

UNIVERSIDADE FEDERAL DE GOIÁS
INSTITUTO DE FÍSICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

Kelen Cristiane Noletto da Costa

**Simulação da razão de carga de múons atmosféricos
na escala TeV.**

GOIÂNIA

2011

Kelen Cristiane Noleto da Costa

**Simulação da razão de carga de múons atmosféricos
na escala TeV .**

Dissertação de mestrado apresentada ao Instituto de Física da Universidade Federal de Goiás como parte dos requisitos para a obtenção do título de Mestre em Física.

ORIENTADOR: *Prof. Dr. Ricardo Avelino Gomes*

GOIÂNIA

2011

**Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)
GPT/BC/UFG**

C837s Costa, Kelen Cristiane Noletto da.
Simulação da razão de carga de múons atmosféricos
na escala TeV [manuscrito] / Kelen Cristiane Noletto da
Costa. - 2011.
100 f.

Orientador: Prof. Dr. Ricardo Avelino Gomes.
Dissertação (Mestrado) – Universidade Federal de Goiás,
Instituto de Física, 2011.

Bibliografia.

Inclui lista de figuras e tabelas.

1. Múons. 2. Raios cósmicos. I. Título.

CDU: 524.1:539.126

Aos meus pais,

Firmino Ribeiro da Costa

Eurides Noleto Pinheiro da Costa

*“Embora ninguém possa voltar atrás e fazer um novo começo, qualquer
um pode começar agora e fazer um novo fim.”*
Chico Xavier (1910-2002)

Agradecimentos

- Em primeiro lugar, gostaria de agradecer a Deus, por todas as oportunidades e experiências presentes na minha vida.
- Agradeço aos meus pais por tudo que fizeram, toda dedicação, amor e cuidados que tiveram por mim.
- Agradeço ao meu orientador, Prof. Dr. Ricardo Avelino Gomes, não só pela orientação, mas também pela compreensão e paciência.
- Agradeço à Michelle e ao Stefano pela ajuda durante todo o trabalho.
- Agradeço a todos os membros da banca: pela leitura, críticas e comentários para a versão final da dissertação.
- Agradeço ao CNPq e à CAPES, pelo financiamento.
- Agradeço ao Instituto de Física da UFG e Pós-Graduação por toda infraestrutura.
- Gostaria de agradecer também aos meus queridos amigos: Cíntia, Fausto, Franco, Iara, Michelle e Vanildo. Esses me ajudaram muito, pelo companheirismo e conselhos ao longo desse caminho.

Este trabalho foi financiado pela CAPES e CNPq.

Resumo

Várias análises podem ser feitas a partir de múons atmosféricos produzidos na reação em cadeia provocada por uma partícula de raio cósmico, como o estudo do fluxo de múons para diferentes parametrizações da atmosfera, da sombra da lua e do sol, da razão da carga entre múons atmosféricos. Neste trabalho estamos interessados na razão da carga entre múons atmosféricos ($r_\mu = N_{\mu^+}/N_{\mu^-}$). Essa razão foi determinada por diversos experimentos, para diferentes intervalos de energias. Especificamente, o experimento MINOS determinou a razão (r_μ) na escala GeV com o *Near Detector* e na escala TeV com o *Far Detector*. Esse experimento observou um aumento da razão de 1,27 para 1,37 com o aumento da energia de ~ 100 GeV para ~ 1 TeV. O aumento dessa razão pode ser entendido a partir das propriedades dos píons (π) e káons (K). Para energias maiores, cerca de 10 TeV, o decaimento de hádrons charmosos torna-se importante como fonte de léptons atmosféricos.

Investigando a parametrização dada pela equação de Gaisser para estudar separadamente a intensidade dos múons positivos e negativos, é possível chegar na equação do modelo píon-káon (π K). Utilizando este modelo, foi feito um ajuste com os dados do MINOS *Near* e *Far Detector*, encontrando os parâmetros f_π e f_K . Esses parâmetros são as frações que contribuem para a produção de múons positivos vindos de π e K, respectivamente. Os valores experimentais encontrados foram: $f_\pi = 0,55$ e $f_K = 0,70$.

Neste trabalho simulamos chuviscos atmosféricos com o código CORSIKA. Diferentes modelos de interações hadrônicas de altas energias foram utilizados. O objetivo foi verificar se os modelos conseguiriam reproduzir o aumento da razão da carga de múons entre GeV e TeV. Esse aumento está associado à física envolvida no decaimento dos píons e káons. Encontramos os seguintes parâmetros: $f_\pi = 0,550 \pm$

0,006 e $f_K = 0,61 \pm 0,03$ para o modelo QGSJET 01C, $f_\pi = 0,611 \pm 0,004$ e $f_K = 0,67 \pm 0,02$ para o modelo SIBYLL, $f_\pi = 0,571 \pm 0,005$ e $f_K = 0,70 \pm 0,03$ para o modelo VENUS, $f_\pi = 0,547 \pm 0,006$ e $f_K = 0,61 \pm 0,04$ para o modelo QGSJETII e para o modelo DPMJET, $f_\pi = 0,574 \pm 0,004$ e $f_K = 0,63 \pm 0,02$. O aumento da razão para os dados do experimento MINOS foi de 7,8%; para a nossa simulação o aumento foi de 3,2%; 8,3%; 5,7%; 2,4% e 2,9%; respectivamente.

Com esses resultados, foi possível observar que os modelos de simulação também evidenciam um aumento significativo da razão, quando passamos da escala GeV para escala TeV. Esse aumento é caracterizado pelas propriedades dos píons e káons, constatando que essa física é considerada pelos códigos dos modelos.

Abstract

Several analysis can be performed using atmospheric muons produced in chain reactions caused by a cosmic ray particle. We can study the muon flux for different parameterizations of the atmosphere, the moon and sun shadowing effect, the muon charge ratio, etc. In this work, we are interested in the atmospheric muon charge ratio ($r_\mu = N_{\mu^+}/N_{\mu^-}$). This ratio has been observed by several experiments, for different energy ranges. The MINOS experiment has determined the muon charge ratio (r_μ) in the GeV energy scale using the Near Detector and in the TeV energy scale using the Far Detector. This experiment has observed an increase of the muon charge ratio from 1.27 to 1.37 when the energy of the primary particle changed from ~ 100 GeV to ~ 1 TeV. This fact can be explained by the properties of the pions (π) and the kaons (K). For higher energies, around 10 TeV, the decay of charming hadrons becomes important as a source of atmospheric leptons.

Investigating the parameterization given by the Gaisser equation in order to study the intensity of positive and negative muons separately, it is possible to obtain the equation of the pion-kaon (π K) model. Using this model it was made an adjust with the of MINOS *Near* and *Far Detector* data, finding the f_π and f_K parameters. These parameters are the fractions that contribute to the production of positive muons coming from de π e K, respectively. The experimental values obtained were: $f_\pi = 0.55$ and $f_K = 0.70$.

In this work we simulated extensive air showers using the CORSIKA code. Different models that describe the hadronic interactions for high energy particles were used. Our goal was to verify if the models could reproduce the increase of muon charge ratio. This increase is associated with physics involving pion and kaon decays. We found the following parameters: $f_\pi = 0.547 \pm 0.003$ and $f_K = 0.64 \pm 0.02$ for the

QGSJET 01C model, $f_{\pi} = 0.604 \pm 0.003$ and $f_K = 0.73 \pm 0.02$ for the SIBYLL model, $f_{\pi} = 0.572 \pm 0.003$ and $f_K = 0.70 \pm 0.02$ for the VENUS model, $f_{\pi} = 0.545 \pm 0.004$ and $f_K = 0.62 \pm 0.03$ for the QGSJETII model and $f_{\pi} = 0.570 \pm 0.003$ and $f_K = 0.65 \pm 0.02$ for the DPMJET model. The increase of the muon charge ratio found in the MINOS data was 7.8%. In our simulation we found an increase of 3.2%, 8.3%, 5.7%, 4.0% and 2.5% for each one of the models, respectively.

With these results, it was possible to observe that simulation models also show a significant increase of ratio, when we moved from scale GeV scale for TeV. And of course, this increase is characterized by properties of pions and kaons noting that physics is considered by the codes of models.

Sumário

Lista de Figuras	10
Lista de Tabelas	13
1 Introdução	14
2 Introdução aos Raios Cósmicos	16
2.1 Contexto Histórico	16
2.2 Raios Cósmicos	18
2.2.1 Composição Química	19
2.2.2 O espectro de Energia	21
2.3 Chuveiros Atmosféricos	23
2.3.1 Componente Eletromagnética	23
2.3.2 Componente Hadrônica	25
2.3.3 Componente Muônica	26
2.4 Detecção dos Raios Cósmicos	29
2.4.1 Medidas Diretas	30
2.4.2 Medidas Indiretas	30
3 Razão da Carga entre Múons Atmosféricos	32
3.1 Modelo πK	36
3.2 Medidas Experimentais da Razão (r_μ)	37

3.3	Comparação entre Medidas da Razão (r_μ) e Modelos de Simulação . . .	43
4	Interações Hadrônicas de Altas Energias	45
4.1	Introdução	45
4.2	Reconstrução da Seção de Choque e Cinemática	46
4.2.1	Cinemática do Espalhamento	46
4.3	Seção de Choque Diferencial	48
4.4	Formalismo DGLAP e BFKL	55
4.5	Teoria de Regge-Gribov (Interações Suaves)	56
4.6	Interações Nucleon-Nucleon	57
4.7	Modelos de Interações Hadrônicas de Altas Energias	58
5	Simulação da Razão da Carga entre Múons	64
5.1	O Código CORSIKA	66
5.2	Critério de Seleção dos Eventos	70
6	Resultados e Discussões	76
6.1	Reconstrução dos Eventos	78
6.2	Comparação da Razão (r_μ) para Diferentes Modelos	81
7	Conclusões	91
	Referências Bibliográficas	93

Lista de Figuras

2.1	Comparação da abundância relativa da composição dos raios cósmicos e do sistema solar [5].	20
2.2	Energia cinética por partícula [8].	21
2.3	Espectro de energia dos raios cósmicos para vários experimentos [12].	22
2.4	Esquema de um chuveiro atmosférico extenso tendo um próton como partícula primária. Na primeira interação são geradas partículas hadrônicas, que constituem o núcleo do chuveiro. A maioria são mésons que podem interagir com os núcleos atmosféricos ou decair. Os mésons π^0 decaem rapidamente em um par $\gamma\gamma$ e dão origem à componente eletromagnética através da produção de pares e <i>Bremsstrahlung</i> . A componente penetrante é dada por múons, gerados nos decaimentos dos mésons π^\pm e K^\pm e pelos neutrinos.	24
2.5	(a) Diagrama de Feynman para produção de pares e (b) Diagrama de Feynman para <i>Bremsstrahlung</i>	25
2.6	Detectores de raios cósmicos.	29
3.1	Produção geométrica do múon, onde $\alpha = \pi - \theta$ e $\beta = \theta - \theta^*$	33
3.2	Razão da carga entre múons atmosféricos em função do momento [31].	42
3.3	Comparação da razão (r_μ), medido por Baxendale et al. [28] and Rastin et al. [30].	42
3.4	Razão da carga entre múons atmosféricos em função de $E_\mu \cos\theta^*$ [22]. .	43

3.5	Razão da carga entre múons calculados pelo programa CORSIKA, usando diferentes modelos para interação hadrônica e dados experimentais [20].	44
4.1	Variáveis cinemáticas em um espalhamento profundamente inelástico [39].	47
4.2	Característica do próton para interações macias (a), duras (b), semi-duras (c) e geral (d) [41].	57
5.1	Observáveis qualitativos (caixa), processo físico (elipses), origem de incertezas sistemáticas (losango) e etapa relevante no MC. Figura adaptada da Ref. [52].	65
5.2	Sistema de coordenadas do CORSIKA.	72
6.1	Trajetórias das partículas em 2D, projetadas no plano x–z com energia de 10^3 , 10^4 e 10^5 GeV. O tipo de partícula é indicada nas seguintes cores: vermelho = elétrons, pósitrons, gama; verde = múons e azul = hádrons.	77
6.2	Número de múons (N_μ) em função da energia do primário (E_p) para o modelo QGSJET 01C.	79
6.3	Distribuição dos momentos das partículas secundárias para a simulação com o modelo QGSJET 01C.	80
6.4	Ângulo zenital do primário versus ângulo zenital dos múons.	81
6.5	Distribuição dos ângulos zenitais das partículas muônicas, utilizando o modelo QGSJETIIC.	81
6.6	Distribuição da energia dos múons para a simulação com o modelo QGSJET 01C.	82
6.7	Razão da carga entre múons, observada pelo dados do Near e Far Detector do experimento MINOS.	83

6.8	Razão da carga entre múons, modelo QGSJET 01C, CORSIKA 6970. . .	84
6.9	Razão da carga entre múons, modelo SIBYLL 2.1, CORSIKA 6970. . .	85
6.10	Razão da carga entre múons, modelo QGSJET IIC, CORSIKA 6980. . .	85
6.11	Razão da carga entre múons, modelo EPOS 1.99, CORSIKA 6970. . .	86
6.12	Razão da carga entre múons, modelo EPOS 1.99, CORSIKA 6980. . .	86
6.13	Razão da carga entre múons, modelo DPMJET.	87
6.14	Razão da carga entre múons, modelo VENUS.	87
6.15	Razão da carga entre múons para diferentes modelos.	89
6.16	Ajuste da razão para alguns modelos. As setas indicam as energias críticas para os píons e káons.	89

Lista de Tabelas

3.1	Os mésons e bárions [7]	34
3.2	Energia crítica para diferentes partículas	36
3.3	Valores da razão da carga entre múons para determinados intervalos de energias.	43
5.1	Identificação da partículas	67
5.2	Exemplo de arquivo de entrada do programa CORSIKA, usando o modelo QGSJET, para gerar 300000 chuveiros, com energia de 10^3 GeV. A primeira coluna mostra a chave e a segunda os valores dos argumentos.	69
5.3	Intervalos de $E_\mu \cos\theta^*$, nos quais a razão r_μ é calculada.	71
5.4	Fator multiplicativo para todas as energias primárias utilizadas para os modelos, SIBYLL , EPOS 1.99 e QGSJET 01.	73
5.5	Fator multiplicativo para todas as energias primárias utilizadas para os modelos, EPOS 1.99 e QGSJET II.	74
5.6	Intervalo de $E_\mu \cos\theta^*$ (100–177,8 GeV), a qual a razão r_μ é calculada	75
5.7	Intervalo de $E_\mu \cos\theta^*$ (100-177,8 GeV), a qual a razão r_μ é calculada	75
6.1	Total de múons para cada energia do primário (E_p), utilizando o modelo QGSJET01C.	78
6.2	Valores dos parâmetros f_K e f_π e a porcentagem $\Delta r_\mu / r_\mu^i$ do aumento da razão para alguns modelos.	90

1 Introdução

Raios cósmicos são partículas que se propagam pelo espaço sideral. Essas partículas podem atingir a Terra, colidindo com núcleos na alta atmosfera. Da colisão, o raio cósmico primário gera uma cascata de partículas secundárias, chamada de chuva atmosférica extensa.

O estudo desses chuviscos oferece mecanismos para investigar as características do fluxo dos raios cósmicos, o tipo de partícula e a direção de incidência dos mesmos, guiando os trabalhos teóricos para o desenvolvimento dos modelos de interações hadrônicas de altas e baixas energias. A formulação teórica das interações hadrônicas é tão importante quanto o avanço experimental (ocorrido nas últimas décadas), por dar informações qualitativas e quantitativas sobre os raios cósmicos. Durante o desenvolvimento do chuvisco as interações hadrônicas produzem partículas secundárias que podem interagir novamente ou decair, formando a cascata eletromagnética e a muônica. As interações hadrônicas de altas energias ainda não são bem entendidas, tornando assim bastante variada a construção dos modelos teóricos e de simulação.

O objetivo deste trabalho foi simular a razão da carga entre múons ($r_\mu = N_{\mu^+}/N_{\mu^-}$) em raios cósmicos, para energia na escala de GeV até TeV, e discutir se os diferentes modelos das interações hadrônicas de altas energias conseguem reproduzir o aumento da razão r_μ verificado por vários experimentos. Dentro desse escopo investigamos a relevância de cada um dos modelos de interações hadrônicas de altas energias, suas correlações e impactos nos observáveis de um chuvisco. A razão da carga entre múons atmosféricos é importante para o cálculo do fluxo de neutrinos atmosféricos, que por sua vez, é de grande interesse para medidas precisas dos experimentos de oscilações de neutrinos atmosféricos e também para estimar o “ruído”

em telescópios de neutrinos.

A estrutura desse trabalho tem inicialmente uma introdução sobre os raios cósmicos. É apresentado um contexto histórico, a formação do chuveiro atmosférico, e as formas de detecção dos mesmos. Na sequência, discutimos a física envolvida na razão da carga entre múons atmosféricos, o modelo πK e os experimentos que mediram essa razão. Depois, apresentamos uma introdução à física hadrônica, e uma descrição dos modelos de interações hadrônicas de altas energias. A metodologia e o processo de simulação são apresentados, e encerramos com os resultados de simulações da razão da carga entre múons atmosféricos para diferentes modelos de interações hadrônicas de altas energias e com as conclusões.

2 Introdução aos Raios Cósmicos

2.1 Contexto Histórico

Pode-se dizer que a origem da física de raios cósmicos começou por volta de 1900, com trabalhos de Elster (1900), Geitel (1900), Wilson (1900 e 1901) e Cooke (1903). A tentativa desses trabalhos era explicar porque a condutividade do ar variava com a altitude. Nessa mesma época já existia um aparato chamado eletroscópio, que era destinado a evidenciar a existência de carga elétrica. Para verificar se um corpo estava eletrizado, aproximava-se dele um eletroscópio, que na presença de uma carga elétrica se eletrizava também. Mas, se o eletroscópio estiver eletrizado ao se aproximar de uma carga elétrica de sinal oposto, ele se descarregava. Os estudos mostraram que os eletroscópios indicavam a presença de carga mesmo quando colocados em salas escuras e longe de fontes radioativas. A princípio, isso foi atribuído à radioatividade natural terrestre, pois já se sabia que certas rochas emitiam, espontaneamente, radiações alfa, beta e gama [1].

Em 1912, Victor Hess (Prêmio Nobel em 1936 pela descoberta dos raios cósmicos) fez um vôo de balão levando consigo um eletroscópio, chegando a uma altitude de 5200 metros. Para sua surpresa, os resultados mostraram claramente que a taxa de radiação medida pelo seu aparelho aumentava conforme o balão ganhava altitude. Sua interpretação foi que talvez o eletroscópio fosse atingido por partículas carregadas que provinham do exterior da Terra, denominada radiação ionizante ou raio cósmico. Ele também excluiu o Sol como fonte direta dessa radiação hipotética devido à não variação durante o dia e a noite. Hess publicou um resumo dos seus resultados na *Physikalische Zeitschrift* em 1913. Kolhörster, em 1913, confirmou os

resultados de Hess, com vôos que chegaram a atingir 9200 metros [2].

Posteriormente, com todo o desenvolvimento dos experimentos, ficou claro que os raios cósmicos (RCs) consistem de partículas carregadas. Assim podemos colocar em sequência algumas contribuições importantes ao estudo de RCs [1,2]:

1928: J. Clay descobriu que a radiação aumentava com a latitude, sugerindo que as fontes de radiação fossem partículas carregadas defletidas pelo campo geomagnético.

1929: D. Skobelzyn observou traços deixados pela passagem das partículas em câmaras de nuvens e emulsões nucleares.

1929: Bothe e Kolhorster verificaram que essas trajetórias deixadas pelas partículas eram curvas. Isto demonstrava que os raios cósmicos são partículas carregadas.

1933: Carl Anderson, ao observar a trajetória dos raios cósmicos nas câmaras de nuvens, descobriu a antimatéria na forma de antielétron, mais tarde chamada de pósitron.

1937: Seth Neddermeyer e Carl Anderson descobriram nos raios cósmicos, a partícula subatômica elementar, chamada múon. O pósitron e o múon foram as primeiras de uma série de partículas subatômicas descobertas a partir dos raios cósmicos, o que proporcionou um grande impulso à Física de Partículas Elementares.

1938: Pierre Auger, ao posicionar detectores de partículas no alto dos Alpes, notou que dois detectores, separados por metros de distância, detectam a chegada de partículas exatamente ao mesmo tempo. Auger descobriu então os chamados chuviscos atmosféricos extensos, que são produzidos pela colisão de uma partícula primária de alta energia com moléculas do ar.

1948: Phyllis Frier et al. descobriram o núcleo de He e elementos mais pesados nos raios cósmicos.

1977-1982: Bogomolov et al. realizaram uma série de experimentos de balões e encontram antiprótons nos raios cósmicos.

Os raios cósmicos têm contribuído e continuarão contribuindo com os estudos de Física Nuclear e de Partículas, em faixas de energia que os aceleradores de partículas ainda não são capazes de atingir. De forma geral, a pesquisa sobre raios cósmicos pode ser dividida em dois campos de atuação. O primeiro relacionado com partículas elementares e suas interações com a matéria, e o segundo referente aos seus aspectos geofísicos e astrofísicos. Mesmo com o grande avanço tecnológico utilizado nos novos experimentos, muitas questões ainda não são plenamente compreendidas, como a origem dessas partículas e os mecanismos capazes de acelerá-las a energias tão elevadas.

2.2 Raios Cósmicos

Raios cósmicos são partículas provenientes do espaço que podem atingir a Terra. Essas partículas constituem-se basicamente de prótons, núcleos mais pesados, elétrons e fótons. Ao penetrar a atmosfera, elas interagem com os núcleos atômicos que a compõem, principalmente N_2 e O_2 , iniciando uma sequência de interações nucleares e eletromagnéticas, produzindo em uma só colisão várias outras partículas.

Após a interação da partícula primária, é produzida uma cascata de partículas secundárias, na qual acontecem interações fortes, eletromagnéticas e fracas. Essa cascata é chamada de chuva atmosférica extensa, ou EAS da sigla em inglês de *Extensive Air Shower*.

Muitas propriedades do primário, incluindo sua massa, energia e direção de chegada, podem ser deduzidas a partir do estudo das partículas do chuva, juntamente com o seu desenvolvimento longitudinal e transversal (em relação ao eixo do

chuveiro). As partículas carregadas dos RCs são produzidas por uma fonte, mas antes de chegarem na atmosfera terrestre, elas passam por um meio interestelar e suas direções são desviadas pelos campos magnéticos. A medida da direção de chegada dessas partículas não revela, portanto, a direção da fonte, mas fornece informação sobre os campos magnéticos.

A direção de chegada da partícula primária pode ser deduzida a partir da direção média das várias partículas coincidentes pertencentes ao mesmo chuvaireiro. A energia da partícula primária determina o número de partículas secundárias produzidas no chuvaireiro, enquanto que indicações da massa do primário podem ser deduzidas, embora com uma grande incerteza, a partir do desenvolvimento longitudinal do chuvaireiro e da razão múon/elétron. Dessa forma, o chuvaireiro atmosférico pode alcançar uma área de milhares de metros quadrados, com uma densidade máxima de partículas próxima ao eixo do chuvaireiro (uma linha que é a trajetória prolongada do primário). Ao chegar no solo, as partículas secundárias do chuvaireiro podem ser percebidas por detectores de superfície. Aquelas mais penetrantes poderão atingir detectores subterrneos [3, 4].

2.2.1 Composição Química

Determinar o tipo de partícula (ou núcleo) que é observado por um detector de raio cósmico é importante para compreender os processos astrofísicos que a produziu. A composição dos raios cósmicos inclui vários elementos da tabela periódica, como mostrado na Figura 2.1. Esta Figura mostra ainda, a abundância relativa de elementos do sistema solar e dos raios cósmicos produzidos na galáxia.

A abundância relativa dos raios cósmicos é muito semelhante à abundância média de material estelar encontrado na galáxia. Na distribuição dos elementos encontrados no sistema solar, há uma superabundância de prótons em relação a núcleos mais pesados. Também podemos observar no espectro dois grupos de elementos: Li,

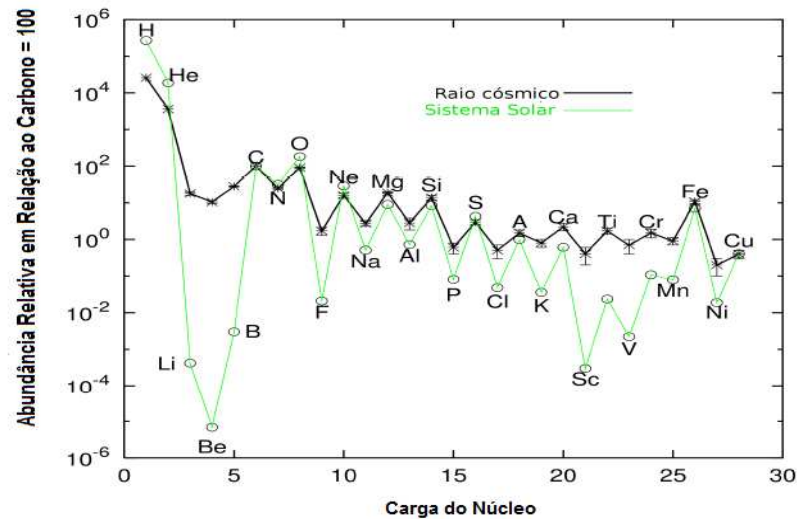


Figura 2.1: Comparação da abundância relativa da composição dos raios cósmicos e do sistema solar [5].

Be, B e Sc, Ti, V, Cr, Mn, que são mais abundantes nos raios cósmicos que no sistema solar. Essa diferença é importante para a compreensão dos mecanismos de propagação dos raios cósmicos. Esses elementos não são produzidos no interior das estrelas, sua produção é resultado do espalhamento de núcleos primários mais pesados como o carbono, oxigênio (Li, Be, B) e ferro (Sc, Ti, V, Cr, Mn) [6].

A Figura 2.2 mostra os resultados de medidas diretas de raios cósmicos com energia máxima de 10^{15} eV e as principais componentes para energias superiores a 2 GeV/nucleon. Nessa faixa de energia, 79% dos raios cósmicos primários são prótons e 70% do restante são núcleos de hélio. As frações dos núcleos primários são aproximadamente constantes nesse intervalo de energia (possivelmente com poucas variações) [7].

Para energias maiores, é inviável fazer medidas diretas, devido ao baixo fluxo de raios cósmicos. Por esse motivo é necessário utilizar modelos de interações hadrônicas para estimar a composição química.

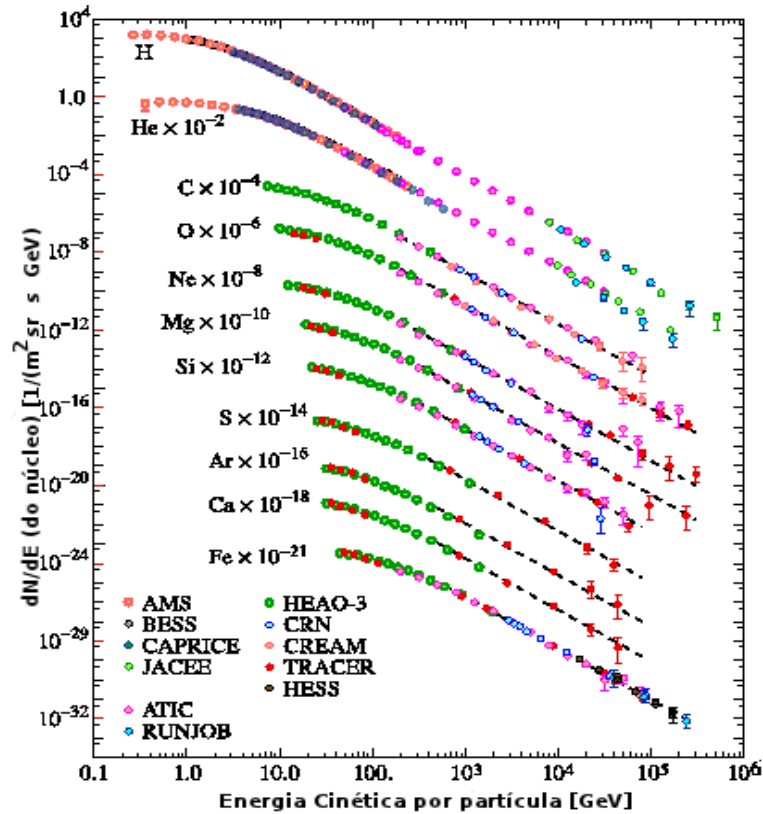


Figura 2.2: Energia cin3tica por part3cula [8].

2.2.2 O espectro de Energia

O espectro diferencial da energia dN/dE mostra como varia a intensidade dos RCs em rela33o 3 a energia para um intervalo espec3fico entre E e $E+dE$, e 3 medido em unidades de $m^{-2}sr^{-1}s^{-1}GeV^{-1}$.

A Figura 2.3, mostra o espectro dos raios c3smicos medidos por v3rios experimentos. A caracter3stica mais not3vel 3 a relativa estabilidade do fluxo para um grande intervalo de energia. Para energias menores que 1 GeV, o espectro de energia 3 modulado pelos raios c3smicos solares. Al3m disso, os raios c3smicos s3o afetados pelo campo geomagn3tico e desviados da trajet3ria original, ocasionando um desvio maior para baixas energias.

Empiricamente 3 poss3vel constatar que o fluxo de raios c3smicos segue uma distribu33o dada por uma lei de pot3ncia,

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma}, \quad (2.1)$$

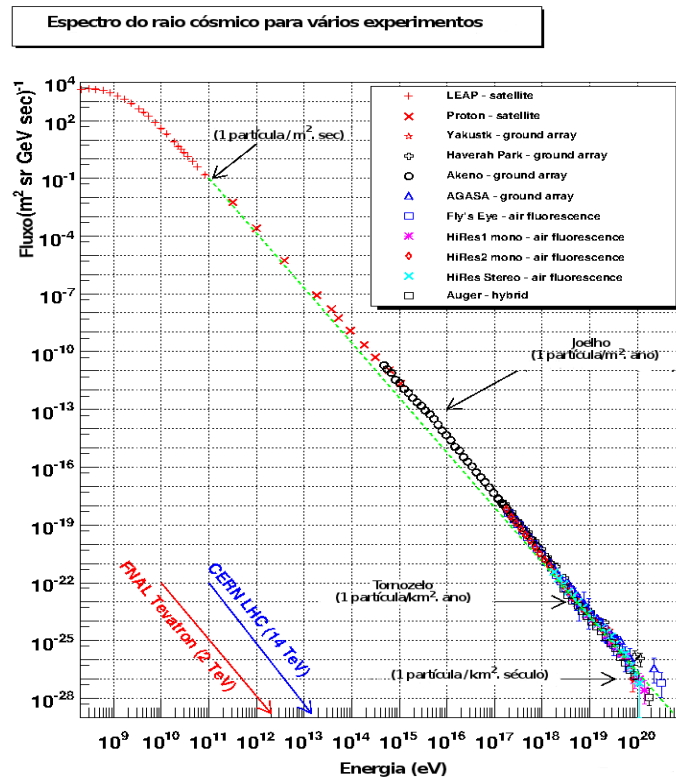


Figura 2.3: Espectro de energia dos raios c3smicos para v3rios experimentos [12].

sendo γ o 3ndice espectral do fluxo. Em um gr3fico em escala logaritma tanto no eixo x, como no y, tal como mostrado na Figura 2.3, γ 3 a inclina33o da reta.

A partir da Figura 2.3 pode-se observar uma lei de pot3ncia com uma queda bem acentuada. O 3ndice muda um pouco para tr3s regi3es caracter3sticas. Essas mudan3as s3o chamadas de “joelho”, o “segundo joelho” e o “tornozelo”. At3 o “joelho” (5×10^{15} eV) o 3ndice espectral 3 dado por $\gamma = 2,68 \pm 0,02$ [13]. Acima dessa energia at3 o suposto “segundo joelho”, (3×10^{17} eV), o espectro torna-se mais 3ngreme com $\gamma = 3,02 \pm 0,003$. Desse ponto at3 o “tornozelo” (pr3ximo de 10^{19} eV), o 3ndice 3 $\gamma = 3,16 \pm 0,08$ [14]. Para energias mais elevadas, o 3ndice diminui para $\gamma = 2,81 \pm 0,03$ [15].

A exist3ncia de um “joelho” pode ser explicada pela hip3tese de existirem diferentes fontes de raios c3smicos na gal3xia, podendo assim incluir uma depend3ncia de massa na posi33o do “joelho”. Na regi3o do “tornozelo”, assume-se que os raios c3smicos extragal3cticos come3am a dominar [13].

Outra característica mostrada na Figura 2.3 é a taxa de eventos. Em 10^{11} eV, uma partícula por m^2 pode ser observada a cada segundo. Na região do “joelho”, a taxa de eventos cai para uma partícula por m^2 por ano. No “tornozelo”, a taxa de eventos é ainda menor, cerca de 1 partícula por km^2 por ano. Para energia em torno de 10^{20} eV, a taxa cai para um evento de partícula por km^2 por século [6].

2.3 Chuveiros Atmosféricos

Chuveiros atmosféricos extensos são fenômenos bastante interessantes. Há mais de seis décadas, desde a sua descoberta pelo físico Pierre Auger e colaboradores (1939), ainda aprendemos muito sobre esses eventos energéticos, dando uma grande contribuição ao conhecimento sobre RCs de altas energias.

Os chuveiros atmosféricos extensos são iniciados por raios cósmicos primários energéticos, que chegam na atmosfera produzindo um grande número de partículas secundárias devido à uma série de colisões sucessivas com os núcleos atmosféricos (basicamente N_2 , O_2). A Figura 2.4 ilustra um chuveiro, que é composto por três componentes: eletromagnética, hadrônica e muônica.

2.3.1 Componente Eletromagnética

A componente eletromagnética é um processo dominante na evolução dos chuveiros atmosféricos extensos. Ela é gerada pelo decaimento instantâneo dos píons neutros, devido ao seu tempo de vida curto, em dois fótons ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$). Os fótons, por sua vez, interagem com núcleos produzindo elétrons (e^-) e pósitrons (e^+). Basicamente, a componente eletromagnética é formada por elétrons, pósitrons e fótons.

Os processos básicos responsáveis pelo desenvolvimento da cascata eletromagnética são: (1) produção de pares, quando os fótons interagem com núcleos atômicos e produz (e^\pm), (2) produção de fótons por (e^\pm) através de *Bremsstrahlung*, re-

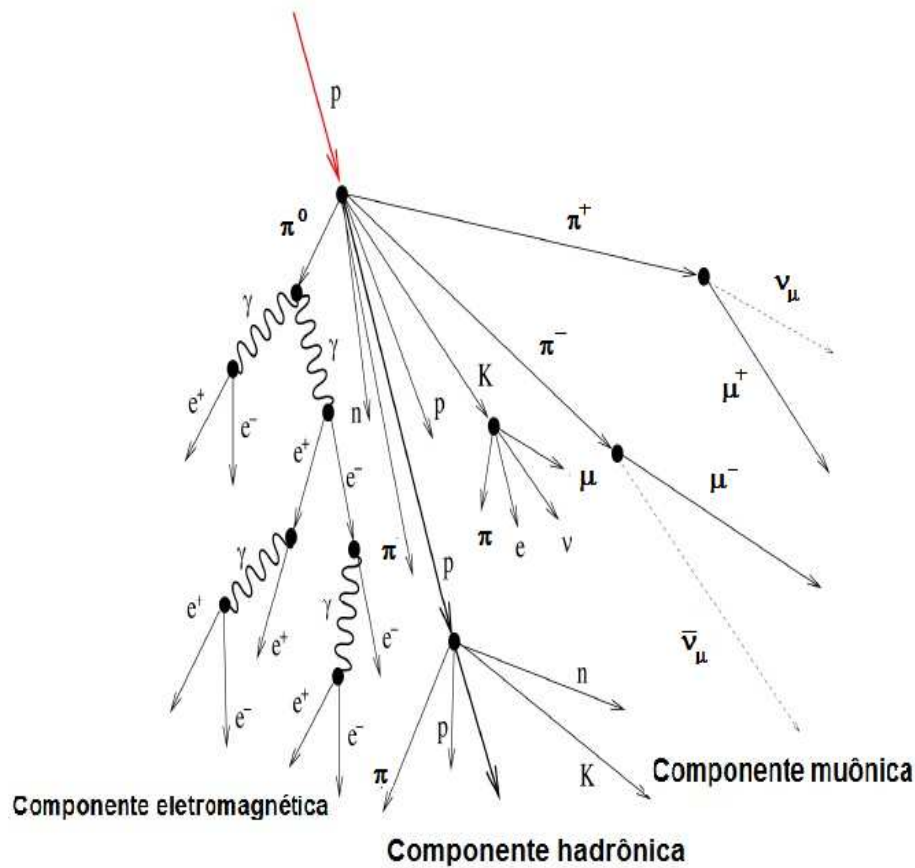


Figura 2.4: Esquema de um chuveiro atmosférico extenso tendo um próton como partícula primária. Na primeira interação são geradas partículas hadrônicas, que constituem o núcleo do chuveiro. A maioria são mésons que podem interagir com os núcleos atmosféricos ou decair. Os mésons π^0 decaem rapidamente em um par $\gamma\gamma$ e dão origem à componente eletromagnética através da produção de pares e *Bremsstrahlung*. A componente penetrante é dada por múons, gerados nos decaimentos dos mésons π^\pm e K^\pm e pelos neutrinos.

presentada pela Figura 2.5 e (3) ionização, que começa a ser dominante para energia abaixo de 80 MeV [16].

O processo *Bremsstrahlung* acontece quando uma partícula carregada acelerada passa pelo campo coulombiano de um núcleo atômico. Já a criação de pares é causada pela interação do fóton com o campo elétrico do núcleo, criando um pósitron e um elétron simultaneamente. A perda de energia de um elétron por ionização ocorre durante a sua passagem por uma profundidade de matéria (g/cm^2), por causa das colisões com os elétrons atômicos [9].

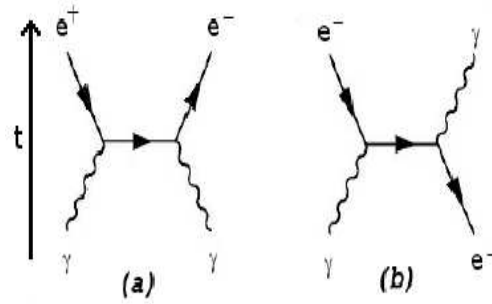


Figura 2.5: (a) Diagrama de Feynman para produção de pares e (b) Diagrama de Feynman para Bremsstrahlung.

2.3.2 Componente Hadrônica

Chuveiros hadrônicos são formados pela interação hadrônica do primário com um nucleon ou um núcleo mais pesado. Na primeira interação, a maior parte da energia do nucleon é transferida aos mésons secundários (carregados e neutros): píons (π^0 e π^\pm) e káons (K^\pm). O resto da energia é retida por um nucleon secundário que irá interagir novamente, após percorrer um certo comprimento, criando uma segunda geração de mésons.

Os píons e káons podem decair ou interagir novamente, dependendo da energia dos mesmos. Essa competição de interação/decaimento de todos os mésons carregados determina os detalhes do desenvolvimento do chuva hadrônico. Esse processo é bastante complexo, pois a cascata se desenvolve na atmosfera, onde a densidade muda constantemente. É mais provável que os píons e káons decaiam a altitudes maiores, pois a atmosfera é consideravelmente menos densa. O principal canal de decaimento para cada um deles é:

$$\begin{aligned}\pi^\pm &\rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu), & (\sim 100\%) \\ K^\pm &\rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu), & (\sim 63,5\%) \quad (2.2)\end{aligned}$$

ou seja, os π^\pm decaem praticamente 100% em múons (μ^\pm), neutrino muônico (ν_μ) e antineutrino muônico ($\bar{\nu}_\mu$). Os K^\pm possuem probabilidade de 63,5% para o mesmo decaimento [6].

2.3.3 Componente Muônica

Os mésons carregados (π^\pm , K^\pm) com menor energia alimentam a componente muônica através de seus decaimentos. O número de múons produzido no chuvaireiro (iniciado hadronicamente) depende da probabilidade dos píons e káons decaírem antes de interagirem, o que vai depender de suas energias e da densidade atmosférica (altura que ocorre a reação).

Os múons pertencem à família dos léptons, sofrem interações eletromagnéticas e fracas. Possuem um vida média de $\tau_\mu = 2,19\mu s$ e massa $m_\mu = 105,7 MeV/c^2$ e seu decaimento é dominado ($\approx 100\%$) pelas seguintes reações [6]:



onde ν_e é o neutrino eletrônico e $\bar{\nu}_e$ o antineutrino eletrônico.

No nível do mar os múons e os neutrinos são as partículas mais abundantes. A maioria dos múons são produzidos na alta atmosfera (tipicamente ~ 15 km) e perde cerca de 2 GeV da sua energia até atingir o solo, devido à ionização do meio. A energia média dos múons detectados no nível do mar é da ordem de ≈ 4 GeV, com um fluxo de aproximadamente $1 \text{ cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$ [7]. Eles chegam à superfície da Terra com velocidades próximas à da luz ($v = 0,998 c$) e o tempo necessário para que isso ocorra (a partir do ponto em que são produzidos $\sim 15\text{-}20$ km) é [17, 18]:

$$t = \frac{15000m}{2,992 \times 10^8 m/s} \simeq 50,5\mu s,\tag{2.4}$$

o que equivale a um tempo $\sim 23,06$ vezes maior do que a vida média do múon ($t=23,06\tau_\mu$). O fato de detectar fluxo de múons no nível do mar é uma evidência qualitativa para o efeito de dilatação do tempo e contração do espaço da relatividade especial.

Supomos que em algum tempo t , temos $N(t)$ múons e a probabilidade do múon decair em um intervalo dt é λdt (λ é uma constante chamada de “taxa de

decaimento”, que caracteriza a rapidez que um múon decai). Então a mudança na população de múons é:

$$\int_{N_0}^{N(t)} \frac{dN}{N(t)} = - \int_{t_0}^t \lambda dt, \quad (2.5)$$

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (2.6)$$

onde N_0 é o número de múons no tempo $t_0 = 0$ e $N(t)$ é o número de múons depois de um intervalo t necessário para alcançar a superfície da Terra. O tempo de vida dos múons é $\tau_\mu = 1/\lambda$. Substituindo λ na equação 2.6,

$$\frac{N}{N_0} = e^{-t/\tau_\mu}. \quad (2.7)$$

Substituindo $t=23,06\tau_\mu$ na equação 2.7, teremos $N/N_0 \cong 1 \times 10^{-10}$. Este resultado mostra que a física clássica prevê que praticamente todos os múons decaem antes de alcançarem o nível do mar. Fazendo uma abordagem relativística para o fenômeno (dilatação do tempo e contração do espaço); tem-se:

$$\Delta t = \gamma t_0, \quad (2.8)$$

onde γ é o fator de Lorentz, Δt é o intervalo de tempo no referencial do laboratório e t_0 é o intervalo de tempo próprio. Podemos determinar o fator de Lorentz γ pela relação entre energia detectada no laboratório $E_\mu \cong 4 \text{ GeV}$ e a energia total relativística do múon $E = mc^2 = 105,7 \text{ MeV}$,

$$\gamma = \frac{E_\mu}{mc^2} \cong 37,84. \quad (2.9)$$

No sistema de referência do múon temos a contração do espaço:

$$L = \frac{L_0}{\gamma} = \frac{15000}{37,84} \cong 396m, \quad (2.10)$$

que é a distância para alcançar a superfície da Terra. Então, o tempo que os múons levam para percorrer essa distância é :

$$t = \frac{396}{2,992 \times 10^8 m/s} \cong 1,32\mu s, \quad (2.11)$$

o que representa $t = 0,60\tau_\mu$.

Analisando o problema no referencial do múon, a relação entre o número de múons que atingem a superfície da Terra, e os produzidos na alta atmosfera, é

$$\frac{N}{N_0} = e^{(-0,60\tau_\mu/\tau_\mu)} \cong 0,55. \quad (2.12)$$

Ou seja, 55 % dos múons produzidos na alta atmosfera atingem a superfície. Portanto, com essas características (alto fluxo, trajetória retilínea, alta energia e longa vida média) fazem com que esta partícula seja ideal para as demonstrações dos efeitos relativísticos de dilatação do tempo e contração do espaço [17, 18].

O Espectro de Energia dos Múons

A produção dos múons depende da energia em que ocorre a interação nuclear e do decaimento das partículas que as produzem. O desenvolvimento do espectro desses múons depende de um certo intervalo de energia. O espectro dos múons, depois de uma integração sobre todos os múons produzidos, foi obtido por Gaisser com a seguinte equação [6]:

$$\frac{dN_\mu}{dE_\mu} = 0,14E_\mu^{-2,7} \left[\frac{1}{1 + \frac{1,1E_\mu \cos\theta}{\varepsilon_\pi}} + \frac{0,054}{1 + \frac{1,1E_\mu \cos\theta}{\varepsilon_K}} \right]. \quad (2.13)$$

O primeiro termo dentro do colchete representa os múon que vem do decaimento dos píons e o segundo termo, do decaimento dos káons. ε é a energia crítica que separa a interação atmosférica do regime de decaimento dos mésons e o seu valor para os píons e káons respectivamente é: $\varepsilon_\pi = 115$ GeV e $\varepsilon_K = 850$ GeV.

A equação 2.13 não leva em conta a perda da energia dos múons e é aplicável somente para energias relativamente altas, quando a perda da energia do múon é uma fração muito pequena. Essa equação revela duas características importantes para o espectro de múons: (1) para baixas energias ($E_\mu \ll \varepsilon_\pi$), o espectro do múon tem a forma espectral do raio cósmico primário e (2) no caso de energias maiores, em que ($E_\mu \gg \varepsilon_\pi$ e ε_K), a interação dos mésons não pode ser ignorada. Neste segundo caso, a energia típica dos múons detectados em experimentos subterrâneos e

de superfície é retratada. Ainda para energias maiores o espectro do méson tem a mesma dependência que os raios cósmicos primários com a lei de potência, onde há um termo E^{-1} extra devido à taxa de decaimento. O fluxo de múons então segue a seguinte equação:

$$\frac{dN}{dE_\mu} = E_\mu^{-(\gamma+1)}, \quad (2.14)$$

onde γ é o índice espectral dos raios cósmicos primários [9].

2.4 Detecção dos Raios Cósmicos

A física de raios cósmicos têm sido investigada por grandes experimentos, construídos nas últimas décadas. Com todo esse desenvolvimento, foi possível obter informações como o espectro de energia e a composição dos raios cósmicos primários e também estudar a evolução detalhada do chuveiro atmosférico.

Existem diversos tipos de detectores de partículas (contador geiger, câmara de nuvens, câmara de bolhas, emulsão fotográfica, cintiladores, fotomultiplicadoras, detector cherenkov, detector semiconductor, etc). Os métodos para detecção podem ser divididos em dois tipos fundamentais, tendo em vista o fluxo e a energia dos raios cósmicos: medidas diretas e medidas indiretas, como mostra a Figura 2.6.

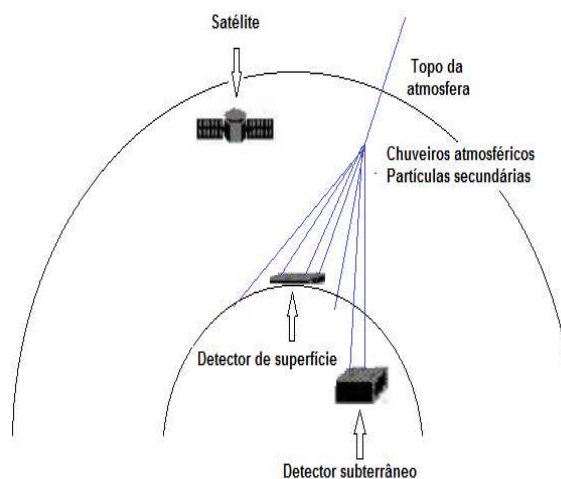


Figura 2.6: Detectores de raios cósmicos.

2.4.1 Medidas Diretas

Para energias abaixo de 10^{15} eV, o fluxo de raio cósmico é bastante alto para que se possa realizar uma medição direta. A detecção dos raios cósmicos é similar às técnicas utilizadas em experimentos com aceleradores de partículas (calorímetros, detectores de radiação, placas de emulsão e etc). Estes detectores são carregados por balões ou por satélites em órbita. A ideia da detecção direta é medir o raio cósmico incidente, de modo que as primeiras reações ocorram dentro do detector ou próximo dele. Assim, é possível reconstruir as propriedades necessárias para caracterizar a partícula primária [19].

2.4.2 Medidas Indiretas

Se os raios cósmicos têm energias maiores que 10^{15} eV, o fluxo de radiação cósmica cai rapidamente, tornando a detecção direta inviável. A maneira mais conveniente de detectar essa radiação cósmica altamente energética é através dos chuviros produzidos pela interação do primário com a atmosfera. Esse chuviro contém bilhões de partículas que percorrem a atmosfera em direção ao solo com uma velocidade muito próxima à da luz. Algumas dessas partículas chegam à superfície (elétrons, pósitrons, fótons, múons e neutrinos) se espalhando por áreas de até 20 km². Essas partículas são medidas por detectores localizados no solo ou, no caso de partículas mais penetrantes, no subterrâneo.

No caso de detectores na superfície, arranjos são construídos em grandes áreas, a qual é inversamente proporcional ao fluxo dos raios cósmicos, ou seja, quanto menor o fluxo maior será a área. Para tirar proveito da grande quantidade de partículas que chegam ao solo, os detectores utilizados são constituídos por cintiladores ou contadores Cherenkov grandes suficientes para detectar tais partículas. Com esses arranjos é possível estimar a direção de chegada dos chuviros e a energia do

raio cósmico primário. Um elétron, mesmo de alta energia, não consegue penetrar mais que um metro na Terra. Já os múons, conseguem penetrar por centenas de km na Terra, certificando que o sinal obtido por detectores subterrâneos são múons atmosféricos de origem hadrônica, pois não existe fonte terrestre de múons [3, 19].

3 Razão da Carga entre Múons Atmosféricos

Nos últimos 50 anos, vários experimentos tem observado múons atmosféricos. A partir dos dados obtidos, análises quantitativas são feitas com intuito de obter informações sobre tópicos que vão desde neutrinos atmosféricos até composição química dos raios cósmicos de altas energias. A detecção dos múons, normalmente é realizada por meio de espectrômetros magnéticos. Estes dispositivos distinguem as cargas dos múons, permitindo, assim, calcular a razão da carga entre múons, $r_\mu = N_{\mu^+}/N_{\mu^-}$. Esta razão é uma quantidade significativa, que reflete características importantes sobre a produção de mesóns. Além disso, a razão da carga entre múons fornece informações relevantes para a física de neutrinos, notadamente, para a determinação do fluxo de neutrinos atmosféricos. A partir dos decaimentos dos píons, káons e múons, mostrado nas equações 2.2 e 2.3, encontramos as seguintes relações entre o número de neutrinos e o número de múons:

$$\frac{\nu_e}{\bar{\nu}_e} = \frac{\mu^+}{\mu^-}, \quad (3.1)$$

$$\frac{\nu_\mu}{\bar{\nu}_\mu} = 1, \quad (3.2)$$

$$\frac{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}{\nu_e + \bar{\nu}_e} = 2. \quad (3.3)$$

Os neutrinos atmosféricos são produzidos principalmente pelo decaimento de píons, káons e múons carregados. A razão dos neutrinos muônicos para neutrinos eletrônicos, depende da energia, pois a quantidade de múons que atingem a superfície da Terra aumenta com a mesma [20].

Experimentalmente observou-se um excesso de cargas positivas em r_μ , o que reflete uma quantidade maior de π^+ sobre π^- e K^+ sobre K^- , produzidos nas regiões de fragmentações das interações iniciadas pelo primário. Vale notar que os raios cósmicos são na sua maioria prótons, ou seja uma carga positiva [21].

Experimentos têm medido a razão (r_μ) para diferentes intervalos de energia. Os resultados indicam um aumento na medida da razão quando o valor da energia de superfície dos múons E_μ aumenta, ou mais especificamente, quando aumenta o valor da energia e do ângulo zenital θ^* ($E_\mu \cos\theta^*$). O valor θ^* é o ângulo zenital no ponto de produção do múon, onde esse ângulo está geometricamente relacionado com o ângulo zenital θ observado, como mostra a Figura 3.1. R é o raio da Terra, h é a altura em que os múons são produzidos e a trajetória que o múon percorre é d [22]. A partir da Figura 3.1, podemos escrever as seguintes equações:

$$R^2 = d^2 + (h + R)^2 - 2d(h + R)\cos\theta^*, \quad (3.4)$$

$$d = (h + R) \frac{\text{sen}\beta}{\text{sen}\theta}. \quad (3.5)$$

Substituindo a equação 3.5 na equação 3.4, encontramos o $\cos\theta^*$ em função do ângulo θ observado.

$$\cos\theta^* = \sqrt{1 - \text{sen}^2\theta \left(\frac{R}{h + R} \right)^2} \quad (3.6)$$

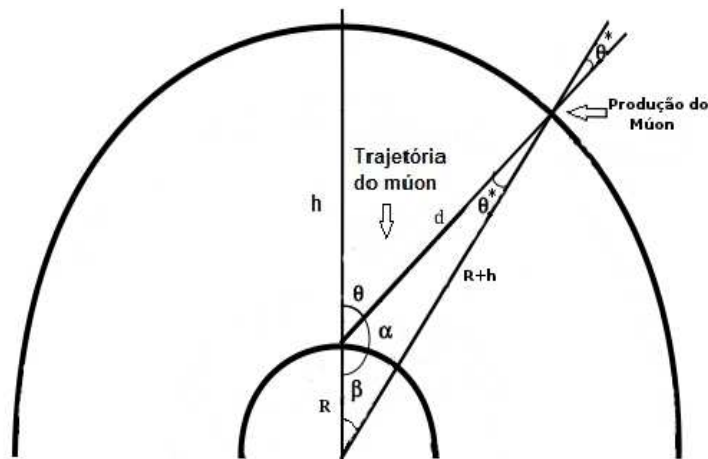


Figura 3.1: Produção geométrica do múon, onde $\alpha = \pi - \theta$ e $\beta = \theta - \theta^*$.

O aumento da razão está relacionado à probabilidade dos píons e káons interagirem ou decaírem. Essa probabilidade vai depender da energia e do ângulo zenital, onde a variação em função da energia ocorre por causa do tempo de vida do hádron. Já a variação em função do ângulo vem da probabilidade de interação na atmosfera.

Para valores baixos de $E_\mu \cos\theta^*$ (alguns GeV), a razão da carga entre múons é determinada principalmente por múons vindos do decaimento dos píons. Entretanto, com o aumento da energia, para alguns TeV, a contribuição dominante para a fração dos múons é devido ao decaimento dos káons, pelo fato desta partícula possuir um tempo de vida menor que dos píons. No entanto, é mais frequente uma produção maior de K^+ do que K^- , por causa do fenômeno associado à produção de partículas estranhas. Considerando a interação de um primário próton com outro próton na atmosfera, podemos verificar que a estranheza da reação próton-próton é zero. A Tabela 3.1 ilustra alguns mésons e bárions, mostrando os valores da carga (Q), da estranheza (S), do charme (C), massa e o tipo de quark que os constituem. Como

Tabela 3.1: Os mésons e bárions [7]

Nome genérico	Quark	Q	S	C	Massa (MeV/c ²) ~
Mésons: π^+	$u\bar{d}$	+1	0	0	139,57
π^0	$(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$	0	0	0	134,98
π^-	$d\bar{u}$	-1	0	0	139,57
K^+	$u\bar{s}$	+1	+1	0	493,68
K^0	$d\bar{s}$	0	+1	0	497,61
K^-	$s\bar{u}$	-1	-1	0	493,68
D^+	$c\bar{d}$	+1	0	+1	1869,60
D^0	$c\bar{u}$	0	0	+1	1864,83
\bar{D}^0	$\bar{c}u$	0	0	-1	1864,83
D^-	$\bar{c}d$	-1	0	-1	1869,60
D_s^+	$c\bar{s}$	+1	+1	+1	1968,47
D_s^-	$\bar{c}s$	-1	-1	-1	1968,47
Bárions: p	uud	+1	0	0	938,27
n	udd	0	0	0	939,57
Λ	uds	0	-1	0	1115,68
Σ^+	uus	+1	-1	0	1189,37
Σ^0	uds	0	-1	0	1192,64
Σ^-	dds	-1	-1	0	1197,45
$\bar{\Sigma}^+$	$\bar{d}\bar{d}\bar{s}$	-1	+1	0	1189,37

as partículas K^+ e K^0 , possuem estranheza $S = +1$, é provável que as mesmas sejam produzidas juntamente com um bárion Λ ou Σ na colisão, para que a estranheza seja conservada, assim como a conservação de outras propriedades também tem que ser mantida. Logo abaixo são apresentadas algumas das reações prováveis que podem ocorrer na colisão próton-próton, justificando o porquê da maior produção de K^+ do

que K^- , o que contribui para o aumento da razão [21].

$$\begin{aligned}
 p + p &\rightarrow n + K^+ + \Sigma^+, \\
 p + p &\rightarrow p + K^+ + \Lambda, \\
 p + p &\rightarrow p + K^+ + \Sigma^0, \\
 p + p &\rightarrow p + p + K^+ + K^-, \\
 p + p &\rightarrow p + p + n + K^- + \bar{\Sigma}^-.
 \end{aligned} \tag{3.7}$$

Na colisão próton-próton, mostrado na equação 3.7, pode-se notar que a produção de anti-híperons é suprimida pelo espaço de fase, devido à necessidade de uma energia maior para a produção dos mesmos. Com o aumento da energia para mais poucos TeV, a probabilidade dos píons e káons interagirem na atmosfera antes de decaírem aumenta. Isso implica que uma pequena fração de partículas charmosas possam dar uma contribuição dominante para o fluxo de múons e neutrinos com altas energias. Essencialmente, todas as partículas charmosas decaem antes de interagirem na atmosfera. Esse fato ocorre devido ao tempo de vida média muito curto, $\tau \sim 10^{-12}$ s. Esses múons e neutrinos “prompt” surgem através de decaimentos semi-leptônicos de hádrons, contendo quarks pesados (quarks c e b), especialmente o charme. A Tabela 3.1 mostra os valores de algumas propriedades para essas partículas charmosas [23].

Os múons e neutrinos “prompt”, que compõe o fluxo de raio cósmico, são originados principalmente do decaimento de hádrons charmosos (D^\pm , D^0 , \bar{D}^0 , D_s^\pm , ...). Abaixo, mostramos uns dos principais canais de decaimento para algumas dessas partículas charmosas [7].

$$\begin{aligned}
 D^+ &\rightarrow \bar{K}^0 \mu^+ \nu_\mu, & (\sim 9,4\%), \\
 D^+ &\rightarrow K^- \pi^+ \mu^+ \nu_\mu, & (\sim 3,9\%), \\
 D^0 &\rightarrow K^- \mu^+ \nu_\mu, & (\sim 3,31\%).
 \end{aligned} \tag{3.8}$$

3.1 Modelo πK

A parametrização padrão dos múons atmosféricos para um espectro de energia, é dado pela equação de Gaisser [6]:

$$\frac{dN_{\mu}}{dE_{\mu}} = \frac{0,14E_{\mu}^{-2,7}}{cm^2 s sr GeV} \times \left[\frac{1}{1 + \frac{1,1E_{\mu} \cos\theta^*}{\varepsilon_{\pi}}} + \frac{0,054}{1 + \frac{1,1E_{\mu} \cos\theta^*}{\varepsilon_K}} \right]. \quad (3.9)$$

Os dois termos entre colchetes, dão a contribuição vindas dos píons e káons respectivamente. Os valores ε_{π} e ε_K , são as energias críticas dos píons e káons respectivamente. Esse valor é a energia em que a probabilidade de interação e de decaimento tornam-se iguais. A tabela 5.1 lista a energia crítica de algumas partículas que contribuem para a produção de múons e neutrinos atmosféricos quando elas decaem.

Tabela 3.2: Energia crítica para diferentes partículas

Partícula	ε_{cri} (GeV)
μ^{\pm}	1,0
π^{\pm}	115
K^{\pm}	850
D^{\pm}	$3,8 \times 10^7$
D^0, \bar{D}^0	$9,6 \times 10^7$
D_s^{\pm}	$8,5 \times 10^7$

Através da investigação da equação 3.9, é feita uma generalização para o estudo separado da intensidade de múons positivos e múons negativos. Usando o parâmetro de fração positiva f_{π} e f_K , que contribuem para a produção de múons positivos, a dependência dos múons positivos e negativos é dada por:

$$\frac{dN_{\mu^+}}{dE_{\mu}} = \frac{0,14E_{\mu^+}^{-2,7}}{cm^2 s sr GeV} \times \left[\frac{f_{\pi}}{1 + \frac{1,1E_{\mu^+} \cos\theta^*}{\varepsilon_{\pi}}} + \frac{0,054 \times f_K}{1 + \frac{1,1E_{\mu^+} \cos\theta^*}{\varepsilon_K}} \right], \quad (3.10)$$

$$\frac{dN_{\mu^-}}{dE_{\mu}} = \frac{0,14E_{\mu^-}^{-2,7}}{cm^2 s sr GeV} \times \left[\frac{(1 - f_{\pi})}{1 + \frac{1,1E_{\mu^-} \cos\theta^*}{\varepsilon_{\pi}}} + \frac{0,054 \times (1 - f_K)}{1 + \frac{1,1E_{\mu^-} \cos\theta^*}{\varepsilon_K}} \right], \quad (3.11)$$

onde os valores de ε_{π} e ε_K foram substituídos nas respectivas equações. Utilizando as

equações 3.10 e 3.11, podemos calcular a razão da carga entre múons na superfície,

$$\frac{N_{\mu^+}}{N_{\mu^-}} = \frac{\left[\frac{f_\pi}{1 + \frac{1,1E_{\mu^+} \cos\theta^*}{\varepsilon_\pi}} + \frac{0,054 \times f_K}{1 + \frac{1,1E_{\mu^+} \cos\theta^*}{\varepsilon_K}} \right]}{\left[\frac{(1-f_\pi)}{1 + \frac{1,1E_{\mu^-} \cos\theta^*}{\varepsilon_\pi}} + \frac{0,054 \times (1-f_K)}{1 + \frac{1,1E_{\mu^-} \cos\theta^*}{\varepsilon_K}} \right]}. \quad (3.12)$$

A equação 3.12 representa o modelo πK , o qual depende do produto $E_\mu \cos\theta^*$ [21].

3.2 Medidas Experimentais da Razão (r_μ)

Vários experimentos têm medido separadamente os múons carregados e a partir desse fato, calculado a razão da carga entre múons atmosféricos. Há dois tipos de experimentos que realizam esse tipo de análise: acima e abaixo do solo. Medidas de balões e de superfície são sensíveis a múons com baixa energia, que são suscetíveis aos efeitos geomagnéticos sazonais. Acima de 10 GeV, a razão da carga entre múons atmosférico deverá ser constante, independentemente da localização do experimento, método e época do ano, mas não necessariamente constante em função da energia, na qual a razão está sendo medida. Descrevemos resumidamente alguns experimentos importantes que mediram essa razão.

MINOS

O experimento MINOS (*textbfMain Injector Neutrino Oscillation Search*), foi projetado para investigar os parâmetros da oscilação de neutrinos. Ele é composto por:

- um feixe de neutrino muônico (ν_μ), *Neutrinos at the Main Injector (NuMI)*, fornecido pelo *Main Injector*, localizado no *Fermi National Accelerator Laboratory (FNAL)*;
- um detector denominado *Near Detector*, aproximadamente a 1km do alvo da linha do feixe NuMI;

- um detector denominado *Far Detector*, localizado em Soudan a 735 km do alvo.

Os detectores do MINOS, *Far Detector* e *Near Detector*, são calorímetros magnéticos subterrâneos, localizados a uma profundidade de 2070 m.w.e (metros de água equivalente) e 225 m.w.e., respectivamente. Dados coletados nos detectores são de eventos de neutrinos, de origem do feixe, e os múons gerados nos chuviros atmosféricos. Devido ao campo magnético, os detectores permitem distinguir as cargas das partículas (μ^+ , μ^-). Com essa característica o MINOS é capaz de investigar a razão do fluxo de partículas μ^+ e μ^- . A média da razão da carga entre múons atmosféricos medidos pelo *Near* e *Far Detector* respectivamente foi: $N_{\mu^+}/N_{\mu^-} = 1,266 \pm 0,001(\text{estat.})_{-0,010}^{+0,015}(\text{sist.})$ e $N_{\mu^+}/N_{\mu^-} = 1,374 \pm 0,004(\text{estat.})_{-0,010}^{+0,012}(\text{sist.})$, para energias de 50 GeV–1 TeV e 1–7 TeV [22, 24].

L3+C

O L3+C é um experimento associado ao detector L3, do acelerador LEP, CERN, próximo de Genebra (6,02°L, 46,25°N) a uma altitude de 450 m do nível do mar. O espectro do múon atmosférico varia entre 20 GeV e 3 TeV, com ângulo zenital de 0° até 58°. A razão da carga foi estudada entre 20 e 500 GeV. A média da razão da carga entre múons encontrada foi: $N_{\mu^+}/N_{\mu^-} = 1,285 \pm 0,03(\text{estat.}) \pm 0,019(\text{sist.})$ [25].

BESS (Experiment with a Superconducting Spectrometer)

O experimento de balão BESS é um espectrômetro usado para estudar fenômeno de partículas elementares, assim como a origem e a propagação dos raios cósmicos. Esse espectrômetro foi lançado por um balão em Lynn Lake, Manitoba, Canadá (56,5°N, 101,0°O), em 7 de agosto de 2002, chegando a uma altitude de 37 km.

A observação no solo foi feita em Tsukuba, Japão (36,2°N, 140,1°O), 30 m

acima do nível do mar. O período de coleta de dados foi de 1-6 de outubro de 2002. A razão da carga entre múons atmosféricos foi observada em várias medidas pelo experimento BESS em um intervalo de 0,6–400 GeV/c [26].

CAPRICE 94

Os dados neste experimento foram coletados entre 19 e 20 de julho de 1994, a 360 m da superfície terrestre, em Lynn Lake. Em 8 e 9 de agosto o instrumento CAPRICE94 chegou a 36-38 km de altitude. As medidas foram feitas para um momento de 0,3-40 GeV/c (μ^-) e 0,3-2 GeV/c (μ^+) [27].

Espectrógrafo Durham (Baxendale)

Este espectrógrafo tem realizado medidas precisas da razão da carga entre múons, com intervalo do momento de 7 GeV/c $\lesssim p \lesssim$ 500 GeV/c. A média da razão encontrada foi: $N_{\mu^+}/N_{\mu^-} = 1,2799 \pm 0,0042$ [28].

WILLI

Com este experimento foi possível medir a razão entre múons positivos e negativos para um fluxo de raios cósmicos com momento abaixo de 1 GeV/c. A média da razão encontrada foi: $N_{\mu^+}/N_{\mu^-} = 1,30 \pm 0,05$, com ângulo zenital de $\theta = 26^\circ$ [29].

Spectrometro Nottingham Cosmic-ray (Rastin)

O espectrômetro foi utilizado para determinar a razão da carga entre múons, com intervalo de 4 a 2000 GeV/c. O período de operação desse instrumento foi: setembro de 1974 a maio de 1984. A média da razão encontrada foi: $N_{\mu^+}/N_{\mu^-} = 1,2511 \pm 0,0058$ [30, 31].

CosmoALEPH

O experimento ALEPH no LEP, CERN, mediu o espectro de múons de raios cósmicos. ALEPH está localizado a uma profundidade de 320 m.w.e. O intervalo de energia para a razão da carga entre múons e o espectro é de 80–2500 GeV. A média da razão da carga entre múons encontrada foi: $N_{\mu^+}/N_{\mu^-} = 1,278 \pm 0,011$ [32].

UTAH

O detector de múons de raio cósmico Utah, está localizado sob as montanhas de Wasatch, a 2×10^5 g cm⁻², Park City, Utah. A razão da carga entre múons atmosféricos foi calculada por esse experimento e o valor médio encontrado, no intervalo de 1–8 TeV/c, foi: $N_{\mu^+}/N_{\mu^-} = 1,378 \pm 0,015(\text{estat.})$ [33].

MUTRON

O espectrômetro MUTRON tem sido usado para medir espectro de energia de múons atmosféricos no nível do mar, com ângulo zenital de 86°–90°, no intervalo de 100-20000 GeV/c. A razão da carga entre múons também foi medida por esse experimento. O valor médio para a razão encontrado no intervalo de $100 < p_\mu < 600$ GeV/c, foi de $N_{\mu^+}/N_{\mu^-} = 1,251 \pm 0,005(\text{estat.})$ e para $p_\mu > 600$ GeV/c, foi de $N_{\mu^+}/N_{\mu^-} = 1,30 \pm 0,02(\text{estat.})$ [34].

OPERA

Detector OPERA está localizado em LNGS (Gran Sasso underground Laboratory) a uma profundidade de 3800 m.w.e. O experimento tem medido a razão da carga entre múons atmosféricos, em um intervalo de energia na escala TeV. Os dados analisados correspondem a 113,4 dias, no período de 2008. A razão média é: $N_{\mu^+}/N_{\mu^-} = 1,377 \pm 0,014(\text{estat.})_{-0,015}^{+0,017}(\text{sist.})$ [35].

CMS

O detector CMS (**C**ompact **M**uon **S**olenoid) foi instalado no LHC (**L**arge **H**adron **C**ollider), no CERN. O detector está em uma caverna, com o centro do detector a 89 m abaixo da superfície da Terra e 420 m acima do nível do mar. O principal objetivo do experimento é a procura por sinais de uma nova física na colisão próton–próton, com energia de centro de massa de 7 a 14 TeV. Os dados foram coletados em duas etapas, 2006 e 2008. O valor médio encontrado foi: $N_{\mu^+}/N_{\mu^-} = 1,2766 \pm 0,0032(\text{estat.}) \pm 0,032(\text{sist.})$ [36].

A Figura 3.2 mostra algumas medidas da razão (r_μ) realizadas por Baxendale et al. [28], Rastin et al. [30] e outros. São experimentos que mediram a razão na década de 60, 70, 80 e 90, para baixos valores de momento. Pode-se perceber que os diferentes experimentos concordam bem entre si. No entanto, quando o conjunto de dados (Baxendale 1975 [28] e Rastin 1984 [30]), é plotado separadamente, há uma discrepância, vista pela Figura 3.3, entre os valores do Baxendale e do Rastin:

$$r_\mu(\text{Baxendale}) = 1,2799 \pm 0,0042; \quad (3.13)$$

$$r_\mu(\text{Rastin}) = 1,2511 \pm 0,0058. \quad (3.14)$$

Para reduzir essa discrepância, deve ser adicionado um erro sistemático de $\pm 0,015$, em forma de uma escala de incerteza comum para todos as medidas de um experimento, independentemente do momento [31].

A Tabela 3.3 mostra outros resultados específicos para diferentes experimentos. Os resultados desses experimentos mostram que o valor da razão aumenta, quando o detector está localizado a uma profundidade maior, na qual são capazes de detectar múons com alto valor de $E_\mu \cos\theta^*$. O MINOS *Far Detector* fornece uma razão de $r - \mu = 1,374 \pm 0,004(\text{estat.})_{0,010}^{0,012}(\text{sist.})$, para energias de superfície maior que 1 TeV. Outras medidas realizadas na escala TeV, tem encontrado valores similares. Já o MINOS *Near Detector* mediu a razão para energias de alguns GeV e o valor encon-

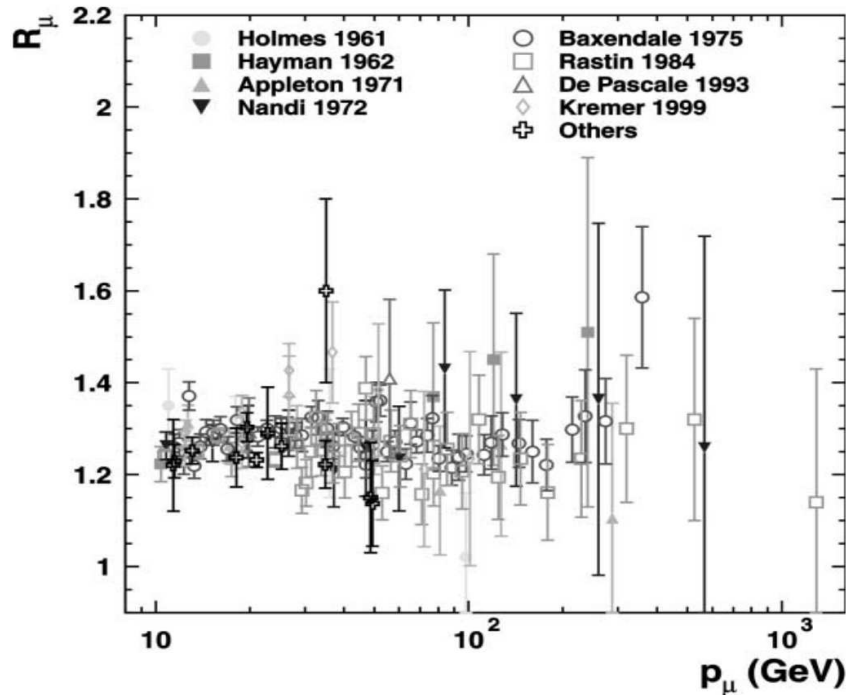


Figura 3.2: Razão da carga entre múons atmosféricos em função do momento [31].

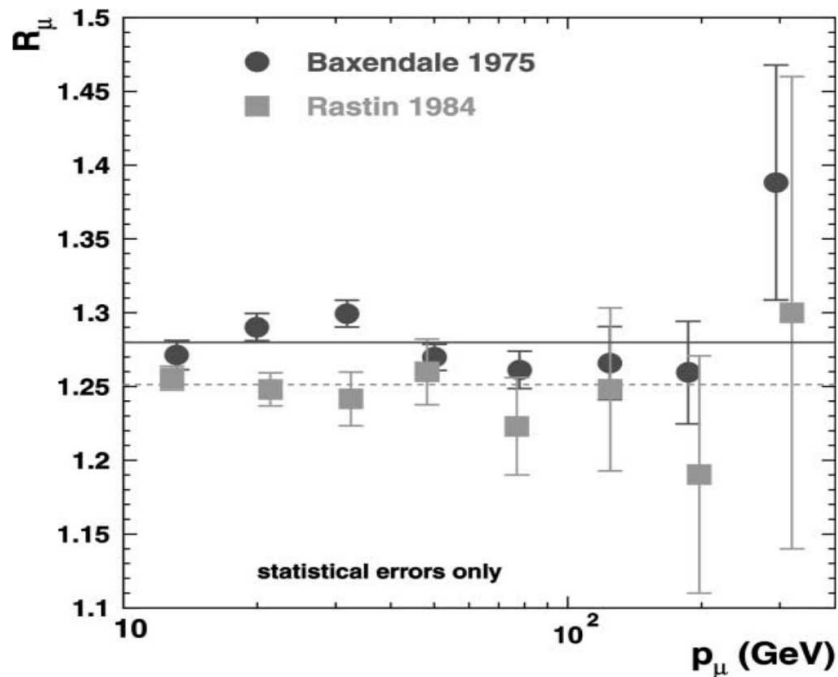


Figura 3.3: Comparação da razão (r_μ), medido por Baxendale et al. [28] and Rastin et al. [30].

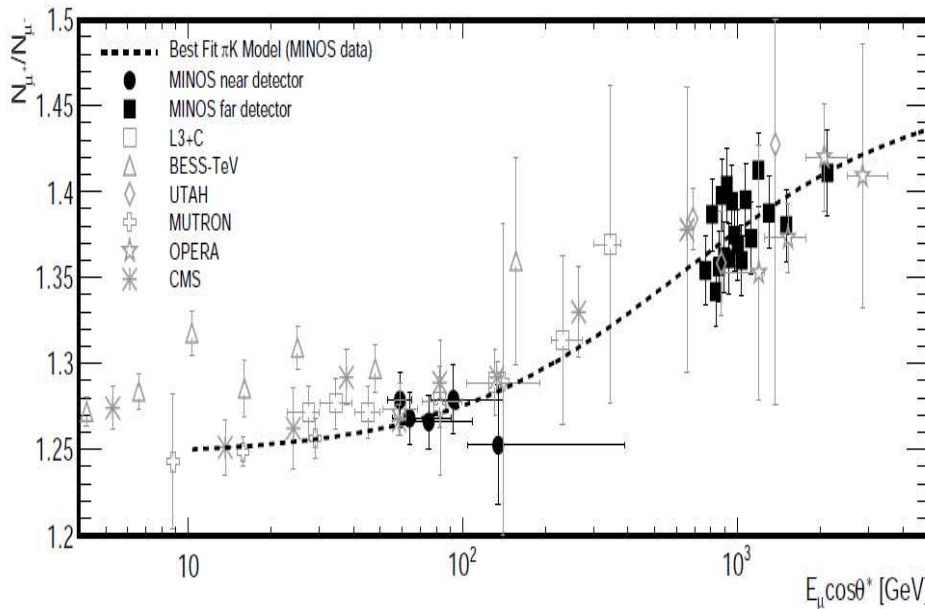
trado foi de $1,266 \pm 0,001(\text{estat.})_{0,014}^{0,015}(\text{sist.})$. Esse valor é bem consistente com outros resultados anteriores, como do L3+C, BESS-TeV e CMS.

Na Figura 3.4 são apresentados os resultados do L3+C [25], BESS-TeV [26], MINOS *Far* e *Near Detector* [22, 24], UTAH [33], MUTRON [34], OPERA [35] e

Tabela 3.3: Valores da razão da carga entre múons para determinados intervalos de energias.

Experimento	Razão r_μ	Energia	Profundidade
L3+C	$1,285 \pm 0,03(\text{estat.}) \pm 0,019(\text{sist.})$	20-500 GeV	450 m acima do nível do mar
MUTRON	$1,251 \pm 0,005(\text{estat.})$	$100 < E_\mu < 600$ GeV	nível do mar
Cosmo-ALEPH	$1,278 \pm 0,011(\text{estat.})$	80-2500 GeV	320 m.w.e.
CMS	$1,2766 \pm 0,0032(\text{estat.}) \pm 0,032(\text{sist.})$	5 GeV-1 TeV	420 m acima do nível do mar
MINOS (ND)	$1,266 \pm 0,001(\text{estat.})^{+0,015}_{-0,010}(\text{sist.})$	50 GeV-1 TeV	225 m.w.e
MUTRON	$1,30 \pm 0,02(\text{estat.})$	$E_\mu > 600$ GeV	nível do mar
UTAH	$1,378 \pm 0,015(\text{estat.})$	1-8 TeV	2×10^5 g cm ⁻²
MINOS (FD)	$1,374 \pm 0,004(\text{estat.})^{+0,012}_{-0,010}(\text{sist.})$	1-7 TeV	2100 m.w.e
OPERA	$1,377 \pm 0,014(\text{estat.})^{+0,017}_{-0,015}(\text{sist.})$	1-10 TeV	3800 m.w.e

CMS [36]. Também é apresentado o melhor ajuste (modelo πK), baseado nos dados do MINOS *Far* e *Near Detector*.

Figura 3.4: Razão da carga entre múons atmosféricos em função de $E_\mu \cos\theta^*$ [22].

3.3 Comparação entre Medidas da Razão (r_μ) e Modelos de Simulação

O artigo de WENTZ, J. et al [20] obteve a razão da carga entre os múons por simulação, utilizando um programa baseado em Monte Carlo chamado CORSIKA. Os resultados obtidos por esse programa são comparados com dados experimentais

na Figura 3.5. Os resultados obtidos pelo modelo GHEISHA estão longe das observações experimentais, mas há também uma diferença entre os resultados do modelo DPMJET e VENUS+UrQMD. Os resultados obtidos pelo VENUS+UrQMD são menores do que os valores experimentais, especificamente para energias baixas e intermediárias. Essa diferença tem origem principalmente do modelo UrQMD, mas para energias maiores o modelo VENUS leva a uma razão (r_μ) comparável com as medidas. Já os resultados do DPMJET geralmente concordam bem com os dados, com exceção dos resultados do CAPRICE em *Fort Sumner* [20].

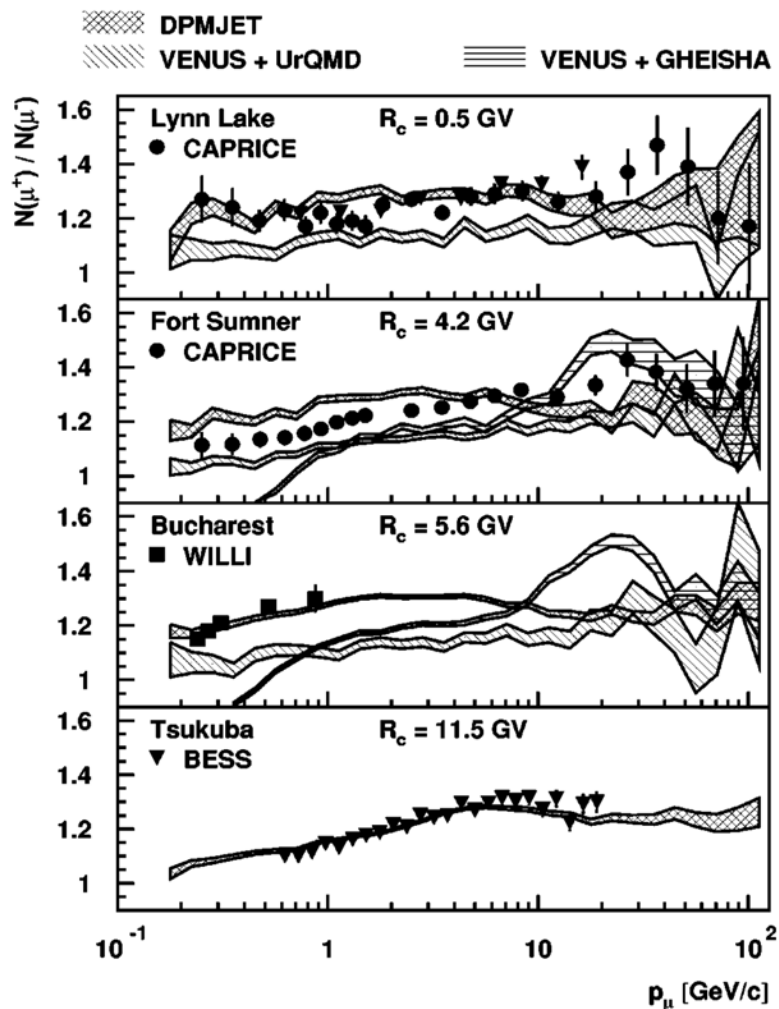


Figura 3.5: Razão da carga entre múons calculados pelo programa CORSIKA, usando diferentes modelos para interação hadrônica e dados experimentais [20].

4 Interações Hadrônicas de Altas Energias

4.1 Introdução

Uma questão primordial na história da ciência é a estrutura da matéria. Desde o início, os filósofos evidenciavam o desejo de reduzir o mundo a uma quantidade de elementos. O primeiro passo foi a tentativa de explicar o mundo através dos quatro elementos (água, ar, terra e fogo) chamado de modelo “greek” e a partir daí todos os outros elementos foram identificados. O modelo estendido por Aristóteles inclui um quinto elemento (o vácuo) e através da interação desses elementos básicos ocorreria uma transformação e criação da matéria. Platão fez uma abordagem mais abstrata, a qual utiliza-se como elemento básico um conjunto de corpos geométricos que compõe o resto da matéria. Os elementos encontrados por Lavoisier e Davy, derrubaram o modelo de Aristóteles, pois foi comprovado que o ar contém um componente mais elementar, o oxigênio. Cerca de 50 elementos foram descobertos durante a primeira metade do século XIX. A fim de sistematizar esses elementos, Mendeleev os ordenou em uma tabela e assim percebeu uma periodicidade. Aos poucos os espaços “vazios” da tabela periódica foram preenchidos por novos elementos descobertos alguns anos depois. Mais tarde foi proposto que os elementos eram compostos de átomos.

No início do século XX, já se sabia que os átomos irradiavam e absorvia a radiação, o que indicava que o átomo não era elementar, mas composto por partículas. Em 1911, Geiger, Marsden e Rutherford iniciaram uma nova era com os experimentos de espalhamento, utilizados para estudar a estrutura da matéria. A busca por níveis de partículas mais elementar continuou com o espalhamento de léptons em núcleos mais leves, a fim de investigar a estrutura dos prótons e nêutrons, componentes do núcleo

atômico. Assim como os elétrons e os nucleons, muitas outras partículas foram descobertas na primeira metade do século XX. A produção dessas partículas e suas propriedades de decaimento deram origem a dois novos fenômenos físicos, a força fraca e a força forte. Em particular, além do próton e nêutron, outras partículas similares produzidas pela interação forte foram descobertas. Esse foi então um período para uma nova tabela e novos conceitos para a composição da natureza. Dessa forma, observou-se que os hádrons são compostos por quarks, um tipo de partícula com carga elétrica fracionária, que interage via força forte mediada por glúons. Os quarks foram descobertos utilizando elétrons com energia cada vez mais alta, que possibilitou uma investigação mais detalhada da estrutura dos nucleons. O experimento que possibilitou essa investigação é chamado de espalhamento profundamente inelástico (DIS).

O espalhamento profundamente inelástico é bastante estudado desde os anos 60. Ele investiga as interações eletromagnética, fraca e forte e a dinâmica dos pártons no nucleon, buscando uma nova física no setor de léptons-quarks. Em particular, DIS fornece resultados importantes para o entendimento da dinâmica das interações fortes, assim como informações sobre a estrutura hadrônica, a qual os hádrons consistem de quarks (partículas “pontuais” de spin $1/2$ e carga fracionária). O próton é descrito em termos das funções de estrutura, que depende da distribuição espacial dos pártons dentro do mesmo. A descrição teórica da estrutura dessas funções são obtidas através das equações dinâmicas DGLAP ou BFKL [37].

4.2 Reconstrução da Seção de Choque e Cinemática

4.2.1 Cinemática do Espalhamento

O espalhamento profundamente inelástico refere-se a um espalhamento

entre um elétron e um próton. Dessa forma, temos um processo de corrente neutra (CN),

$$e^- + p \rightarrow e^- + X, \quad (4.1)$$

onde X é um estado final hadrônico genérico. Essa interação ocorre via a troca de bósons neutros entre o elétron e algum objeto pontual (pártons) no próton. Temos também um processo de corrente carregada (CC),

$$e^- + p \rightarrow \nu_e + X, \quad (4.2)$$

que ocorre via a troca de um bóson carregado, W^\pm . Embora este espalhamento utilize um elétron como “carga prova” para conhecer a estrutura do próton, o objetivo é ilustrar as principais características do processo, de modo que os conceitos e definições sejam facilmente estendidos para a interação hadrônica. A Figura 4.1 ilustra esse processo.

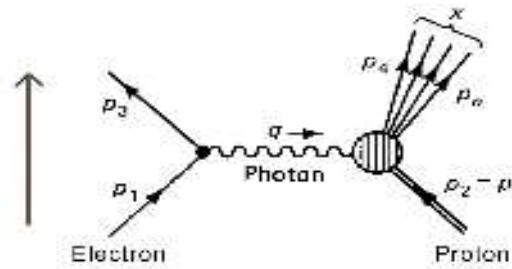


Figura 4.1: Variáveis cinemáticas em um espalhamento profundamente inelástico [39].

A cinemática deste espalhamento pode ser caracterizada pelo seguinte conjunto de variáveis:

$$s = (p + p_1)^2, \quad (4.3)$$

$$Q^2 = -q^2 = -(p_1 - p_3)^2, \quad (4.4)$$

$$x = -\frac{q^2}{2p \cdot q}, \quad (4.5)$$

onde s refere-se ao quadrado da energia do centro de momento, Q^2 refere-se à quantidade de momento carregado pelo fóton e x é conhecida como variável de Bjorken, que pode ser interpretada como a fração de momento carregado pelo parção no interior do próton [38].

4.3 Seção de Choque Diferencial

Para um experimento clássico de espalhamento, se a partícula incidente passa através de uma área infinitesimal, então ela é espalhada com ângulo sólido $d\Omega$. A razão desses dois termos é a seção de choque diferencial, $d\sigma/d\Omega$, que pode ser facilmente determinada pelos experimentos. Se o feixe de partículas chega com luminosidade uniforme \mathfrak{L} , direcionada a um alvo, então o número de partículas que atravessam $d\sigma$ por unidade de tempo é $dN = \mathfrak{L} d\sigma$. Então,

$$dN = \mathfrak{L} d\sigma = \mathfrak{L} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega, \quad (4.6)$$

portanto,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{\mathfrak{L}} \frac{dN}{d\Omega}. \quad (4.7)$$

Tanto \mathfrak{L} como $dN/d\Omega$ são determinados experimentalmente.

Na mecânica quântica, os resultados das medidas devem ser expressados como probabilidade. Agora a seção de choque é a probabilidade de observar uma partícula dispersa em um estado quântico específico por unidade de ângulo sólido. Através da regra de ouro de Fermi, pode-se calcular a razão de decaimento e a seção de choque do espalhamento. Nos dois casos é preciso ter: (1) a amplitude, \mathfrak{M} , para o processo e (2) o espaço de fase avaliável (também chamado de densidade do estado final). A amplitude contém toda a informação dinâmica, que é determinada pelo cálculo dos diagramas de Feynman mais relevantes para a interação em questão. O fator espaço de fase contém somente informação cinemática; que depende da massa, da energia e do momento dos participantes, refletindo o fato de que um determinado processo é mais provável de ocorrer. A regra de ouro de Fermi permite calcular a probabilidade de transição. Esse processo possui diversas formas, mas no caso particular do espalhamento com partículas 1 e 2 colidindo (produzindo 3, 4, ..., n), a regra de ouro de Fermi é [39]:

$$d\sigma = |\mathfrak{M}|^2 \frac{\hbar^2 S}{4\sqrt{(p_1 \cdot p_2)^2 - (m_1 m_2 c^2)^2}} \left[\left(\frac{c d^3 \mathbf{p}_3}{(2\pi)^3 2E_3} \right) \cdots \left(\frac{c d^3 \mathbf{p}_n}{(2\pi)^3 2E_n} \right) \right] \times (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - p_3 - \cdots - p_n) \quad (4.8)$$

onde p_i , \mathbf{p}_i , E_i e m_i são os quadri-momento, tri-momento, energia e massa da partícula i , respectivamente. S é o fator estatístico para cada grupo de partículas idênticas no estado final j ($S=1/j!$), $d^3\mathbf{p} = dp_x dp_y dp_z$ e \mathfrak{M} é a amplitude do espalhamento (a amplitude também é chamada de elemento da matriz).

Para determinar a seção de choque de um processo qualquer é preciso determinar a amplitude \mathfrak{M} . A amplitude de um processo pode ser calculada usando o diagrama de Feynman. Para um dado processo, consideramos apenas os diagramas de Feynman mais relevantes. Esse termo é chamado de amplitude do diagrama, também denotado por \mathfrak{M} . Cada vértice no diagrama contribui com um fator de $\sqrt{\alpha}$ (α é a constante de estrutura fina). Em princípio, consideramos a estrutura fina α como um número pequeno e por esse motivo é possível determinar a amplitude de um processo, mantendo somente os diagramas até a ordem necessária para obter uma boa precisão.

O processo inelástico ($e + p \rightarrow e + X$) é descrito por um diagrama mostrado na Figura 4.1. Neste caso, a amplitude para um determinado estado final X , assume a forma:

$$\langle |\mathfrak{M}|^2 \rangle = \frac{g_e^4}{q^4} L_e^{\mu\nu} K_{\mu\nu}(x), \quad (4.9)$$

onde, g_e é uma constante de acoplamento adimensional definido como, $g_e = \sqrt{4\pi\alpha}$ e $K_{\mu\nu}$ é uma quantidade desconhecida que descreve a interação entre o fóton virtual, o próton e os hádrons gerados. Essa quantidade vai depender de $q = (p_1 - p_3)$, $p_2 \equiv p$ e o momento das outras partículas geradas. Temos então,

$$L_e^{\mu\nu} = 2[p_1^\mu p_3^\nu + p_3^\mu p_1^\nu + g^{\mu\nu}(m_e^2 c^2 - p_1 \cdot p_3)] \quad (4.10)$$

$$K_{proton}^{\mu\nu} = -K_1 g^{\mu\nu} + \frac{K_2}{(m_p c)^2} p^\mu p^\nu + \frac{K_4}{(m_p c)^2} q^\mu q^\nu + \frac{K_5}{(m_p c)^2} (p^\mu q^\nu + p^\nu q^\mu). \quad (4.11)$$

Basicamente, somente o elétron espalhado é detectado. Portanto todas as possíveis configurações para o hádron final, devem ser somadas ao longo dos momentos de todas as outras partículas. Então a seção de choque fica:

$$d\sigma = \frac{\hbar^2 g_e^4 L_e^{\mu\nu}}{4q^4 \sqrt{(p_1 \cdot p_2)^2 - (m_1 m_2 c^2)^2}} \left(\frac{c d^3\mathbf{p}_3}{(2\pi)^3 2E_3} \right) 4\pi m_p W_{\mu\nu}, \quad (4.12)$$

onde,

$$W_{\mu\nu} = \frac{1}{4\pi m_p} \sum_X \int \cdots \int K_{\mu\nu}(X) \left(\frac{c}{(2\pi)^3 2E_4} d^3\mathbf{p}_4 \right) \cdots \left(\frac{c}{(2\pi)^3 2E_n} d^3\mathbf{p}_n \right) \times (2\pi)^4 \delta^4(q + p - p_4 - \cdots - p_n). \quad (4.13)$$

Os cálculos são realizados no referencial do laboratório com um elétron colidindo com um próton em repouso. O elétron é moderadamente energético, $E_1 \gg m_e c^2$, o que pode ser assumido $m_1 = m_e = 0$. Então,

$$p_1 = \frac{E_1}{c} (1, \mathbf{p}_1), \quad (4.14)$$

$$\sqrt{(p_1 \cdot p_2)^2 - (m_1 m_2 c^2)^2} = m_p E_1. \quad (4.15)$$

Mudando para coordenada esférica: $d^3\mathbf{p}_3 = |\mathbf{p}_3|^2 d|\mathbf{p}_3| d\Omega$ e $|p_3| = E_3/c$. Assim a equação 4.12 torna-se,

$$\frac{d\sigma}{dE_3 d\Omega} = \left(\frac{\alpha \hbar}{c q^2} \right)^2 \frac{E_3}{E_1} L^{\mu\nu} W_{\mu\nu}. \quad (4.16)$$

$W_{\mu\nu}$ é um tensor de segunda ordem construído a partir de q e p , como segue:

$$W^{\mu\nu} = -W_1 g^{\mu\nu} + \frac{W_2}{(m_p c)^2} p^\mu p^\nu + \frac{W_4}{(m_p c)^2} q^\mu q^\nu + \frac{W_5}{(m_p c)^2} (p^\mu q^\nu + p^\nu q^\mu) \quad (4.17)$$

onde os W_i são funções escalares (invariantes de Lorentz) de $q \cdot p$ ou de q^2 e p^2 . Devido a conservação de corrente eletromagnética no vértice, os W_i tem a seguinte restrição: $q_\mu W^{\mu\nu} = q_\nu W^{\mu\nu} = 0$, de forma que:

$$q_\mu W^{\mu\nu} = -W_1 q_\mu g^{\mu\nu} + \frac{W_2}{(m_p c)^2} q_\mu p^\mu p^\nu + \frac{W_4}{(m_p c)^2} q_\mu q^\mu q^\nu + \frac{W_5}{(m_p c)^2} (q_\mu p^\mu q^\nu + q_\mu p^\nu q^\mu), \quad (4.18)$$

$$-W_1 q^\nu + \frac{W_2}{(m_p c)^2} (p \cdot q) p^\nu + \frac{W_4}{(m_p c)^2} q^2 q^\nu + \frac{W_5}{(m_p c)^2} [(p \cdot q) q^\nu + q^2 p^\nu] = 0, \quad (4.19)$$

multiplicando por q_ν e dividindo por q^2 ,

$$-W_1 + \frac{W_2}{(m_p c)^2} \frac{(p \cdot q)^2}{q^2} + \frac{W_4}{(m_p c)^2} q^2 + \frac{2W_5}{(m_p c)^2} (p \cdot q) = 0, \quad (4.20)$$

isolando $\frac{W_4}{(m_p c)^2} q^2$ e substituindo na equação 4.19,

$$\begin{aligned} & -w_1 q^\nu + \frac{W_2}{(m_p c)^2} (p \cdot q) p^\nu + w_1 q^\nu - \frac{W_2}{(m_p c)^2} \frac{(p \cdot q)^2}{q^2} q^\nu \\ & - \frac{2W_5}{(m_p c)^2} (p \cdot q) q^\nu + \frac{W_5}{(m_p c)^2} (p \cdot q) q^\nu + \frac{W_5}{(m_p c)^2} q^2 p^\nu = 0, \end{aligned} \quad (4.21)$$

multiplicando a equação 4.21 por p_ν :

$$\frac{W_2}{(m_p c)^2} (p \cdot q) p^2 - \frac{W_2}{(m_p c)^2} \frac{(p \cdot q)^3}{q^2} - \frac{W_5}{(m_p c)^2} (p \cdot q)^2 + \frac{W_5}{(m_p c)^2} q^2 p^2 = 0, \quad (4.22)$$

resultando em:

$$w_5 = -\frac{(p \cdot q)}{q^2} w_2. \quad (4.23)$$

Substituindo agora a equação 4.23 na equação 4.20,

$$w_4 = \frac{(m_p c)^2}{q^2} w_1 + \left(\frac{q \cdot p}{q^2} \right)^2 w_2. \quad (4.24)$$

Com os valores de w_4 e w_5 aplicados na equação 4.17, encontramos:

$$w^{\mu\nu} = w_1 \left(-g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{q^2} \right) + \frac{w_2}{(m_p c)^2} \left[p^\mu + \frac{(q \cdot p)}{q^2} q^\mu \right] \left[p^\nu - \frac{(q \cdot p)}{q^2} q^\nu \right]. \quad (4.25)$$

Com isso chegamos na seguinte equação:

$$(L^e)^{\mu\nu} w_{\mu\nu} = 4w_1 (p_3 \cdot p_1) + \frac{2w_2}{(m_p c)^2} [2(p_3 \cdot p)(p_1 \cdot p) - (m_p c)^2 (p_3 \cdot p_1)]. \quad (4.26)$$

Sabendo que:

$$p_1 \cdot p_3 = 2 \frac{E_1 E_3}{c^2} \text{sen}^2 \frac{\theta}{2}, \quad (4.27)$$

$$2 \text{sen}^2 \frac{\theta}{2} = 1 - \cos \theta, \quad (4.28)$$

$$p_3 \cdot p = \frac{E_3 (m_p c)}{c}, \quad (4.29)$$

$$p_1 \cdot p = \frac{E_1 (m_p c)}{c}. \quad (4.30)$$

Substituindo as equações 4.27, 4.28 e 4.29 na equação 4.26, temos:

$$L_e^{\mu\nu} w_{\mu\nu} = 4w_1 \frac{E_1 E_3}{c^2} (1 - \cos \theta) + \frac{2w_2}{(m_p c)^2} \left[2 \frac{E_1 E_3}{c^2} (m_p c)^2 - (m_p c)^2 \frac{E_1 E_3}{c^2} (1 - \cos \theta) \right]. \quad (4.31)$$

Reescrevendo a 4.31, temos:

$$(L^e)^{\mu\nu} w_{\mu\nu} = 8w_1 \frac{E_1 E_3}{c^2} \text{sen}^2 \frac{\theta}{2} + 4w_2 \frac{E_1 E_3}{c^2} \cos^2 \frac{\theta}{2}, \quad (4.32)$$

e ainda,

$$q^2 \approx -4 \frac{E_1 E_3}{c^2} \text{sen}^2 \frac{\theta}{2} \quad (4.33)$$

$$E = pc, \quad E_3 = p_3 c, \quad e \quad E_1 = p_1 c. \quad (4.34)$$

Utilizando as equações 4.32, 4.33 e 5.1 na equação 4.16:

$$\frac{d\sigma}{dE_3 d\Omega} = \left(\frac{\hbar\alpha}{2E_1 \text{sen}^2(\theta/2)} \right)^2 [2W_1 \text{sen}^2(\theta/2) + W_2 \text{cos}^2(\theta/2)]. \quad (4.35)$$

Essa equação é um resultado fundamental para o espalhamento inelástico elétron-próton. Os experimentalistas usariam E_3 e θ , enquanto que os teóricos preferem utilizar as quantidades invariantes de lorentz q^2 e $q.p$, ou melhor (por razões que serão vistas na próxima seção) q^2 e $x \equiv -\frac{q^2}{2q.p}$, onde x é variável Bjorken. Por esse motivo é conveniente escrever as funções, W_1 e W_2 em função de q^2 e x [39].

No espalhamento elástico, as funções escalares (K_1 e K_2) dependem somente de uma variável (θ , para os experimentalistas e q^2 para os teóricos) e x é fixado ($x = 1$). O espalhamento elástico é um caso especial do espalhamento inelástico. Dessa forma, com uma escolha apropriada dos w 's, é possível encontrar uma equação que descreva o espalhamento elástico:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{\alpha\hbar}{4E_1 m_p \text{sen}^2 \frac{\theta}{2}} \right)^2 \frac{E_3}{E_1} \left[2K_1 \text{sen}^2 \frac{\theta}{2} + K_2 \text{cos}^2 \frac{\theta}{2} \right]. \quad (4.36)$$

A equação 4.36 é chamada de fórmula de Rosenbluth, com w_1 e w_2 dada pela equação abaixo:

$$w_{1,2}(q^2, x) = -\frac{K_{1,2} q^2}{2m_p q^2} \delta(x - 1). \quad (4.37)$$

Esse método não é muito preciso. Uma teoria mais completa deve permitir calcular as funções de estrutura. Podemos trabalhar com um modelo mais simples, onde o próton é tratado como uma carga pontual, neste caso:

$$K_1 = -q^2 \quad \text{e} \quad K_2 = (2m_p c)^2. \quad (4.38)$$

Para baixas energias, este modelo não é ruim, onde ocorre somente colisões inelásticas e o elétron não chega “perto” o suficiente para “enxerga” a estrutura do próton. Já no regime de altas energias é preciso trabalhar com o modelo de quarks. Para esse regime Bjorken previu que as funções dependem apenas de x e a dependência com q^2 desaparece. Mais precisamente, ele sugeriu que:

$$m_p w_1(q^2, x) \rightarrow F_1(x), \quad (4.39)$$

$$-\frac{q^2}{2m_p c^2 x} w_2(q^2, x) \rightarrow F_2(x), \quad (4.40)$$

que é chamado regime de espalhamento profundamente inelástico, onde:

$$-q^2 = \left[\frac{4E_1 E_3}{c^2} \text{sen}^2 \frac{\theta}{2} \right], \quad (4.41)$$

e

$$q \cdot p = m_p(E_1 - E_3), \quad (4.42)$$

são quantidades grandes, mas a variável Bjorken ($x = -q^2/q \cdot p$) não é. Este comportamento é conhecido como a função “scaling” de Bjorken e foi confirmado pelo experimento SLAC, no início dos anos setenta. A “scaling” de Bjorken é uma consequência de que o próton é formado por partículas pontuais (quarks e glúons, chamados de párons). Em 1969, Callan e Gross sugeriram que a função “scaling” de Bjorken tem a seguinte relação:

$$2xF_1(x) = F_2(x). \quad (4.43)$$

A relação Callan-Gross refere-se ao fato de que os constituintes pontuais do próton tem spin 1/2 (para spin 0, $2xF_1/F_2 = 0$). Resumindo, para altas energias o fóton virtual interage com um único quark essencialmente livre, o que é tratado pela função “scaling” de Bjorken e a relação Callan-Gross. Neste caso podemos utilizar as equações 4.37 e 4.38. Podemos então escrever as funções de estrutura de um quark com sabor i , da seguinte forma:

$$W_1^i = \frac{Q_i^2}{2m_i} \delta(x_i - 1), \quad (4.44)$$

$$W_2^i = -\frac{2m_i c^2 Q_i^2}{q^2} \delta(x_i - 1), \quad (4.45)$$

e,

$$x_i = -\frac{q^2}{2q \cdot p_i} \quad (4.46)$$

onde m_i é a massa do quark e p_i é o momento do quark. A carga do quark é Q_i , escrita em unidades de carga dos pósitrons e (2/3 para u , -1/3 para d e s). O problema é que embora o momento do próton seja p , não conhecemos os momentos individuais

de cada quark. Supondo que Z_i seja uma fração do momento total carregado pelo quark i : $p_i = Z_i p$. Assim,

$$p_i^2 = m_i^2 c^2, \quad (4.47)$$

$$p^2 = m_p^2 c^2, \quad (4.48)$$

$$m_i = Z_i m_p, \quad (4.49)$$

o que implica $x_i = x/Z_i$, então:

$$W_1^i = \frac{Q_i^2}{2m_p} \delta(x - Z_i), \quad (4.50)$$

$$W_2^i = -\frac{2x^2 m_p c^2 Q_i^2}{q^2} \delta(x - Z_i). \quad (4.51)$$

Seja $f_i(Z_i)$ (funções de densidades partônicas) a probabilidade do i ésimo quark transportar a fração Z_i de momento do próton incidente, p . Para obter as funções de estrutura do próton, todos os sabores de quarks devem ser somados e integrados sobre Z_i .

$$W_1 = \sum_i \int_0^1 \frac{Q_i^2}{2m_p} \delta(x - Z_i) f_i(Z_i) dz_i = \frac{1}{2m_p} \sum_i Q_i^2 f_i(x), \quad (4.52)$$

$$W_2 = \sum_i \int_0^1 \frac{-2x^2 m_p c^2}{q^2} Q_i^2 \delta(x - Z_i) f_i(Z_i) dz_i = \frac{-2x^2 m_p c^2}{q^2} \sum_i Q_i^2 f_i(x). \quad (4.53)$$

Dessa forma pode-se definir,

$$F_1(x) \equiv m_p W_1 = \frac{1}{2} \sum_i Q_i^2 f_i(x), \quad (4.54)$$

$$F_2(x) \equiv -\frac{q^2}{2m_p c^2 x} W_2 = x \sum_i Q_i^2 f_i(x). \quad (4.55)$$

Assim, em regiões de energia onde a hipótese quark detém as funções de estrutura $W_1(q^2, x)$ e $W_2(q^2, x)$ reduz à funções $F_1(x)$ e $F_2(x)$, onde essas novas funções são independentes de q^2 . Este, é chamado de invariância de escala Bjorken. Comparando as duas equações 4.54 e 4.55, temos: $F_2(x) = 2xF_1(x)$. Essa equação é chamada de relação Callan-Gross, ou seja, a partícula pontual que colide com o próton deve ter spin 1/2 (no caso, o elétron). Substituindo as equações 4.54 e 4.55 na equação 4.35,

$$\frac{d\sigma}{dE_3 d\Omega} = \frac{F_1(x)}{2m_p} \left(\frac{\alpha \hbar}{E_1 \sin(\theta/2)} \right)^2 \left[1 + \frac{E_1 E_3}{(E_1 - E_3)^2} \cos^2(\theta/2) \right]. \quad (4.56)$$

Agora a seção de choque diferencial é dependente somente da função desconhecida $F_1(x)$ e para determinar essa função é preciso que $f_i(x)$ seja conhecida [39].

4.4 Formalismo DGLAP e BFKL

A conexão entre as funções de estrutura e funções de densidades partônicas, com pequeno x , é atualmente tratada através das equações de Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli e Paris (DGLAP) e Balitski, Fadin, Kuraev e Lipatov (BFKL). Essas equações são expansões perturbativas que consideram correções logarítmicas de acordo com a região cinemática, lembrando que o tratamento é pela cromodinâmica perturbativa (pQCD).

O formalismo DGLAP leva em consideração correções do tipo $(\alpha_s \ln Q^2)^n$, a fim de descrever a dependência da função de estrutura com Q^2 , sendo α_s uma constante de acoplamento da interação forte; fornecendo assim equações de evolução para função de estrutura em termos das densidades partônicas dos quarks. Experimentalmente mede-se a função de estrutura em uma escala $Q_0 \sim 4$ GeV e a função é evoluída até a escala desejada. A evolução DGLAP também prevê um comportamento decrescente da função de estrutura com o aumento dos valores de x . Para esse tipo de expansão, é necessário que os seguintes critérios sejam satisfeitos:

$$\alpha_s \ll 1, \quad (4.57)$$

$$\ln x \ll \ln \left(\frac{Q^2}{Q_0^2} \right), \quad (4.58)$$

$$\alpha_s \ln Q^2 \sim 1. \quad (4.59)$$

Essas aproximações podem não ser válidas para valores de x muito pequenos, mas esse formalismo tem tido sucesso na descrição dos dados do experimento HERA.

Da mesma maneira, o formalismo BKFL busca correções logarítmicas para função de estrutura, com $x \rightarrow 0$. Para esse tipo de expansão, os seguintes critérios

devem que ser satisfeitos,

$$\alpha_s \ll 1, \quad (4.60)$$

$$\ln x \gg \ln \left(\frac{Q^2}{Q_0^2} \right), \quad (4.61)$$

$$\alpha_s \ln \frac{1}{x} \sim 1. \quad (4.62)$$

Comparado ao formalismo DGLAP, o formalismo BKFL é aplicável em regiões de pequeno x . Esse formalismo prevê um comportamento crescente da função de estrutura com a diminuição dos valores de x . Ele também concorda com os dados do HERA, sendo assim impossível distinguir qual dinâmica é mais vigente [40].

4.5 Teoria de Regge-Gribov (Interações Suaves)

As interações hadrônicas são frequentemente classificadas como duras ou macias. Embora não haja uma definição formal, o processo duro normalmente é caracterizado por um alto momento transversal e o processo macio por um baixo momento transversal. No caso das interações duras, as propriedades podem ser previstas com boa precisão usando a pQCD. Já no caso das interações macias a pQCD não consegue realizar uma descrição das suas propriedades por primeiros princípios, sendo preciso utilizar a teoria Regge-Gribov.

Os processos onde uma ou ambas das partículas interagentes dissociam-se podem ser facilmente escritos em termos das expressões do espalhamento elástico, fazendo uso do conceito de Pomeron¹ suave não-perturbativo como mediador efetivo da interação, cuja natureza exata não é conhecida. É esperado que existam diversas trocas de Pomerons por espalhamento e que esses Pomerons possam interagir, a densidades muito altas, dando origem a efeitos não lineares.

¹Pomeron é uma quasi-partícula que faz a mediação para interações entre hádrons. Microscopicamente, pode-se pensar em Pomerons como cascatas de pártons (quarks e glúons) geradas entre alvo e projétil. Esses Pomerons são constituídos por duas partes: Pomerons macios e semi-duros.

A teoria de Regge-Gribov não é uma teoria exclusiva para descrever os efeitos macios, pois mesmo quando a interação tem origem dura, o modelo de pártons² exige a presença de pártons macios, embora o párton emitido esteja na escala perturbativa, não se sabe se os pártons re-espalhados também sejam duros [40].

4.6 Interações Nucleon-Nucleon

Ainda não foi abordado a interação nucleon-nucleon como um todo, na qual o espalhamento pode ser visto como um processo de espalhamento múltiplo entre dois hádrons, mediados por cascatas de pártons (quark e glúons). Essas cascatas de pártons refletem a troca de glúons entre os nucleons e respondem por processos que dão origem à produção de partículas.

Em geral, o nucleon aparece como uma estrutura difusa, de baixa densidade de pártons (Figura 4.2 (a)). A Figura 4.2 (b), mostra o caso de flutuações de alto momento transversal, que são bem localizados exigindo assim energias maiores, o que implica uma maior densidade de pártons. Na Figura 4.2 (c), temos uma situação intermediária com flutuações macias. A Figura 4.2 (d) mostra o caso geral de um processo de altíssima energia, onde há contribuição dos dois tipos, dura e macia [41].

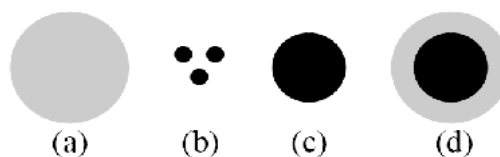


Figura 4.2: Característica do próton para interações macias (a), duras (b), semi-duras (c) e geral (d) [41].

O processo geral deve conter todas as contribuições, onde a região mais clara corresponde aos pártons de baixo momento transversal. A contribuição de cada

²O modelo de pártons sugere que um próton é composto de férmions pontuais, denominados pártons, na qual as funções de estrutura são os responsáveis pela descrição da estrutura interna.

parte é confusa e a separação entre elas é realizada de modo rudimentar, inserindo um parâmetro de corte, denominado p_t^{cutoff} . Valores abaixo desse corte são considerados macios e seguem a fenomenologia de Regge-Gribov, enquanto valores acima são considerados duros e são descritos pela cromodinâmica perturbativa (pQCD).

Em geral, o tratamento das interações nucleon-nucleon são processos muito complicados, principalmente quando se trata da parte macia. Por esse motivo há necessidade de se recorrer a modelos fenomenológicos e os mais utilizados são o Dual Parton Model [42] e o Quark-Gluon String Model [43, 44]. Toda essa discussão abrange colisões nucleon-nucleon, podendo estender ao tratamento de colisões núcleo-núcleo, desde que as funções de onda dos nucleons dentro do núcleo sejam conhecidas. O modelo que realiza essa extensão é conhecida como modelo de Glauber-Gribov [41].

4.7 Modelos de Interações Hadrônicas de Altas Energias

Modelos de interação hadrônica usam o método de Monte Carlo que são largamente utilizados tanto na área de colisores como na de raios cósmicos. Esses modelos fornecem uma ligação entre aproximações teóricas rigorosas e dados experimentais. A simulação de Monte Carlo é uma parte inevitável para análise de dados de experimentos modernos. Geralmente os modelos de Monte Carlo são desenvolvidos de forma menos rigorosa quando comparados às aproximações teóricas e envolvem pressupostos adicionais, às vezes incluídos à mão, para conseguirem tratar melhor fenômenos complexos encontrados em experimentos.

Entretanto, mesmo com a construção de modelos modernos de interação, ainda assim é preciso se basear em modelos fenomenológicos para simular a produção de hádrons. Como alternativa, os modelos fenomenológicos como o DPM ou QGSM, ambos baseados no modelo de strings³,

³Esse modelo, projétil e alvo são considerados como objetos carregados de cor e que interagem

Neste modelo, projétil e alvo são idealizados como objetos carregados de cor e que interagem através da troca de cargas de cor, com os constituintes do projétil conectados aos constituintes do alvo por tubos por onde há o fluxo de cor. São estes tubos que denominamos strings

parecem ser os mais eficientes para descrever a produção de partículas. No modelo de strings, projétil e alvo são idealizados como objetos carregados de cor e que interagem através da troca de cargas de cor, com os constituintes do projétil conectados aos constituintes do alvo por tubos, onde há o fluxo de cor. São esses tubos que denominamos strings (cordas). A fragmentação desses tubos dá origem à produção de hádrons. A diferença entre os modelos DPM e QGSM reside no processo de fragmentação.

Em intervalo de energia intermediária ($5 \text{ GeV} < E_{lab} < 500 \text{ GeV}$), a produção de partículas é dominada pela configuração de uma ou duas strings e o número de parâmetros do modelo é pequena. Para alta energia ($E_{lab} > 500 \text{ GeV}$), os dados experimentais só podem ser descritos por uma configuração com mais de duas strings. Tal configuração é esperada do argumento de unitariedade⁴ geral, que são incluídos naturalmente nos modelos DPM e QGSM [45].

Entretanto, com o aumento da energia, interações duras de quarks e glúons tornam-se mais importantes. Elas são caracterizadas por um alto momento transversal (produção de jatos) e podem ser calculadas pela QCD perturbativa. Tipicamente um corte no momento transversal, p_t^{cutoff} , é introduzido para separar o processo em que as interações podem ser tratadas pela teoria perturbativa das interações macias. Esse corte é um importante parâmetro nos modelos e é, dependendo do modelo, escolhido como uma constante ou uma função da energia de colisão. Finalmente, deve-se

através da troca de carga de cor, onde os elementos do projétil estão conectados aos elementos do alvo por tubos por onde existe fluxo de cor. Esses tubos são chamados de strings.

⁴unitariedade refere-se ao procedimento para calcular a seção de choque inelástica através da seção de choque inclusiva, ou seja, apenas identifica uma certa partícula, sem considerar os estados de outras partículas

mencionar que existe uma série de concepções de como combinar consistentemente os diferentes tratamentos das interações duras e macias em uma única amplitude de espalhamento.

O objetivo de um modelo é fornecer uma descrição adequada das características das interações para um determinado estudo, e não descrever a interação física em toda sua complexidade. Na área de raios cósmicos, os modelos de interação hadrônica são usados para reproduzir o desenvolvimento de chuueiros atmosféricos extensos. Estudando-se as características dos chuueiros, a posição do tamanho máximo (X_{max}) e o número de elétrons e múons ao nível do mar, é possível obter informações do raio cósmico primário e sua composição. As colisões hadrônicas das cascatas são primeiramente tratadas de modo geral. Então o modelo faz previsões das seções de choque para interações inelásticas entre hádrons e núcleos. Uma das exigências mais cruciais dos modelos de interação é o seu poder preditivo, visto que é necessário extrapolar os dados teóricos e experimentais (dependentes da energia de experimentos de colisores existentes) para as mais altas energias encontradas nos raios cósmicos (em torno de 10^{20} eV) [41]. Atualmente, os modelos mais completos e sofisticados para simulação desses eventos são:

- DPMJET II e III [42],
- NeXus [46] e EPOS [47],
- QGSJET [43, 44, 48],
- SIBYLL [49],
- VENUS [50].

O modelo DPM (Dual Parton Model) trata de colisões hádron-hádron, hádron-núcleo e núcleo-núcleo em alta energia. Originalmente, ele fornece uma descrição fenomenológica das características dominantes na interação macia. No entanto, o modelo trata de uma relação íntima dos mecanismos macios (não perturbativos) e

duros (perturbativos). Para o tratamento das interações macias é utilizado a teoria de Regge-Gribov e para as interações duras a cromodinâmica perturbativa (pQCD) é utilizada [42]. O modelo VENUS inclui processos macios e semi-duros para descrever espalhamentos nucleares ultrarelativísticos. Para baixas energias, a aproximação é feita pelo modelo de string, equanto que em energias extremamente altas, o domínio é perturbativo. E para energias intermediárias, os dois aspectos contribuem para o tratamento das interações [50]. Outro modelo bastante utilizado por várias colaborações experimentais é o QGSJET. Esse modelo é baseado essencialmente pela física de Quark-Gluon-String model. É utilizado um tratamento dado pela teoria Regge-Gribov (baixo p_t) e pela cromodinâmica perturbativa, pQCD (alto p_t). O novo modelo de interação hadrônica QGSJET II, trata de efeitos de interações não lineares, descritos por diagramas de Pomeron [48]. O modelo NeXus é uma combinação das rotinas QGSJET e VENUS e o modelo EPOS é baseado na estrutura do NeXus, mas com importantes melhorias para as interações duras e efeito nuclear de alta densidade, contendo dados do RHIC (Nuclear Collision at the Relativistic Heavy Ion Collider) [47].

Em geral, os modelos VENUS, GGSJET e DPMJET, tratam de interações de nucleon e núcleo, com base na teoria Regge-Gribov, na qual descreve espalhamento elástico e a seção de choque total hadrônico como uma função da energia. O aumento da seção de choque é contabilizado pela troca múltipla de Pomerons supercríticos. Os modelos QGSJET, DPMJET e SIBYLL contam com a produção de mini-jatos, o que se torna dominante em altas energias, levando ao aumento da seção de choque, produzindo mais partículas com alto p_t . Enquanto que no QGSJET e DPMJET os mini-jatos contribuem parcialmente para o aumento da seção de choque, no SIBYLL o único que contribui para esse aumento são os mini-jatos.

Esses modelos ultrapassam os intervalos de energias observados nos laboratórios, variando desde 100 GeV até $\sim 10^{12}$ GeV. De modo geral, eles são baseados na QCD, uma vez que todos eles simulam a produção de mini-jatos partônicos, onde consideram essa produção de mini-jatos responsáveis por um papel central na

descrição da colisão. A construção mais básica de todos os modelos é a descrição detalhada do processo de espalhamento nucleon-nucleon (e correspondentemente aos píon-nucleon e káon-nucleon). A próxima etapa, usando o quadro do modelo nucleon-nucleon, a aproximação Gribov-Glauber é aplicada para generalizar a produção de partículas de uma única colisão hádron-hádron para o núcleo [51].

As interações nucleon-nucleon, são processos bastante complicados, sendo que a parte do cálculo perturbativo é bem compreendida, mas as interações macias ainda não são bem entendidas. Os modelos de pártons da QCD mostraram-se ser um processo bem sucedido e de grande poder preditivo, entretanto, eles também tem severas limitações. Por exemplo, é necessário fazer um corte mínimo no momento transversal dos pártons, como dito anteriormente p_t^{cutoff} , para calcular a taxa total de produção de mini-jatos. Essa taxa depende sensivelmente do valor do corte, mas os modelos não fazem especificações sobre qual valor deve ser usado. Mesmo depois de anos de medidas e interpretações em termos da QCD perturbativa, esse intervalo de validade ainda está em debate.

Outra questão que está relacionado ao entendimento da seção de choque para a produção de mini-jatos é como extrapolar a densidade partônica para regiões além daquela observada. Intuitivamente, espera-se que em uma colisão frontal hádron-hádron tenha uma produção de mini-jatos maior que quando comparado à uma colisão periférica, ou seja, a produção de mini-jatos é proporcional à densidade de pártons. Experimentalmente, o aumento da densidade de pártons a pequeno x é apoiado por observações do HERA [51]. Para um comportamento a pequeno x dado por

$$f(x, Q^2) \sim \frac{1}{x^{\Delta+1}}, \quad (4.63)$$

obtem-se uma abordagem integrada da seção de choque dos mini-jatos:

$$\sigma_{\text{jet}} \sim s^\Delta \ln s \quad (4.64)$$

Medidas anteriores ao HERA tinham comumente $\Delta = 0$, implicando em

um aumento moderado da seção de choque. Versões anteriores do SIBYLL e do QGSJET, apoiavam-se sobre essa hipótese. Após as medidas atualizadas do HERA ($\Delta \approx 0,3-0,4$), revelou-se um crescimento mais pronunciado. O grande valor de Δ tem grandes consequências teóricas, uma delas é a probabilidade de efeitos não-lineares para altas energias. Esses efeitos não-lineares são assuntos de intensas pesquisas na física de altas energias.

A diferença dos modelos surge do pressuposto do momento transversal mínimo necessário para assegurar a aplicabilidade da equação de choque, o tratamento e extrapolação da densidade de pártos. Por outro lado é desejável escolher um pequeno corte, pois o conhecimento dos processos duros são melhores do que processos macios. Mas, quanto maior o corte, mais precisos seriam os resultados, visto que o modelo de pártos tornar-se-ia mais confiável. Mesmo experimentalmente, é difícil distinguir um valor adequado e por esse motivo é compreensível que nenhum modelo possua o mesmo corte. No modelo QGSJET, o corte é fixado em 2,5 GeV. Já no modelo DPMJET II e III, encontramos uma parametrização do corte com a energia, dada por:

$$p_t^{cutoff}(\sqrt{s}) = 2,5 + 0,12 \left(\frac{\log \sqrt{s}}{50} \right)^3, \quad (4.65)$$

enquanto no SIBYLL, o mesmo é:

$$p_t^{cutoff}(\sqrt{s}) = 2,5 + 0,065 \exp(0,9 \sqrt{\ln(s)}). \quad (4.66)$$

Na prática é muito difícil distinguir esses efeitos experimentalmente e todos eles dependem diretamente da energia, assim como seus observáveis. Uma simples mudança em um deles altera as demais quantidades, mas apenas um efeito global pode ser registrado. Vale ressaltar que os efeitos discutidos devem ser relevantes apenas para altas energias [51].

5 Simulação da Razão da Carga entre Múons

No caso de partículas primárias com altas energias, o fluxo é muito baixo para ser medido por experimentos de detecção direta (balões e satélites). Dessa forma, os experimentos de superfície ou subterrâneo detectam partículas dos chuviscos atmosféricos para realizarem medidas da partícula primária do RC, apesar da dificuldade na sua caracterização, devido às milhares de partículas secundárias produzidas no desenvolvimento do chuvisco. As principais propriedades que se deseja reconstruir da partícula primária são a energia, a composição química e a direção de chegada. Cada experimento utiliza métodos diferentes para a reconstrução dos chuviscos, a qual é feita através da comparação dos dados medidos com previsões teóricas. Devido ao grande número de partículas geradas pelos chuviscos, torna-se inviável os cálculos teóricos de cada interação. Nesse caso, o que se faz é adotar uma descrição do desenvolvimento do chuvisco baseada em simulações de Monte Carlo (MC).

Existem alguns simuladores de chuviscos atmosféricos que foram desenvolvidos nas últimas décadas para atender tais necessidades. Esses simuladores são escritos em diferentes linguagens e usam diversos modelos de interação. No nosso trabalho utilizamos o programa CORSIKA para realizar as simulações necessárias para análise da razão da carga entre múons. A Figura 5.1 mostra a sequência dos processos físicos hadrônicos que ocorrem nos experimentos e nas simulações (baseada no método de MC).

O código é capaz de simular a interação de uma partícula primária, assim como os diversos tipos de secundários que são produzidos ao longo do chuvisco e também os núcleos atômicos presentes na atmosfera. As simulações dividem o tratamento do chuvisco em componente eletromagnética e componente hadrônica. A

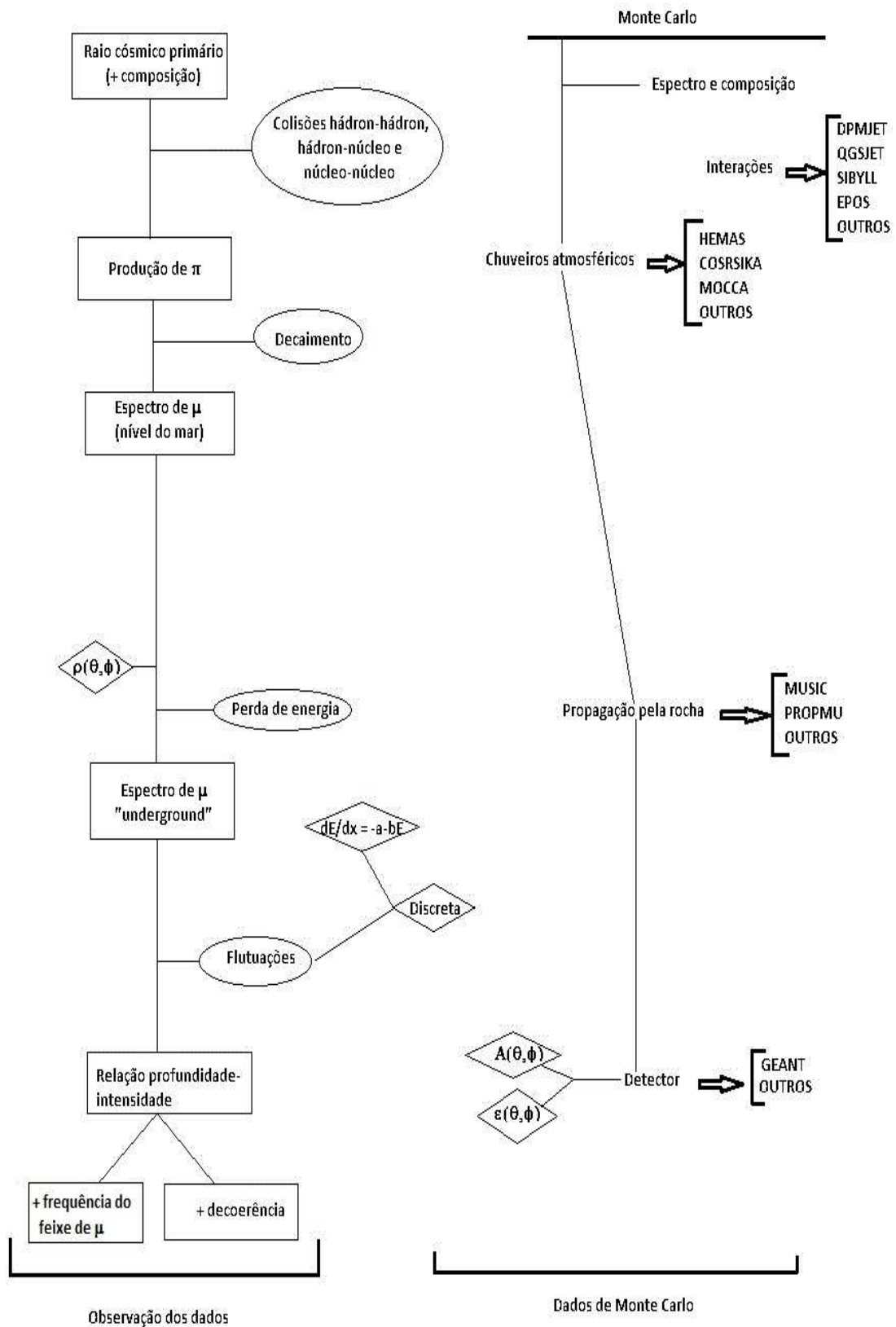


Figura 5.1: Observáveis qualitativos (caixa), processo físico (elipses), origem de incertezas sistemáticas (losango) e etapa relevante no MC. Figura adaptada da Ref. [52].

eletromagnética é bem entendida e seus cálculos são feitos através da eletrodinâmica quântica (QED), mas as interações hadrônicas, ainda não são bem compreendidas. Os modelos de interações hadrônicas são baseados nos dados de colisões $p - \bar{p}$, $e - p$ e íons pesados de aceleradores de partículas. Os principais modelos de interação hadrônica de baixa energia são: FLUKA [53], GHEISHA [53] e UrQMD [53]. A rotina GHEISHA é a mais utilizada pelos simuladores, pois esse modelo utiliza os dados determinados por aceleradores para calcular a seção de choque elástica e inelástica de hádrons em suas interações, o que o torna bastante eficiente para energias abaixo de 80 GeV. Para energias de algumas centenas de GeV, os principais modelos de interação hadrônica de energia são: DPMJET [42], QGSJET [43, 44], NeXUS [46], SIBYLL [49], VENUS [50] e EPOS [47]. Esses modelos são baseados na teoria de Gribov-Regge, modelo de mini-jatos da cromodinâmica quântica (QCD) e na extrapolação fenomenológica de dados de colisões $p - \bar{p}$ [45].

5.1 O Código CORSIKA

O CORSIKA utiliza o método de Monte Carlo, priorizando o desenvolvimento detalhado dos chuviros pela atmosfera, iniciado por fótons, prótons, núcleos, ou outra partícula. Foi originalmente desenvolvido pelo experimento KASCADE em Karlsruhe, Alemanha, sendo continuamente atualizado nos últimos 15 anos. Durante todos esses anos, devido ao grande avanço computacional, foi possível aperfeiçoar os vários modelos e simuladores, que são testados, melhorando os diferentes métodos de reconstrução que possibilita a análise da origem de muitos efeitos sistemáticos.

Com tudo isso, é possível detalhar as simulações dos chuviros para partículas, energias e ângulos zenital e azimutal diferentes. O código pode reconhecer 50 tipos de partículas, como mostra a Tabela 5.1, e permite simular interações e decaimentos de núcleos, hádrons, múons, elétrons e fótons que viajam pela atmosfera, com energias de até alguns 10^{20} eV. O programa fornece energia, posição, direção e

tempo de chegada de todas partículas secundárias que são criadas pelo chuva, ao passarem pelo nível de observação, o qual é determinado de acordo com o interesse da pesquisa. O programa devolve um arquivo de saída que registra o decaimento das partículas instáveis, levando em conta a perda de energia por ionização, a deflexão por múltiplos espalhamentos e devido ao campo magnético [53].

Tabela 5.1: Identificação da partículas

Identificação	Partícula	Identificação	Partícula	Identificação	Partícula
1	γ	21	Σ^-	57	Δ^-
2	e^+	22	Ξ^0	58	$\bar{\Delta}^{--}$
3	e^-	23	Ξ^-	59	$\bar{\Delta}^-$
5	μ^+	24	Ω^-	60	$\bar{\Delta}^0$
6	μ^-	25	\bar{n}	61	$\bar{\Delta}^+$
7	π^0	26	$\bar{\Lambda}$	62	K^{*0}
8	π^+	27	Σ^{*-}	63	K^{*+}
9	π^-	28	Σ^{*0}	64	K^{*-}
10	K_L^0	29	Σ^{*+}	65	\bar{K}^{*0}
11	K^+	30	Ξ^0	66	ν_e
12	K^-	31	Ξ^+	67	$\bar{\nu}_e$
13	n	32	$\bar{\Omega}^+$	68	ν_μ
14	p	50	w	69	$\bar{\nu}_\mu$
15	\bar{p}	51	ρ^0	71	$\eta \rightarrow \gamma\gamma$
16	K_S^0	52	ρ^+	72	$\eta \rightarrow 3\pi^0$
17	η	53	ρ^-	73	$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$
18	Λ	54	Δ^{++}	74	$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$
19	Σ^+	55	Δ^+		
20	Σ^0	56	Δ^0		

Arquivo de Entrada

Vários parâmetros podem ser controlados no arquivo de entrada, como o ângulo de incidência, a energia do primário, altura da primeira interação, nível de ob-

servação, campo magnético local, corte na energia para múons e componente eletromagnética. Essas opções devem ser escolhidas de acordo com o tipo de chuva que se deseja simular, sendo ativadas por comandos que consistem de palavras-chave e argumentos. Um exemplo de arquivo de entrada é mostrada na Tabela 5.2. Logo abaixo, algumas das palavras-chave na simulação são descritos resumidamente [53].

RUNNR: *Número de sequência utilizado na simulação. Esse número é utilizado para nomear alguns arquivos de saída.*

SEED: *Sequências de números randômicos para gerar o início da simulação, 1 para o chuva hadrônico, 2 para a parte eletromagnética, 3 para simulação de fótons de Cherenkov e 4 para o telescópio de Cherenkov.*

NSHOW: *Números de chuvas gerados para cada simulação.*

PRMPAR: *Define o tipo de partícula primária.*

ERANGE: *Limite inferior e superior do intervalo da energia para a partícula primária em GeV. Neste caso a energia é escolhida aleatoriamente. Caso os limites sejam iguais, significa que a partícula possui uma energia fixa.*

ESLOPE: *Índice γ do espectro diferencial ($dN/dE \propto E^{-\gamma}$) dos RCs.*

THETAP: *Limite inferior e superior do ângulo zenital do intervalo da partícula primária (em $^{\circ}$).*

PHIP: *Limite inferior e superior do ângulo azimutal do intervalo da partícula primária (em $^{\circ}$).*

QGSJET: *Ativa a rotina do modelo QGSJET para o tratamento da interação hadrônica de altas energias.*

QGSSIG: *Se a chave for ativada, a seção de choque hadrônica é usada.*

Tabela 5.2: Exemplo de arquivo de entrada do programa CORSIKA, usando o modelo QGSJET, para gerar 300000 chuveiros, com energia de 10^3 GeV. A primeira coluna mostra a chave e a segunda os valores dos argumentos.

RUNNR	1
SEED	11 0 0
SEED	21 0 0
NSHOW	300000
PRMPAR	14
ERANGE	1.E3 1.E3
ESLOPE	-2.7
THETAP	0. 70.
PHIP	0. 360.
QGSJET	T 0
QGSSIG	T
ELMFLG	T T
RADNKG	200.E2
MAGNET	15.745 54.939
ECUTS	100 100 100 100
LONGI	T 20. T T
MUMULT	T
MUADDI	T
OBSLEV	437.E2
ARRANG	0.55
MAXPRT	10
ECTMAP	1.E2
DIRECT	/home/user/corsika/run
DATBAS	T
USER	you
DEBUG	F 6 F 1000000000
EXIT	

MAGNET: B_x é a componente horizontal do campo geomagnético da Terra (em μT), na direção x do detector (Norte) e B_z é a componente vertical do campo geomagnético da Terra (em μT).

ECUTS: Seleciona a energia cinética mínima (em GeV) da partícula para diferentes hádrons (sem π^0)($i=1$), múons($i=2$), elétrons ($i=3$) e fótons (incluindo π^0) ($i=4$).

OBSLEV: Definição do nível de observação, acima do nível do mar (em cm).

5.2 Critério de Seleção dos Eventos

As simulações apresentadas neste trabalho foram feitas pelo programa CORSIKA, versão 6970 e 6980. O modelo utilizado para interação hadrônica de baixa energia foi o GHEISHA. Para interação hadrônica de altas energias foram selecionados os seguintes modelos : CORSIKA 6970 (QGSJET 01C, SIBYLL 2.1 e EPOS 1.99) e CORSIKA 6980 (QGSJET II, DPMJET 2.55, VENUS 4.12 e EPOS 1.99). A análise foi feita com o aplicativo ROOT [54], programa baseado na linguagem C++, cujos principais criadores foram Rene Brun, Fons Redemakers e Philippe Canal.

Como o objetivo do trabalho é observar o comportamento da razão da carga entre múons ($r_\mu = N_{\mu^-} / N_{\mu^+}$) em função da energia dos múons na superfície, desde 100 GeV até \sim de 4 TeV, foi feito um corte na energia no arquivo de entrada, determinado pela palavra-chave ECUTS. Foi fixado o valor desse ECUTS em 100 GeV, para os diferentes hádrons, múons, elétrons e fótons. Dessa forma, a simulação acompanha de forma detalhada, as partículas que chegam à superfície com energias maiores ou iguais a esta. Para energias menores, o CORSIKA não acompanha o desenvolvimento do chuveiro, isso faz com que o tempo de processamento diminua bastante, já que esse fator é uns dos grandes problemas da simulação para altas energias.

Para iniciar as análises da razão, foi preciso fazer alguns cortes nos dados obtidos da simulação. O primeiro corte foi feito nas partículas secundárias, selecio-

nando apenas os múons μ^- e os anti-múons μ^+ . Além da identificação do tipo de partícula, foram feitos sete cortes no intervalo da energia dos múons (considerando $E_\mu \cos\theta^*$), conforme a Tabela 5.3, para que pudéssemos calcular a razão da carga entre múons em cada um desses intervalos.

Tabela 5.3: Intervalos de $E_\mu \cos\theta^*$, nos quais a razão r_μ é calculada.

Intervalo	$E_\mu \cos\theta^*$ (GeV)
1	$10^2 - 10^{2,25}$
2	$10^{2,25} - 10^{2,5}$
3	$10^{2,5} - 10^{2,75}$
4	$10^{2,75} - 10^3$
5	$10^3 - 10^{3,25}$
6	$10^{3,25} - 10^{3,5}$
7	$10^{3,5} - 10^{3,75}$

Foi fixado, no arquivo de entrada, o valor do campo geomagnético, sendo esse o valor do local do Far Detector, detector usado como referência. Esse detector tem aceitação para o ângulo zenital de $20^\circ - 70^\circ$. Sendo assim, foi feito um corte no $\cos\theta^*$ (onde θ^* já é dado pelo programa CORSIKA, selecionando os múons no intervalo de $\cos\theta^* < 0,9397$ e $\cos\theta^* > 0,3420$). Como o arquivo de saída gerado pelo CORSIKA não fornece o valor do ângulo zenital das partículas secundárias, assim como a energia, foi necessário reconstruir esses dois parâmetros, partindo dos momentos dessas partículas nas direções x , y e z . Para a reconstrução da energia, temos:

$$p^2 = p_x^2 + p_y^2 + p_z^2,$$

$$E = \sqrt{p^2 + m^2}, \quad (5.1)$$

onde $m = 105,658369$ MeV é a massa do múon.

Para calcular o ângulo azimutal e zenital, utilizaram-se as funções trigonométricas, baseadas no sistema de coordenadas mostrado na Figura 5.2:

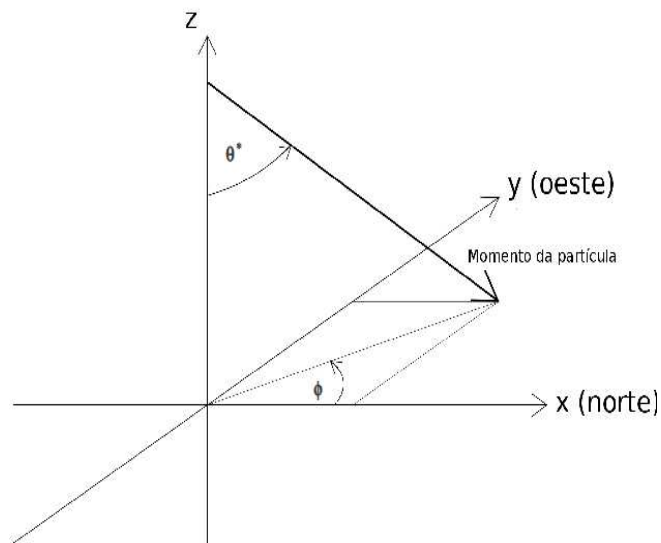


Figura 5.2: Sistema de coordenadas do CORSIKA.

$$\begin{aligned}\phi &= \operatorname{arctg}\left(\frac{p_y}{p_x}\right), \\ \theta^* &= \operatorname{arccos}\left(\frac{p_z}{p}\right),\end{aligned}\quad (5.2)$$

onde ϕ e θ^* são os ângulos azimutal e zenital das partículas secundárias, respectivamente.

Para determinar a razão em cada intervalo, mostrado na Tabela 5.3, foi preciso somar a contribuição de múons (μ^-) e antimúons (μ^+). Ou seja, o número total de múons foi obtido por dezesseis simulações, cada uma possuindo um valor diferente para a energia do primário. O valor dessa energia variou de $10^{2,25}$ até 10^6 GeV, sendo que o expoente foi variado de 0,25 até que chegasse em 6. Antes disso, para cada simulação, a quantidade de múons e antimúons foi multiplicada por um fator fazendo com que o espectro da energia siguisse uma lei de potência com $\gamma = 2,7$. É necessário calcular esse fator multiplicativo, pois a energia do primário, fornecida no no arquivo de entrada (input), foi fixada em um determinado valor.

O valor do fator vai depender do número de chuviros fixados na simulação. Para os modelos QGSJET 01C, EPOS 1.99 e SIBYLL 2.1, da versão CORSIKA 6970, foram simulados 300000 chuviros para cada uma das 16 diferentes energias usadas

para o primário. Dessa forma, a Tabela 5.4 mostra o número de chuviros simulados (X_i) e o número de chuviros que realmente contribuem para análise (Y_i) e o fator multiplicativo (f_i).

Tabela 5.4: Fator multiplicativo para todas as energias primárias utilizadas para os modelos, SIBYLL , EPOS 1.99 e QGSJET 01.

i	E_p (GeV)	Chuviros (X_i)	Chuviros (Y_i)	Fator (f_i)
1	$10^{2,25}$	300000	$3,000 \cdot 10^5$	1
2	$10^{2,5}$	300000	$6,340 \cdot 10^4$	$2,1135 \cdot 10^{-1}$
3	$10^{2,75}$	300000	$1,340 \cdot 10^4$	$4,4668 \cdot 10^{-2}$
4	10^3	300000	$2,832 \cdot 10^3$	$9,4406 \cdot 10^{-3}$
5	$10^{3,25}$	300000	$5,986 \cdot 10^2$	$1,9953 \cdot 10^{-3}$
6	$10^{3,5}$	300000	$1,265 \cdot 10^2$	$4,2170 \cdot 10^{-4}$
7	$10^{3,75}$	300000	$2,674 \cdot 10^1$	$8,9125 \cdot 10^{-5}$
8	10^4	300000	$5,651 \cdot 10^0$	$1,8836 \cdot 10^{-5}$
9	$10^{4,25}$	300000	$1,194 \cdot 10^0$	$3,9811 \cdot 10^{-6}$
10	$10^{4,5}$	300000	$2,524 \cdot 10^{-1}$	$8,414 \cdot 10^{-7}$
11	$10^{4,75}$	300000	$5,335 \cdot 10^{-2}$	$1,7783 \cdot 10^{-7}$
12	10^5	300000	$1,127 \cdot 10^{-2}$	$3,758 \cdot 10^{-8}$
13	$10^{5,25}$	300000	$2,383 \cdot 10^{-3}$	$7,943 \cdot 10^{-9}$
14	$10^{5,5}$	300000	$5,036 \cdot 10^{-4}$	$1,679 \cdot 10^{-9}$
15	$10^{5,75}$	300000	$1,064 \cdot 10^{-4}$	$3,548 \cdot 10^{-10}$
16	10^6	300000	$2,249 \cdot 10^{-5}$	$7,499 \cdot 10^{-11}$

O número de chuviros que realmente contribui para análise é calculado da seguinte forma:

$$Y_{i+1} = A(10^{0,25i})^{-\gamma}, \quad (5.3)$$

onde i vai depender de onde começa a contribuição. Por exemplo, se for a partir de $10^{2,25}$: $i = 1, 2$ a 15 , $\gamma = 2,7$ e A é o número de chuviros da primeira contribuição. O fator multiplicativo é: $f_i = Y_i/X_i$.

Para os modelos QGSJET II, DPMJET 2.55, VENUS 4.12 e EPOS 1.99 do CORSIKA 6980, a sequência dos valores é dada pela Tabela 5.5.

Nos experimentos existem dois tipos de erros. O erro estatístico, relacionado à quantidade de dados analisados e o erro sistemático, relacionado às incertezas dos dados coletados pelos detectores. No caso da simulação temos apenas o erro estatístico, que pode diminuir à medida que o número de dados obtidos da simulação

Tabela 5.5: Fator multiplicativo para todas as energias primárias utilizadas para os modelos, EPOS 1.99 e QGSJET II.

i	E_p (GeV)	Chuveiros (X_i)	Chuveiros (Y_i)	Fator (f_i)
1	$10^{2,25}$	300000	$3,000 \cdot 10^5$	1
2	$10^{2,5}$	300000	$6,340 \cdot 10^4$	$2,113 \cdot 10^{-1}$
3	$10^{2,75}$	300000	$1,340 \cdot 10^4$	$4,467 \cdot 10^{-2}$
4	10^3	300000	$2,832 \cdot 10^3$	$9,441 \cdot 10^{-3}$
5	$10^{3,25}$	300000	$5,986 \cdot 10^2$	$1,995 \cdot 10^{-3}$
6	$10^{3,5}$	300000	$1,265 \cdot 10^2$	$42170 \cdot 10^{-4}$
7	$10^{3,75}$	300000	$2,674 \cdot 10^1$	$8,912 \cdot 10^{-5}$
8	10^4	300000	$5,651 \cdot 10^0$	$1,884 \cdot 10^{-5}$
9	$10^{4,25}$	300000	$1,194 \cdot 10^0$	$3,981 \cdot 10^{-6}$
10	$10^{4,5}$	300000	$2,524 \cdot 10^{-1}$	$8,414 \cdot 10^{-7}$
11	$10^{4,75}$	300000	$5,335 \cdot 10^{-2}$	$1,778 \cdot 10^{-7}$
12	10^5	70000	$1,127 \cdot 10^{-2}$	$1,611 \cdot 10^{-7}$
13	$10^{5,25}$	70000	$2,383 \cdot 10^{-3}$	$3,404 \cdot 10^{-8}$
14	$10^{5,5}$	70000	$5,036 \cdot 10^{-4}$	$7,195 \cdot 10^{-9}$
15	$10^{5,75}$	70000	$1,064 \cdot 10^{-4}$	$1,521 \cdot 10^{-9}$
16	10^6	70000	$2,250 \cdot 10^{-5}$	$3,214 \cdot 10^{-10}$

aumenta. Entretanto, o erro estatístico da razão da carga entre múons, está associado ao número de eventos utilizados para o cálculo da seguinte forma:

$$\delta_{\mu^+} = \sqrt{N_{\mu^+}}, \quad (5.4)$$

$$\delta_{\mu^-} = \sqrt{N_{\mu^-}}.$$

O erro é então calculado:

$$e = r_{\mu} \sqrt{\left(\frac{\delta_{\mu^+}}{N_{\mu^+}}\right)^2 + \left(\frac{\delta_{\mu^-}}{N_{\mu^-}}\right)^2}, \quad (5.5)$$

e o erro relativo é: $e_r = e/r_{\mu}$.

Depois de determinar o número de μ^+ e μ^- na proporção certa para as diferentes energias do primário é feito o somatório de cada contribuição para determinar a razão da carga entre múons. A Tabela 5.6, mostra um exemplo feito para um intervalo de energia dos múons na superfície ($E_{\mu} \cos \theta^*$) de 100-177,8 GeV. Ainda é preciso fazer outra análise antes de calcular a razão (r_{μ}), pois desconsideramos a contribuição da energia do primário em que $e_{r_i} > e_{r_{i+1}}$. Então a Tabela 5.6 é reescrita, como mostra a Tabela 5.7. Assim, depois de todas essas análises, a razão (r_{μ}) é calculada.

Tabela 5.6: Intervalo de $E_{\mu} \cos\theta^*$ (100–177,8 GeV), a qual a razão r_{μ} é calculada

E_p	μ^+	μ^-	μ^{+*}	μ^{-*}	e_r
$10^{2,25}$	3	2	3	2	0,913
$10^{2,5}$	388	262	82,003375	55,373413	0,174
$10^{2,75}$	3628	2579	162,056807	115,199698	0,122
10^3	14694	11504	138,720305	108,604763	0,128
$10^{3,25}$	12545	10673	25,030566	21,295435	0,295
$10^{3,5}$	73545	66192	31,013669	27,912935	0,261
$10^{3,75}$	123708	117029	11,025487	10,430221	0,432
10^4	197695	190901	3,723880	3,595905	0,739
$10^{4,25}$	304805	299676	1,213451	1,193032	1,289
$10^{4,5}$	471662	469990	0,396854	0,395447	2,247
$10^{4,75}$	729196	730989	0,129671	0,129990	3,925
10^5	1142116	1151539	0,042925	0,043279	6,812
$10^{5,25}$	1800129	1823201	0,014299	0,014482	11,789
$10^{5,5}$	2849842	2895736	0,004784	0,004861	20,365
$10^{5,75}$	4537282	4622383	0,001610	0,001640	35,084
10^6	7281940	7423707	0,000546	0,000557	60,229
Total	19543178	19816363	458,3782	346,1957	

Tabela 5.7: Intervalo de $E_{\mu} \cos\theta^*$ (100–177,8 GeV), a qual a razão r_{μ} é calculada

E_p	μ^+	μ^-	μ^{+*}	μ^{-*}	e_r
$10^{2,25}$					
$10^{2,5}$					
$10^{2,75}$	3628	2579	3628	2579	0,026
10^3	14694	11504	3105,560795	2431,357792	0,027
$10^{3,25}$	12545	10673	560,364566	476,745398	0,062
$10^{3,5}$	73545	66192	694,309572	624,892775	0,055
$10^{3,75}$	123708	117029	246,829911	233,503554	0,091
10^4	197695	190901	83,367290	80,502284	0,156
$10^{4,25}$	304805	299676	27,165774	26,708652	0,272
$10^{4,5}$	471662	469990	8,884457	8,852962	0,475
$10^{4,75}$	729196	730989	2,902982	2,910120	0,830
10^5	1142116	1151539	0,960971	0,968899	1,440
$10^{5,25}$	1800129	1823201	0,320113	0,324216	2,492
$10^{5,5}$	2849842	2895736	0,107108	0,108833	4,304
$10^{5,75}$	4537282	4622383	0,036041	0,036717	7,415
10^6	7281940	7423707	0,012225	0,012463	12,729
Total	19542787	19816099	8358,8218	6465,924664	

Todo esse procedimento é feito em cada intervalo de $E_{\mu} \cos\theta^$, mostrado na Tabela 5.3, para determinar a razão da carga entre múons atmosféricos. Em todos os modelos utilizados foi seguido o mesmo roteiro.*

6 Resultados e Discussões

As interações hadrônica e eletromagnética são processos envolvidos na evolução do chuveiro. Na cascata hadrônica são produzidos diversos bárions e mésons, gerando principalmente píons e káons. Essas partículas desempenham um papel importante no desenvolvimento do chuveiro, pois são elas que dão origem à componente muônica. Esses processos podem ser simulados pelo código CORSIKA e as propriedades da evolução dos chuveiros são obtidas por diferentes modelos de interação hadrônica. Na Figura 6.1, temos uma representação pictórica das trajetórias das partículas iniciadas no topo da atmosfera para diferentes energias de primários (prótons): 10^3 , 10^4 e 10^5 GeV. Na figura foram desenhadas, primeiramente as trajetórias dos elétrons, dos pósitrons e das partículas gama. Em seguida, as trajetórias dos múons e hádrons. A figura não pode ser utilizada para verificar a porcentagem de cada partícula, pois os últimos traços sobrepõem os primeiros. Podemos observar na figura as diversas interações hadrônicas que dão origem às varias cascatas, aos diversos decaimentos (como dos píons e káons em múons) e aos processos eletromagnéticos (criação de pares e Bremsstrahlung). As diferentes cores representam os tipos de partículas, as quais estão especificadas na legenda da figura.

Com os dados obtidos pela simulação é possível fazer várias análises, como: o fluxo de múons para diferentes parametrizações da atmosfera, a sombra da lua e do sol, a razão da carga entre múons atmosféricos e outras. O nosso trabalho consiste em determinar a razão da carga entre múons em determinados intervalos de $E_{\mu} \cos\theta^$, mostrado na Tabela 5.3, para diferentes modelos de interações hadrônicas. Simulamos chuveiros utilizando o CORSIKA 6970 (QGSJET 01C, SIBYLL 2.1 e EPOS 1.99) e o CORSIKA 6980 (QGSJET II, DPMJET, VENUS e EPOS 1.99), como dito anteriormente. A versão do CORSIKA 6980 é uma atualização do CORSIKA 6970/6971.*

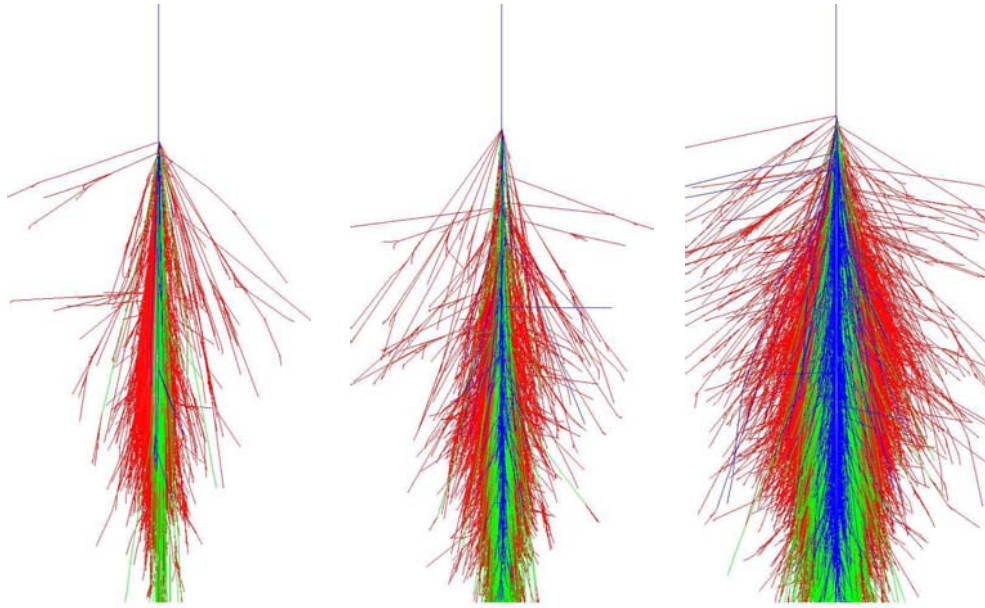


Figura 6.1: Trajetórias das partículas em 2D, projetadas no plano x - z com energia de 10^3 , 10^4 e 10^5 GeV. O tipo de partícula é indicada nas seguintes cores: vermelho = elétrons, pósitrons, gama; verde = múons e azul = hádrons.

Para essa nova versão foi feita uma correção nas rotinas do EPOS/NeXUS e VENUS. Os modelos EPOS/NeXUS e VENUS, versão 6970/6971 do CORSIKA, forneciam valores errados dos ângulos das partículas secundárias emitidas. O que afetou os resultados de todas as simulações. Quando essa nota foi divulgada, já tínhamos os dados da simulação com o modelo EPOS 1.99 da versão 6970 do CORSIKA. Por completudeza, simulamos chuviros com o modelo EPOS 1.99 da versão 6980 do CORSIKA. A análise dos dados obtidos pelas simulações, para todos os modelos, seguiram os mesmos procedimentos comentados no Capítulo 5.

Queremos obter o número total de múons μ^+ e μ^- em um certo intervalo de $E_\mu \cos\theta^$, considerando o índice espectral do fluxo, para que possamos calcular a razão da carga entre múons atmosféricos nesse mesmo intervalo. Queremos mostrar o aumento da razão (r_μ) quando os valores de $E_\mu \cos\theta^*$ passa de GeV para TeV. Esse aumento está associado à produção de káons, para um intervalo de energia onde os píons não contribuem mais, pois eles passam a interagir antes de decaírem devido ao baixo valor da energia crítica, comparado ao valor do káon. O espaço de fase favorece para a produção de káons positivos juntamente com bárions Σ ou Λ , pois para que se*

produza K^- é preciso que haja uma energia maior envolvida na reação. Isso faz com que a produção de K^- associada a anti-híperons seja suprimida. Algumas dessas reações são mostradas na equação 3.7.

6.1 Reconstrução dos Eventos

É esperado que a quantidade de múons aumente com o aumento da energia do raio cósmico primário, fornecido no input. A Tabela 6.1 mostra a quantidade de múons ($\mu^+ \mu^-$) obtida para cada energia primária utilizada na simulação. o modelo selecionado foi o QGSJET 01C. Como podemos perceber, o número total de múons

Tabela 6.1: Total de múons para cada energia do primário (E_p), utilizando o modelo QGSJET01C.

E_p (GeV)	Modelo QGSJET(N_μ)
$10^{2.25}$	$1,01 \times 10^2$
$10^{2.5}$	$3,26 \times 10^3$
$10^{2.75}$	$2,31 \times 10^4$
10^3	$8,49 \times 10^4$
$10^{3.25}$	$2,13 \times 10^5$
$10^{3.5}$	$4,30 \times 10^5$
$10^{3.75}$	$7,60 \times 10^5$
10^4	$1,26 \times 10^6$
$10^{4.25}$	$1,99 \times 10^6$
$10^{4.5}$	$3,14 \times 10^6$
$10^{4.75}$	$4,90 \times 10^6$
10^5	$6,91 \times 10^6$
$10^{5.25}$	$1,22 \times 10^7$
$10^{5.5}$	$1,93 \times 10^7$
$10^{5.75}$	$3,08 \times 10^7$
10^6	$4,94 \times 10^7$

gerados pelos chuviscos depende da energia do primário, quanto maior essa energia maior será esse número. Essa relação é comprovada pela Figura 6.2, também mostrada na Tabela 6.1. O comportamento do número de múons em função da energia primária é semelhante para todos os outros modelos de interação hadrônica de alta energia utilizados na simulação.

Os múons são as partículas mais numerosas no nível do mar. Eles pouco

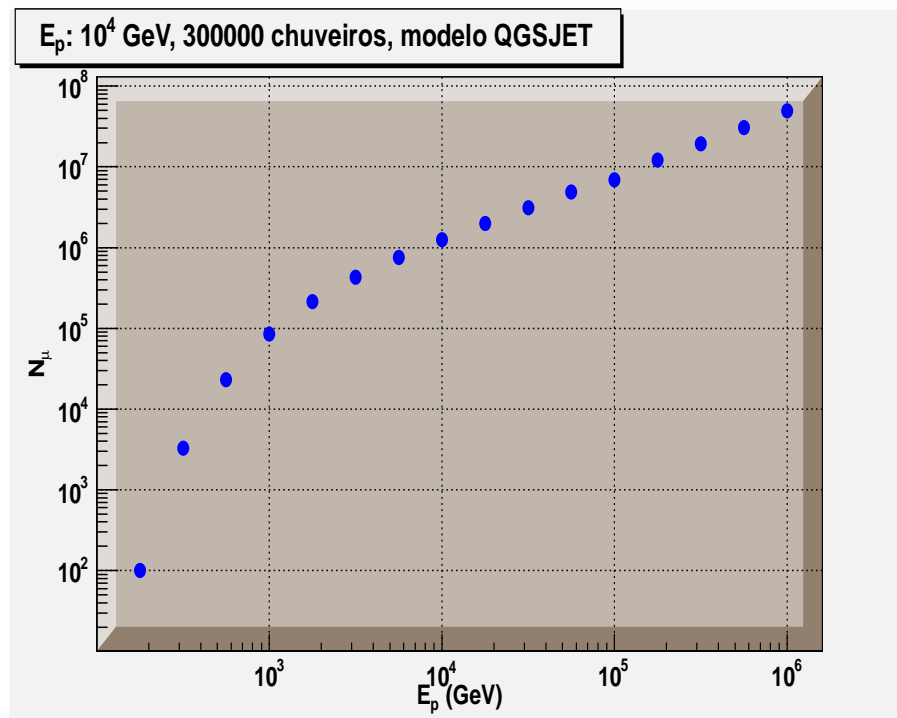


Figura 6.2: Número de múons (N_{μ}) em função da energia do primário (E_p) para o modelo QGSJET 01C.

interagem com a matéria, sendo assim capazes de penetrarem o solo por centenas de metros, alcançando os detectores subterrâneos. A Figura 6.3 mostra um histograma da distribuição do momento de algumas partículas que chegam ao nível do mar. O modelo utilizado para a construção dessa figura foi o QGSJET 01C. Foram simulados 300000 chuviros atmosféricos para uma energia primária de 10^4 GeV, sendo o primário um próton. Podemos verificar, pela Figura 6.3, que grande parte das partículas que chegam à superfície terrestre são os múons. Esse fato é ainda mais acentuado devido ao corte feito no ECUTS, no valor de 100 GeV. A escolha desse valor não é prejudicial para a análise, pois estamos interessados nos múons e não em outras partículas. Como a razão (r_{μ}) determinada é para energias $E_{\mu} \cos^* \geq 100$ GeV, não é necessário que a simulação acompanhe o desenvolvimento das partículas (múons, elétrons, pósitrons e fótons) para energias menores, o que faz com que o tempo de processamento diminua bastante.

Os múons perdem pouca energia desde o momento em que foram gerados

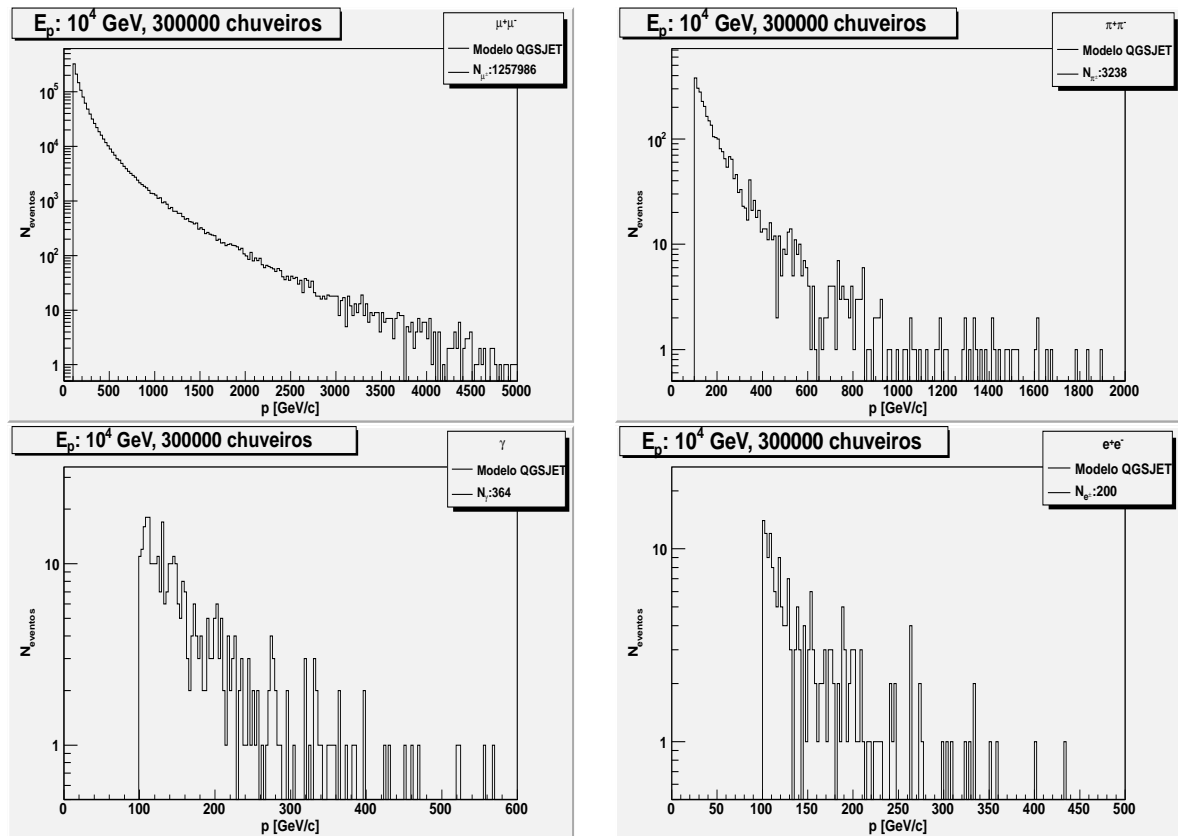


Figura 6.3: Distribuição dos momentos das partículas secundárias para a simulação com o modelo QGSJET 01C.

até atingirem o solo, principalmente os de altas energias. É por esse motivo que os múons são estudados com grande frequência, pois eles podem dar informações relevantes para física de raios cósmicos, como a sua composição primária. Eles trazem a memória de sua origem em sua direção de chegada à superfície terrestre e esse fato pode ser verificado na Figura 6.4, onde o ângulo zenital dos múons “coincide” com o ângulo zenital do primário.

A Figura 6.5 mostra um histograma com a distribuição angular dos múons no chuva atmosférico iniciado por um próton como primário e energia de 10^4 GeV, utilizando o modelo QGSJET 01C. É indicado na distribuição do ângulo zenital, o corte feito em θ^* , para selecionar os múons no intervalo de 20° - 70° .

Já na Figura 6.6, é mostrada a distribuição da energia dos múons na superfície, E_μ (linha contínua preta). Podemos notar o corte feito no ECUTS, pois só existem múons à partir de 100 GeV. Na mesma figura foi plotada a distribuição de

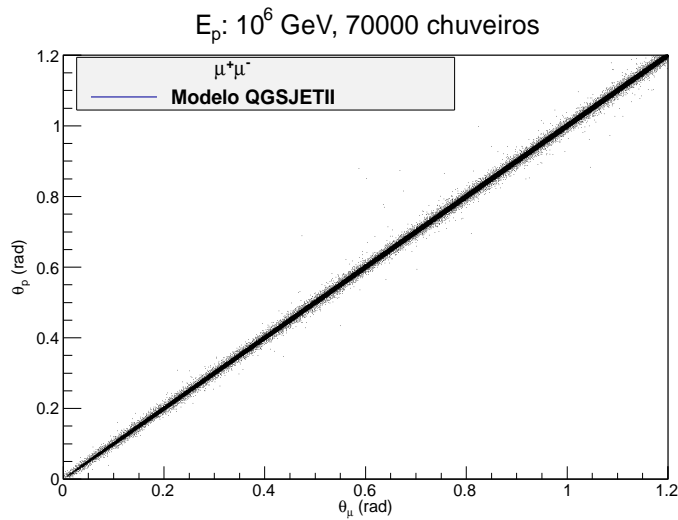


Figura 6.4: Ângulo zenital do primário versus ângulo zenital dos múons.

$E_\mu \cos\theta^*$. Nesse caso, pode-se verificar um deslocamento na distribuição, populando o espectro para valores de $E_\mu \cos\theta^* < 100$ GeV. O segundo histograma da Figura 6.6 mostra a distribuição de $E_\mu \cos\theta^*$ separadamente para os múons (μ^-) e antimúons (μ^+), sendo perceptível a maior quantidade de μ^+ do que μ^- .

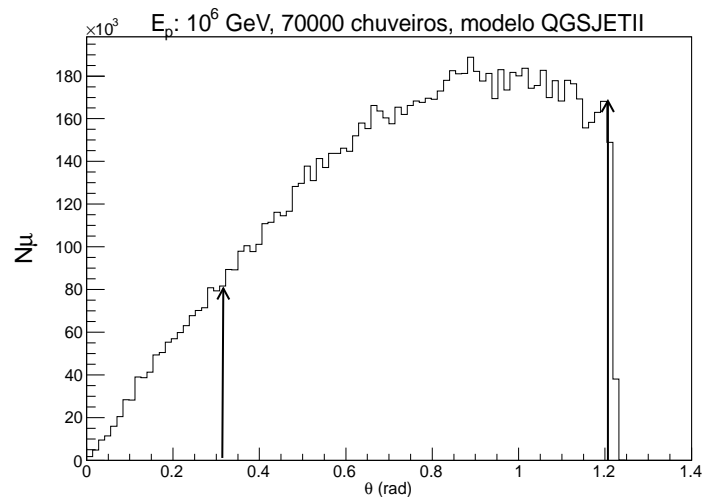


Figura 6.5: Distribuição dos ângulos zenitais das partículas muônicas, utilizando o modelo QGSJETIIC.

6.2 Comparação da Razão (r_μ) para Diferentes Modelos

Para simular o desenvolvimento dos chuueiros a partir da colisão do pri-

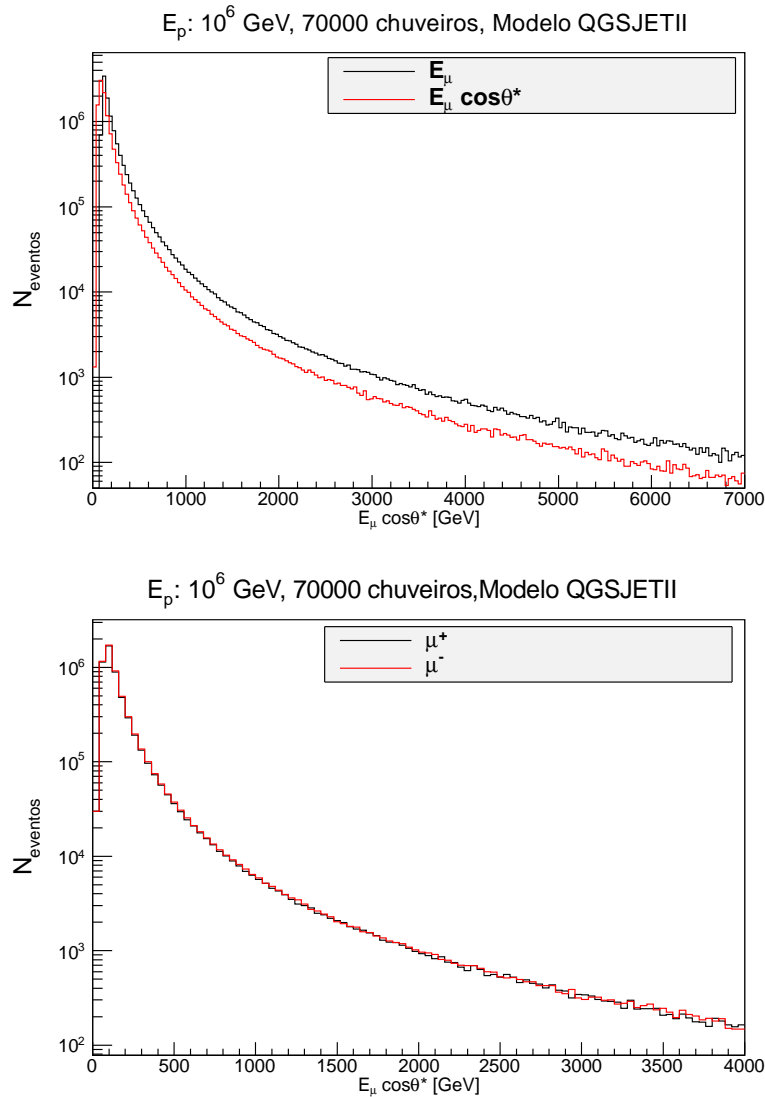


Figura 6.6: Distribuição da energia dos múons para a simulação com o modelo QGSJET 01C.

mário com o núcleo atmosférico, é necessário manipular os parâmetros de entrada, que são fornecidos no input. A análise desses dados obtidos pela simulação envolve alguns cortes específicos, de acordo com o objetivo da pesquisa. No nosso caso, os cortes e métodos são mencionados na seção 5.1. Como o procedimento para analisar os dados da simulação, são os mesmos em cada modelo utilizado, é possível fazer um estudo da eficiência do método de reconstrução dos parâmetros fundamentais dos chuviros. Dessa forma, podemos analisar como os diferentes modelos de interação hadrônica de altas energias influenciam na razão r_μ e assim comparar com os resultados obtidos pelo MINOS. Esse experimento realizou medidas na escala GeV com o

Near Detector e na escala TeV com o Far Detector, observando assim um aumento da razão. O artigo [22] fornece um gráfico, Figura 3.4, que mostra os resultados de alguns experimentos e o melhor ajuste do modelo πK , feito com os dados do experimento MINOS.

Um programa foi utilizado para extrair os resultados do MINOS Near e Far Detector no artigo [22]. A partir destes pontos extraídos, reconstruímos o gráfico e fizemos o ajuste com o modelo πK , Figura 6.7. Os parâmetros obtidos pelo ajuste

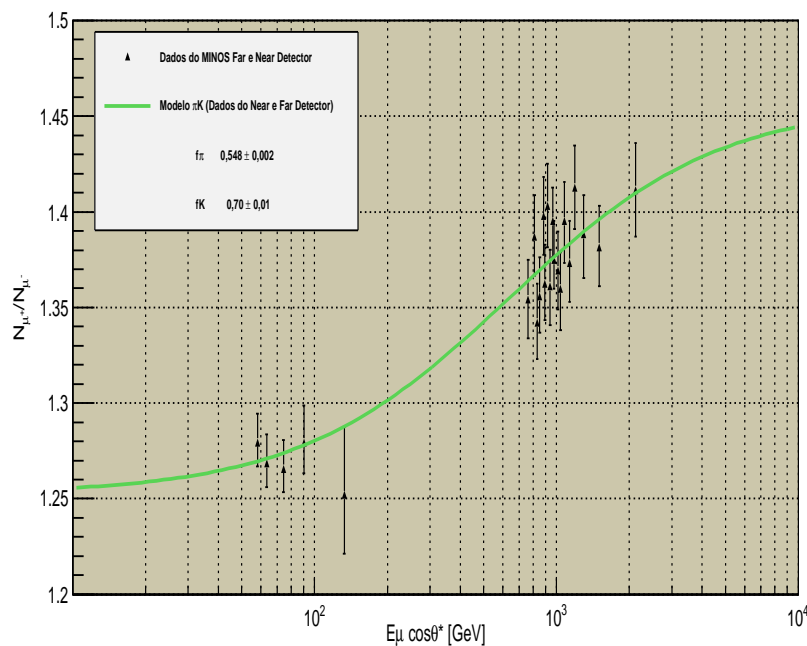


Figura 6.7: Razão da carga entre múons, observada pelo dados do Near e Far Detector do experimento MINOS.

foram: $f_\pi = 0,548 \pm 0,002$ e $f_K = 0,70 \pm 0,01$. Os valores desses parâmetros mostrados no artigo [22] foram: $f_\pi = 0,55$ e $f_K = 0,70$. Pode-se notar que o parâmetro f_K é maior que f_π ($f_K > f_\pi$), constatando o fato dos káons contribuírem para o aumento da razão na escala TeV. A razão aumenta, olhando para a curva do ajuste, em 7,8% quando passamos da energia crítica dos píons (~ 115 GeV) para a energia crítica dos káons (~ 850 GeV). Podemos observar que os resultados reconstruídos concordam bem com os resultados do artigo, nos certificando que o procedimento para o ajuste dos

dados obtidos pela simulação é válido.

Para determinar a razão da carga entre múons atmosférico, em todos os modelos, foi seguido o mesmo roteiro mostrado na seção 5.1, até obtermos os pontos dos diferentes intervalos de $E_\mu \cos\theta^*$. Depois de obtermos os pontos, plotamos o gráfico da razão (r_μ) em função de $E_\mu \cos\theta^*$, ajustando os dados com o modelo πK . As Figuras 6.8, 6.9, 6.10, 6.11, 6.12, 6.13 e 6.14, mostram a razão da carga entre múons (r_μ) em função de $E_\mu \cos\theta^*$, para os seguintes modelos: COSRSIKA 6970 (QGSJET01C, SIBYLL 2.1 e EPOS 1.99), CORSIKA 6980 (QGSJET II, EPOS 1.99, DPMJET 2.55 e VENUS 4.12).

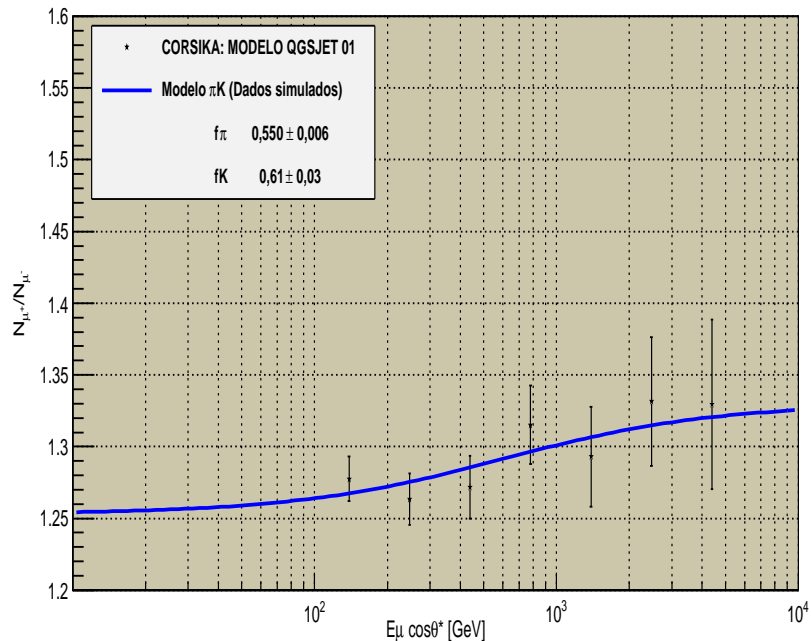


Figura 6.8: Razão da carga entre múons, modelo QGSJET 01C, CORSIKA 6970.

Para o modelo QGSJET01C o ajuste forneceu os seguintes parâmetros: $f_\pi = 0,550 \pm 0,006$ e $f_K = 0,61 \pm 0,03$. O resultado obtido por esse modelo é bastante satisfatório, pois os valores da razão estão próximos dos valores encontrados pelos experimentos, com $f_K > f_\pi$. Podemos notar que o comportamento da curva para o ajuste reproduziu a física esperada, discutida no início do capítulo, o que implica no aumento da razão em 3,2%. Sabemos que píons com energia na escala GeV (~ 115

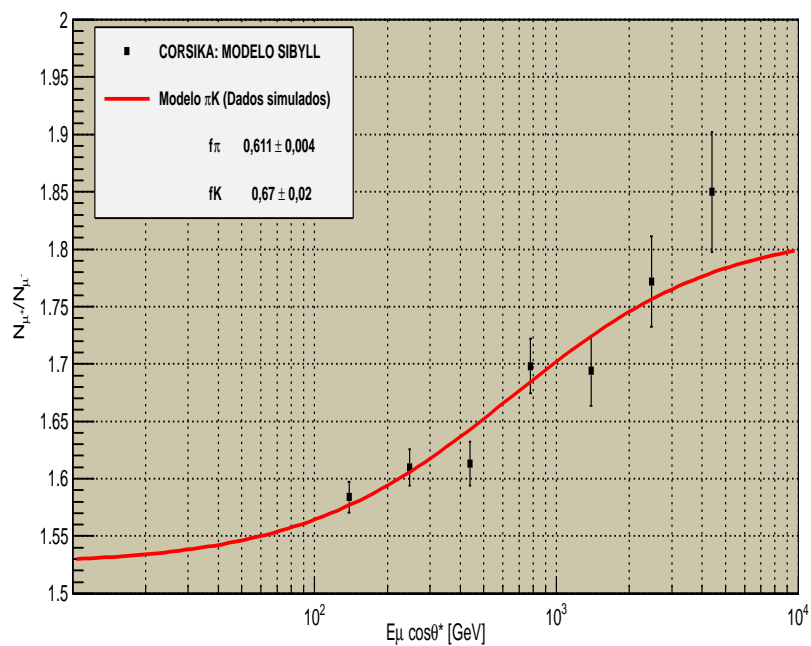


Figura 6.9: Razão da carga entre múons, modelo SIBYLL 2.1, CORSIKA 6970.

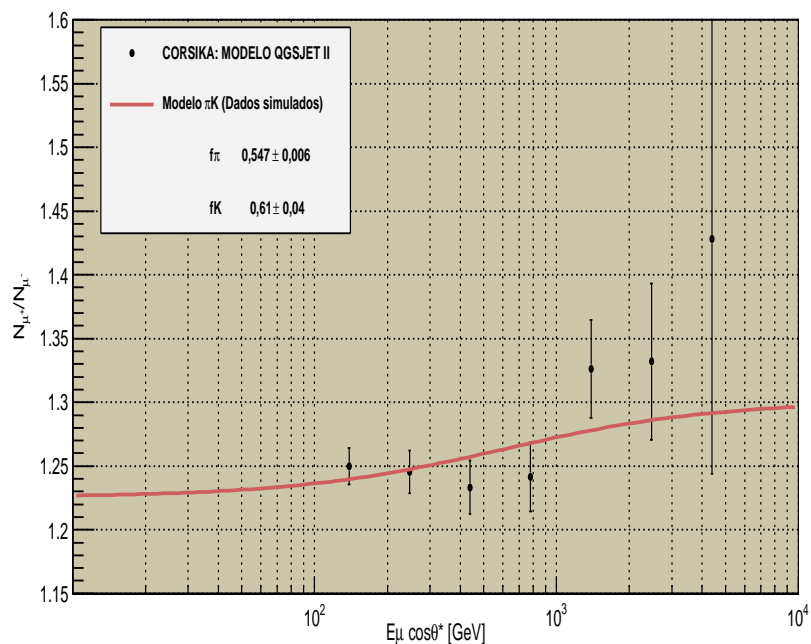


Figura 6.10: Razão da carga entre múons, modelo QGSJET IIC, CORSIKA 6980.

GeV) possuem maior probabilidade de decaírem antes de interagirem, contribuindo para a produção dos múons. Com o aumento da energia, os píons deixam de contribuir, pois é mais provável que interajam antes de decaíam; então os káons passam a

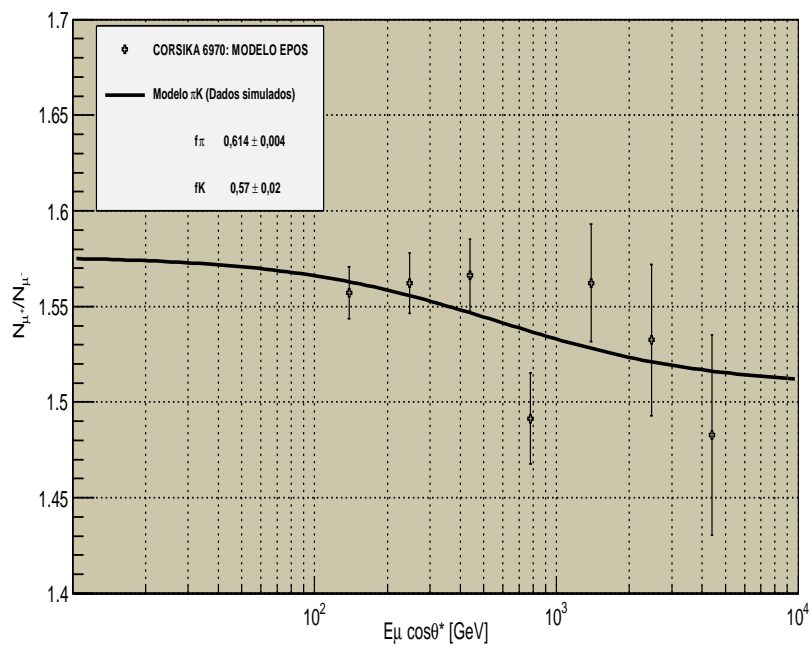


Figura 6.11: Razão da carga entre múons, modelo EPOS 1.99, CORSIKA 6970.

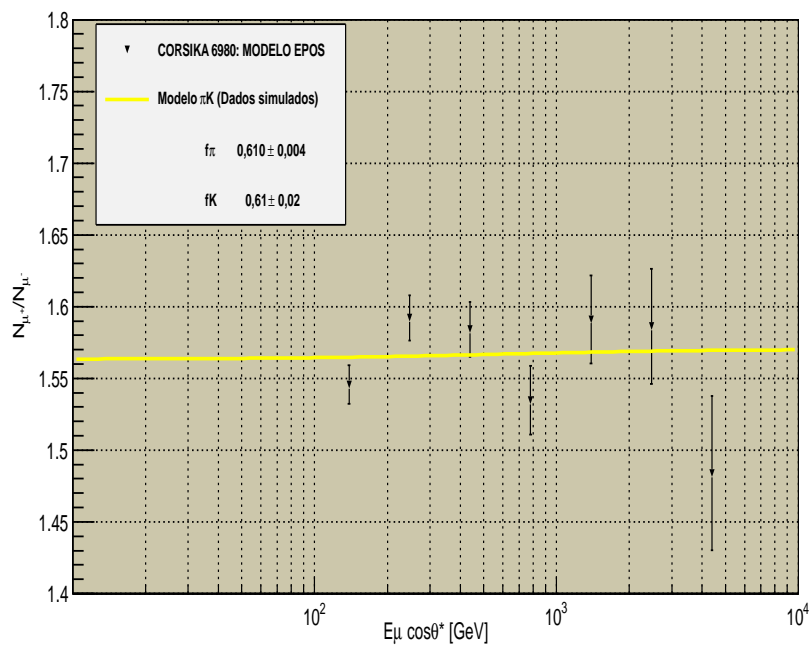


Figura 6.12: Razão da carga entre múons, modelo EPOS 1.99, CORSIKA 6980.

ser a principal fonte para a contribuição da produção de μ^+ , fazendo com que a razão da carga entre múons aumente.

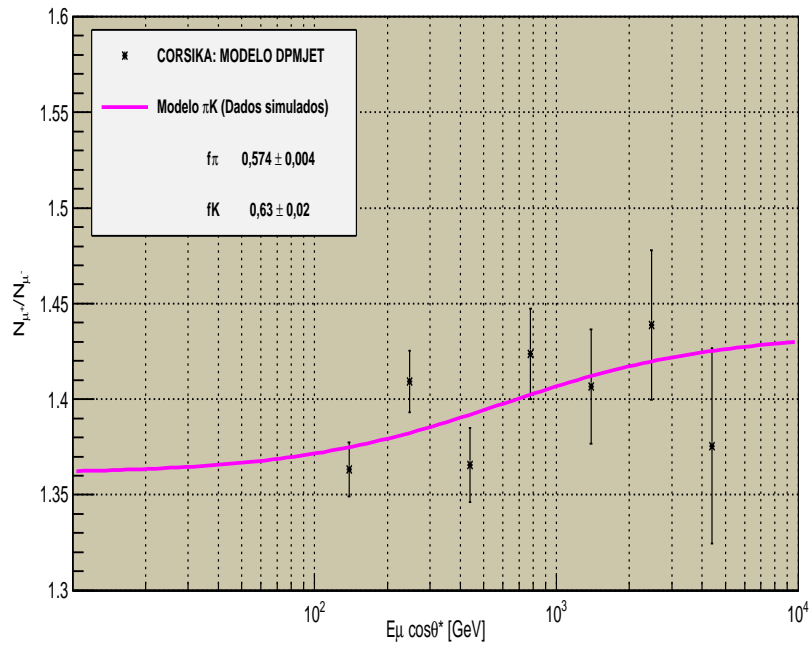


Figura 6.13: Razão da carga entre múons, modelo DPMJET.

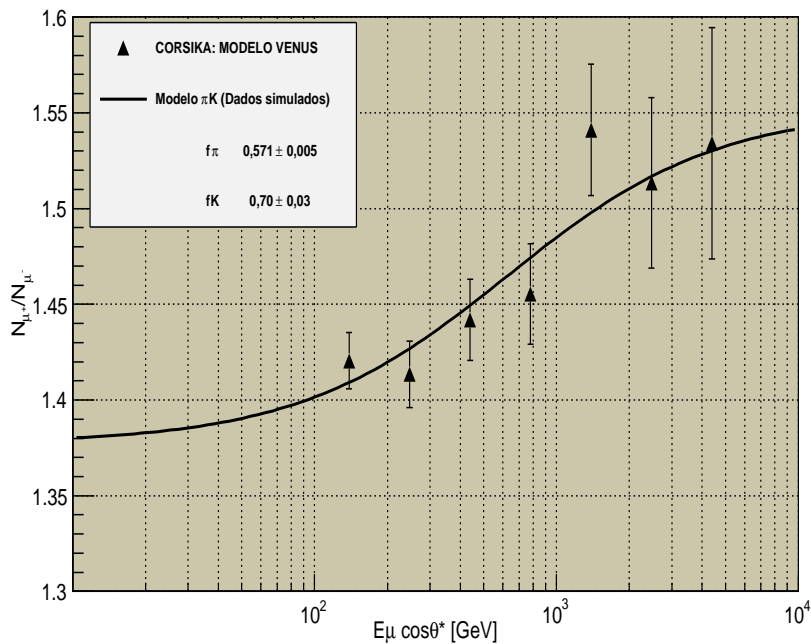


Figura 6.14: Razão da carga entre múons, modelo VENUS.

Já no caso do modelo QGSJET II, temos: $f_\pi = 0,547 \pm 0,006$ e $f_K = 0,61 \pm 0,04$, com $f_K > f_\pi$. A contribuição dos píons é condizente com o valor esperado. Mas, o valor encontrado para o parâmetro f_K , é menor do que o valor encontrado pelo

experimento MINOS. O modelo reproduziu o aumento da razão (r_μ), quando passamos para escala TeV.

Com modelo SIBYLL 2.1, encontramos o seguinte: $f_\pi = 0,611 \pm 0,004$ e $f_K = 0,67 \pm 0,02$, com $f_K > f_\pi$. Podemos verificar que os valores de f_π e f_K , são maiores que os valores encontrados pelo MINOS, o que implica um maior valor na razão tanto na escala GeV, quanto na escala TeV. A razão aumentou em 8,3%, mostrando que o modelo conseguiu reproduzir de forma satisfatória a física relacionada com a contribuição dos píons e káons para os múons μ^+ .

O modelo do EPOS 1.99, não conseguiu reproduzir a física que esperávamos, mesmo com os dados obtidos pela simulação com a versão do CORSIKA 6980. Os parâmetros encontrados foram: CORSIKA 6970 ($f_\pi = 0,614 \pm 0,004$ e $f_K = 0,57 \pm 0,02$, com $f_K < f_\pi$) e CORSIKA 6980 ($f_\pi = 0,610 \pm 0,004$ e $f_K = 0,61 \pm 0,02$). Podemos observar que houve uma melhora do EPOS na versão 6980, mas ainda assim, o modelo não reproduziu o aumento da razão, quando passamos da escala GeV para escala TeV.

Nos modelos DPMJET e VENUS encontramos, respectivamente: $f_\pi = 0,574 \pm 0,004$ e $f_K = 0,63 \pm 0,02$; $f_\pi = 0,571 \pm 0,005$ e $f_K = 0,70 \pm 0,03$, com $f_K > f_\pi$. Nos dois casos podemos observar que as razões obtidas foram maiores do que as fornecidas pelos vários experimentos, mas foi possível observarmos o aumento dessa razão, que foi de 2,9% e 5,7%, respectivamente.

A Figura 6.15, mostra os resultados com os ajustes para os modelos QGSJET01C, DPMJET, VENUS, QGSJETII e SIBYLL 2.1, comparando-os com os resultados experimentais do MINOS Near e Far Detector. Podemos notar claramente que a curva mais próxima do ajuste dos dados experimentais foi a do modelo QGSJET01C. Na Figura 6.16, mostramos a curva dos ajustes dos dados experimentais, QGSJET01C, DPMJET, VENUS, QGSJETII e SIBYLL 2.1; onde indicamos com as setas os valores das energias críticas para os píons e káons.

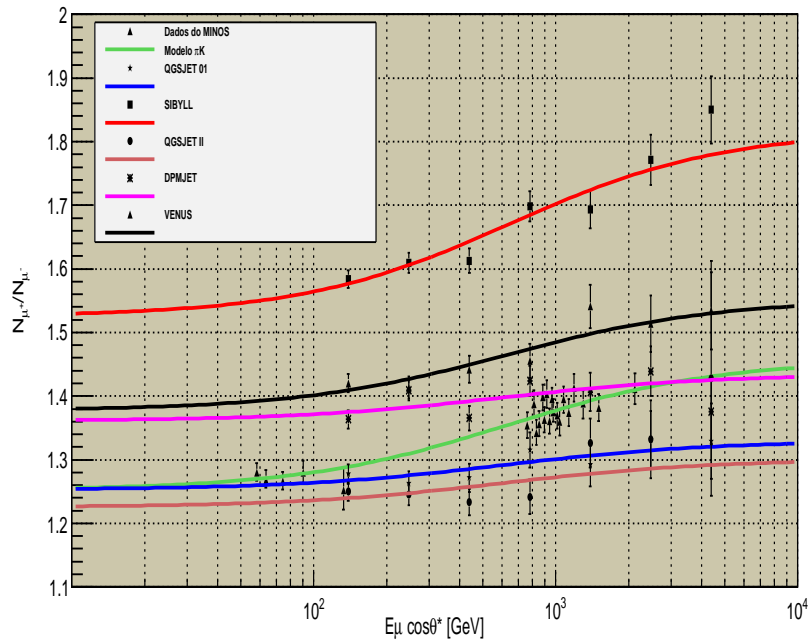


Figura 6.15: Razão da carga entre múons para diferentes modelos.

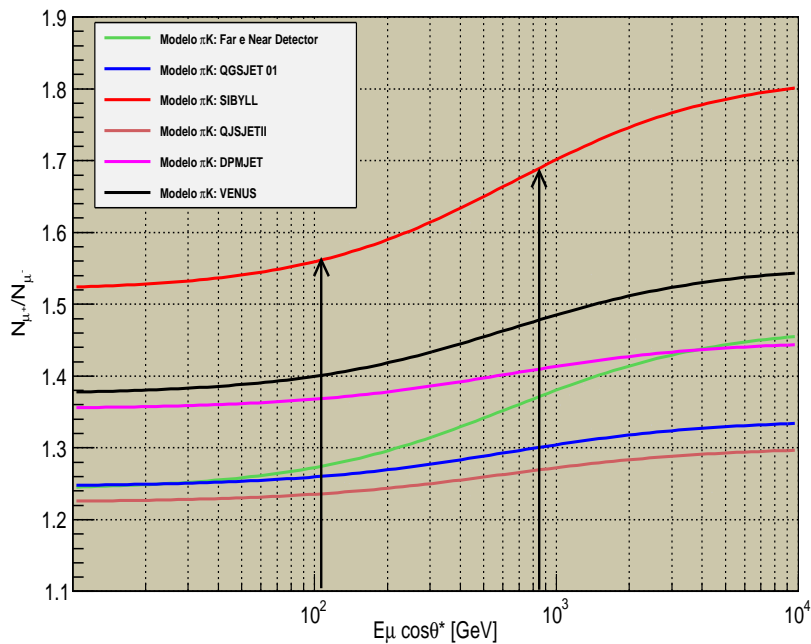


Figura 6.16: Ajuste da razão para alguns modelos. As setas indicam as energias críticas para os pions e káons.

A Tabela 6.2 mostra resumidamente os resultados obtidos para os parâmetros f_K e f_π e as porcentagens do aumento da razão, no intervalo da energia crítica

dos píons e da energia crítica dos káons. Os parâmetros foram encontrados fazendo ajuste com o modelo πK . A partir da curva do ajuste, consideramos que a razão no ponto da energia crítica dos píons é a razão inicial (r_μ^i), no ponto da energia crítica dos káons é a razão final (r_μ^f). Com isso, calculamos a porcentagem do aumento da razão, $\Delta r_\mu / r_\mu^i$.

Tabela 6.2: Valores dos parâmetros f_K e f_π e a porcentagem $\Delta r_\mu / r_\mu^i$ do aumento da razão para alguns modelos.

Modelo πK	f_π	f_K	$\Delta r_\mu / r_\mu^i$
MINOS	$0,548 \pm 0,002$	$0,70 \pm 0,01$	7,8%
QGSJET 01C	$0,550 \pm 0,006$	$0,61 \pm 0,03$	3,2%
SIBYLL	$0,611 \pm 0,004$	$0,67 \pm 0,02$	8,3%
VENUS	$0,571 \pm 0,005$	$0,70 \pm 0,03$	5,7%
DPMJET	$0,574 \pm 0,004$	$0,63 \pm 0,02$	2,9%
QGSJETII	$0,547 \pm 0,006$	$0,61 \pm 0,04$	2,4%

Podemos constatar que os cinco modelos discriminados na Tabela 6.2, conseguiram reproduzir a física envolvida no decaimento dos píons e káons em μ^+ . Essa física resulta no aumento da razão da carga entre múons atmosféricos quando passamos da escala GeV para escala TeV.

7 Conclusões

O entendimento das interações hadrônicas de altas energias ainda é muito limitado, pois pouco se conhece sobre a colisão nucleon-nucleon e principalmente sobre a colisão núcleo-núcleo. Por esse motivo existem diversas teorias e parametrizações, o que leva à construção de diferentes modelos de simulação. Embora todos os modelos concordem quanto aos princípios teóricos, cada um tem uma maneira diferente de tratar o desenvolvimento do chuva atmosférico. Esses modelos são atualizados continuamente, com novos dados de aceleradores e de raios cósmicos, possibilitando uma melhora dos mesmos. As interações hadrônicas de altas energias são relevantes no estágio inicial do chuva, determinando todo o desenvolvimento da cascata hadrônica e, conseqüentemente, da muônica.

O objetivo do trabalho foi determinar a razão da carga entre múons atmosféricos ($r_\mu = N_{\mu^+} / N_{\mu^-}$), a partir de dados obtidos por simulações. A razão foi calculada para diferentes intervalos de $E_\mu \cos\theta^$. Esse intervalo foi selecionado de tal forma que abrangesse desde a escala GeV até a escala TeV, para que pudéssemos observar a física envolvida no decaimento dos píons e káons entre o intervalo das energias críticas dos mesmos.*

Apresentamos um ajuste do experimento MINOS com dados do Near e do Far Detector, que revela um aumento significativo da razão, de 7,5% entre as energias críticas dos píons e káons. As propriedades dos píons e káons estão diretamente associadas a esse comportamento. Quando a energia está próxima da energia crítica dos píons, alguns GeV, a produção dos múons μ^+ é dominada pelo decaimento dos píons. Quando a energia aumenta para poucos TeV, próximo da energia crítica dos káons, a produção dos múons μ^+ não é mais dominada pelo decaimento dos píons, pois nessa escala de energia, os píons tendem a interagir antes de decair. Agora o

fator determinante para a geração dos múons μ^+ é dado pelo decaimento dos káons, o que faz com que a razão aumente. Esse fato está associado à produção de K^+ com bárions Λ ou Σ , na qual a sua produção é favorecida pelo espaço de fase, devido a quantidade de energia necessária para produzir essas partículas, suprimindo assim a produção de K^- juntamente anti-híperons.

As simulações foram feitas utilizando o código CORSIKA para diferentes modelos de interações hadrônicas. Foi feito um ajuste, com o modelo πK , dos dados obtidos pelas simulações. O modelo EPOS não conseguiu reproduzir a física esperada, que implica no aumento da razão, quando passamos da escala GeV para escala TeV. Já os modelos QGSJET 01C, QGSJET II, SIBYLL 2.1, DPMJET 2.55 e VENUS 4.12, conseguiram reproduzir de forma satisfatória o comportamento da curva, quando comparados com o ajuste dos dados do experimento MINOS. Para cada um desses modelos foram encontrados os parâmetros f_K e f_π e a porcentagem do aumento da razão. Com esses dados, foi possível constatar que há um aumento significativo da razão, quando passamos da escala GeV para escala TeV e que esse aumento é caracterizado pelas propriedades dos píons e káons.

Com o intuito de melhorar os resultados desse trabalho, pode-se: (i) incluir outros primários (He, \dots , Fe, \bar{p} .) na simulação; (ii) aumentar a estatística da simulação; (iii) diminuir a largura dos bins de energia dos primários e (iv) ampliar o intervalo da energia dos primários para que possamos explorar o intervalo de $E_\mu \cos\theta^* < 100$ GeV e > 5 TeV. Com essas implementações esperamos observar não apenas o comportamento físico associado aos píons e káons, mas também de partículas charmosas.

Referências Bibliográficas

- [1] GINZBURG, V.L. *Cosmic Ray Astrophysics*. **Physics Uspekhi**, 39 (2), 155-168, 1996.
- [2] CARLSON, P; ANGELIS, A. *Nationalism and Internationalism in Science: The Case of the Discovery of Cosmic Rays*. ArXiv:1012.5068v2, 28 Jan, 2011.
- [3] GRASHORN, E. W. *Astroparticle Physics with the MINOS Far Detector*. University of Minnesota, 2008.
- [4] BADALÀ A. et al. *Extensive Air Showers in the Classroom*. **European Journal of Physics**, 28, 903–913, 2007.
- [5] GAISSER T. K.; STANEV T. *High-energy Cosmic Rays*. **Nuclear Physics A**, 777, 98–110, 2006.
- [6] GAISSER, T. K. **Cosmic Rays and Particle Physics**. Cambridge University Press, primeira edição, 1990.
- [7] NAKAMURA K. et al. (Particle Data Group). **Journal of Physics G**, 37, 075021, 2010.
- [8] AMSLER C. et al. Particle Data Group. **Physics Letters B**, 667, 1, 2008.
- [9] STANEV, T. **High Energy Cosmic Rays**. Springer, segunda edição, 2010.
- [10] FERMI E. *On the Origin of the Cosmic Radiation*. **Physical Review**, 75, 1160, 1949.
- [11] BLANDFORD R. D.; OSTRICKER J. P. *Particle Acceleration by Astrophysical Shocks*. **The Astrophysical Journal**, 221, L29–L32, 1978.

- [12] KNOBBE, K. A. *The Cosmic Ray Energy Spectrum as Observed at the Pierre Auger Observatory*. The Ohio State University, 2009.
- [13] GAISSER, T. K. *The Cosmic-ray Spectrum: from the knee to the ankle*. **Journal of Physics: Conference Series**, 47, 15–20, 2006.
- [14] NAGANOT, M. et al. *Energy Spectrum of Primary Cosmic Rays Above 10^{17} eV Determined from Extensive Air Shower Experiments at Akeno*. **Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics**, 18, 423–442, 1992.
- [15] CHERRY, M. L. *An Abrupt Slowdown for Particles on the Fast Track*. **Physics**, 1, 9, 2008.
- [16] MATTHEWS, J. *A Heitler model of extensive air showers*. **Astroparticle Physics**, 22, 387–397, 2005.
- [17] COAN, T. E.; YE J. **Muon Physics**. v051110.0.
- [18] FAUTH, A.C. et al. *Demonstração Experimental da Dilatação do Tempo e da Contração do Espaço dos Múons da Radiação Cósmica*. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, 29, 585–591, 2007.
- [19] HORANDEL, J. *On the knee in the energy spectrum of cosmic rays*. **Astroparticle Physics**, 19, 193-220, 2003.
- [20] WENTZ, J. et al. *Simulation of Atmospheric Muon and Neutrino Fluxes with CORSIKA*. **Physical Review D**, 67, 073020, 2003.
- [21] SCHREINER, P. A. et al. *Interpretation of the Underground Muon Charge Ratio*. **Astroparticle Physics**, 32, 61-71, 2009.
- [22] ADAMSON, P. et al (MINOS Collaboration). *Measurement of the Underground Atmospheric Muon Charge Ratio Using the MINOS Near Detector*. **Physical Review D**, 83, 032011, 2011.

- [23] RIDKY, J. *Prompt Muons in Extended Air Showers. Proceedings 30th International Cosmic Ray Conference (ICRC)*, 2007.
- [24] ADAMSON, P. et al (MINOS Collaboration). *Measurement of the Atmospheric Muon Charge Ratio at TeV Energies with the MINOS Detector. Physical Review D*, 76, 052003, 2007.
- [25] ACHARD, P. et al. *Measurement of the Atmospheric Muon Spectrum from 20 to 3000 GeV. Physics Letters B*, 598, 15, 2004.
- [26] HAINO, S. et al. *Measurements of Primary and Atmospheric Cosmic-ray Spectra with the BESS–TeV Spectrometer. Physics Letters B*, 594, 35–46, 2004.
- [27] BOEZIO, M. et al. *Measurement of the Flux of Atmospheric Muons with the CAPRICE94 Apparatus. Physica Review D*, 62, 032007, 2000.
- [28] BAXENDALE, J. M. et al. *Precise Measurement of the Sea Level Muon Charge Ratio. Journal Physics G: Nuclear Particle Physics*, 1, 781, 1975.
- [29] VULPESCU, B. et al. *A Compact Detector for the Measurement of the Cosmic-ray Muon Charge Ratio. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 414, 205, 1998.
- [30] RASTIN, B. C. *A Study of the Muon Charge Ratio at Sea Level within the Momentum Range 4 to 2000 GeV/c. Journal Physics G: Nuclear Particle Physics*, 10, 1629, 1984.
- [31] HEBBEKER, T. et al. *A Compilation of High Energy Atmospheric Muon Data at Sea Level. Astroparticle Physics*, 18, 107, 2002.
- [32] ZIMMERMANN, D. et al. *The Cosmic Ray Muon Spectrum and Charge Ratio in CosmoALEPH. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 525, 141–143, 2004.

- [33] ASHLEY, G. K. et al. Charge Ratio of Ultra-high-energy Cosmic-ray Muons. **Physical Review D**, 12, 20, 1975.
- [34] MATSUNO, S. et al. Cosmic-ray Muon Spectrum up to 20 TeV at 89° zenith angle. **Physical Review D**, 29, 1, 1984.
- [35] AGAFONA, N. et al. Measurement of the Atmospheric Muon Charge Ratio with the OPERA Detector. **The European Physical Journal C**, 67, 25, 2010.
- [36] KHACHATRYAN, V. et al. Measurement of the Charge Ratio of Atmospheric Muons with the CMS Detector. **Physics Letters B**, 692, 83, 2010.
- [37] DIACONU C. The Physics of Deep Inelastic Scattering at HERA. DOI: 10.1142/9789812770417-0036, 27 March 2007.
- [38] LAPPI, T.; VENUGOPALAN, R. High Energy Scattering in Quantum Chromodynamics. ArXiv:0708.0047v1, 1 Aug, 2007.
- [39] GRIFFITHS, D. **Introduction to Elementary Particle**. John Wiley & Sons Inc, 1987.
- [40] MACHADO, M. V. T. **Um Modelo Partônico para a Difração Aplicada ao DIS**. Tese de mestrado da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, 1998.
- [41] OSTAPCHENKO, S. Status of QGSJET. ArXiv:0706.3784v1, 26 Jun, 2007.
- [42] ROESLER, S. et al. The Monte Carlo Event Generator DPMJET-III. ArXiv:hep-ph/0012252v1 19 Dec 2000.
- [43] ARAKELYAN, G. H. et al. Quark-Gluon String Model Description of Baryon Production in $K^\pm n$ Interactions. **Physics of Atomic Nuclei**, 70, 1110–1118, 2007.
- [44] KALMYKOV, N. N. et al. Quark-Gluon-String Model and EAS Simulation Problems at Ultra-High Energies. **Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)**, 52, 17–28, 1997.

- [45] ENGEL, R. *Hadronic interactions and extensive air showers*. **Journal of Physics**, 47, 213–221, 2006.
- [46] OSTAPCHENKO, S. et al. *Very High Energy Hadronic Interactions-Solution of the Main Puzzle*. **Proceedings 27th International Cosmic Ray Conference (ICRC)**, 2001.
- [47] APEL, W. D. et al. *A Test of the Hadronic Interaction Model EPOS with Air Shower Data*. **Journal Physics G: Nuclear Particle Physics**, 36, 035201, 2009.
- [48] OSTAPCHENKO, S. et al. *Hadronic Interactions in QGSJET II: Physics and Results*. **Proceedings 29th International Cosmic Ray Conference (ICRC)**, 2005.
- [49] Engel, R. et al. *Cosmic Ray Interaction Event Generator SIBYLL 2.1*. **Physical Review D**, 80, 094003, 2009.
- [50] OSTAPCHENKO, S. et al. *The New VENUS Model of Hadronic Interactions at Ultrarelativistic*. **Nuclear Physics B**, 52, 3-7, 1997.
- [51] ENGEL, R. *Models of Primary Interactions*. **Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)**, 122, 40–55, 2003.
- [52] CECCHINI, S. *Underground Experiments for Cosmic Ray Physics: Results and Future Projects*. **Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)**, 97, 48-65, 2001.
- [53] HECK, D.; PIEROG, T. **Extensive Air Shower Simulation with CORSIKA: A User's Guide (Version 6.9xx)**, 2009.
- [54] BRUN, R. **Root Use's Guide**, <http://root.cern.ch/root>.