada pela a razão de energia absorvida pelo fluxo incidente, é

$$\sigma_{ela} = \int d^2b (1 - |S(b)|^2), \quad (40)$$

portanto a seção de choque total é dada por

$$\sigma_{tot} = \sigma_{ela} + \sigma_{inel} = 2 \int d^2b (1 - \text{Re}S(b)). \quad (41)$$

4.4 A aproximação eikonal

A aproximação eikonal é o limite de altas energias para potencial de espalhamento não relativístico, válido quando a energia da partícula incidente é muito superior ao potencial de interação

$$E \gg |V(r)|, \quad (42)$$

e o comprimento de onda da partícula é muito menor que o alcance da interação a

$$ka \gg 1. \quad (43)$$

Essa aproximação é valida para o problema em questão dessa dissertação onde raios cósmico ultra energéticos tem energia muito maior que a energia de ligação hadrônica. Quando aplicamos essas condições sobre a equação de Schrödinger, onde uma partícula definida pela função de onda $\Psi(r)$ é submetida a um potencial espalhador $U(r)$

$$[\Delta^2 - U(r) + k^2]\Psi(r) = 0 \quad (44)$$

temos o seguinte resultado

$$\Psi(r) = \exp \left[ik \cdot r - \frac{i}{2k} \int_{-\infty}^z U(b, z') dz' \right], \quad (45)$$

onde b é o vetor perpendicular ao eixo de propagação, conhecido como parâmetro de impacto. A partir dessa solução, podemos calcular a amplitude de espalhamento

$$f(k, \theta, \varphi) = \frac{ik}{2\pi} \int d^2b e^{-iq \cdot b} (1 - e^{i\chi(b)}), \quad (46)$$

onde a função eikonal χ é definida como

$$\chi(b) = -\frac{1}{2k} \int_{-\infty}^{+\infty} U(b, z) dz. \quad (47)$$

Essa equação ainda pode ser reduzida quando notamos que o potencial tem simetria azimutal, de forma que a equação se reduz à

$$f(k, \theta) = ik \int_0^\infty b db J_0(qb) (1 - e^{i\chi(b)}). \quad (48)$$

Então temos as seções de choque inelástica, elástica e total para o limite eikonal, que são:

$$\sigma_{el} = \int d^2b |1 - e^{i\chi(b)}|^2, \quad (49)$$

$$\sigma_{in} = \int d^2b (1 - e^{-i\chi(b)}), \quad (50)$$

$$\sigma_{tot} = 2 \int d^2b (1 - e^{-i\chi(b)}). \quad (51)$$

Capítulo 5

Extensão dos modelos de interação hadrônica

5.1 O modelo de mini jatos

Uma das primeiras alternativas para descrever a interação das partículas em altas energias foi feita por Cline, Halzen e Luthe (15). Eles mostraram que os dados de raios cósmicos eram encontrados a uma energia muito maior do que as medidas de aceleradores de partículas sugerindo um grande aumento do momento transversal médio P_t^* . Logo, a distribuição de P_t teria forma diferente para baixa e alta energia (limite de 32 mb que é quando a escala de Feynman não é mais válida). A sugestão era que para baixo P_t as interações fossem periféricas e os pártons [†] participavam coletivamente nas interações. Já em altas energias, as interações se tornariam internas e cada párton devia ser considerado individual e produziria partículas secundárias em forma de jatos hádrons. Essa teoria depois ficou conhecida como espalhamento inelástico profundo (sigla em inglês DIS).

A partir do modelo de regimes diferentes de energia foi possível reconstruir os resultados de aceleradores de partículas e prever o valor de P_t para energias mais altas. O modelo também sugeriu um aumento na seção de choque hadrônica, pois aumentaria a importância das partículas secundárias no processo, onde pártons interagem individualmente com o outro. Este é o começo do modelo de mini jatos para interações hadrônicas. O modelo separa a seção de choque em duas partes: seção de choque para baixa energia σ_{soft} que está relacionada com a troca de P_t em energias baixas e não precisa ser calculada com QCD perturbativo e nem usar a teoria de mini jatos. A segunda parte é calculada através da integração da seção de choque diferencial da QCD sobre toda a energia

*Componente do momento perpendicular a linha do feixe, ou linha de colisão.

[†]Párton são partículas fundamentais que constituem o hádron. Proposto por Feynman, e os pártons têm a existência sugerida por vários experimentos de aceleradores de partícula.

carregada por um párton, tal como mostrado na equação abaixo

$$\sigma_{QCD} = \int dx_1 \int dx_2 \int_{Q_{min}^2}^{Q_{max}^2} d\hat{t} \times \frac{d\sigma_{QCD}}{dx_1 dx_2 dQ^2}(\sqrt{s}), \quad (52)$$

onde $\hat{s} = x_1 x_2 s < 2Q_{min}^2$ é o mínimo de momento transferido na qual a teoria pode ser aplicada.

Aplicando essa teoria temos que a σ_{QCD} cresce mais rapidamente, dependendo da escolha de Q^2 e a função distribuição de pártons, e aos poucos começa a exceder a medida da seção de choque inelástica. O significado físico de $\sigma_{QCD} > \sigma_{inel}$ é que σ_{QCD} torna-se a seção de choque para produção de mini-jatos e sugere também que há uma produção maior de pares de jets. O número de pares n criados a partir da interação de dois pártons de alta energia pode ser obtido por $n(b) = A(b)\sigma_{QCD}$, onde $A(b)$ é a probabilidade de ocorrer uma colisão entre dois pártons com um parâmetro de impacto b .

A seção de choque inelástica σ_{inel} é obtida através da integração sobre todo o parâmetro de impacto b da função eikonal χ

$$\sigma_{inel} = \int d^2b [1 - e^{-2\chi(b,s)}]. \quad (53)$$

A função eikonal é dividida em duas partes correspondentes aos dois processos de interação:

$$\chi(b, s) = \chi_{soft}(b, s) + \chi_{QCD}(b, s), \quad (54)$$

onde $\chi_{QCD} = n(b, s)/2$ e χ_{soft} é uma constante escolhida de tal forma a reproduzir a seção de choque inelástica para baixas energias.

5.2 Modelo de Glauber

Consideremos o espalhamento de um hádron (ou uma flutuação hadrônica) h sobre um núcleo A . Quando uma partícula de alta energia colide com um sistema composto por vários núcleos, significa que o hádron incidente pode sofrer novos espalhamentos com cada um dos núcleons do núcleo. Um tratamento geral desta reação é muito complicado, necessitando de algumas aproximações. Para uma partícula de alta energia incidente, a qual sofre espalhamento de pequenos ângulos depois de uma colisão, nós podemos usar a aproximação eikonal. Assim, a amplitude de espalhamento é dada por

$$f_{hA}(q) = \frac{ik}{2\pi} \int d^2b e^{-iq \cdot b} \langle A | \Gamma_A(b, b_1, \dots, b_A) | A \rangle, \quad (55)$$

onde b é o parâmetro de impacto da onda incidente e $b_1, \dots, b_A$ são as posições relativas dos núcleos com o eixo de colisão. Γ_A é a função de perfil do núcleo, relacionada com a função eikonal χ_A por

$$\Gamma_A(b, b_1, \dots, b_A) = 1 - e^{-i\chi_A(b, b_1, \dots, b_A)}. \quad (56)$$

Portanto dada a função de perfil para colisão hádron-núcleo (hA) a seção de choque é

$$\sigma_{hA}(q) = 2 \int d^2b \text{Re} \langle A | \Gamma_A(b, b_1, \dots, b_A) | A \rangle. \quad (57)$$

Na aproximação de Glauber é assumido que os núcleos do sistema não são correlacionados e, a função eikonal depois da colisão, pode ser escrita como uma soma de funções eikonal para cada núcleo,

$$\chi_A(b, b_1, \dots, b_A) = \sum_{i=1}^A \chi(b - b_i). \quad (58)$$

isto significa que o requerimento para determinar o χ_A é a soma dos potenciais de um único núcleon. Desta forma, a função de perfil Γ_A torna-se

$$\Gamma_A(b, b_1, \dots, b_A) = 1 - \prod_{i=1}^A [1 - \Gamma(b - b_i)] \quad (59)$$

Resolvendo a equação 57 e usando-se a função de perfil determinada a partir da aproximação de Glauber, dada pela equação 59, temos como resultado principal da teoria de Glauber a seção de choque hádron-núcleon

$$\sigma_{hA} = 2 \int d^2b \left[1 - \exp \left\{ \left[-\frac{1}{2} \sigma_{hN} T(b) \right] \right\} \right], \quad (60)$$

onde σ_{hN} é a seção de choque hádron-núcleon ou nesta dissertação próton-próton.

5.3 Saturação de Glúons

Um núcleon em energias não relativísticas é constituído por poucos pártons e a probabilidade de interação entre eles é muito pequena. Porém, com o aumento da energia, novos pártons são emitidos e o número cresce de forma linear com a energia até um ponto no qual as funções de onda dos pártons se sobrepõem favorecendo a interação entre eles, como descrito na figura 5.1. Nesta condição, dizemos que ocorreu a saturação de glúons e as interações internas tornam-se importantes para descrição do núcleo atômico.

As interações internas entre pártons, dentro do núcleon, tornam-se importantes no

Figura 5.1 – Exemplo do estado do núcleon para ocorrer a saturação de glúons

cálculo da seção de choque caso ocorra a saturação de glúons. A taxa de crescimento da seção de choque está relacionada com a distribuição de probabilidade dos centros de espalhamento. Caso ocorra a saturação de glúons dentro da superfície nuclear teremos um crescimento da seção de choque próton-próton e próton-núcleo mais rápido do que o modelo proposto por Glauber.

A seção de choque em altas energias pode ser aproximada pela função eikonal. No caso, a seção de choque inelástica é dada por

$$\sigma_r = \int d^2b [1 - e^{-2\chi(b,s)}], \quad (61)$$

onde $\chi(b, s)$ é a contagem de colisões que acontecem quando uma partícula atravessa uma nuvem de glúons com uma energia de centro de massa s e parâmetro de impacto b .

5.3.1 Função eikonal para um modelo de dipolo $\bar{q}q$

A função eikonal de um dipolo, descrito no artigo (16), pode ser obtida pela identificação do fator $1 - e^{-2\Omega}$ na seção de choque inelástica como a probabilidade de ocorrer pelo menos uma colisão entre pártons, gerando uma série de partículas. A equação 62 mostra a seção de choque para um pequeno dipolo $q\bar{q}$ atravessando uma nuvem de glúons é proporcional à área do dipolo, à constante de acoplamento forte e ao número de glúons na nuvem

$$\sigma_{q\bar{q}} = \frac{\pi^2}{N_c} r^2 \alpha_s(\mu^2) xg(x, \mu^2), \quad (62)$$

onde $xg(x, \mu^2)$ é a densidade de glúons numa escala de transferência de energia μ^2 . Agora, podemos imaginar que a densidade de glúons no alvo não é pequena. A probabilidade do dipolo sofrer uma colisão inelástica ao atravessar um camada da nuvem de glúons é

$$P = 1 - \frac{\pi^2}{N_c} r^2 \alpha_s(\mu^2) xg(x, \mu^2) \rho(b, z) dz, \quad (63)$$

onde $\rho(b, z)$ representa a probabilidade de encontrar-se um glúon em um elemento de área transversal ao eixo de incidência a uma distância b do centro com uma energia de centro de massa $\sqrt{s}$. Desta maneira, exponenciando-se o resultado, a probabilidade do parton sofrer uma colisão inelástica ao atravessar a nuvem inteira é

$$P_{in} = 1 - \exp\left[-\frac{\pi^2}{N_c} r^2 \alpha_s(\mu^2) x g(x, \mu^2) T_p(b)\right] \quad (64)$$

onde $T_p(b)$ é a função de perfil,

$$T_p(b) = \int_{-\infty}^{\infty} dz \rho(b, z). \quad (65)$$

Comparando a equação 64 da probabilidade de ocorrer uma colisão inelástica com a expressão da função eikonal $(1 - e^{2\Omega})$, temos

$$\Omega = \frac{1}{2} \frac{\pi^2}{N_c} r^2 \alpha_s(\mu^2) x g(x, \mu^2) T_p(b), \quad (66)$$

a seção de choque requer a densidade de glúons $xg(x, \mu^2)$ para todas as escalas μ^2 . A escala μ^2 é relacionada com o tamanho do dipolo por

$$\mu^2 = \frac{C}{r^2} + \mu_0^2. \quad (67)$$

A distribuição inicial de glúons, dada a escala μ_0^2 , é

$$xg(x, \mu_0^2) = A_g x^{-\lambda_g} (1 - x)^{5,6}, \quad (68)$$

onde os parâmetros do modelo, μ_0^2 , A_g e λ_g são determinado a partir dos dados de colisões inelásticas profundas. Para quarks leves, a distribuição de glúon evolui da seguinte forma

$$x = \frac{Q^2}{Q^2 + W^2}. \quad (69)$$

E para uma dada configuração de núcleons a seção de choque inelástica de um dipolo $q\bar{q}$ em relação ao parâmetro de impacto b é

$$\sigma_{in} = 2 \int d^2b \left[1 - \exp\left(-\frac{\pi^2}{N_c} r^2 \alpha_s(\mu^2) x g(x, \mu^2) \sum_{i=1}^A T_p(b - b_i)\right) \right] \quad (70)$$

5.3.2 Saturação de glúons de prótons

A saturação de glúons em prótons foi estudada por L. Portugal e T. Kodama, na referência (2). No caso de um próton que atravessa uma nuvem de glúons, a função eikonal é proporcional a área do próton, a constante de acoplamento forte e ao número de glúons na nuvem e é dada por

$$\chi(b, s) = \frac{\pi^2}{N_c} R_D^2 \alpha_s(Q^2) xg(x, Q^2) T_{Ar}(b) \quad (71)$$

onde $xg(x, Q^2)$ é a densidade de glúons em alguma escala de transferência de energia Q^2 e $T_p(b)$ é a função de perfil.

A saturação de glúons em núcleos é mais complexa do que em prótons, pois quando juntamos mais de dois nucleons uma modificação nuclear ocorre na função de perfil devido a superposição dos núcleons. Esse efeito é chamado de sombreamento, pois a superposição faz com que os núcleons da superfície do núcleo absorvam grande parte do fluxo hadrônico em uma colisão, criando uma sombra nos demais. O efeito de sombreamento pode ser expresso através de um fator de modificação nuclear ($R_i^A(x)$) sobre a função de perfil do próton livre $f_i(x, Q^2)$ da seguinte maneira

$$f_i^A(x, Q^2) \equiv R_i^A(x) f_i(x, Q^2). \quad (72)$$

5.4 A saturação de glúons e dados experimentais

Para que pudéssemos obter mais uma justificativa para o estudo do modelo de saturação de glúons em interações hadrônicas de altas energias, utilizamos dados experimentais provenientes de experimentos de raios cósmicos como Fly's Eye (17), Akeno (18), Pierre Auger (19) e dados de experimentos dos aceleradores de partículas Tevatron (20)-(21), TOTEM-LHC (22)-(23). Compilamos as informações sobre seção de choque em interação próton-próton medidas por esses experimentos, a fim de compará-la com a seção de choque encontrada no modelo de saturação de glúons. No gráfico 5.2, a linha tracejada representa a seção de choque do modelo de saturação de glúons (GSNS) [‡] com função de distribuição radial de pártons (função de perfil) descrita por uma gaussiana, e a linha contínua, a seção de choque publicada no PDG (Particle Data Group). Esses valores são comparados com os dados experimentais de raios cósmicos, em azul, e de aceleradores de

[‡]GSNS = Gluon Saturation in the Nuclear Surface.

partícula, em vermelho.

O resultado importante desse gráfico é a comparação dos dados do LHC com o modelo da saturação de glúons, pois a seção de choque da saturação de glúons foi encontrada de forma tivesse o melhor ajuste para os dados experimentais existente na época do estudo realizado por L. Portugal e T Kodama (2010). Então, podemos ver que os dados do LHC aproxima-se do valor esperado pelo modelo, permitindo-nos inferir que o modelo continua sendo plausível de estudo para interações hadrônicas de altas energias.

Figura 5.2 – Comparação da seção de choque do modelo de saturação de glúons com dados de experimentos de raios cósmicos como Fly's Eye (17), Akeno (18), Pierre Auger (19), em azul, e aceleradores de partículas como Tevatron(20)- (21), TOTEM-LHC (22)-(23), em vermelho. A linha tracejada representa a seção de choque do modelo de saturação de glúons com função de distribuição radial de pártons (função de perfil) descrita por uma gaussiana, e a linha contínua, a seção de choque publicada no PDG (Particle Data Group).

Carlo cresce com a energia da partícula primária, tornando-se longo * quando são iniciados por partículas com energia $E_0 > 10^{16}$ eV. Por exemplo, se considerarmos um chuva iniciado por um próton com energia 10^{18} eV, ele produzirá uma média de 10^9 partículas quando chegar ao nível do mar. Desse chuva, devemos armazenar as informações de cada partícula gerada no processo como 3 coordenadas espaciais (x, y, z), 3 coordenadas de momentos (p_x, p_y, p_z), informações sobre o tipo e o tempo da partícula. Então, nesse caso teremos 8 dados, sendo que cada um destes usa em média 4 bytes[†] para ser armazenado. Logo, teremos que armazenar $10^9 \cdot 32 \text{ bytes} = 32 \text{ Gbytes}$ por chuva.

No gráfico 6.2, temos o tempo de processamento de um chuva atmosférico extenso em função da energia da partícula inicial, utilizando-se o simulador CORSIKA. Nele podemos observar que com 10^{17} eV, uma simulação demora cerca de 1 dia e chega a mais de 1 mês para simular um chuva de 10^{19} eV. Devido ao tempo de processamento ser extremamente longo e a quantidade de espaço necessário muito grande os estudos que necessitam de muitas simulações são inviáveis para as máquinas atuais.

Figura 6.2 – Tempo de simulação para chuva atmosférico extenso iniciado por um próton sem thinning

Para tentar solucionar esse problema, foi introduzido um fator de diluição chamado thinning. O thinning é uma ferramenta computacional introduzida para diminuir o tempo de processamento e o tamanho final do arquivo de dados sem o comprometimento do resultado da simulação. Todas as partículas secundárias do chuva que estiverem abaixo de uma fração da energia da partícula primária (thinning $\epsilon_{th} = E/E_0$) iniciam o procedimento. Se a soma das energias de todas partículas secundárias j estiver abaixo da energia

*maior que 1 dia por chuva.

[†]Normalmente em computação um número é armazenado em tipo ponto flutuante que ocupa um espaço de 4 bytes na memória.

de thinning

$$\epsilon_{th} E_0 > \sum_j E_j \quad (73)$$

apenas uma das partículas secundárias será seguida, selecionada aleatoriamente de acordo com a energia E_i e a probabilidade

$$p_i = E_i / \sum_j E_j, \quad (74)$$

as demais partículas são descartadas e um peso $w_i = 1/p_i$ é atribuído a partícula sobrevivente para conservar a energia. A vantagem desse método, além do desempenho computacional, é que mantém a conservação de energia e a flutuação natural do chuveiro atmosférico e em desvantagem insere flutuações artificiais no número e na distribuição de partículas.

6.1 CORSIKA- COsmic Ray SIMulation for KAscade

O programa CORSIKA (COsmic Ray SIMulation for KAscade) foi desenvolvido na Alemanha, por D. Heck e J. Knapp (24), para o experimento KASCADE (25) que estudava raios cósmicos. Escrito em FORTRAN, ele é capaz de simular todo o desenvolvimento de um chuveiro através de diversas bibliotecas de interações hadrônicas como QGSJET (26), SIBYLL (27), GHEISHA (28) e eletromagnéticas como EGS4 (29) entre outras. O programa simula o desenvolvimento de um chuveiro atmosférico e pode usar o thinning para reduzir o tempo e a quantidade de dados.

6.2 Diferenças e qualidade das simulações

Simuladores de chuveiros atmosféricos extensos são essencialmente ferramentas para análise de dados de experimentos de raios cósmicos, como a estimativa da energia e da massa da partícula primária através de comparações das predições do modelo. Nesses mesmos modelos, as incertezas sistemáticas também afetam e acarretam erros sistemáticos de energia e na determinação da massa da partícula primária.

Como exemplo, podemos citar programas como o AIRES (30) e CORSIKA, que

são simulações quadridimensionais baseadas no método de Monte Carlo, que são capazes de recriar o desenvolvimento de chuveis atmosféricos extensos iniciados por prótons, fótons ou núcleos. Ambos simulam interações hadrônicas e eletromagnéticas, propagação de partículas através da atmosfera e outros efeitos. Ambos utilizam o fator de thinning para reduzir o custo computacional e produzem, ao termino da simulação, uma imensa lista de partículas que chegam até o nível de observação.

Outros simuladores, como o SENECA (31) e CONEX (32), são simulações híbridas tridimensional e unidimensional, respectivamente, de chuveis atmosféricos extensos. Esses simuladores são baseadas em equações de transporte e Monte Carlo. São capazes de simular o chuveiro em três partes, o início do chuveiro as partículas são tratadas por Monte Carlo, na metade usa-se as equações de transporte para desenvolver o chuveiro e no final, onde encontra-se o nível de observação, volta-se a usar Monte Carlo para calcular as interações. Esse tipo de simulação busca a eficiência computacional reduzindo o tempo de processamento gasto por simulações que somente usam Monte Carlo.

Todos esses tipos de simulações descrevem de forma razoável os dados experimentais existentes e conseqüentemente o desenvolvimento do chuveis atmosféricos extensos, alguns com melhores eficiência computacional e outros com menores incertezas provenientes de aproximações. Porém, as maiores fontes de incertezas em chuveis atmosféricos extensos são provenientes dos modelos de interação hadrônica de altas energias.

Nas energias de estudo de raios cósmicos ultra energéticos não existem dados experimentais para calibrar os parâmetros usados em simulações, como a multiplicidade, seção de choque e elasticidade, que são usados para descrever interações hadrônicas. Todos os parâmetros nessas energias são extrapolados e acabam criando grandes fontes de incerteza durante a simulação e, conseqüentemente, nos resultados provenientes das simulações.

6.3 SIBYLL - Cosmic ray interaction event generator

O simulador de interações hadrônicas SIBYLL (27) foi criado para simulações de chuveis atmosféricos extensos, sendo um modelo relativamente simples e capaz de reproduzir muitas propriedades de interações hadrônicas em alvos fixos ou experimentos de aceleradores de partícula. O SIBYLL é baseado no modelo de pártons duplos, algoritmos de Monte Carlo e o modelo de mini jatos. A probabilidade de interações hádron-núcleo para cada núcleon dentro do núcleo é calculada através da distribuição dos núcleons em relação ao parâmetro de impacto. A seção de choque total é calculada usando a teoria de espalhamento de Glauber.

O modelo físico foi desenvolvido para funcionar efetivamente no contexto de chu-

veiros atmosféricos extensos e todas as interações hadrônicas são baseadas em modelos fenomenológicos que recriam os processos físicos e provém uma extrapolação de regiões de energia imensuráveis experimentalmente.

Nessa dissertação foi utilizada a versão mais recente, SIBYLL2.1, para tratar das simulações de interações hadrônicas de altas energias.

6.4 QGSJET

QGSJET(26) é um modelo de interações hadrônica de altas energias que descreve as interações hadrônica através de interações elementares. O simulador é baseado na implementação de modelos microscópicos de interações e troca de múltiplos pomerons. A seção de choque é obtida usando o teorema da óptica, que relaciona a soma de vários estados finais com a parte imaginária da amplitude de espalhamento que são geradas a partir de diagramas de espalhamentos elásticos. Em sua versão QGSJET II o modelo foi estendido adicionando novas interações não lineares para descrever melhor as interações de altíssimas energias (energia de raios cósmicos ultra energéticos).

6.5 Mudanças nas simulações devido ao LHC

Espera-se que os modelos de interação hadrônica SIBYLL, EPOS e QGSJET, comumente usado em física de raios cósmicos, descrevam as interações hadrônicas o mais realista possível. Pois, são desenvolvido com ênfase na reprodução de medidas existentes de aceleradores de partículas e devem prover uma extrapolação razoável para altas energias em que não há dados experimentais.

Em 2009 o LHC (Large Hadron Collider) entrou em operação oferecendo novos dados para energias de $\sqrt{s} = 0,9, 2,36, 7$ TeV e também 14 TeV quando estiver operando em máxima capacidade. Usando esses novos dados experimentais foi possível estabelecer novas restrições que os dados do LHC criaram sobre os geradores de eventos hadrônicos utilizados em simulações de raios cósmicos (33). Neste trabalho foi comparado os dados do LHC com diversos parâmetros de modelos de interação hadrônica (QGSJET II, SIBYLL e EPOS) usados em estudos de raios cósmicos, como a produção de hádrons carregados, “central pseudorapidity densities”, multiplicidade e o momento transversal médio.

Na figura 6.3, vemos a distribuição da multiplicidade de hádrons carregados, medidos pelo experimento ALICE, para colisões próton-próton a energias 0.9, 2.36 e 7 TeV

comparadas com os resultados esperados de SIBYLL, QGSJET e EPOS. Podemos notar a que os resultados do LHC diferem dos modelos de interação hadrônica. Após a publicação desses resultados alguns modelos de interação hadrônica já obtiveram novas atualizações para descrever esses resultados, como EPOS (34) e QGSJET-II-04(35).

Figura 6.3 – Distribuição da multiplicidade de hádrons carregados, medidos pelo experimento ALICE, para colisões próton-próton a energias 0.9, 2.36 e 7 TeV comparadas com os resultados esperados de SIBYLL, QGSJET e EPOS (33).

Capítulo 7

Resultados

O estudo de raios cósmicos em altas energias ($E > 10^{17}$ eV) é baseado na detecção de chuviros atmosféricos extensos e a partir do chuviro pode-se determinar três informações principais da partícula primária: direção de chegada, composição química e energia. Algumas dessas propriedades somente podem ser obtidas através de extrapolações dos modelos de interação hadrônica, como por exemplo, a necessidade de simulações de chuviro atmosférico extenso para a interpretação da composição química do raio cósmico através da taxa de alongação. Os modelos de interação hadrônica são testados até as energias máximas de um acelerador de partículas tais como o LHC (Large Hadron Collider) que atinge energias da ordem 14 TeV no referencial de centro de massa tem aproximadamente a 10^{17} eV no referencial do laboratório. Porém, raios cósmicos tem energias até três ordens de grandeza acima do maior acelerador em funcionamento, conseqüentemente, as simulações de chuviro atmosférico extenso dependem de extrapolações das propriedades de interações hadrônica.

Simulações são ferramentas importantes para auxiliar na determinação da natureza da partícula primária que inicia o chuviro atmosférico extenso. A colaboração Pierre Auger (5) analisou a mudança na taxa de alongação para raios cósmicos de altas energias que tem duas interpretações: Uma mudança de partículas leves (prótons) para pesadas (ferro) ou uma nova física de partículas.

Na figura 1.3, podemos ver os resultados medidos pelo Observatório Pierre Auger, em pontos pretos, sendo comparado com diferentes resultados de simulações de chuviros atmosféricos extensos. A interpretação da composição somente foi possível, pois as medidas foram comparados com simulações de chuviros atmosféricos extensos que utilizavam modelos de interação hadrônica extrapoladas para energias de raios cósmicos ultra relativísticos.

O parâmetro X_{max} é bastante sensível a mudanças das propriedades das interações hadrônicas como foi estudado por R. Urich e seus colaboradores ena referência (1). Neste trabalho, eles reescalaram as propriedades das interações hadrônicas, como seção de choque, multiplicidade, elasticidade e razão de carga por um fator dependente da energia

$f(E, f_{19})$, dado por

$$f(E, f_{19}) = 1 + (f_{19} - 1)F(E) \quad (75)$$

com

$$F(E) = \begin{cases} 0 & E \leq 1 \text{ PeV} \\ \frac{\log_{10}(E/1 \text{ PeV})}{\log_{10}(10 \text{ EeV}/1 \text{ PeV})} & E > 1 \text{ PeV} \end{cases} \quad (76)$$

onde o fator é zero abaixo de 10^{15} eV e acima desta energia o fator $f(E, f_{19})$ começa em 1 e aumenta de forma logarítmica com a energia, alcançando o valor de f_{19} em 10^{19} eV.

Através desse método mostraram que modificações sistemáticas na saída padrão de geradores de evento mudam as propriedades de desenvolvimento do chuveiro. Neste estudo, os parâmetros foram variados indiscriminadamente sem se preocupar com a existência de uma teoria que justificasse a mudança. No gráfico 7.1, vemos que a variação de propriedades como seção de choque, multiplicidade, elasticidade e razão de carga em função do fator f_{19} leva a uma mudança nos parâmetros $\langle X_{max} \rangle$ e $RMS_{\langle X_{max} \rangle}$ de chuueiros iniciado por próton ou ferro. No caso da seção de choque, um aumento de $f_{19} = 2$ ocasionou uma redução do X_{max} de aproximadamente 50 g/cm^2 para o próton e 30 g/cm^2 para o ferro. O mesmo fator também reduziu o $RMS_{\langle X_{max} \rangle}$ aproximadamente 25 g/cm^2 para próton e 7 g/cm^2 para ferro.

Figura 7.1 – Estudo da dependência do X_{max} e $RMS(X_{max})$ em função da seção de choque, elasticidade, multiplicidade, e razão de carga (próton a esquerda e ferro a direita)(1).

Existem muitos estudos sobre as propriedades das interações hadrônicas para ener-

gias acima de 10^{15} eV. Glauber foi o pioneiro no estudo de seção de choque próton-núcleo e núcleo-núcleo usando a teoria de espalhamento para sistemas compostos na mecânica quântica. Este modelo inclui efeitos não triviais na seção de choque para múltiplos espalhamentos de núcleons em alvos nucleares.

Nesta dissertação, exploramos a ideia apresentada por L. Portugal e T. Kodama (2) que propuseram uma modificação da estrutura do núcleon em altas energias. Se, em limites de altas energias ocorrer a saturação de glúons na região da superfície nuclear, a seção de choque próton-núcleo aumentaria mais rapidamente em função da energia da partícula incidente quando comparada aos modelos baseados na proposta de Glauber. Desta maneira, uma modificação da seção de choque devido à saturação de glúons implicaria em uma reinterpretação da medida da composição dos raios cósmicos. Uma consequência direta da saturação de glúons é que eventualmente poderia acontecer numa escala de energia compatível com as medidas de X_{max} para raios cósmicos ultra energéticos. Através de um modelo simplificado, L. Portugal e T. Kodama estudaram qualitativamente o efeito da saturação de glúons na superfície nuclear na interpretação da composição dos raios cósmicos através da taxa de elongação.

Na figura 7.2 é mostrado o resultado de um estudo analítico do X_{max} usando modelo de saturação de glúons. Os dados medidos do Observatório Pierre Auger, em pontos pretos, são comparados com os resultados da saturação de glúons usando diferentes funções de perfil. Os efeitos da saturação de glúons na seção de choque faz com que o parâmetro X_{max} para prótons diminuísse permitindo interpretar que a composição dos raios cósmicos seja apenas de partículas leves, apesar da mudança na inclinação dos dados do Observatório Pierre Auger.

Esse modelo tem como limitações principais: o desconhecimento sobre o número de interações que ocorrem no estado de saturação de glúons, não fornece a quantidade de partículas produzidas após uma colisão e a ausência da seção de choque com o ar de massas mais pesadas que o próton para saturação de glúons. Para um estudo completo, seria necessário um simulador de chuviros atmosféricos extensos que incluísse o modelo de saturação de glúons para núcleos com massa maior que uma unidade atômica.

O objetivo dessa dissertação é modelar a seção de choque com saturação de glúons para massas maiores que uma unidade atômica e implementá-la no software de interações hadrônicas de altas energias, chamado SIBYLL2.1. Depois da implementação da seção de choque no SIBYLL poderemos estudar de forma detalhada as influências da saturação de glúons na interpretação da composição de raios cósmicos ultra energéticos.

Figura 7.2 – Estimativa analítica do $\langle X_{max} \rangle$, usando o modelo de Heiliter, para o modelo de saturação de glúons com diferentes funções de perfil comparando a resultados do Observatório Pierre Auger(2).

7.1 Saturação de glúons

7.1.1 Seção de choque inelástica núcleo-ar no modelo de saturação de glúons

Quando ocorre a colisão de um núcleo com o ar, a função de perfil do núcleo $T_{A_i}(b)$ em função do parâmetro de impacto b torna-se relevante e não pode mais ser desprezada quando comparada à função de perfil do ar $T_{Ar}(b)$. Então, durante a colisão, devemos considerar uma única nuvem de glúons composta pela sobreposição das duas funções de perfil. Essa superposição representará todos os pártons existentes durante a colisão núcleo-ar. A nova função de perfil $T_N(b)$ pode ser calculada através da convolução das funções de perfil $T_{A_i}(b)$ e $T_{Ar}(b)$ dado pela equação 77, que representa a área subentendida pela superposição das mesmas em função do deslocamento existente entre elas. Dessa forma, a nova função de perfil cobre todo o espaço do parâmetro de impacto b na qual a integral da função eikonal, dado pela equação 61, é realizada.

$$T_N(b) = [T_{A_i}(b) \cdot T_{A_r}(b)] = \int_{-\infty}^{\infty} T_{A_i}(u)T_{A_r}(b-u)du \quad (77)$$

A função de perfil de um núcleo não é conhecida e precisa ser escolhida, baseada em alguma hipótese de que a função de perfil represente os aspectos da distribuição de pártons dentro do núcleo. Em nossa modelagem da seção de choque utilizamos duas funções de perfil adequadas para estudo de estruturas nucleares, que são a distribuição gaussiana e Woods-Saxon. A distribuição de Woods-Saxon é normalmente utilizada para descrever a distribuição de cargas dentro de um núcleo em estudos de potenciais eletromagnéticos, e que podemos usar baseando-nos na hipótese de que onde há carga deve existir massa.

Na figura 7.3 podemos notar a diferença entre as funções de perfil gaussiana (a) e Woods-Saxon (b) mostradas em um espaço de unidade arbitrária b . A gaussiana possui um pico menor do que a Woods-Saxon e tem uma atenuação mais suave

Figura 7.3 – Distribuições usadas para o cálculo da seção de choque do modelo de saturação de glúons

Para determinar a função de perfil sobrepomos as funções de perfil de cada um dos núcleos envolvido na colisão e através da convolução de suas funções de perfil determinamos uma função de perfil única que representa todos os pártons envolvidos no processo de colisão dos núcleos. Nas figuras 7.4 e 7.5 são mostradas todas as funções de perfil $T_N(b)$, calculadas através da equação 77, para massas A iguais a 2, 4, 6, 9, 12, 14, 27, 40 e 56. A figura 7.4 mostra a nova função de perfil considerando-se a convolução entre duas funções de distribuição gaussiana e a figura 7.5 a convolução entre duas funções de distribuição Woods-Saxon.

Também durante uma colisão do tipo núcleo-ar, uma modificação nuclear ocorre na

Figura 7.4 – Estão representadas todas as funções de perfil $T_N(b)$ em função do parâmetro de impacto b para massas A iguais 2, 4, 6, 9, 12, 14, 27, 40 e 56. A figura mostra a nova função de perfil considerando-se a convolução entre duas funções de distribuição gaussiana.

Figura 7.5 – Estão representadas todas as funções de perfil $T_N(b)$ em função do parâmetro de impacto b para massas A iguais 2, 4, 6, 9, 12, 14, 27, 40 e 56. A figura mostra a nova função de perfil considerando-se a convolução entre duas distribuição de Woods-Saxon.

função de distribuição de pártons quando temos mais de um núcleon. Essa modificação nuclear é devida aos núcleons da superfície do átomo absorverem a maior parte do fluxo hadrônico, durante a colisão, criando uma sombra nos demais hádrons. Desta forma, núcleons internos ao núcleo não participam da mesma maneira durante uma colisão núcleo-ar, diminuindo o número de pártons que participam da interação. Essa modificação é chamada de sombreamento e pode ser representada através de uma modificação ($R_i^A(x)$) sobre a função de distribuição de pártons $f_i(x, Q^2)$, que representa um próton livre. Assim, a função de distribuição nuclear de pártons é dada por

$$f_i^A(x, Q^2) \equiv R_i^A(x) f_i(x, Q^2). \quad (78)$$

As funções de sombreamento foram estudadas por M. Hirai (36), que determinou as funções de distribuição nuclear de pártons a partir de dados experimentais de aceleradores de partículas. A partir desses dados, M. Hirai desenvolveu um código que calcula as funções de distribuição nuclear de pártons para algumas massas específicas, que pode ser encontrado em sua versão mais recente, o HKN07 (36). Esse código nos permite calcular as funções de distribuições nucleares de pártons para nove tipos diferentes de núcleos (próton, deutério, hélio, berílio, carbono, nitrogênio, alumínio, cálcio e ferro) para um dado x e Q^2 dentro dos limites cinemáticos $10^{-9} < x < 1$ e $1 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 10^8 \text{ GeV}^2$. No gráfico 7.6 estão representadas as modificações nucleares ($R_i^A(x)$) em função de x pequeno (esse parâmetro está relacionado com a energia pela equação 69) que foram extraídas do código de M. Hirai. Nele, podemos notar que a energia e a massa influenciam na diminuição da modificação nuclear ($R_i^A(x)$). Consequentemente, essa modificação nuclear diminui o valor de $\chi(b, s)$ levando a uma seção de choque menor do que se não houvesse o efeito de sombreamento.

Considerando-se esses dois importantes aspectos, referentes à colisão de núcleos com o ar, temos uma nova função eikonal $\chi(b, s)$. Então, para um núcleo que atravessa uma nuvem de glúons, a função eikonal é proporcional à área do núcleo R_N , à constante de acoplamento forte, ao número de glúons na nuvem e ao efeito de sombreamento

$$\chi(b, s) = \frac{\pi^2}{N_c} R_N^2 \alpha_s(Q^2) f_i^A(x, Q^2) [T_N * T_{Ar}(b)]. \quad (79)$$

Com a nova função eikonal podemos realizar a integral da equação 61 sobre todo o parâmetro de impacto, a fim de encontrar a seção de choque para colisões do tipo núcleo-ar.

A função eikonal $\chi(b, s)$ depende da área do núcleo, que é definida a partir do raio nuclear R_N . Porém, não existem dados de R_N para o intervalo de energias de estudo dos raios cósmicos ultra energéticos. Por isso, essa função foi extrapolada a partir de resultados de potenciais eletromagnéticos do tipo Woods-Saxon. A justificativa dessa escolha é devida ao fato de que essa função representa a distribuição de cargas dentro

Figura 7.6 – Representações das modificações nucleares ($R_i^A(x)$) em função de x retiradas do trabalho HEP2007 (36)

do núcleo e também poderia representar a distribuição de partículas do núcleo, caso imaginemos que onde há carga também existirá partículas. Neste modelo, o raio nuclear R_N é dado por

$$R_N = R_0 A^n, \quad (80)$$

onde $R_0 = 1.26$ fm e $n = 1/3$.

Através de todos os dados descritos e representados nesta seção, desenvolvi um programa em linguagem FORTRAN para que pudéssemos resolver numericamente a integração da função eikonal. Desta forma, é possível obter a seção de choque inelástica núcleo-ar para ambas as funções de perfil (Gaussiana e Woods-Saxon). As figuras 7.7, perfil gaussiana, e 7.7, perfil Woods-Saxon, mostram os resultados do cálculo da seção de choque inelástica de saturação de glúons para colisões do tipo núcleo-ar com massa A iguais a 2, 4, 9, 12, 14, 27, 40 e 56.

Neste trabalho foram calculadas as seções de choque núcleo-ar para as que existiam as distribuições nuclear de pártons no código HKN07, pois esse código só disponibiliza algumas funções nucleares de pártons. As demais seções de choque foram encontradas através de uma interpolação dos resultados existentes usando-se um gráfico da seção de choque em função da massa ($mb \times A$) para diferentes energias. Os gráficos 7.9 e

Figura 7.7 – Resultado do cálculo da seção de choque inelástica de saturação de glúons para colisões do tipo núcleo-ar para as massas A iguais a 2, 4, 9, 12, 14, 27, 40 e 56. No gráfico foi utilizado a distribuição gaussiana como função de perfil.

Figura 7.8 – Resultado do cálculo da seção de choque inelástica de saturação de glúons para colisões do tipo núcleo-ar para as massas A iguais a 2, 4, 9, 12, 14, 27, 40 e 56. No gráfico foi utilizado a distribuição Woods-Saxon como função de perfil.

7.10 foram criados a partir da transposição dos dados existentes nos gráficos 7.7 e 7.8 respectivamente. Neles são mostrados os dados da seção de choque em função da massa para diferentes energias e as linhas contínuas representam a função usada para interpolar os dados.

Figura 7.9 – Representação da seção de choque (mb) em função da massa (A) para diferentes energias usando a função de perfil gaussiana. Na figura as linhas contínuas representam a função usada para interpolar os dados.

A partir das funções obtidas da interpolação dos dados dos gráficos 7.9 e 7.10 que estão nas tabelas 7.1 e , conseguimos determinar as seções de choque para qualquer massa A , de 2 até 56. Todas as seções de choque de saturação de glúons são mostradas juntas nas figuras 7.11 e 7.12, onde podemos observar o crescimento da seção de choque utilizando-se a função de perfil gaussiana e Woods-Saxon.

Tabela 7.1 – Dados usados na interpolação do polinômio $f(x) = a + bx^2 + cx^3 + dx^4$ onde x é a massa A (Função de perfil Guassiana).

$s^{1/2}(\text{GeV})$	a	b	c	d
7.50×10^1	12.827	2.232	-0.0365	0.000299
1.12×10^2	18.698	3.219	-0.0529	0.000433
1.68×10^2	26.536	4.531	-0.0750	0.000616
2.53×10^2	36.949	6.206	-0.1028	0.000843
3.80×10^2	50.416	8.335	-0.1384	0.001134
5.69×10^2	67.652	10.978	-0.1828	0.001500
8.54×10^2	89.371	14.176	-0.2367	0.001945
1.28×10^3	116.238	17.957	-0.3007	0.002475
1.92×10^3	149.015	22.302	-0.37378	0.003077
2.88×10^3	188.161	27.167	-0.45586	0.003757
4.32×10^3	234.031	32.419	-0.54335	0.004481
6.49×10^3	286.576	37.942	-0.63509	0.005242
9.73×10^3	345.231	43.513	-0.72586	0.005988
1.46×10^4	408.838	48.993	-0.81217	0.006692
2.19×10^4	476.364	54.292	-0.89423	0.007365
3.28×10^4	546.400	59.336	-0.96891	0.007966
4.93×10^4	617.419	64.126	-1.03727	0.008511
7.39×10^4	688.604	68.690	-1.09972	0.008999
1.11×10^5	785.409	74.840	-1.18395	0.009664
1.66×10^5	858.266	79.418	-1.24572	0.010146
2.49×10^5	931.252	83.997	-1.30711	0.010623
3.74×10^5	1004.17	88.576	-1.36851	0.011102
5.61×10^5	1077.12	93.181	-1.43067	0.011587
8.41×10^5	1150.10	97.771	-1.49215	0.012066
1.26×10^6	1223.06	102.37	-1.55395	0.012547
1.89×10^6	1296.21	106.96	-1.61543	0.013025

Figura 7.10 – Representação da seção de choque (mb) em função da massa (A) para diferentes energias e usando a função de perfil Woods-Saxon. Na figura as linhas contínuas representam a função usada para interpolar os dados.

Tabela 7.2 – Dados usados na interpolação do polinômio $f(x) = a + bx^2 + cx^3 + dx^4$ onde x é a massa A (Função de perfil Woods-Saxon).

$s^{1/2}(\text{GeV})$	a	b	c	d
7.50×10^1	8.872	2.680	-0.046	0.000382
1.12×10^2	12.978	3.873	-0.068	0.000558
1.68×10^2	18.501	5.461	-0.097	0.000799
2.53×10^2	25.954	7.496	-0.134	0.001107
3.80×10^2	35.743	10.089	-0.183	0.001508
5.69×10^2	48.533	13.315	-0.245	0.002024
8.54×10^2	65.071	17.232	-0.322	0.002669
1.28×10^3	86.174	21.872	-0.415	0.003464
1.92×10^3	112.899	27.210	-0.526	0.004406
2.88×10^3	146.228	33.168	-0.655	0.005509
4.32×10^3	187.271	39.551	-0.797	0.006737
6.49×10^3	236.914	46.148	-0.949	0.008069
9.73×10^3	295.702	52.592	-1.102	0.009417
1.46×10^4	363.419	58.603	-1.247	0.010704
2.19×10^4	439.760	63.952	-1.378	0.011881
3.28×10^4	523.477	68.495	-1.489	0.012867
4.93×10^4	612.577	72.238	-1.577	0.013653
7.39×10^4	705.365	75.296	-1.645	0.014252
1.11×10^5	835.699	78.860	-1.722	0.014911
1.66×10^5	935.726	81.261	-1.771	0.015327
2.49×10^5	1036.98	83.563	-1.818	0.015716
3.74×10^5	1138.91	85.831	-1.864	0.016106
5.61×10^5	1241.71	88.104	-1.911	0.016505
8.41×10^5	1345.44	90.346	-1.958	0.016901
1.26×10^6	1450.17	92.584	-2.006	0.017302
1.89×10^6	1556.32	94.792	-2.052	0.017699

Figura 7.11 – Todas as seções de choque de saturação de glúons. A figura mostra o crescimento das seções de choque usando a função de perfil gaussiana para todas as massas de A igual a 2 até 56.

Figura 7.12 – Todas as seções de choque de saturação de glúons. A figura mostra o crescimento das seções de choque usando a função de perfil Woods-Saxon para todas as massas de A igual a 2 até 56.

7.1.2 Determinação da energia em que a saturação de glúons ocorre

Devido a realização dos cálculos da seção de choque, podemos estudar o valor mínimo de energia para que a saturação de glúons ocorra para cada massa. Assim, podemos dizer em qual energia o simulador deve considerar o modelo da saturação de glúons. Seguimos a mesma ideia do modelo qualitativo utilizado no trabalho do L. Portugal, iremos definir a saturação de glúons como uma mudança de estado do núcleo que acontecerá quando a seção de choque do modelo de saturação de glúons tornar-se maior que do modelo de Glauber.

Como já citado neste trabalho, utilizamos o simulador de chuva atmosférico extenso, CORSIKA, junto com o modelo de interação hadrônica de altas energias SIBYLL, que segue o modelo de Glauber. Então comparamos a seção de choque do SIBYLL com a calculada pelo modelo de saturação de glúons. Somente foram comparadas as seções de choque da colisão núcleo-ar para $A=2, 4, 9, 12, 14, 27, 40$ e 56 , pois eram as que existiam funções nucleares de distribuição de pártons calculadas a partir de dados experimentais.

Nas figuras 7.13 e 7.14 comparamos as seções de choque da saturação de glúons, em vermelho, com a seção de choque do modelo de Glauber, em azul, para as colisões próton-ar e ferro-ar. Nos gráficos verificamos que a linha vermelha tem um crescimento mais rápido quando comparada com a linha azul e torna-se maior em torno de 10^{17} eV para prótons e 10^{16} eV para Ferro. As demais massas $A=2, 4, 9, 12, 14, 27$ e 40 , encontram-se nas figuras 7.17, nas quais a seção de choque da saturação de glúons torna-se maior que Glauber entre o intervalo de energia $[10^{16}-10^{17}]$ eV.

As seções de choque próton-ar e ferro-ar da saturação de glúons com função de perfil Woods-Saxon, nas figuras 7.15 e 7.16, em vermelho, também foram comparadas com a seção de choque do modelo de Glauber, em azul. Neste caso verificamos que a linha vermelha tem um crescimento mais rápido quando comparada com a linha azul, assim como no caso do perfil gaussiano. A energia de transição é, 10^{17} eV para prótons e 3×10^{16} eV para ferro. As demais massas $A=2, 4, 9, 12, 14, 27$ e 40 , encontram-se nas figuras 7.18, nas quais a seção de choque da saturação de glúons torna-se maior que Glauber entre o intervalo de energia $[10^{16}-3 \times 10^{17}]$ eV.

Este trabalho não se destina ao estudo da região de transição na qual o átomo ou núcleo passa para o estado de saturação de glúons, estamos interessado na consequente variação da profundidade média máxima $\langle X_{max} \rangle$ devido ao crescimento da seção de choque. Desta forma, podemos escolher energias próximas ao ponto de transição, definido de forma a não prejudicar o resultado final. Assim, usando a proposta de que a saturação de glúons ocorre quando a seção de choque torna-se maior que o modelo de Glauber,

Figura 7.13 – Seção de choque próton-ar da saturação de glúons com função de perfil gaussiana, em vermelho, comparando-a com a seção de choque do modelo de Glauber, em azul. Verifica-se um crescimento mais rápido da seção de choque da saturação de glúons tornando-se maior por volta da energia 10^{17} eV.

definimos para prótons 10^{17} eV para ambas funções de perfil e para núcleos a energia 10^{16} e $10^{16.3}$ eV para as funções de perfil gaussiana e Woods-Saxon, respectivamente.

Figura 7.14 – Seção de choque ferro-ar da saturação de glúons com função de perfil gaussiana, em vermelho, comparando-a com a seção de choque do modelo de Glauber, em azul. Verifica-se um crescimento mais rápido da seção de choque da saturação de glúons tornando-se maior por volta da energia 10^{16} eV.

Figura 7.15 – Seção de choque próton-ar da saturação de glúons com função de perfil Woods-Saxon, em vermelho, comparando-a com a seção de choque do modelo de Glauber, em azul. Verifica-se um crescimento mais rápido da seção de choque da saturação de glúons tornando-se maior por volta da energia 10^{17} eV.

Figura 7.16 – Seção de choque ferro-ar da saturação de glúons com função de perfil Woods-Saxon, em vermelho, comparando-a com a seção de choque do modelo de Glauber, em azul. Verifica-se um crescimento mais rápido da seção de choque da saturação de glúons tornando-se maior por volta da energia 3×10^{16} .

(a) Próton $A=1$ (b) Deutério $A=2$ (c) Hélio ($A=4$) (d) Berílio ($A=9$) (e) Carbono ($A=12$) (f) Nitrogênio ($A=14$) (g) Alumínio ($A=27$) (h) Cálcio ($A=40$)

Figura 7.17 – Seções de choque do modelo de saturação de glúons(Gaussiana) para colisões do tipo núcleo-ar ($A=2, 4, 9, 12, 14, 27, 40$ e 56), em vermelho, e comparando-as com a seção de choque do modelo tipo Glauber (SIBYLL), em azul.

Figura 7.18 – Seções de choque do modelo de saturação de glúons(Woods-Saxon) para colisões do tipo núcleo-ar ($A=2, 4, 9, 12, 14, 27, 40$ e 56), em vermelho, e comparando-as com a seção de choque do modelo tipo Glauber (SIBYLL), em azul.

7.1.3 Simulação de chuueiros atmosféricos extensos usando o modelo de saturação de glúons

Implementamos as seções de choque da saturação de glúons no gerador de eventos hadrônicos, SIBYLL, através da adição de uma função, chamada SIGNUC-GSNS. Essa função calcula as seções de choque da saturação de glúons para todas as massas de 1 a 56 e é chamada a partir de um desvio definido pela energia da partícula incidente, calculada na seção anterior a partir da comparação entre as seções de choque de Glauber e da saturação de glúons.

A decisão de quando deve acontecer a saturação de glúons foi interpretada como uma mudança de estado do núcleon, na qual o núcleon passa para o estado da saturação de glúons, mudando a seção de choque. Definida para ocorrer em 10^{17} eV para prótons e para massas mais pesadas deve ocorrer em 10^{16} eV. Desta forma, quando uma partícula incidente tiver energia superior a essa transição, o código desvia a execução, chamando a função SIGNUC-GSNS para calcular a seção de choque enquanto todas as demais funções do programa CORSIKA permanecem inalteradas.

Como mencionamos na seção anterior, o CORSIKA utiliza uma técnica chamada thinning, utilizada para reduzir o tempo e a quantidade de saída de dados no final da simulação. Assim, é necessário escolher um fator de thinning adequado para que não ocorra a saturação de glúons em energias abaixo do fator do thinning ϵ_{th} . Portanto utilizamos um fator de thinning de 10^{-6} onde mesmo a maior energia utilizada 10^{20} eV nas simulações somente começaria a ocorrer a partir de energias abaixo de 10^{14} eV, que está abaixo do menor limite de transição (10^{16}) para ocorrer a saturação de glúons. Então com todos os parâmetros definidos simulamos os chuueiros atmosféricos extensos para dois tipos de partículas iniciais, próton e ferro.

Após a implementação das novas funções, realizamos testes nos dados de saída, a fim de certificar a execução da simulação, verificando que apenas ocorreram as mudanças propostas nesta dissertação. Para analisarmos as seção de choque utilizamos o livre caminho médio da primeira interação, pois ambas propriedades estão relacionadas. A primeira interação sempre estará no estado de saturação de glúons, pois as energias estudas nesse trabalho são maiores que 10^{18} eV que é maior que a energia mínima 10^{17} eV para ocorrer a saturação.

Sabendo que a distância média viajada por uma partícula em movimento entre sucessivos impactos que modifiquem sua direção, energia e ou outras propriedades, é dada por

$$dP(x) = \frac{1}{\lambda} e^{-x/\lambda} dx \quad (81)$$

onde λ é o livre caminho médio e está relacionado com a seção de choque da seguinte maneira

$$\sigma = \frac{2.4 \cdot 10^4}{\lambda} \text{ cm}^2/g. \quad (82)$$

Na seção anterior, as seções de choque da saturação de glúons estão nos gráficos 7.13 e 7.14, onde a linha vermelha mostra a seção de choque próton-ar e ferro-ar respectivamente, que foram utilizadas nas simulações. Desses gráficos, podemos encontrar os valores das seção de choque que foram usadas nas simulações, por exemplo, para energia de 10^{19} eV a seção de choque da saturação de glúons com a função de perfil gaussiana é $\sigma = 831 \text{ g/cm}^2$ para prótons e $\sigma = 4175 \text{ cm}^2/g$ para ferro. Então, conhecendo os resultados da seção de choque, buscamos os mesmos valores na simulações utilizando-se dos resultados do livre caminho médio de cada simulação.

Na figura 7.19, está representado a comparação do livre caminho médio da primeira interação de chuviros iniciados por prótons com energia de 10^{19} eV, para os modelos SIBYLL2.1 e saturação de glúons (Gaussiana e Woods-Saxon). Desse gráfico podemos encontrar o livre caminho médio da primeira interação a partir de um ajuste da equação 81 sobre o histograma e o erro na medida é devido ao ajuste da função sobre os dados. Então para o caso da energia de 10^{19} eV obtivemos o livre caminho médio da primeira interação para próton $\lambda = 29 \pm 1 \text{ g/cm}^2$, usando a função de perfil gaussiana, onde convertendo para seção de choque temos $\sigma = 831 \pm 20 \text{ cm}^2/g$.

Figura 7.19 – Resultados do livre caminho médio da primeira interação de um chuviro iniciado por um próton com energia 10^{19} eV, para os modelos da saturação de glúons (gaussiana e Woods-Saxon) e para um modelo de Glauber (SIBYLL2.1).

Tabela 7.3 – Seção de choque inelástica próton-ar para os modelos de interação hadrônica SIBYLL2.1 e saturação de glúons com função de perfil gaussiana e Woods-Saxon.

	Teoria (cm^2/g)	Calculado (cm^2/g)
Gaussiana	831	831 ± 20
Woods-Saxon	920	923 ± 20
SIBYLL2.1	630	613 ± 20

Na figura 7.20 temos o resultado da comparação do livre caminho médio da primeira interação de chuviscos iniciados por ferro, com energia de 10^{19} eV, para os modelos Normal (SIBYLL) e saturação de glúons (Gaussiana e Woods-Saxon). Ajustando a melhor curva obtemos neste caso $\lambda = 5.40 \pm 0.17 g/cm^2$, onde convertendo para seção de choque temos $\sigma = 4165 \pm 100 cm^2/g$ (Subtraindo a seção de choque elástica de $298 cm^2/g$).

Figura 7.20 – Resultados do livre caminho médio da primeira interação de um chuvisco iniciado por um ferro com energia 10^{19} eV, para os modelos da saturação de glúons (gaussiana e Woods-Saxon) e para um modelo de Glauber (SIBYLL2.1).**Tabela 7.4** – Seção de choque inelástica ferro-ar para os modelos de interação hadrônica SIBYLL2.1 e saturação de glúons com função de perfil gaussiana e Woods-Saxon.

	Teoria (cm^2/g)	Calculado (cm^2/g)
Gaussiana	4175	4165 ± 140
Woods-Saxon	3314	3365 ± 120
SIBYLL2.1	2420	2250 ± 100

Ambos os resultados da seção de choque encontrados estão de acordo como os valores esperados ($\sigma = 831 cm^2/g$ para prótons e $\sigma = 4175 cm^2/g$ para ferro), mostrando que a simulação ocorreu como proposto. Todas os demais resultados podem ser observado

nas figuras 7.21 e 7.22 onde a linha pretas e vermelhas que pertencem ao modelo de saturação de glúons sempre tem um livre caminho médio menor quando comprado ao modelo de Glauber, em azul. Esses resultados garantem que as simulações ocorreram como proposto e é mais uma confirmação da validade dos demais resultados que dependem dessas simulações.

Figura 7.21 – Comparação do livre caminho médio da primeira interação para chuveis atmosféricos extensos normais e modificados com a saturação de glúons

Figura 7.22 – Comparação do livre caminho médio da primeira interação para chuvenhos atmosféricos extensos normais e modificados com a saturação de glúons

7.2 Composição de raios cósmicos

7.2.1 Taxa de alongação

O resultado principal desta dissertação é explorar a influência da seção de choque na composição de raios cósmicos através da comparação dos resultados da taxa de alongação publicados pela colaboração Auger com simulações de chuviros atmosféricos extensos modificados com a saturação de glúons.

Devido ao crescimento mais rápido da seção de choque no modelo de saturação de glúons quando comparado ao modelo usado pelo SIBYLL (Glauber), observamos um livre caminho médio menor na primeira interação e, consequentemente, esperava-se que a profundidade máxima, X_{max} , também diminuísse. No gráfico 7.23 observamos um deslocamento dos histogramas pertencentes a saturação de glúons, em azul e verde, quando comparados com o SIBYLL, em vermelho. Mostrando que houve um decréscimo no valor de $\langle X_{max} \rangle$ devido a seção de choque. A profundidade média para o máximo de partículas foi $\langle X_{max}^p \rangle = 783 \text{ g/cm}^2$ usando a função de perfil gaussiana, $\langle X_{max}^p \rangle = 775 \text{ g/cm}^2$ quando usado Woods-Saxon e para o SIBYLL $\langle X_{max}^p \rangle = 794 \text{ g/cm}^2$.

Os mesmos resultados sobre a distribuição de X_{max} para ferro encontram-se na figura 7.24 onde podemos observar o deslocamento da distribuição dos modelos de saturação de glúons, em azul e verde, em relação ao modelo de Glauber, em vermelho. A profundidade média para o máximo de partículas foi $\langle X_{max}^{Fe} \rangle = 683 \text{ g/cm}^2$ usando-se a função de perfil gaussiana, $\langle X_{max}^{Fe} \rangle = 682 \text{ g/cm}^2$ usando Woods-Saxon e para o SIBYLL $\langle X_{max}^{Fe} \rangle = 696 \text{ g/cm}^2$.

Devido a seção de choque da saturação de glúons crescer mais rapidamente que o modelo de Glauber, para as energias entre 10^{18} e 10^{20} eV todos X_{max} diminuíram e podemos observar que quanto maior a energia da partícula incidente, maior era diferença da profundidade máxima $\Delta X_{max} = X_{max}^{SIBYLL} - X_{max}^{GNSN}$ entre os modelos. Esses resultados podem ser observados nas figuras 7.28 e 7.29, onde mostramos as distribuições de X_{max} para saturação de glúons e elas tem o seu valor máximo em um ponto anterior ao modelo de Glauber e sendo essa diferença ainda maior com o aumento da energia. Os valores de $\langle X_{max} \rangle$ para as demais energias estão nas tabelas 7.5 e 7.7.

No gráfico 7.25 comparamos os resultados de $\langle X_{max} \rangle$ medidos pelo Observatório Pierre Auger (pontos pretos) com os obtidos nas simulações realizadas nessa dissertação. As linhas tracejadas representam o $\langle X_{max} \rangle$ obtido nos modelos que usaram a saturação de glúons e a linha contínua mostra o resultado obtido pelo SIBYLL. As linhas pontilhadas mostram um $\langle X_{max} \rangle$ menor para prótons e para ferro quando comparadas aos

Figura 7.23 – Distribuição de X_{max} para chuvenhos atmosféricos extensos iniciados por prótons com energia de 10^{19} eV. Os chuvenhos com a saturação de glúons, em azul e verde, tiveram um X_{max} e uma largura $RMS_{X_{max}}$ menor que o modelo de Glauber (SIBYLL), em vermelho.

resultados obtidos pelo SIBYLL. Assim, podemos dizer que se a saturação de glúons ocorresse, interpretaríamos os dados do Observatório Pierre Auger como uma composição de partículas mais leves quando comparada com o SIBYLL. Se mudarmos a representação da informação para um gráfico logarítmico da massa em função da energia informação sobre a composição da partícula tornam-se mais claras.

Para mudarmos a representação do X_{max}^{data} , podemos expressar a comparação da massa de raios cósmicos em uma escala logarítmica ($\langle \ln A \rangle$) dada por

$$\langle \ln A \rangle = \frac{\langle X_{max}^p \rangle - \langle X_{max}^{data} \rangle}{\langle X_{max}^p \rangle - \langle X_{max}^{Ferro} \rangle}. \quad (83)$$

Dessa forma, podemos estimar melhor a composição obtida pelos dados X_{max}^{data} com diferentes modelos. No gráfico 7.26 expressamos a comparação da massa em uma escala logarítmica para os modelo de saturação de glúons e SIBYLL. Em verde e azul, temos os resultados da composição para os dois modelos da saturação de glúons que quando comparado ao resultado do modelo Glauber(SIBYLL), observamos que a composição é de partículas mais leves quando comparada ao modelo de Glauber. Também podemos ver para energias maiores que a composição, da saturação de glúons é próxima de Hélio, enquanto que para o modelo Glauber a composição é próxima de Nitrogênio.

Outro importante resultado para a composição de raios cósmicos é a flutuação da

Figura 7.24 – Distribuição de X_{max} para chuvas atmosféricas extensas iniciadas por ferro com energia de 10^{19} eV. Os chuvis com a saturação de glúons, em azul e verde, tiveram um X_{max} e uma largura $RMS_{X_{max}}$ menor que o modelo de Glauber (SIBYLL), em vermelho.

profundidade máxima do chuvis $RMS_{X_{max}}$. Na figura 7.27 comparamos os resultados medidos pelo Observatório Pierre Auger (pontos pretos) com os obtidos através de simulação. As linhas tracejadas indicam as simulações que utilizaram a saturação de glúons e a linha contínua é o resultado usando o modelo de Glauber (SIBYLL). Os valores de $RMS_{X_{max}}$ para as demais energias estão nas tabelas 7.6 e 7.8.

Aqui, encontramos um resultado importante. Para o próton, o $RMS_{X_{max}}$ do modelo de saturação de glúons é menor que os dados medidos para energias abaixo de 10^{19} eV. Isso indica que a saturação de glúons não poderia acontecer como foi proposto inicialmente neste trabalho, mostrando que o modelo da proposto da saturação de glúons está errado.

Sobre o resultado da taxa de alongação existem três fatores a ser considerados:

1. O resultado do $RMS_{X_{max}}$ poderia ser interpretado como consequência de somente modificar a seção de choque e desconsiderar a multiplicidade e a elasticidade;
2. A saturação de glúons deveria acontecer a energias maiores que 10^{17} eV;
3. O resultado do Observatório Pierre Auger é uma mistura de massas.

A primeira conclusão pode ser confirmada através do trabalho de Ralf Ulrich (1) onde podemos observar que o aumento da elasticidade levaria também a um crescimento do $RMS_{X_{max}}$ na mesma ordem em que a seção de choque diminui o $RMS_{X_{max}}$ anulando

Figura 7.25 – Resultados da taxa de alongação X_{max} comparada com resultados medidos pelo Observatório Pierre Auger (pontos pretos). As linhas tracejadas representam o $\langle X_{max} \rangle$ obtido nos modelos que usavam a saturação de glúons, a linha contínua mostra o resultado obtido pelo SIBYLL.

o efeito aqui apresentado. Porém o estudo dessa afirmação vai além das intenções desta dissertação e os item 2 e 3 serão discutidas nas seções seguintes.

Figura 7.26 – Restringimos a comparação da massa em uma escala logarítmica. Em verde e azul temos os resultados da composição para os dois modelos da saturação de glúons que quando comparados ao resultado do modelo SIBYLL, vemos que a composição para o modelo de saturação de glúons é de partículas mais leves do que quando comparada ao SIBYLL

Figura 7.27 – Comparamos os resultados de $RMS_{X_{max}}$ medidos pelo Observatório Pierre Auger (pontos pretos) com os obtidos através de simulação. As linhas tracejadas indicam as simulações que utilizaram a saturação de glúons a linha contínua é o resultado usando o modelo de Glauber (SIBYLL). Para o próton o $RMS_{X_{max}}$ do modelo de saturação de glúons torna-se menor que os dados medidos para energias próximas de 10^{19} indicando que a saturação não pode ocorrer.

Figura 7.28 – Comparação da profundidade máxima X_{max} do chuva atmosférico extenso para os três modelos SIBYLL e saturação de glúons com funções de perfil Woods-Saxon ou gaussiana.

Figura 7.29 – Comparação da profundidade máxima X_{max} do chuveiro atmosférico extenso para os três modelos SIBYLL e saturação de glúons com funções de perfil Woods-Saxon ou gaussiana.

Tabela 7.5 – Valores de $\langle X_{max} \rangle$ de chuveis atmosféricos extensos, iniciados por prótons, SIBYLL2.1 (S) e com saturação de glúons gaussiana (G) e Woods-Saxon(WS). As incertezas correspondem ao desvio padrão da média.

Energia(eV)	S (g/cm^2)	G (g/cm^2)	WS (g/cm^2)
10^{18}	734 ± 2	727 ± 2	722 ± 1
$10^{18.1}$	742 ± 2	732 ± 2	725 ± 1
$10^{18.2}$	746 ± 2	736 ± 2	729 ± 1
$10^{18.3}$	755 ± 2	740 ± 2	733 ± 1
$10^{18.4}$	757 ± 2	746 ± 2	744 ± 1
$10^{18.5}$	765 ± 2	753 ± 2	750 ± 1
$10^{18.6}$	766 ± 2	758 ± 2	751 ± 1
$10^{18.7}$	777 ± 2	762 ± 2	759 ± 1
$10^{18.8}$	783 ± 2	769 ± 2	764 ± 1
$10^{18.9}$	787 ± 2	772 ± 2	770 ± 1
10^{19}	794 ± 2	783 ± 2	776 ± 1
$10^{19.1}$	799 ± 2	785 ± 2	781 ± 1
$10^{19.2}$	807 ± 2	792 ± 2	787 ± 1
$10^{19.3}$	812 ± 2	798 ± 2	794 ± 1
$10^{19.4}$	819 ± 2	803 ± 2	797 ± 1
$10^{19.5}$	822 ± 2	807 ± 2	806 ± 1
$10^{19.6}$	830 ± 2	810 ± 2	809 ± 1
$10^{19.7}$	839 ± 2	817 ± 2	816 ± 1
$10^{19.8}$	840 ± 2	822 ± 2	821 ± 1
$10^{19.9}$	846 ± 2	829 ± 2	826 ± 1
10^{20}	856 ± 2	837 ± 2	831 ± 1

Tabela 7.6 – Valores de $RMS_{X_{max}}$ de chuueiros atmosféricos extensos, iniciados por prótons, SIBYLL2.1 (S) e com saturação de glúons gaussiana (G) e Woods-Saxon(WS). As incertezas correspondem ao desvio padrão do RMS

Energia(eV)	S (g/cm^2)	G (g/cm^2)	WS (g/cm^2)
10^{18}	60.0 ± 2.1	50.4 ± 1.4	45.9 ± 1.3
$10^{18.1}$	62.6 ± 2.0	51.4 ± 1.5	46.0 ± 1.7
$10^{18.2}$	61.6 ± 1.8	49.2 ± 1.8	44.8 ± 1.2
$10^{18.3}$	61.6 ± 1.8	46.7 ± 1.4	42.2 ± 1.3
$10^{18.4}$	61.2 ± 2.3	47.5 ± 1.5	44.8 ± 1.3
$10^{18.5}$	59.6 ± 1.7	48.5 ± 1.6	46.3 ± 1.5
$10^{18.6}$	58.1 ± 1.8	45.2 ± 1.3	42.3 ± 1.2
$10^{18.7}$	62.3 ± 2.3	44.0 ± 1.4	42.0 ± 1.2
$10^{18.8}$	56.7 ± 1.6	45.9 ± 1.4	42.1 ± 1.3
$10^{18.9}$	58.2 ± 1.9	43.2 ± 1.6	42.5 ± 1.6
10^{19}	60.1 ± 1.7	46.9 ± 1.5	41.4 ± 1.6
$10^{19.1}$	58.0 ± 2.1	43.9 ± 1.4	42.3 ± 1.6
$10^{19.2}$	58.7 ± 1.8	46.2 ± 1.5	40.7 ± 1.3
$10^{19.3}$	61.6 ± 2.1	43.4 ± 1.3	43.1 ± 1.3
$10^{19.4}$	58.3 ± 1.8	44.4 ± 1.4	40.2 ± 1.2
$10^{19.5}$	56.1 ± 1.7	40.7 ± 1.2	43.3 ± 1.4
$10^{19.6}$	56.6 ± 1.8	45.5 ± 2.1	42.8 ± 1.6
$10^{19.7}$	59.6 ± 2.0	39.9 ± 1.3	41.7 ± 1.4
$10^{19.8}$	56.9 ± 1.6	41.2 ± 1.5	41.6 ± 1.5
$10^{19.9}$	58.4 ± 1.7	45.1 ± 1.6	42.5 ± 1.5
10^{20}	55.1 ± 1.8	46.9 ± 1.7	40.5 ± 1.5

Tabela 7.7 – Valores de $\langle X_{max} \rangle$ de chuveis atmosféricos extensos, iniciados por ferro, SIBYLL2.1 (S) e com saturação de glúons gaussiana (G) e Woods-Saxon(WS). As incertezas correspondem ao desvio padrão da média.

Energia(eV)	S (g/cm^2)	G (g/cm^2)	WS (g/cm^2)
10^{18}	640 ± 1	631 ± 1	634 ± 1
$10^{18.1}$	646 ± 1	637 ± 1	639 ± 1
$10^{18.2}$	651 ± 1	642 ± 1	646 ± 1
$10^{18.3}$	657 ± 1	648 ± 1	650 ± 1
$10^{18.4}$	663 ± 1	653 ± 1	656 ± 1
$10^{18.5}$	669 ± 1	660 ± 1	661 ± 1
$10^{18.6}$	675 ± 1	665 ± 1	667 ± 1
$10^{18.7}$	679 ± 1	670 ± 1	672 ± 1
$10^{18.8}$	686 ± 1	673 ± 1	675 ± 1
$10^{18.9}$	691 ± 1	679 ± 1	678 ± 1
10^{19}	696 ± 1	684 ± 1	682 ± 1
$10^{19.1}$	701 ± 1	690 ± 1	687 ± 1
$10^{19.2}$	707 ± 1	693 ± 1	693 ± 1
$10^{19.3}$	714 ± 1	700 ± 1	698 ± 1
$10^{19.4}$	720 ± 1	705 ± 1	703 ± 1
$10^{19.5}$	725 ± 1	710 ± 1	709 ± 1
$10^{19.6}$	733 ± 1	716 ± 1	714 ± 1
$10^{19.7}$	737 ± 1	721 ± 1	719 ± 1
$10^{19.8}$	743 ± 1	727 ± 1	725 ± 1
$10^{19.9}$	749 ± 1	732 ± 1	730 ± 1
10^{20}	753 ± 1	738 ± 1	736 ± 1

Tabela 7.8 – Valores de $RMS_{X_{max}}$ de chuviros atmosféricos extensos, iniciados por ferro, SIBYLL2.1 (S) e com saturação de glúons gaussiana (G) e Woods-Saxon(WS). As incertezas correspondem ao desvio padrão do RMS.

Energia(eV)	S (g/cm^2)	G (g/cm^2)	WS (g/cm^2)
10^{18}	23.6 ± 0.7	17.8 ± 0.5	19.8 ± 0.6
$10^{18.1}$	24.2 ± 0.8	18.2 ± 0.5	18.5 ± 0.5
$10^{18.2}$	23.2 ± 0.6	16.8 ± 0.5	19.6 ± 0.5
$10^{18.3}$	22.9 ± 0.7	17.3 ± 0.5	18.9 ± 0.5
$10^{18.4}$	22.2 ± 0.7	16.5 ± 0.4	17.6 ± 0.6
$10^{18.5}$	22.8 ± 0.7	16.3 ± 0.5	15.9 ± 0.5
$10^{18.6}$	22.2 ± 0.6	16.1 ± 0.5	17.3 ± 0.5
$10^{18.7}$	21.1 ± 0.6	20.5 ± 0.5	17.2 ± 0.5
$10^{18.8}$	22.5 ± 0.7	14.9 ± 0.3	17.6 ± 0.5
$10^{18.9}$	22.7 ± 0.7	17.2 ± 0.5	16.3 ± 0.5
10^{19}	22.6 ± 0.7	15.6 ± 0.5	16.4 ± 0.5
$10^{19.1}$	22.0 ± 0.6	15.9 ± 0.5	16.8 ± 0.5
$10^{19.2}$	21.2 ± 0.5	15.0 ± 0.5	16.4 ± 0.5
$10^{19.3}$	21.0 ± 0.6	15.6 ± 0.4	16.5 ± 0.5
$10^{19.4}$	21.4 ± 0.7	14.3 ± 0.4	16.4 ± 0.5
$10^{19.5}$	20.1 ± 0.5	14.9 ± 0.4	15.9 ± 0.5
$10^{19.6}$	20.8 ± 0.6	14.4 ± 0.4	15.4 ± 0.5
$10^{19.7}$	20.3 ± 0.6	14.1 ± 0.4	14.2 ± 0.4
$10^{19.8}$	20.5 ± 0.7	13.2 ± 0.4	14.4 ± 0.4
$10^{19.9}$	20.0 ± 0.6	12.8 ± 0.4	14.2 ± 0.5
10^{20}	19.0 ± 0.8	12.4 ± 0.4	13.4 ± 0.5

7.2.2 Saturação de glúons e composição de mista

Nesta seção estudaremos como os resultados de $RMS_{X_{max}}$ podem ser interpretados se considerarmos os dados da taxa de elongação do Observatório Pierre Auger como uma mistura de diferentes massas. Esse estudo pode ser realizado misturando-se os dados das simulações de chuveiros de prótons e ferros da saturação de glúons e comparando-os com os dados experimentais.

Aumentar o $RMS_{X_{max}}$ é possível, pois sabemos que ao misturar-se ferro com próton estaríamos considerando a flutuação do próton mais a do ferro e, conseqüentemente, o valor do $RMS_{X_{max}}$ aumentaria. Dessa forma, usamos a princípio uma relação de 50% próton e 50% ferro, que foi o suficiente para atingir o objetivo de aumentar o $RMS_{X_{max}}$ da saturação de glúons e estudar um possível resultado da saturação de glúons como uma mistura de massas.

Na figura 7.30 temos o resultado do $RMS_{X_{max}}$ da taxa de elongação para três composições: 100% próton (vermelho), 100% ferro (azul) e uma mistura de 50% próton e 50% ferro (verde). Neste caso, a mistura de massas (linha verde) mostra uma composição que está acima dos dados experimentais levando a interpretação que os dados experimentais seriam compatíveis no modelo de saturação de glúons com uma composição mista.

Na figura 7.31 temos o gráfico dos valores experimentais do $\langle X_{max} \rangle$ comparados com composições de 100% prótons (vermelho), ou 100% ferro (azul) e uma mistura de 50 % próton e 50 % ferro (verde). Neste gráfico, vemos que a linha verde está abaixo dos dados experimentais indicando uma composição diferente da obtida pela interpretação dos dados de $RMS_{X_{max}}$.

Outros tipos de composição levariam a resultados semelhantes. Pois, ao tentar explicar o $RMS_{X_{max}}$ através da mistura de massas também alteramos o resultado do $\langle X_{max} \rangle$ levando sempre a interpretações de massas incompatíveis. Então, quando considerando ambos resultados $RMS_{X_{max}}$ e $\langle X_{max} \rangle$ para a saturação de glúons vemos que uma composição mista não é suficiente para explicar os dados experimentais e leva a conclusão de que essa alternativa não explica os efeitos da saturação de glúons em dados experimentais.

7.2.3 Limite inferior para ocorrer a saturação de glúons

Uma das interpretações da seção anterior era que o resultado do $RMS_{X_{max}}$ mostrado na figura 7.27 limitaria a energia na qual poderia ocorrer a saturação de glúons.

Figura 7.30 – Gráfico do $RMS_{X_{max}}$ da taxa de elongação comparando resultados da saturação de glúons para diferentes composições. Em vermelho 100% próton, azul 100% ferro e em verde uma mistura de 50 % próton e 50 % ferro.

Por exemplo, energias menores que 10^{19} eV não seriam possíveis, pois os dados simulados estão abaixo dos dados experimentais. Para estudar esse caso seria necessário remodelar a saturação de glúons de forma que o critério de mudança de estado adotado nessa dissertação (saturação de glúons aconteceria quando a seção de choque do modelo torna-se maior que o modelo de Glauber), ocorresse em energias maiores que 10^{17} eV.

Então, uma forma simplificada para estudar essa relação seria deslocarmos a seção de choque para diferentes pontos de transição, de forma que o crescimento original da seção de choque fosse mantido igual, mas a energia na qual ocorreria a transição de estado fosse alterada. Essa ideia é razoável, pois somente queremos estudar o comportamento do chuveiro atmosférico extenso para outras energias de mudança de estado.

Portanto, deslocamos a seção de choque por 10, pois para fatores maiores a saturação de glúons estaria fora do limite de energia estudado pelo Observatório Pierre Auger. O fator 100 não pode ser estudado, pois nas figuras 7.32 e 7.33 a saturação ocorreria em energias muito altas ($\approx 10^{20}$ eV) de forma que o efeito da saturação de glúons seria mínimo para prótons.

Então neste trabalho analisamos somente o caso para o fator 10, aplicando os mesmos métodos da seção anterior para analisar os dados e realizar as simulações. Primeiramente determinamos a energia na qual deveria ocorrer a saturação de glúons para prótons (10^{18}

Figura 7.31 – Gráfico do $\langle X_{max} \rangle$ da taxa de alongação comparando resultados da saturação de glúons para diferentes composições. Em vermelho 100% próton, azul 100% ferro e em verde uma mistura de 50 % próton e 50 % ferro.

eV) e para Ferro (10^{17} eV). No caso do modelo com a função de perfil woods-saxon a energia de mudança de estado para o ferro ($10^{17.8}$ eV) foi ligeiramente diferente do modelo que usa a função de perfil gaussiana, devido ao crescimento das curvas serem diferentes.

Portanto, realizamos os mesmo procedimentos, simulamos 1000 chuveiros atmosféricos extensos para cada ponto entre 10^{18} a 10^{20} eV utilizando a nova seção de choque, que é a antiga deslocada por um fator 10 e estudamos a composição através da taxa de alongação.

Na figura 7.34 temos em linhas pontilhadas o valores do $\langle X_{max} \rangle$ para os modelos da saturação de glúons e em linha contínua os resultado da simulação do SIBYLL. Nesses modelos observamos que ocorreu uma diminuição dos valores de $\langle X_{max} \rangle$ indicando uma composição mais leve do modelo de saturação de glúons quando comparada ao SIBYLL.

Também representamos a taxa de alongação através de um gráfico de $\langle \ln A \rangle$ na figura 7.35 onde comparamos o modelo do SIBYLL, em vermelho, com os modelos da saturação de glúons, em azul e verde, e neste gráfico podemos ver com mais clareza a diminuição da massa nos modelos de saturação de glúons. A variação das curvas foi pequena em relação ao SIBYLL, pois com um limite maior para ocorrer a saturação de glúons leva a um número menor de partículas interagindo no regime da saturação de glúons.

Na figura 7.36 temos os valores de $RMS_{X_{max}}$ para os modelos da saturação de glúons

Figura 7.32 – Expansão da seção de choque Ferro-ar e próton-ar do modelo de saturação de glúons usando a função de perfil gaussiana

Figura 7.33 – Expansão da seção de choque Ferro-ar e próton-ar do modelo de saturação de glúons usando a função de perfil Woods-Saxon

representados em linhas pontilhadas e o SIBYLL em linhas contínuas e os mesmos são comparados com resultados experimentais. Para esse novo limite de energia temos um resultado interessante, pois olhando o gráfico vemos que o $RMS_{X_{max}}$ da saturação de glúons esta acima dos dados experimentais indicando não excluindo a possibilidade da saturação de glúons.

Figura 7.34 – Taxa de elongação X_{max} Figura 7.35 – Comparação no $\langle \ln A \rangle$ em função da energia.

Figura 7.36 – Taxa de alongação $RMS_{X_{max}}$ para os modelos da saturação de glúons representados em linhas pontilhadas e o modelo de Glauber (SIBYLL) em linhas contínuas sendo comparados com os resultados experimentais

Capítulo 8

Conclusão

Neste capítulo, iremos apresentar todos os resultados que foram encontrados no estudo da influência da seção de choque na composição de raios cósmicos ultra energéticos, como o desenvolvimento da seção de choque para massas de 1 a 56 unidades atômicas, a determinação da energia mínima para que ocorra a saturação de glúons, a implementação da saturação de glúons nas simulações (SIBYLL) e a evidências da saturação de glúons em raios cósmicos.

Seção de choque da saturação de glúons

O desenvolvimento da seção de choque no modelo de saturação de glúons foi possível através do trabalho iniciado por L. Portugal e T. Kodama, que estudaram a seção de choque próton-ar no modelo de saturação de glúons. Com o resultado desse trabalho, continuamos o estudo da seção de choque para colisões do tipo núcleo-ar. Através da adição de novos fenômenos, como o efeito de sombreamento e a inserção da função de perfil do núcleo incidente, foi possível calcular as seções de choque núcleo-ar. Somente foi possível calcular as seções de choque para as massas A igual 1, 2, 4, 9, 12, 14, 27, 40 e 56 devido ao limitado número de funções disponíveis para calcular o efeito de sombreamento. As demais seções de choque foram encontradas através da interpolação das funções existentes, usando-se um gráfico de seção de choque (mb) por massa (A), que é dado pelas figuras 7.9 e 7.10.

O modelo da saturação de glúons apresentou resultados motivadores, como um crescimento mais rápido da seção de choque quando comparada ao modelo de Glauber e que a mesma deveria ocorrer em energias de estudo de raios cósmicos ultra energéticos. Apesar da saturação de glúons somente ter sido estudada e implementada na seção de choque, tal modelo foi capaz de mostrar resultados motivadores para a interpretação da massa de raios cósmicos.

Implementação da saturação de glúons no SIBYLL

Implementamos a seção de choque da saturação de glúons nas simulações de chuueiros atmosféricos extensos através da inserção de uma nova função no modelo de interações hadrônicas SIBYLL. Através da adição da função SIGNUC-GSNS, desenvolvida através das seções de choque calculadas nesse trabalho, foi possível obter a seção de choque para as energias entre $10^{15} - 10^{21}$ eV e massas entre 1 – 56 unidades atômicas. Dessa forma foi possível simular chuueiros atmosféricos extensos para qualquer massa estável e estudar o desenvolvimento do chuueiro no caso onde ocorre a saturação de glúons como descrito nesse trabalho.

Análise do $\langle X_{max} \rangle$ e $RMS_{X_{max}}$ da saturação de glúons

O principal resultado foi a mudança na interpretação da massa em composição de raios cósmicos através dos resultados obtidos no estudo da taxa de alongação de raios cósmicos. Nas figuras 7.25 e 7.26 temos o resultado da profundidade máxima $\langle X_{max} \rangle$ dos chuueiros atmosféricos extensos mostrando uma composição mais leve para a saturação de glúons quando comparado ao modelo de Glauber (SIBYLL). Ao mesmo tempo, temos o resultado do $RMS_{X_{max}}$ na figura 7.27, mostrando que a saturação de glúons não poderia acontecer para energias menores que 10^{19} eV, pois esse resultado indicaria que os dados experimentais seriam uma composição mais leve que o próton.

Algumas tentativas foram feitas para explicar esses resultados obtidos pela saturação glúons:

1. Interpretar os dados obtidos pelo Observatório Pierre Auger como uma mistura de massa. Essa hipótese não foi suficiente para explicar o efeito da saturação de glúons, pois os resultados do $\langle X_{max} \rangle$ e $RMS_{X_{max}}$ sempre levaram a interpretações de incompatíveis.
2. O estudo de diferentes limites de energia mínima para ocorrer a saturação de glúons. Neste caso, a saturação de glúons pode acontecer. Porém, quanto maior o limite de energia, menor é o efeito da saturação de glúons.

O resultado sobre a influência da saturação de glúons em raios cósmicos aqui apresentado não é conclusiva, pois foi estudada apenas a seção de choque. Apesar disso, esse trabalho foi capaz de mostrar mudanças importantes no desenvolvimento do chuueiro atmosférico extenso. Para trabalhos futuros seriam necessários estudos mais profundos

da saturação de glúons para as principais interações hadrônicas de altas energias para descrever a multiplicidade, elasticidade e razão de carga. Um crescimento diferente para esses parâmetros também pode influenciar no desenvolvimento do chuveiro atmosférico extenso e, conseqüentemente, na interpretação da composição da massa de raios cósmicos ultra energéticos.

Evidências da saturação de glúons

A partir da realização desse trabalho vimos que a saturação de glúons pode modificar a interpretação da composição de raios cósmicos. Desta forma, a saturação de glúons ainda pode ser estudada com mais detalhes em trabalhos futuros a fim de procurar novas evidências da ocorrência da mesma em raios cósmicos ultra energéticos.

Referências

- 1 ULRICH, R.; ENGEL, R.; UNGER, M. Hadronic multiparticle production at ultrahigh energies and extensive air showers. *Physical Review D*, v.83, n.5, p.054026, March 2011.
- 2 PORTUGAL, L.; KODAMA, T. Gluon saturation effects at the nuclear surface: inelastic cross section of proton-nucleus in the ultra-high-energy cosmic ray domain. *Nuclear Physics A*, v.837, n.1-2, p.1-14, June 2010.
- 3 ABRAHAM, J. et al. (The Pierre Auger Collaboration). Correlation of the highest-energy cosmic rays with nearby extragalactic objects. *Science*, v.318,n.5852, p.938-943, November 2007.
- 4 AMSLER, C. et al. Review of particle physics. *Physical Letters B*, v.667, n.1-5, p.14, June 2008.
- 5 ABRAHAM, J. et al. (The Pierre Auger Collaboration). Measurement of the depth of shower maximum of cosmic rays above 10^{18} eV. *Nuclear Physics Letters*, v.104, n.9, p.091101, March 2010.
- 6 HEITLER, W. *The quantum theory of radiation*. London: Oxford University Press, 1954.
- 7 BETHE, H.; HEITLER, W. On the stopping of fast particles and the creation of positive electrons. *Proceedings of Royal Society London A*, v.146,n. 856, p.83-112, August 1934.
- 8 LONGAIR, M. S. *High energy astrophysics*. Cambridge: Cambridge University Press, 2011.
- 9 MATTHEUWS, J. A heitler model of extensive air showers. *Astroparticle Physics*, v.22, n.5-6, p.387-397, January 2005.
- 10 GAISSER, T.; HILLAS, A. M. . Reliability of the method of constant intensity cuts for reconstructing the average development of vertical showers. In: INTERNATIONAL CONFERENCE OF COSMIC RAYS. 1977. Plovdiv. *Proceedings...*Plovdiv: ICRC, 1977. p. 353.

- 11 ABRAHAM, J. et. al. (The Pierre Auger Collaboration). Measurement of the energy spectrum of cosmic rays above 1018 eV using the pierre auger observatory. *Physics Letters B*, v.685, n.4-5, p.239-246, March 2010.
- 12 ABREU, P. et al. (Pierre Auger Colaboration). Upper limit on the cosmic-ray photon fraction at eev energies from the pierre auger observatory. *Astroparticle Physics*, v.31, n.6, p.399-406, July 2009.
- 13 ABREU, P. et al. (Pierre Auger Colaboration). Update on the correlation of the highest energy cosmic rays with nearby extragalactic matter. *Astroparticle Physics*, v.34, n.5, p.314-326, December 2010.
- 14 BARONE, V.; PREDAZZI, E. *High-energy particle diffraction*. Berlim: Springer Verlag, 2002.
- 15 CLINE, D.; HALZEN, F.; LUTHE, J. High-transverse-momentum secondaries and rising total cross sections in cosmic-ray interactions. *Physical Review Letters*, v.31, n.7, p.491-494, August 1973.
- 16 KOWALSKI, H.; TEANEY, D. Impact parameter dipole saturation model. *Physical Review D*, v.68, n.11, p.114005, December 2003.
- 17 R. M. et al. BALTRUSAITIS. Total proton-proton cross section at $s^{\frac{1}{2}} = 30$ TeV. *Physical Review Letters*, v.52, n.16, p.1380-1383, April 1984.
- 18 HONDA, M. et al. Inelastic cross section for p-air collisions from air shower experiments and total cross section for p-p collisions up to $\sqrt{s}=24$ TeV. *Physical Review Letters*, v.70, n.5, p.525-528, February 1993.
- 19 ABREU, P. et al. (Pierre Auger Colaboration). Measurement of the proton-air cross section at $\sqrt{s}=57$ TeV with the Pierre Auger Observatory. *Physical Review Letters*, v.109, n.6, p.062002, August 2012.
- 20 ABE, F. et al. . Measurement of the antiproton-proton total cross section at $\sqrt{s}=546$ and 1800 GeV. *Physical Review D*, v.50, n.9, p.5550-5561, November 1994.
- 21 AMOS, N. A. et al. Measurement of ρ , the ratio of the real to the imaginary part of the $p - \bar{p}$ forward elastic-scattering amplitude, at $\sqrt{s}=1.8$ TeV. *Physical Review Letters*, v.68, n.16, p.2433-2436, April 1992.
- 22 ANTCHIEV, G. et al. (The TOTEM Collaboration). First measurement of the total proton-proton cross-section at the lhc energy of $\sqrt{s} = 7$ TeV. *Europhysics Letters*, v.96, n.2, p.21002, October 2011.

- 23 ANTICHEV, G. et al. (The TOTEM Collaboration). *A luminosity-independent measurement of the proton-proton total cross-section at $\sqrt{s} = 8$ TeV*. cern. December 2012. Disponível em : <<http://cds.cern.ch/record/1495764/files/CERN-PH-EP-2012-354.pdf>>. Acesso em: 9 Maio 2013.
- 24 HECK, D.; KNAPP, J. *The CORSIKA Air Shower Simulation Program*. FZKA report-6019. 1998. Disponível em : <<http://www.slac.stanford.edu/cgi-wrap/getdoc/slac-r-265.pdf>>. Acesso em: 9 Maio 2013.
- 25 ANTONI, T. et al. The cosmic-ray experiment kascade. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, v.513, n.3, p.490-510, November 2003.
- 26 KAMYLOV, N. N.; OSTAPCHENKO, S. S.; PAVLOV A. I. Quark-gluon-string model and eas simulation problems at ultra-high energies. *Nuclear Physics B*, v.52, n.3 p.17-28, February 1997.
- 27 AHN, E.J. et al. Cosmic ray interaction event generator sibyll 2.1. *Physical Review D*, v.80, n.9, p.094003, November 2009.
- 28 FESEFELDT, H. *The simulation of hadronic showers - physics and applications*. Report PITHA-85/02. 1985.
- 29 NELSON, W. R.; HIRAYAMA H.; ROGERS, D. W. O. *The EGS4 Code System*. SLAC report 265. 1985. Disponível em : <<http://www.slac.stanford.edu/pubs/slacreports/slac-r-265.html>>. Acesso em: 9 Maio 2013.
- 30 SCIUTTO, S. J. *User's guide AIRES*. Departamento de Física Universidad Nacional de La Plata. 1999. Disponível em : <<http://arxiv.org/pdf/astro-ph/9911331v1.pdf>>. Acesso em: 9 Maio 2013.
- 31 ORTIZ, J. A.; MEDINA G.; de SOUZA, V. Longitudinal development of extensive air showers: hybrid code seneca and full monte carlo. *Astroparticle Physics*, v.23, n.5, p.463-476, June 2005.
- 32 BERGMANN, T. et al. One-dimensional hybrid approach to extensive air shower simulation. *Astroparticle Physics*, v.26, n.6, p.420-432, January 2007.
- 33 D'ENTERRIA, D. et al. Constraints from the first lhc data on hadronic event generators for ultra-high energy cosmic-ray physics. *Astroparticle Physics*, v.35, n.2, p.98-113, September 2011.
- 34 WENER, K.; KARPENKO, Iu.; PIEROG, T. "ridge" in proton-proton scattering at 7 TeV. *Physical Review Letters*, v.106, n.12, p.122004, March 2011.

35 OSTAPCHENKO, S. Monte Carlo treatment of hadronic interactions in enhanced Pomeron scheme: QGSJET-II model. *Physical Review D*, v.83, n.1, p.014018, January 2011.

36 HIRAI, M.; KUMANO, S.; NAGAI, T. H. *Determination of nuclear parton distribution functions and their uncertainties at next-to-leading order*. hep-ph. September 2007. Disponível em : <<http://arxiv.org/abs/0709.3038v2>>. Acesso em: 9 Maio 2013.