

Estudo da Seção de Choque Total Próton-Próton usando Dados de Raios Cósmicos

Adriana Lima de Godoi

Orientador: Prof. Dr. José Bellandi Filho

*Este exemplar corresponde a redação final da tese
de doutorado defendida pela Sra. Adriana Lima de Godoi
e aprovada pela Comissão Julgadora*

J. Bellandi

Tese apresentada ao Instituto de Física Gleb Wataghin

para obtenção do título de Doutor em Física

Área: Raios Cósmicos

Campinas, UNICAMP, 1995



M

00076447-5

UNIDADE	IF
N.º CHAMADA:	T/UNICAMP
	G547E
COMANDO	25479
PROC.	433/95
C	<input type="checkbox"/>
	<input checked="" type="checkbox"/>
PREÇO	R\$ 11,00
DATA	16/09/95
N.º CPD	

TD/990 IFGW

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DO IFGW - UNICAMP

G547e Godoi, Adriana Lima de
 Estudo da seção de choque total próton-próton usando dados de raios cômicos /
 Adriana Lima de Godoi. -- Campinas, SP :
 [s.n.], 1995.

Orientador: José Bellandi Filho.
 Tese (doutorado) - Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física "Gleb Wataghin".

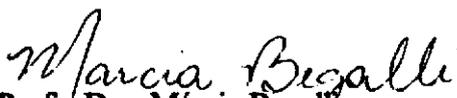
1. Interações próton-próton. 2. Chuveiros de raios cômicos. I. Bellandi Filho, José. II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física "Gleb Wataghin". III. Título.

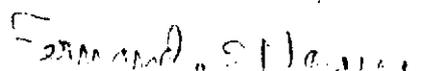
PARECER DE APROVAÇÃO
DEFESA DE TESE DE DOUTORADO DE
ADRIANA LIMA DE GODÓI

DATA: 15 / 08 / 95

BANCA EXAMINADORA:


- Prof. Dr. José Bellandi Filho (Orientador)


- Profa. Dra. Márcia Begalli


- Prof. Dr. Fernando Silveira Navarra


- Profa. Dra. Carola Dobrigkeit Chinellato


- Prof. Dr. José Augusto Chinellato

Banca Examinadora

- Prof. Dr. José Bellandi Filho (Orientador) - IFGW/UNICAMP
- Profa. Dra. Márcia Begalli - IF/UERJ
- Prof. Dr. Fernando Navarra - IF/USP
- Profa. Dra. Carola Dobrigkeit - IFGW/UNICAMP
- Prof. Dr. José Augusto Chinellato - IFGW/UNICAMP
- Prof. Dr. Antônio Bráz de Pádua - UEL (Suplente)
- Prof. Dr. Anderson Campos Fauth - IFGW/UNICAMP (Suplente)

*ao Joãozinho,
pelos anos felizes...*

Agradecimentos

nos: o primeiro;

ra na elaboração
sempre presente,
(co-orientador),
distância esteve

nto Carola e José
(!) e ao Marcelo

ue tiveram a boa
ente: dúvidas na
. Durães (USP);
ia e M. Hague-
o computador.

pelo apoio e pe-
uliana, Miriam e
Ao Luiz Mundim
é bom ter alguém
o LHC. Aos meus

conjuntos: o Prof.
interesse hoje nas

Gostaria de dividir os meus agradecimentos em quatro conju

das pessoas que além da amizade tiveram uma participação efetiva
deste trabalho. Estão nele o Prof. José Bellandi (orientador), e
discutindo pacientemente cada vírgula; o Prof. Roberto Covolan
cujas idéias renovaram o meu interesse pela Física e que mesmo à
sempre disposto a discutir qualquer problema.

Gostaria também de agradecer aos professores do departamen
Augusto, que fizeram parte de algumas bancas (e me aprovaram
Guzzo, principalmente pelas perguntas nos seminários...

Num outro conjunto, eu gostaria de agradecer às pessoas qu
vontade de esclarecer as dúvidas que me incomodavam imensame
implementação do IGM, esclarecidas pelo Prof. F. Navarra e F
dúvidas do ajuste UA4/2 esclarecidas pelos professores G. Matth
nauer (CERN) e ao Mário, nosso *system manager*, pela ajuda com

Por fim, gostaria de agradecer aos amigos pelas sugestões,
los cafés... aos amigos do departamento Álvaro, Ary, Gustavo, J
Veríssimo e de fora do departamento Carmen, Egberto e Valéria. A
(CERN), pelas discussões e pelo apoio. Ao Paolo (CERN), porque é
para quem podemos reclamar... e também pelas informações sobre o
pais e irmãos, pelo apoio constante.

O meu último agradecimento é para a intersecção dos co
Roberto Covolan e o José Montanha, os responsáveis pelo meu in
pequenas coisas e nas interações fortes... muito obrigada.

Este trabalho foi realizado com o apoio financeiro da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) e da Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP).

Um cientista em seu laboratório não é somente um técnico: é também uma criança colocada diante de fenômenos naturais que a impressionam como um conto de fadas. Não devemos deixar que acreditem que todo progresso científico se reduz a mecanismos, máquinas, engrenagens, que, aliás têm sua própria beleza... Também não acho que, em nosso mundo, o espírito de aventura corre o risco de desaparecer. Quando percebo ao meu redor algo de vital, trata-se exatamente desse espírito de aventura que parece inextirpável e assemelha-se à curiosidade.

Marie Curie

Conteúdo

Prefácio	2
1 Dados Experimentais	4
1.1 Dados de Aceleradores	4
1.2 Dados de Raios Cósmicos	7
2 Teoria	11
2.1 O Fluxo Nucleônico	11
2.2 O Modelo de Glauber	14
2.3 Elasticidade	16
2.3.1 O Modelo dos Glúons Interagentes (IGM)	17
2.3.2 O Modelo de Covolan e Montanha (MCM)	25
2.4 A Elasticidade Média	27
3 A Contribuição ND para a Seção de Choque Total	32
3.1 A seção de choque total pp a partir de dados de chuveiros extensos . .	34
3.2 Resultados	35
4 A Contribuição SD para Fluxos de Raios Cósmicos	39
4.1 O fluxo nucleônico e o fluxo hadrônico ao nível do mar	40
4.2 Resultados	40
5 A Seção de Choque Total Próton-Próton	45
5.1 A seção de choque total pp a partir de fluxos de raios cósmicos	46
5.2 A seção de choque de inelástica p -núcleo	47

5.3	A seção de choque de absorção p -núcleo	48
5.4	Resultados	51
6	Conclusões	55
A	A Espessura Nuclear	57
B	Parametrizações Úteis	59
	Abstract	60
	Bibliografia	61

Lista de Figuras

1.1	Dados experimentais de aceleradores. Círculos claros: seções de choque total próton-próton. Diamantes cheios: seções de choque total antipróton-próton. Quadrados cheios: medidas das colaborações CDF (acima) e E710 (abaixo) [4]	6
1.2	Fluxos de raios cósmicos ao nível do mar. Círculos claros: fluxo de prótons [9] . Círculos cheios: fluxo de nêutrons [10] . Diamantes claros e estrelas: fluxo hadrônico [11, 12]	9
2.1	Comparação da parametrização (linha sólida) com os raios quadráticos médios da distribuição de carga elétrica da Ref. [18] (círculos).	16
2.2	Colisão de dois prótons. (a) Os quarks não interagem na colisão entre os prótons. (b) Os glúons interagem formando um aglomerado excitado na região central.	18
2.3	(a) Formação das mini-bolas-de-fogo (MBF). (b) A bola-de-fogo central (BFC) é produzida.	19
2.4	Espaço de fase mostrando a região de atuação das interações <i>soft</i> e <i>semi-hard</i> . A região marcada próxima aos eixos corresponde a uma região proibida pelo modelo, pois não satisfaz à condição de elasticidade mínima. Essa região foi exagerada para uma melhor visualização	20

2.5	Seção de choque inelástica segundo a parametrização de Landshoff [30] (linha sólida). Seção de choque da interação <i>soft</i> (linha pontilhada). Seção de choque <i>semi-hard</i> (linha tracejada). A interação <i>semi-hard</i> passa a ser mais importante para energias mais altas.	22
2.6	Inelasticidade média no IGM.	23
2.7	a) Distribuição de inelasticidade para três energias diferentes. b) Espectro da partícula líder.	24
2.8	Processos difrativos simples.	25
2.9	Seção de choque total difrativa simples do MCM comparada com os valores experimentais do FNAL [32] , ISR [33] , Collider [34] e Tevatron [35, 1]	27
2.10	Seção de choque diferencial difrativa simples para a reação $pBe \rightarrow pX$, junto com os dados experimentais correspondentes [36] ($E = 450 \text{ GeV}$). A linha pontilhada corresponde ao corte mencionado no texto.	28
2.11	Dependência da seção de choque difrativa simples do MCM com a massa atômica [36]	28
2.12	O comportamento da elasticidade com a energia. Curva 1: $\langle x \rangle_{ND}$ dada pelo IGM. Curva 2: Eq. (2.55). Curva 3: elasticidade corrigida para incluir o efeito do ar, Eq. (2.56). Curva 4: elasticidade final, Eq. (2.59).	31
2.13	Esquema da divisão de energia nos processos inelásticos.	31
3.1	Dados de seção de choque total de aceleradores (quadrados e círculos) e extraídos do experimento Akeno (diamantes e triângulos). A curva é o resultado do ajuste da Colab. UA4/2 [4] . Os pontos de raios cósmicos estão ligeiramente deslocados na energia para maior clareza.	33

3.2	Dados de seção de choque total de aceleradores (quadrados e círculos). Os pontos de raios cósmicos são os obtidos neste capítulo usando elasticidade média crescente (triângulos claros) e elasticidade média decrescente (triângulos cheios). As curvas A e B são ajustes (veja os detalhes no texto). A curva entre as curvas A e B é o ajuste da Colab. UA4/2 [4]	36
3.3	Dados de σ_{in}^{p-ar} obtidos pela Colab. Akeno (diamantes) e pelo cálculo deste capítulo (triângulos cheios e claros). A curva sólida corresponde ao cálculo com o modelo de Glauber, enquanto que a linha tracejada é a parametrização de Liland [40]	38
4.1	Fluxo nucleônico ao nível do mar. Linha tracejada: só a contribuição ND. Linha sólida: contribuições ND e SD. Círculos claros, Ref. [10] . Círculos cheios: Ref. [9]	41
4.2	Fluxo nucleônico calculado para uma altitude de montanha. Os dados experimentais são da Ref. [42]	43
4.3	Fluxo hadrônico ao nível do mar. A linha sólida é o fluxo hadrônico calculado. Diamantes claros e estrelas, Refs. [11, 12]	44
5.1	Linha sólida: seção de choque inelástica. A correção de 5% para excluir os processos quase-elásticos não é visível no gráfico. Dados experimentais de seção de choque de absorção p-ar: Denisov <i>et al.</i> [44]	49
5.2	Linha sólida: seção de choque inelástica. A correção de 5% para excluir os processos quase-elásticos não é visível no gráfico. Dados experimentais de seção de choque de absorção p-ar: Carroll <i>et al.</i> [45]	50

5.3 Curva 1: σ_{in}^{p-ar} obtida com o modelo de Glauber, onde para σ_{tot}^{pp} foi usada a parametrização da Colab. UA4/2 [4] . Curva 2: σ_{abs}^{p-ar} calculada com a Eq. (5.1), onde para σ_{in}^{p-ar} foi usada a curva 1. Círculos claros e cheios: seção de choque de absorção p -ar obtida com a Eq. (5.2) e dados de fluxos de raios cósmicos [9, 10] . Triângulos: seção de choque de absorção p -ar medida no experimento Akeno [13] 51

5.4 Seção de choque total próton-próton obtida a partir de dados de raios cósmicos. Linha sólida: ajuste UA4/2 [4] . Círculos claros e cheios: de fluxos nucleônicos ao nível do mar [10, 9] . Quadrados: de fluxo nucleônico em altitude de montanha [42] . Diamantes e estrelas: do experimento Cascade [11, 12] . Triângulos claros e cheios: dos dados de Akeno (sem e com as contribuições difrativas). 52

5.5 Seção de choque inelástica p -ar obtida a partir de dados de raios cósmicos. Linha sólida: modelo de Glauber com σ_{tot}^{pp} da Colab. UA4/2 [4] . Os símbolos se referem aos mesmos dados experimentais da Fig. 5.4. 53

Lista de Tabelas

1.1	Dados de seções de choque obtidas em aceleradores [3]	6
1.2	Parâmetros do ajuste da Colab. UA4/2.	8
1.3	Fluxos primários em altíssimas energias da Colab. Akeno [8] .	9
1.4	Dados experimentais de Akeno [13]	11
3.1	Parâmetros do ajuste da Eq. (3.7).	38
B.1	Parâmetros da elasticidade.	60

Resumo

São obtidas seções de choque totais próton-próton em baixas energias, usando dados experimentais de fluxos de raios cósmicos e em altas energias, usando dados de chuviros extensos (EAS). Para baixas energias, os resultados são compatíveis com os dados de aceleradores; para a região de altíssimas energias, onde não existem dados de aceleradores, os resultados não violam o limite de Froissart para seções de choque totais.

Prefácio

Neste trabalho é apresentada uma análise de dados de raios cósmicos com o objetivo de determinar seções de choque totais num amplo espectro de energia: desde o intervalo de energia onde existem dados de aceleradores até a região de altíssimas energias onde há somente dados de radiação cósmica.

O procedimento de análise está baseado nas soluções analíticas das equações de difusão para as cascatas hadrônicas na atmosfera. Essas soluções analíticas foram obtidas considerando que o fluxo hadrônico na atmosfera depende de duas quantidades físicas que podem, em princípio, ser determinadas experimentalmente: a seção de choque inelástica próton-ar e a elasticidade, fração de energia carregada pela partícula líder após as colisões na atmosfera.

A seção de choque inelástica próton-ar pode ser determinada a partir de dados de espalhamento próton-núcleo na região de baixas energias e extrapolada para a região de altíssimas energias. Esse procedimento, no entanto, se revela incorreto quando se analisa dados de raios cósmicos na região de alguns TeV's. Quanto à elasticidade, ou distribuição de partícula líder, os dados experimentais de aceleradores são insuficientes para uma conclusão definitiva sobre o seu comportamento com a energia.

No Cap. 1 são apresentados os dados experimentais utilizados nesta tese, os quais provém de aceleradores e de experimentos que medem fluxos de raios cósmicos ou que estudam chuviscos extensos.

No Cap. 2 são apresentados os formalismos teóricos necessários para o entendimento dos capítulos seguintes, começando pela derivação do cálculo do fluxo nucleônico. Em seguida, relembramos o Modelo de Glauber; uma vez que as cas-

catas hadrônicas ocorrem na atmosfera, esse modelo é muito útil para descrever os múltiplos espalhamentos que sofre um núcleon com os núcleons de um núcleo. Por fim, antes de apresentar nossa visão de como a elasticidade deve ser corretamente calculada, incluindo as contribuições dos diversos processos que ocorrem nas interações entre hádrons e entre hádrons e núcleos da atmosfera, são apresentados o Modelo dos Glúons Interagentes (IGM) e o Modelo de Covolan e Montanha (MCM), ambos muito recentes. São complementares no sentido de que o primeiro é baseado na QCD e descreve os processos não-difrativos que ocorrem na região central, enquanto que o segundo é um modelo fenomenológico, baseado na Teoria dos Pólos de Regge, que descreve processos difrativos e que se aplica quando a QCD perturbativa deixa de ser válida.

No Cap. 3, a seção de choque total próton-próton é derivada na região de altíssimas energias (≈ 10 TeV), usando dados de chuveiros extensos da Colab. Akeno; para a elasticidade é usada uma função crescente com a energia e depois uma função decrescente. Com isso, podemos estabelecer um comportamento para a elasticidade que será adotada nos capítulos seguintes e ao mesmo tempo derivar a seção de choque total pp em uma região, onde ainda não existem dados de aceleradores.

Usando o MCM, no Cap. 4, as contribuições difrativas são incluídas no cálculo de fluxos hadrônicos, via elasticidade média, e o seu efeito é analisado.

No Cap. 5, a seção de choque total pp é extraída a partir de dados de fluxos de raios cósmicos nas energias do ISR e do Collider. Também são analisados os dados de chuveiros extensos de Akeno, só que agora considerando as contribuições difrativas no cálculo da elasticidade.

Capítulo 1

Dados Experimentais

Neste capítulo é feita uma compilação dos dados experimentais que são utilizados ao longo desta tese. Esses dados provém de aceleradores e de experimentos com raios cósmicos.

1.1 Dados de Aceleradores

O estudo da seção de choque total, quantidade que descreve a probabilidade de interação entre partículas numa colisão, sempre foi muito importante em Física Nuclear e de Partículas Elementares. Para \sqrt{s} de apenas alguns GeV's ¹, a seção de choque total de hádrons possui uma complexa estrutura de picos e ressonâncias, o que revela a formação de estados hadrônicos excitados. Em altas energias, o comportamento é mais suave.

As seções de choque totais próton-próton, σ_{tot}^{pp} , e antipróton-próton, $\sigma_{tot}^{\bar{p}p}$, foram medidas no ISR (*Intersecting Storage Rings*) e no SPS Collider, ambos no CERN (Suíça), e mais recentemente no Tevatron, Fermilab (Estados Unidos). Os dados do ISR revelaram que a seção de choque total pp cresce, após alcançar um valor mínimo de aproximadamente 38 mb no intervalo de energia de $12 < \sqrt{s} < 15$ GeV. Posteriormente, medidas do Collider para a seção de choque $\bar{p}p$ confirmaram essa tendência de crescimento acentuado, renovando o interesse no estudo do comportamento assintótico das interações hadrônicas.

¹O símbolo \sqrt{s} usualmente denota a energia total invariante no sistema do centro de massa e E a energia no sistema do laboratório. Essas duas quantidades são relacionadas por $s = m_1^2 + m_2^2 + 2m_1E$, onde m_1 e m_2 são as massas das duas partículas colidentes.

Tabela 1.1: Dados de seções de choque obtidas em aceleradores [3].

\sqrt{s} (GeV)	σ_{tot} (mb)	σ_{el} (mb)	σ_{in} (mb)	σ_{SD} (mb)	σ_{ND} (mb)
53 ~ 63	~ 44	~ 7.7	36	~ 7	~ 29
200	51.6 ± 0.4	~ 9.6	41.8 ± 0.6	4.8 ± 0.6	~ 37
540	61.9 ± 1.5	13.3 ± 0.6	48.6 ± 1.6	9.4 ± 0.7	~ 39
900	65.3 ± 2.2	~ 15	50.3 ± 1.4	7.8 ± 1.6	~ 42.5
1800 (E710)	72.8 ± 3.1	-	-	-	-
1800 (CDF)	80.03 ± 2.24	19.70 ± 0.85	60.33 ± 1.40	9.46 ± 0.44	50.87 ± 1.84

Atualmente, a situação dos dados de energia mais alta para as seções de choque pp e $\bar{p}p$ ainda não está completamente definida. Os últimos dados experimentais de acelerador são os das colaborações E710 [1] e CDF [2], do Fermilab, que publicaram resultados distintos para $\sigma_{\text{tot}}^{\bar{p}p}$ obtidos no Tevatron ($\sqrt{s} = 1.8$ TeV)

$$\text{E710} \rightarrow \sigma_{\text{tot}}^{\bar{p}p} = 72.8 \pm 3.1 \text{ mb},$$

$$\text{CDF} \rightarrow \sigma_{\text{tot}}^{\bar{p}p} = 80.03 \pm 2.24 \text{ mb}.$$

Uma compilação de dados experimentais de seções de choque é apresentada na Tab. 1.1.

Uma parametrização muito utilizada para descrever os dados experimentais existentes para seções de choque totais pp ($\bar{p}p$) é a da Colab. UA4/2 do CERN [4]. A Fig. 1.1 mostra o resultado dessa parametrização comparado com os dados experimentais. Ela foi obtida por meio de um ajuste simultâneo dos dados de seção de choque total e da razão ρ entre a parte real e a parte imaginária da amplitude de espalhamento elástico para frente ($-t = 0 \text{ GeV}^2$). Com esta técnica e dados de σ_{tot}^{pp} e ρ no intervalo de energia de $5 < \sqrt{s} \text{ (GeV)} < 62$, Amaldi *et al.* [5] conseguiram prever com sucesso a seção de choque total para o Collider. As chamadas *relações de dispersão* (que conectam os dados de σ_{tot}^{pp} e ρ) são importantes, pois para obter

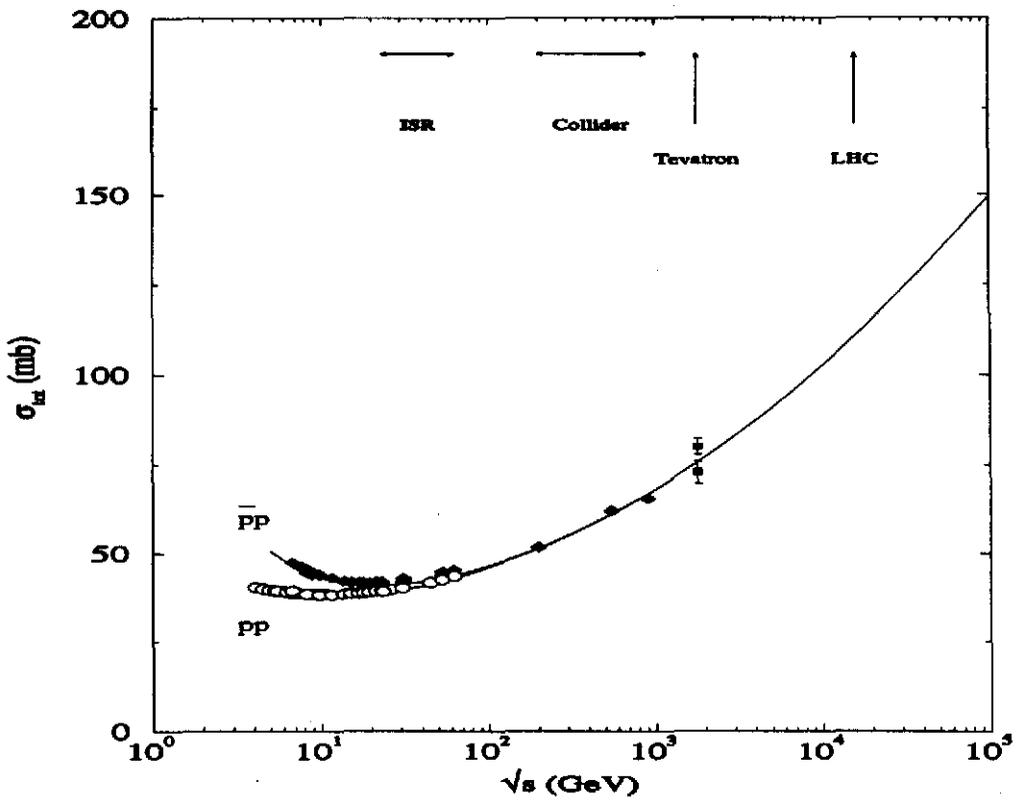


Figura 1.1: Dados experimentais de aceleradores. Círculos claros: seções de choque total próton-próton. Diamantes cheios: seções de choque total antipróton-próton. Quadrados cheios: medidas das colaborações CDF (acima) e E710 (abaixo) [4].

valores de ρ em energias finitas (energias nas quais essa razão é medida) é necessário fazer uma integral, que envolve σ_{tot}^{pp} , que vai até energias infinitas. Isto significa que se a dependência com a energia da seção de choque total não estiver correta, o valor obtido para ρ é totalmente errado. Para evitar as discrepâncias entre as medidas de σ_{tot}^{pp} feitas no Tevatron, foram utilizados apenas dados até $\sqrt{s} = 546$ GeV, parametrizados pela expressão

$$\sigma_{\mp}^{tot} = A_1 E^{-N_1} \mp A_2 E^{-N_2} + \sigma_{\infty}, \quad (1.1)$$

onde o sinal $- (+)$ se refere às colisões pp ($\bar{p}p$); $A_1 E^{-N_1}$ e $A_2 E^{-N_2}$ são termos de Regge que predominam em baixas energias e

$$\sigma_{\infty} = C_0 + C_2 (\ln s/s_0)^{\alpha} \quad (1.2)$$

Tabela 1.2: Parâmetros do ajuste da Colab. UA4/2.

Parâmetro	Valor
A_1	42.5
N_1	0.45
A_2	25.5
N_2	0.565
C_0	30.0
C_2	0.103
α	2.25

predomina nas altas energias. Aqui o fator de escala s_0 vale 1 GeV^2 e os parâmetros do ajuste estão na Tab. 1.2.

Está ainda em fase de projeto o *Large Hadron Collider* (LHC) no CERN, Suíça, que deverá entrar em operação dentro de 8 a 10 anos. Quando estiver pronto, 90% de seu tempo de operação será destinado a medidas de colisões próton-próton (os outros 10% a medidas de colisões com íons pesados), que permitirão valores experimentais mais precisos para seções de choque pp na região de aproximadamente 14 TeV.

1.2 Dados de Raios Cósmicos

Informações sobre fluxos nucleônicos são obtidas através das partículas secundárias originadas pelas interações das partículas primárias com a atmosfera.

Medidas de fluxo primário são realizadas por meio de balões estratosféricos pela Colab. JACEE [6] em várias faixas de energia das partículas primárias. Neste trabalho, é usado o espectro primário [7] medido no intervalo de energia de $50 < E \text{ (GeV)} < 10^3$, o qual foi parametrizado como

$$F_N(E, t = 0) = 2.0 \times E^{-2.75} (\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{GeV})^{-1} \quad (1.3)$$

Tabela 1.3: Fluxos primários em altíssimas energias da Colab. Akeno [8].

A ($\text{m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{eV}$) ⁻¹	E_c (eV)	γ_e	Intervalo de energia (eV)
$(5.7 \pm 1.6) \times 10^{-20}$	$10^{14.5}$	2.62 ± 0.12	$10^{14.5} \sim 10^{15.7}$
$(3.4 \pm 0.3) \times 10^{-23}$	$10^{15.7}$	3.02 ± 0.03	$10^{15.7} \sim 10^{17.8}$
$(1.5 \pm 0.1) \times 10^{-29}$	$10^{17.8}$	3.16 ± 0.08	$10^{17.8} \sim 10^{18.8}$
$(1.0 \pm 0.1) \times 10^{-32}$	$10^{18.8}$	2.8 ± 0.3	$10^{18.8} \sim 10^{19.8}$

onde $t = 0$ é a *profundidade* no topo da atmosfera ².

Para altas energias, é utilizado nesta tese o espectro primário medido pela Colab. Akeno [8], em 1992, no Japão. Os dados experimentais foram ajustados conforme a seguinte parametrização

$$F_N(E, t = 0) = A(E_0/E_c)^{\gamma_e} (\text{m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{eV})^{-1}, \quad (1.4)$$

onde os parâmetros do ajuste são mostrados na Tab. 1.3.

Brooke e Wolfendale [9] mediram o fluxo de prótons, ao nível do mar, durante 1960-62, na Inglaterra (Fig. 1.2). Eles usaram um espectrógrafo de raios cósmicos, compreendendo um eletromagneto com um contador Geiger e detectores *flash-tube* de nêonio, que permitia cobrir o intervalo de energia de $0.75 \leq E$ (GeV) ≤ 79 . Ashton *et al.* [10] em 1968, na Inglaterra, realizaram medidas de fluxo de nêutrons no intervalo de energia de $50 < E$ (GeV) $< 10^3$, usando detectores *flash-tube* de nêonio, absorvedores de ferro e cintiladores líquidos (Fig. 1.2).

Recentemente (1993, Alemanha), foram feitas medidas de fluxos hadrônicos

²A profundidade atmosférica é definida como

$$t(\text{g}/\text{cm}^2) = \int_Z^\infty \rho(z') dz'$$

onde Z é a altitude e $\rho(Z)$ é a densidade do ar. Em geral, a dependência de $\rho(Z)$ com a temperatura é desprezada. No topo da atmosfera $t = 0 \text{ g}/\text{cm}^2$ e ao nível do mar $t = 1030 \text{ g}/\text{cm}^2$.

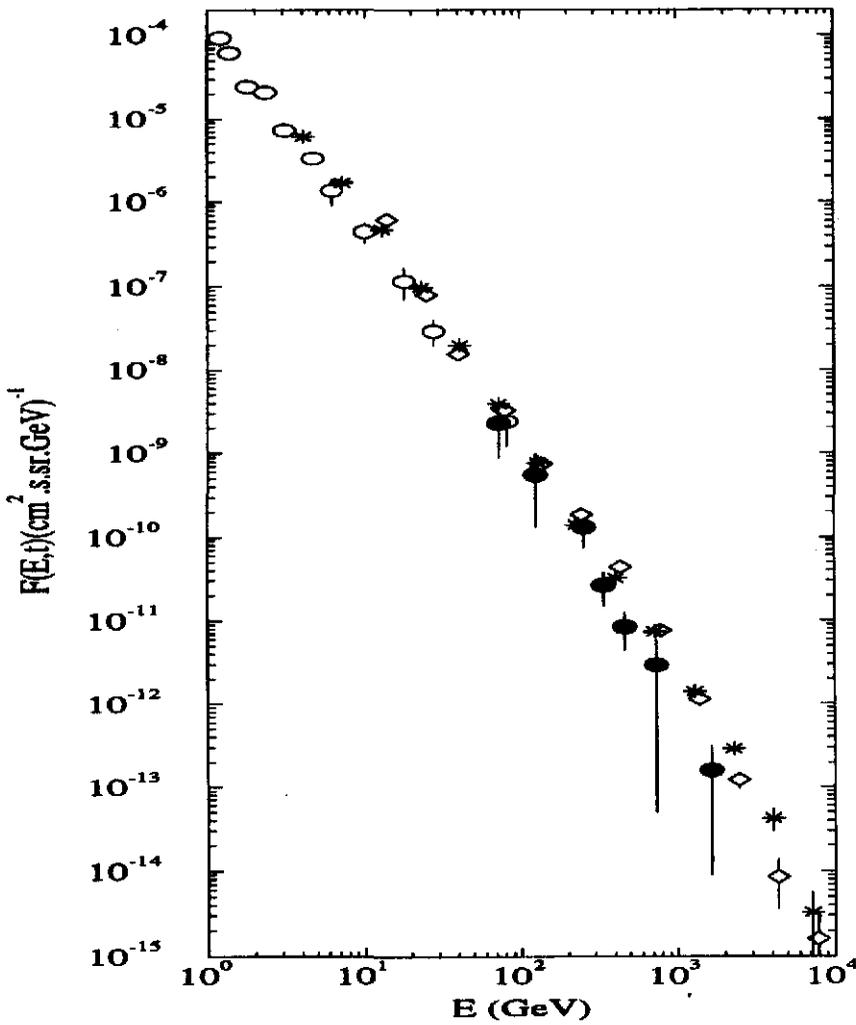


Figura 1.2: Fluxos de raios cósmicos ao nível do mar. Círculos claros: fluxo de prótons [9]. Círculos cheios: fluxo de nêutrons [10]. Diamantes claros e estrelas: fluxo hadrônico [11, 12].

ao nível do mar, no intervalo de energia de $1 < E(\text{GeV}) < 10^5$, pelo calorímetro hadrônico do experimento Kascade [11, 12]. A Fig. 1.2 mostra os dados de fluxos nucleônicos e de fluxos hadrônicos. Note que os fluxos de hádrons são maiores que os fluxos de núcleons, pois incluem a contribuição dos píons carregados.

Nos últimos dez anos, o Observatório de Raios Cósmicos Akeno (Japão) vem acumulando dados de chuveis extensos na atmosfera que permitem medir a seção de choque de absorção p -ar. O procedimento usado consiste basicamente na medida do número total de elétrons N_e e múons N_μ na cascata iniciada por partículas

Tabela 1.4: Dados experimentais de Akeno [13].

\sqrt{s} (TeV)	Λ (g/cm ²)	$\sigma_{\text{abs}}^{p\text{-ar}}$ (mb)	$\sigma_{\text{in}}^{p\text{-ar}}$ (mb)
6.05	75.2 ± 4.7	320 ± 20	480 ± 33
7.97	72.9 ± 5.1	333 ± 23	500 ± 38
10.51	67.3 ± 38	358 ± 20	537 ± 33
13.86	71.3 ± 7.9	338 ± 37	507 ± 61
18.27	72.5 ± 8.6	332 ± 40	498 ± 64
24.08	65.7 ± 79	367 ± 44	550 ± 72

primárias na atmosfera com mesma energia E_0 . O comprimento de atenuação observado Λ é então determinado através de

$$f(N_e, N_\mu, \theta) = f(N_e, N_\mu) \exp[-t(\sec \theta - 1)/\Lambda] \quad (1.5)$$

onde $f(N_e, N_\mu, \theta)$ é a frequência dos chuueiros com dado N_e e N_μ no ângulo zenital θ e na profundidade atmosférica t (no Observatório Akeno $t = 920$ g/cm²).

A relação entre Λ e a seção de choque de absorção p -ar $\sigma_{\text{abs}}^{p\text{-air}}$ é dada por ³

$$\Lambda = \frac{2.41 \times 10^4}{\sigma_{\text{abs}}^{p\text{-ar}} \text{ (mb)}} \text{ (g/cm}^2\text{)}. \quad (1.6)$$

Os valores experimentais de Λ e $\sigma_{\text{abs}}^{p\text{-ar}}$ (mb) medidos pela Colab. Akeno [13] estão na Tab. 1.4. Nessa tabela também se encontram os valores obtidos pela Colab. Akeno para $\sigma_{\text{in}}^{p\text{-ar}}$ que são discutidos no Cap. 3.

³O comprimento de atenuação está relacionado com a seção de choque de absorção p -ar através de

$$\Lambda = \frac{\rho V}{\sigma_{\text{abs}}^{p\text{-ar}} N} = \frac{M_A}{\sigma_{\text{abs}}^{p\text{-ar}}}$$

onde ρ é a densidade do ar e N é o número de partículas com massas M_A contidas no volume V . Tomando a massa atômica do ar $A = 14.5$ u.m.a., $1 \text{ u.m.a} = 1.66 \times 10^{-24}$ g e lembrando que $1 \text{ mb} = 10^{-27} \text{ cm}^2$, chegamos no fator 2.41×10^4 que aparece na equação acima.

Capítulo 2

Teoria

Neste capítulo são apresentados os formalismos teóricos necessários para a análise dos dados de raios cósmicos. Primeiramente é apresentado o cálculo do fluxo nucleônico na atmosfera feita por Bellandi *et al.* [14]. A seguir, é feita uma revisão do modelo de Glauber, que descreve os múltiplos espalhamentos de um núcleon por um núcleo. E finalmente, são apresentados os modelos de interações fortes que são utilizados nos cálculos de seções de choque.

2.1 O Fluxo Nucleônico

O fluxo nucleônico é governado por duas quantidades físicas que são funções da energia: o livre-caminho-médio de interação, $\lambda(E)$, inversamente proporcional à seção de choque inelástica p -ar e a elasticidade, fração da energia carregada pela partícula líder após a colisão. O problema da cascata nucleônica pode ser assim resumido: queremos descrever a propagação dos núcleons (prótons e nêutrons) que chegam no topo da atmosfera (fluxo primário) e interagem com os núcleos atmosféricos produzindo partículas secundárias (píons, múons, fótons, entre outras). Esta propagação é descrita pela solução da equação de difusão dada por

$$\frac{\partial F_N(E, t)}{\partial t} = -\frac{F_N(E, t)}{\lambda(E)} + \int_0^1 dx \int_0^{+\infty} f_{E_0}(x) \delta[E - xE_0] \frac{F_N(E_0, t)}{\lambda(E_0)} dE_0 \quad (2.1)$$

onde $F(E, t)$ é o fluxo diferencial de núcleons na profundidade atmosférica t com energia entre E e $E + dE$. O primeiro termo do lado direito corresponde à perda

de núcleons por livre-caminho-médio de interação que estão interagindo e saindo do intervalo de energia entre E e $E + dE$ e o segundo corresponde aos núcleons que após a interação entram nesse intervalo de energia. A condição de contorno para a solução dessa equação é

$$F_N(E, t = 0) = N_0 E^{-(\gamma+1)}, \quad (2.2)$$

que é o espectro primário das partículas no topo da atmosfera.

Bellandi *et al.* [14] assumem que a função $f_{E_0}(x)$, que é a distribuição da elasticidade, é dada por

$$f_{E_0}(x) = \delta[x - \langle x(E_0) \rangle] = \delta[x - (1 - \langle K(E_0) \rangle)] \quad (2.3)$$

onde

$$\langle K(E_0) \rangle = 1 - \langle x(E_0) \rangle \quad (2.4)$$

é a inelasticidade média.

Assim temos uma distribuição em torno do valor médio da elasticidade, sendo $\langle x(E_0) \rangle$ determinado a partir da distribuição da partícula líder. Então, o fluxo diferencial $F(E, t)$ obedece à seguinte equação diferencial

$$\frac{\partial F_N(E, t)}{\partial t} = -\frac{F_N(E, t)}{\lambda(E)} + \int_0^{+\infty} \delta[E - (1 - \langle K(E_0) \rangle)E_0] \frac{1}{\lambda(E_0)} F_N(E_0, t) dE_0. \quad (2.5)$$

Considerando que o livre-caminho-médio e a inelasticidade média são funções bem comportadas, podemos aproximá-las em intervalos de energia por

$$\begin{aligned} \lambda_N(E) &= \lambda_N^0 E^{-\alpha}, \\ \langle K(E) \rangle &= k_0 E^\beta, \end{aligned} \quad (2.6)$$

onde λ_N^0 , α , k_0 e β são constantes.

Aplicando a transformada de Mellin, que é definida como

$$f(s, t) = \int_0^{+\infty} E^s F_N(E, t) dE \quad (2.7)$$

temos

$$\begin{aligned} \frac{\partial f(s, t)}{\partial t} &= -\frac{1}{\lambda_N^0} \int_0^{+\infty} dE E^{s+\alpha} F_N(E, t) \\ &+ \int_0^{+\infty} dE E^s \int_0^{+\infty} dE_0 \delta[E - (1 - \langle K(E_0) \rangle) E_0] \frac{F_N(E_0, t)}{\lambda_N(E_0)} \end{aligned} \quad (2.8)$$

ou seja,

$$\frac{\partial f(s, t)}{\partial t} = -\frac{1}{\lambda_N^0} f(s + \alpha, t) + \int_0^{+\infty} dE_0 [1 - \langle K(E_0) \rangle]^s E_0^s \frac{F_N(E_0, t)}{\lambda_N(E_0)} \quad (2.9)$$

e a condição (2.2) torna-se

$$f(s, 0) = \frac{N_0}{\gamma - s}. \quad (2.10)$$

Como $\langle K(E_0) \rangle < 1$, o termo $[1 - \langle K(E_0) \rangle]^s$ pode ser expandido na forma binomial

$$[1 - \langle K(E_0) \rangle]^s = \sum_{m=0}^s \binom{s}{m} (-1)^m [\langle K(E_0) \rangle]^m \quad (2.11)$$

e com isso a Eq. (2.9) é reescrita como

$$\begin{aligned} \frac{\partial f(s, t)}{\partial t} &= -\frac{1}{\lambda_N^0} f(s + \alpha, t) + \int_0^{+\infty} dE_0 E_0^s \sum_{m=0}^s \binom{s}{m} (-k_0)^m E_0^{m\beta + \alpha} \frac{F_N(E_0, t)}{\lambda_N^0} \\ &= \frac{1}{\lambda_N^0} \sum_{m=1}^s \binom{s}{m} (-k_0)^m f(s + m\beta + \alpha, t). \end{aligned} \quad (2.12)$$

Com a ajuda dos operadores

$$\hat{\sigma}_i f(s, t) = f(s + i, t) \quad i \equiv (\alpha \text{ ou } \beta), \quad (2.13)$$

a solução da Eq. (2.12) é obtida

$$f(s, t) = \exp \left[\frac{t}{\lambda_n^0} \sum_{m=1}^s \binom{s}{m} (-k_0)^m \hat{\sigma}_\beta^m \hat{\sigma}_\alpha \right] \frac{N_0}{\gamma - s}. \quad (2.14)$$

Expandindo a exponencial

$$f(s, t) = \left[1 + \frac{t}{\lambda_n^0} \sum_{m=1}^s \binom{s}{m} (-k_0)^m \hat{\sigma}_\beta^m \hat{\sigma}_\alpha + \dots \right] \frac{N_0}{\gamma - s}, \quad (2.15)$$

aplicando a anti-transformada de Mellin, que é definida como

$$F_N(E, t) = \frac{1}{2\pi i} \oint ds \frac{1}{E^{s+1}} f(s, t) \quad (2.16)$$

e considerando que $\beta, \alpha \ll 1$, um cálculo aproximado nos permite obter

$$F_N(E, t) = N_0 E^{-(\gamma+1)} \exp[-t/\Lambda(E)], \quad (2.17)$$

com

$$\Lambda(E) = \frac{\lambda_{in}^{p-\alpha r}(E)}{1 - \langle x \rangle^{p-\alpha r}(E)^\gamma} \quad (2.18)$$

que é chamado *comprimento de atenuação*. Aqui, o livre-caminho-médio foi reescrito $\lambda_{in}^{p-\alpha r}(E)$ para lembrar a sua dependência com o ar. Observando o resultado obtido para o fluxo diferencial nucleônico dado pela Eq. (2.17), notamos que a atmosfera age como um filtro, atenuando o fluxo primário. A solução da equação de difusão é semelhante ao resultado clássico [15] quando a seção de choque inelástica p -ar e a elasticidade são consideradas constantes. A diferença fundamental é que, nesse caso, o comprimento de atenuação é dado por

$$\Lambda(E) = \frac{\lambda}{1 - \langle x^\gamma \rangle}. \quad (2.19)$$

2.2 O Modelo de Glauber

O modelo de Glauber é muito utilizado para descrever os múltiplos espalhamentos de um hádron h dentro de um núcleo A . Nesse modelo a seção de choque total e a seção de choque elástica hádron-núcleo podem ser escritas como [16]

$$\sigma_{tot}^{hA} = 2 \int d^2b \left\{ 1 - \exp \left[-(1/2) \sigma_{tot}^{hN} T(b) \right] \right\}, \quad (2.20)$$

$$\sigma_{el}^{hA} = \int d^2b \left\{ 1 - \exp \left[-(1/2) \sigma_{tot}^{hN} T(b) \right] \right\}^2, \quad (2.21)$$

onde a função $T(b)$ é a *espessura nuclear*

$$T(b) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(\mathbf{b}, z) dz, \quad (2.22)$$

que depende do parâmetro de impacto \mathbf{b} e da densidade nuclear $\rho(\mathbf{r})$ (veja o Apêndice A).

Assim, partindo da definição de seção de choque inelástica

$$\sigma_{in}^{hA} \equiv \sigma_{tot}^{hA} - \sigma_{el}^{hA} \quad (2.23)$$

temos

$$\sigma_{in}^{hA} = \int d^2b \left\{ 1 - \exp \left[-\sigma_{tot}^{hN} T(b) \right] \right\}. \quad (2.24)$$

Nesta tese, para calcular $T(b)$ é usada a parametrização de Durand e Pi [17] para a densidade nuclear $\rho_A(\mathbf{r})$ ¹

$$\rho_A(\mathbf{r}) = \frac{4}{\pi^{\frac{3}{2}} a_0^3} \left[1 + \frac{1}{6} (A - 4) \frac{r^2}{a_0^2} \right] \exp \left[-\frac{r^2}{a_0^2} \right], \quad (2.25)$$

com o parâmetro a_0 obtido através de

$$\langle r_{ch}^2 \rangle_A = \left[\frac{5}{2} - \frac{4}{A} \right] a_0^2 + \langle r_{ch}^2 \rangle_p, \quad (2.26)$$

onde são usados os valores experimentais para os raios quadráticos médios da distribuição de carga elétrica $\langle r_{ch}^2 \rangle_p^{1/2} = 0.81 \pm 0.02$ fm, $\langle r_{ch}^2 \rangle_O^{1/2} = 2.72 \pm 0.02$ fm e $\langle r_{ch}^2 \rangle_N^{1/2} = 2.55 \pm 0.02$ fm (a composição do ar é assumida como 21% de ¹⁶O e 79% de ¹⁴N).

Quando a quantidade a ser calculada não é muito sensível a pequenas va-

¹Como os resultados para σ_{tot}^{pp} e para σ_{in}^{p-ar} são comparados com os do grupo Akeno, por consistência a densidade nuclear é a mesma usada por eles.

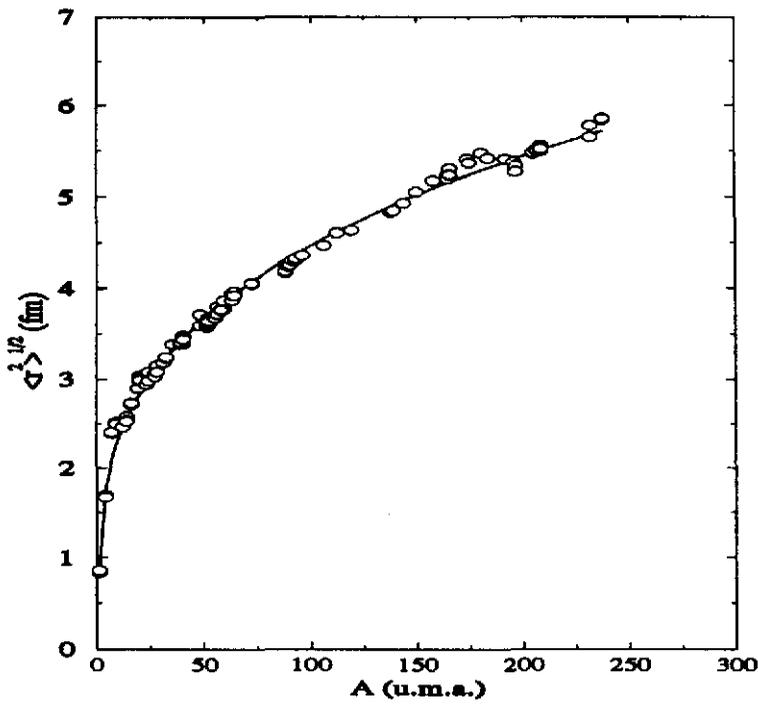


Figura 2.1: Comparação da parametrização (linha sólida) com os raios quadráticos médios da distribuição de carga elétrica da Ref. [18] (círculos).

riações desses raios, podemos utilizar a seguinte parametrização

$$\langle r_{ch}^2 \rangle^{1/2} = 1.22 \times A^{0.28} - 0.37 \times A^{-2.44} \quad (2.26)$$

obtida a partir de raios da Ref. [18] (Fig. 2.1).

2.3 Elasticidade

Conforme já vimos, a elasticidade x é definida como a fração da energia total invariante que é retida pela partícula líder (aquela que carrega a maior fração da energia após a colisão). A fração de energia complementar, que é destinada à produção de partículas secundárias, é chamada de inelasticidade K . Este fato é sempre observado experimentalmente em termos de médias

$$\langle x \rangle + \langle K \rangle = 1. \quad (2.27)$$

O comportamento da elasticidade com a energia ainda é uma questão em

aberto [19]. Em aceleradores, o espectro de partícula líder foi estudado somente para a região de energia do ISR [20], mostrando uma distribuição achatada e uma elasticidade média aproximadamente 0.5. Contudo, não existem análises similares no SPS Collider ou no Tevatron. O comportamento da elasticidade média com a energia, extraído a partir de dados de fluxo nucleônico na atmosfera [21], é compatível com o resultado do ISR. Informações sobre a elasticidade média também são conseguidas através de dados de aceleradores via distribuição da densidade de pseudo-rapidez de partículas carregadas (veja [22] e as referências lá citadas). Contudo, todos esses métodos não são suficientes para a determinação precisa do seu comportamento com a energia. Vários modelos foram propostos para a distribuição da partícula líder com resultados contraditórios: para alguns modelos [23, 24, 25] a elasticidade média é uma função decrescente com a energia, enquanto para outros [26, 27, 28], é uma função crescente. Analisando dados de raios cósmicos, Bellandi *et al.* [22] concluíram que uma descrição adequada de fluxos na atmosfera só é possível quando a elasticidade média é decrescente com a energia.

Como teste para estabelecer o comportamento da elasticidade média, no próximo capítulo, são comparados os resultados de seção de choque total pp , obtidos via elasticidade média crescente e decrescente. Para isto é utilizado o Modelo dos Glúons Interagentes. Em seguida, para levar em conta a contribuição dos processos difrativos, é utilizado o Modelo de Covolan e Montanha.

2.3.1 O Modelo dos Glúons Interagentes (IGM)

O Modelo dos Glúons Interagentes (*Interacting Gluon Model*) incluía inicialmente apenas interações gluônicas *soft* e produzia uma inelasticidade média $\langle K \rangle$ decrescente com a energia [28]. Recentemente este modelo foi alterado de forma a incluir interações gluônicas *semi-hard* responsáveis pela produção dos chamados *minijatos* [29]. O modelo atual ainda não inclui efeitos difrativos e apenas descreve colisões próton-próton. Nessas colisões, apenas a interação entre os glúons é levada em conta, como mostra qualitativamente a Fig. 2.2.

Os prótons que participam da colisão trocam glúons, e mini-bolas-de-fogo são

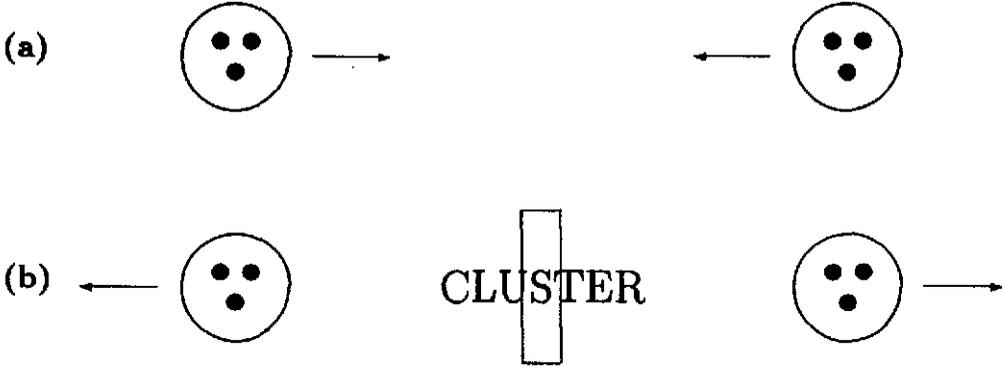


Figura 2.2: Colisão de dois prótons. (a) Os quarks não interagem na colisão entre os prótons. (b) Os glúons interagem formando um aglomerado excitado na região central.

depositadas na região central. Essas mini-bolas-de-fogo dão origem a uma bola-de-fogo central (Fig. 2.3).

A probabilidade de frações de momento x e y dos hádrons interagentes serem depositadas na região central é dada por

$$\chi(x, y) = \frac{\chi_0}{2\pi\sqrt{D_{xy}}} \exp \left\{ -\frac{1}{2D_{xy}} \left[\langle y^2 \rangle (x - \langle x \rangle)^2 + \langle x^2 \rangle (y - \langle y \rangle)^2 - 2\langle xy \rangle (x - \langle x \rangle)(y - \langle y \rangle) \right] \right\}, \quad (2.28)$$

onde

$$D_{xy} = \langle x^2 \rangle \langle y^2 \rangle - \langle xy \rangle^2, \quad (2.29)$$

$$\langle x^n y^m \rangle = \int_0^1 dx x^n \int_0^1 dy y^m w(x, y). \quad (2.30)$$

Aqui os termos $\langle x^n y^m \rangle$ não são momentos da função $\chi(x, y)$, mas sim da função espectral $w(x, y)$ definida como

$$w(x, y) = w_S(x, y) + w_H(x, y), \quad (2.31)$$

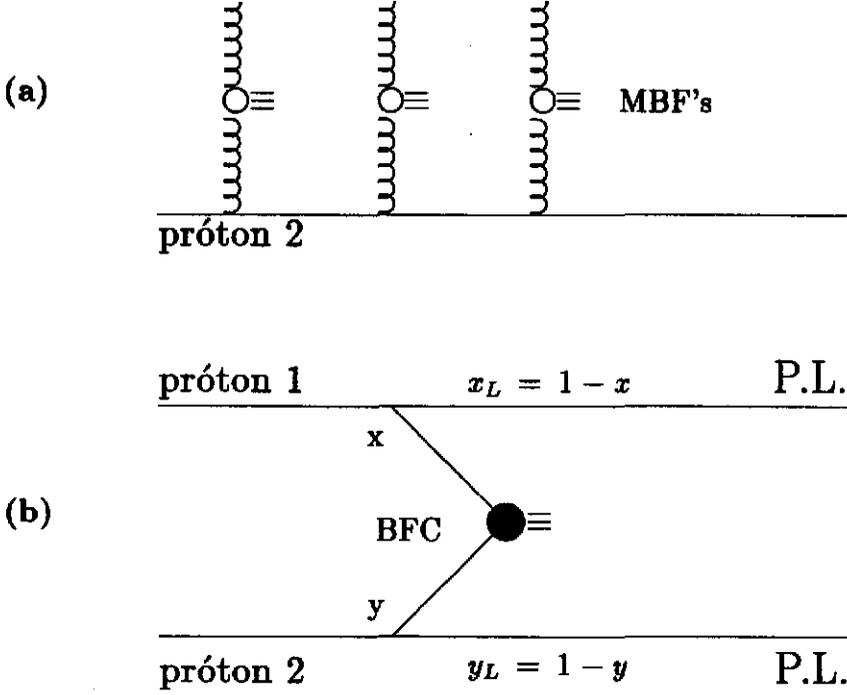


Figura 2.3: (a) Formação das mini-bolas-de-fogo (MBF). (b) A bola-de-fogo central (BFC) é produzida.

onde os índices S e H se referem às componentes *soft* e *semi-hard*. A componente *soft* é dada por

$$w_S(x, y) = A \frac{\hat{\sigma}_{gg}^S(\hat{s})}{\sigma_{hN}^{\text{in}}(s)} G_h(x) G_N(y) \Theta(xy - K_{\text{min}}^2) \Theta(\xi - xy), \quad (2.32)$$

onde

$$\hat{\sigma}_{gg}^S(\hat{s}) = \frac{\alpha}{\hat{s}} = \frac{\alpha}{xys} \quad (2.33)$$

é a seção de choque *soft* glúon-glúon com $\alpha = 0.1142$;

$$G(x) = p \frac{1+n}{x} (1-x)^n \quad (2.34)$$

são distribuições de glúons com $p = 0.5$ e $n = 5$;

$$\sigma_{\text{in}}^{pp} = 56s^{-0.56} + 18.16s^{0.08} \text{ (mb)} \quad (2.35)$$

é a seção de choque inelástica pp parametrizada por Landshoff [30]; K_{min} é a inelas-

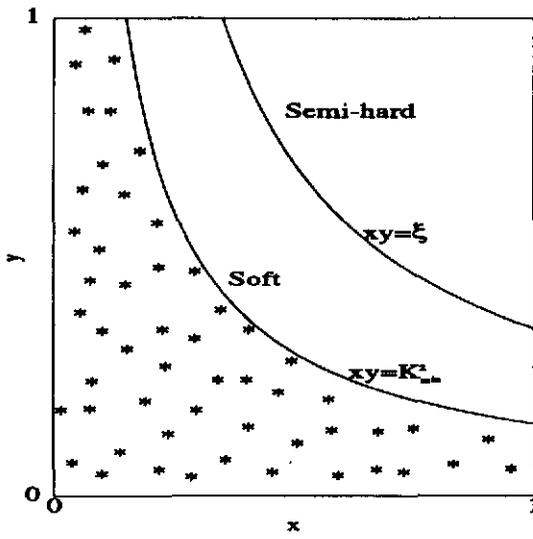


Figura 2.4: Espaço de fase mostrando a região de atuação das interações *soft* e *semi-hard*. A região marcada próxima aos eixos corresponde a uma região proibida pelo modelo, pois não satisfaz à condição de elasticidade mínima. Essa região foi exagerada para uma melhor visualização .

ticidade mínima

$$K_{\min} = \frac{m_0}{\sqrt{s}}, \quad (2.36)$$

com $m_0 = 0.35 \text{ GeV}$ (massa do estado mais leve que pode ser produzido) e finalmente $A = 35.41$ é um parâmetro do modelo. A função de Heaviside Θ serve para delimitar as regiões no espaço de fase onde as interações ocorrem (Fig. 2.4). Na região $0 < xy < \xi$ ocorrem interações do tipo *soft* e na região $\xi < xy < 1$ ocorrem interações *semi-hard*.

Como nas distribuições de glúons n é um número pequeno, é possível calcular os momentos $\langle x^n y^m \rangle$ analiticamente, o que evita imprecisões decorrentes de cálculos numéricos. Infelizmente, o mesmo não acontece no cálculo da componente *semi-hard*. Para essa componente

$$w_H(x, y) = A \frac{\hat{\sigma}_{gg}^H(\hat{s})}{\sigma_{hN}^{\text{in}}(s)} G_h(x) G_N(y) \Theta(xy - \xi), \quad (2.37)$$

onde

$$\hat{\sigma}_{gg}^H(s) = \kappa \frac{\pi}{16p_{T\min}^2} [\alpha_s(Q^2)]^2 H \quad (2.38)$$

é a seção de choque glúon-glúon *semi-hard* com

$$\begin{aligned} H &= 36T + \frac{51\xi T}{4xy} - \frac{3\xi^2 T}{8x^2 y^2} + \frac{9\xi}{xy} \ln \left[\frac{1-T}{1+T} \right], \\ T &= \left(1 - \frac{\xi}{xy} \right)^{\frac{1}{2}}, \\ \xi &= \frac{4p_{T\min}^2}{s} \end{aligned} \quad (2.39)$$

onde $p_{T\min} = 2.3 \text{ GeV}$ é um parâmetro de corte, $\kappa = 2.5$ e $\Lambda = 0.2 \text{ GeV}$.

Com isto, podemos calcular a seção de choque *soft*

$$\sigma_{gg}^S(s) = \int_0^1 dx \int_0^1 dy G(x)G(y) \hat{\sigma}_{gg}^S(\hat{s}) \Theta(xy - K_{\min}^2) \Theta(\xi - xy) \quad (2.40)$$

e a seção de choque *semi-hard*

$$\sigma_{gg}^H(s) = \int_0^1 dx \int_0^1 dy G(x)G(y) \hat{\sigma}_{gg}^H(\hat{s}) \Theta(xy - \xi). \quad (2.41)$$

Ambas são mostradas na Fig. 2.5, junto com a parametrização para a seção de choque inelástica pp de Landshoff (Eq. (2.35)). Podemos observar que a medida que a energia aumenta, as interações *semi-hard* passam a ser mais importantes.

A função $\chi(x, y)$ é normalizada pela constante χ_0 definida pela condição

$$\begin{aligned} \int_0^1 dx \int_0^1 dy \chi(x, y) \Theta(xy - K_{\min}^2) &= 1 \\ \Rightarrow \int_{K_{\min}^2}^1 dx \int_{\frac{K_{\min}^2}{x}}^1 dy \chi(x, y) &= 1. \end{aligned} \quad (2.42)$$

A inelasticidade neste modelo é definida como

$$K = \sqrt{xy}, \quad (2.43)$$

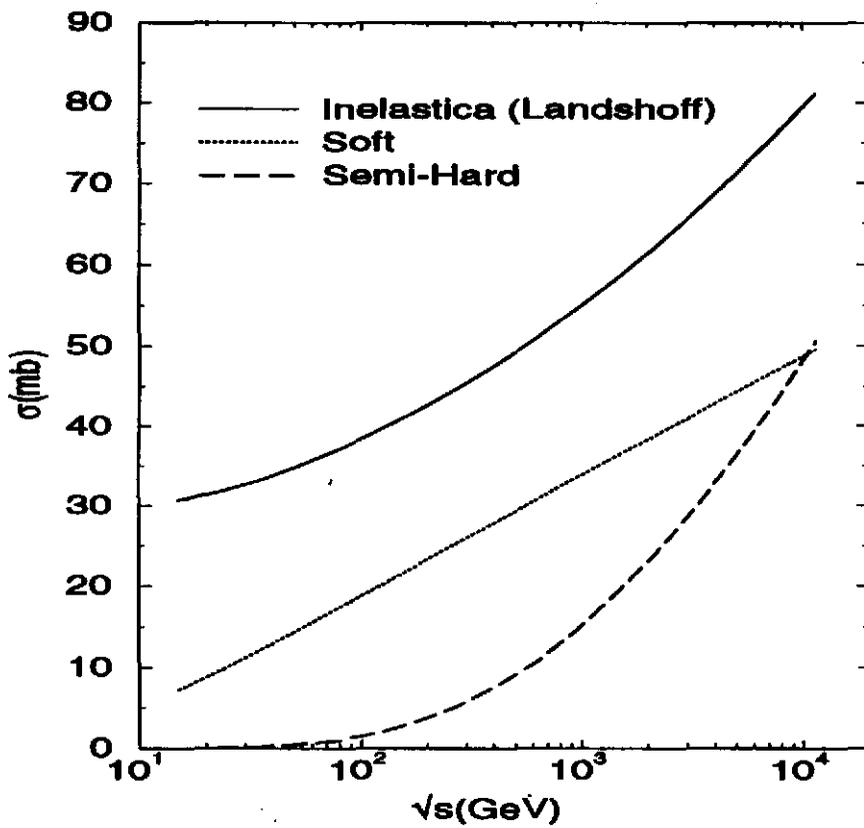


Figura 2.5: Seção de choque inelástica segundo a parametrização de Landshoff [30] (linha sólida). Seção de choque da interação *soft* (linha pontilhada). Seção de choque *semi-hard* (linha tracejada). A interação *semi-hard* passa a ser mais importante para energias mais altas.

e a sua distribuição é dada por

$$\begin{aligned}
 \chi(K) &= \int_0^1 dx \int_0^1 dy \delta(\sqrt{xy} - K) \Theta(xy - K_{\min}^2) \chi(x, y) \\
 &= 2K \int_{K^2}^1 \frac{dx}{x} \chi\left(x, \frac{K^2}{x}\right) \quad K > K_{\min}.
 \end{aligned}
 \tag{2.44}$$

A distribuição da inelasticidade é mostrada na Fig. 2.7 para as energias do ISR, Collider e Tevatron. Na figura aparecem separadamente os efeitos das componentes *soft* ($w_H = 0$) e *semi-hard* ($w_S = 0$) e o resultado quando ambas são não nulas.

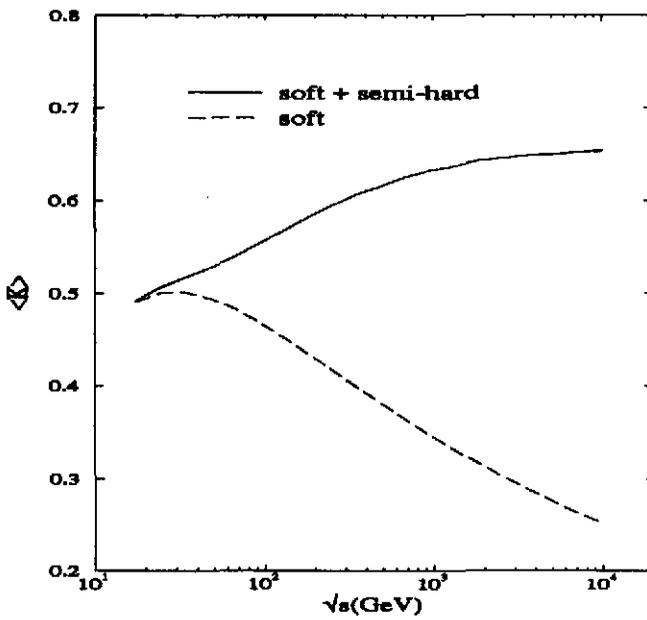


Figura 2.6: Inelasticidade média no IGM.

A *inelasticidade média* é definida como

$$\langle K \rangle = \int_0^1 dK K \chi(K). \quad (2.45)$$

A Fig. 2.6 mostra o comportamento da inelasticidade média quando apenas as interações *soft* são consideradas e quando as interações *soft* e *semi-hard* são consideradas.

Finalmente, o espectro da partícula líder é dado por

$$\begin{aligned} f(x_L) &= \int_0^1 dx \int_0^1 dy \Theta(xy - K_{\min}^2) \delta(1 - x - x_L) \chi(x, y) \\ &= \int_{K_{\min}^2/(1-x_L)}^1 dy \chi(1 - x_L, y), \end{aligned} \quad (2.46)$$

onde $x_L \in (0, 1 - K_{\min}^2)$ é a *elasticidade* no IGM. O espectro da partícula líder é mostrado na Fig. 2.7 para as energias do ISR, Collider e Tevatron. Assim, a elasticidade média é

$$\langle x_L \rangle = \int_0^{1-K_{\min}^2} x_L f(x_L) dx_L. \quad (2.47)$$

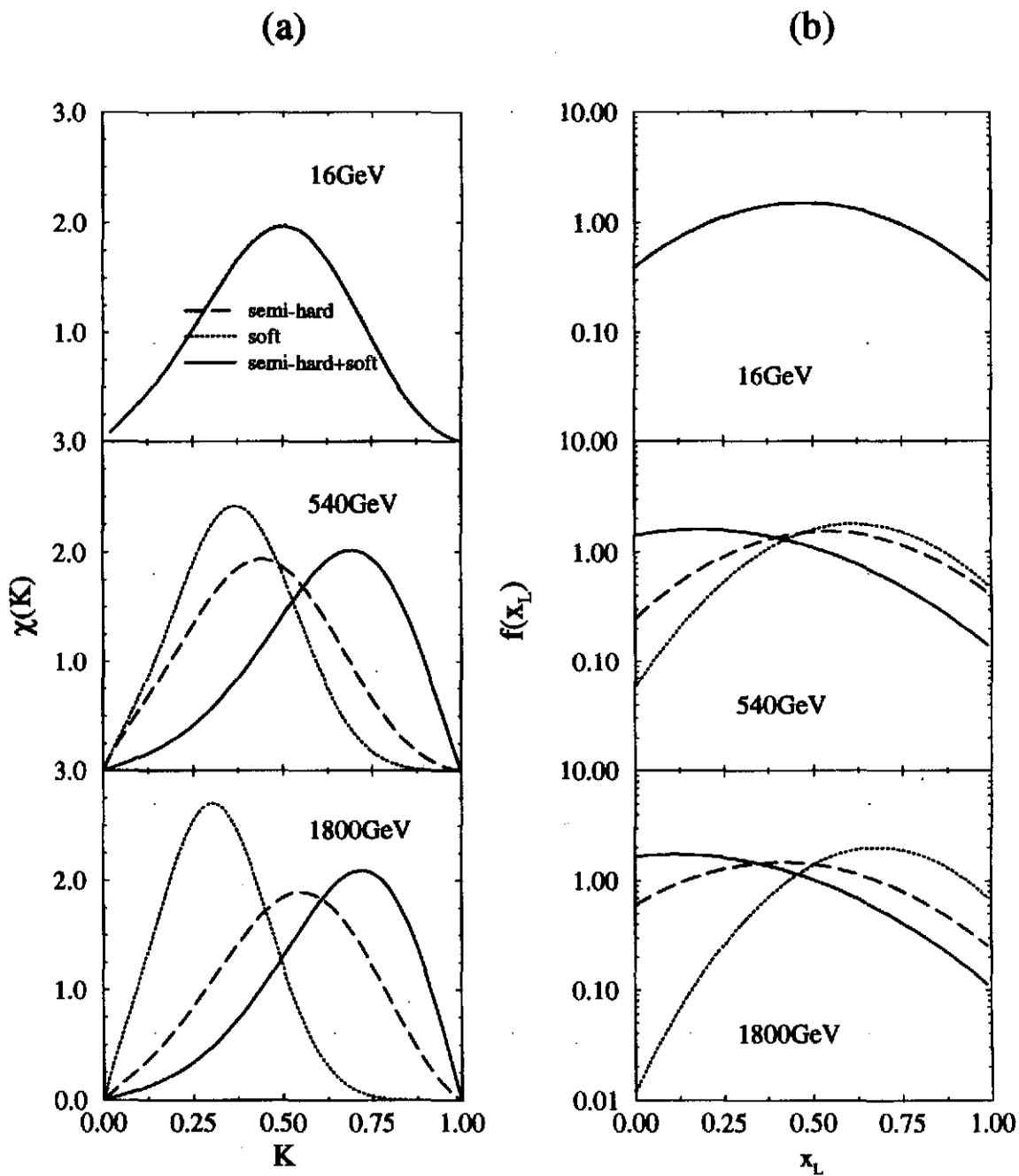


Figura 2.7: a) Distribuição de inelasticidade para três energias diferentes. b) Espectro da partícula líder.

2.3.2 O Modelo de Covolan e Montanha (MCM)

A *dissociação difrativa* (ou *difração inelástica*) compreende os processos de espalhamento de dois corpos, a e b , onde uma das partículas, ou ambas, são excitadas para um sistema X , caracterizado por uma massa invariante M e com os mesmos números quânticos da partícula que o originou. Isso significa, dentro da fenomenologia de Pólos de Regge, que o processo pode ser descrito pela troca de um objeto, chamado *Pomeron*, com os números quânticos do vácuo. Esses processos, embora de natureza inelástica, são semelhantes aos processos elásticos. Dentro da região cinemática na qual ocorrem, é observada a relação de *scaling*

$$M^2/s = 1 - x_F. \quad (2.48)$$

A Fig. 2.8 mostra qualitativamente os processos *difrativos simples*, isto é, quando apenas uma das partículas colidentes é excitada.

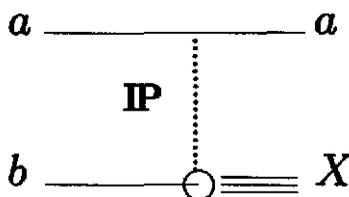


Figura 2.8: Processos difrativos simples.

Neste trabalho, não são considerados os processos de dissociação difrativa dupla, pois estes apresentam seções de choque muito pequenas. Para os processos difrativos, é usado o modelo de Covolan e Montanha [31]. Nesse modelo, a distribuição de partícula líder é dada por

$$\frac{d\sigma_{SD}}{dx} = \int_{-\infty}^0 s \frac{d^2\sigma_{SD}}{dt dM^2} dt \quad (2.49)$$

onde, para interações pp , a seção de choque invariante é dada por

$$s \frac{d^2\sigma_{SD}}{dt dM^2} = \frac{(3\beta_p G_p(t))^2}{16\pi} \left(\frac{M^2}{s}\right)^{1-2\alpha_{IP}(t)} \sigma_{IP_p}(M^2), \quad (2.50)$$

e a seção de choque total *Pomeron*-partícula *b* no vértice inelástico é

$$\sigma_{\mathbb{P}p}(M^2) = 3\beta_p \xi \langle r_p^2(M^2) \rangle, \quad (2.51)$$

onde $\beta_p = 2.502 \text{ GeV}^{-1}$ é a constante de acoplamento do *Pomeron* com o próton, $\xi = 0.0764 \text{ GeV}$ é um parâmetro do modelo determinado através de ajuste, $\alpha_{\mathbb{P}}(t) = 1.08 + 0.25t$ é a trajetória do *Pomeron*, $\langle r_p^2(M^2) \rangle = 12.75 + 0.84 \ln M^2$ é o raio ao quadrado médio do próton e

$$G(t) = \frac{1}{\left(1 + \frac{|t|}{0.71}\right)^2} \quad (2.52)$$

é o fator de forma elétrico do próton.

A Fig. 2.9 mostra a variação da seção de choque difrativa simples comparada com dados experimentais. O modelo concorda bem com os dados para a região de energia que pretendemos estudar.

A extensão do modelo para as interações difrativas com núcleos é obtida por *scaling* radial, ou seja, multiplicando Eq. (2.51) por

$$\frac{\langle r_N^2(A) \rangle^{\frac{1}{2}}}{\langle r_p^2 \rangle^{\frac{1}{2}}}, \quad (2.53)$$

onde para o raio quadrático médio da distribuição de carga elétrica do núcleo é usada a parametrização (2.26).

Com relação aos limites de integração, em ambos os casos, integrar até $-t = 5 \text{ GeV}^2$ é suficiente. Como o modelo não reproduz satisfatoriamente os dados experimentais para x muito próximos de 1, a função de distribuição é mantida constante para $x \geq 0.995$ para colisões pp e para $x \geq 0.989$ para a extensão do modelo para as colisões hádron-núcleo. A Fig. 2.10 ilustra a necessidade desse corte, ao mesmo tempo que mostra uma aplicação da extensão do modelo para núcleos, a seção de choque diferencial difrativa simples para a reação $pBe \rightarrow pX$. A Fig. 2.11 mostra a variação da seção de choque difrativa simples com a massa atômica A .

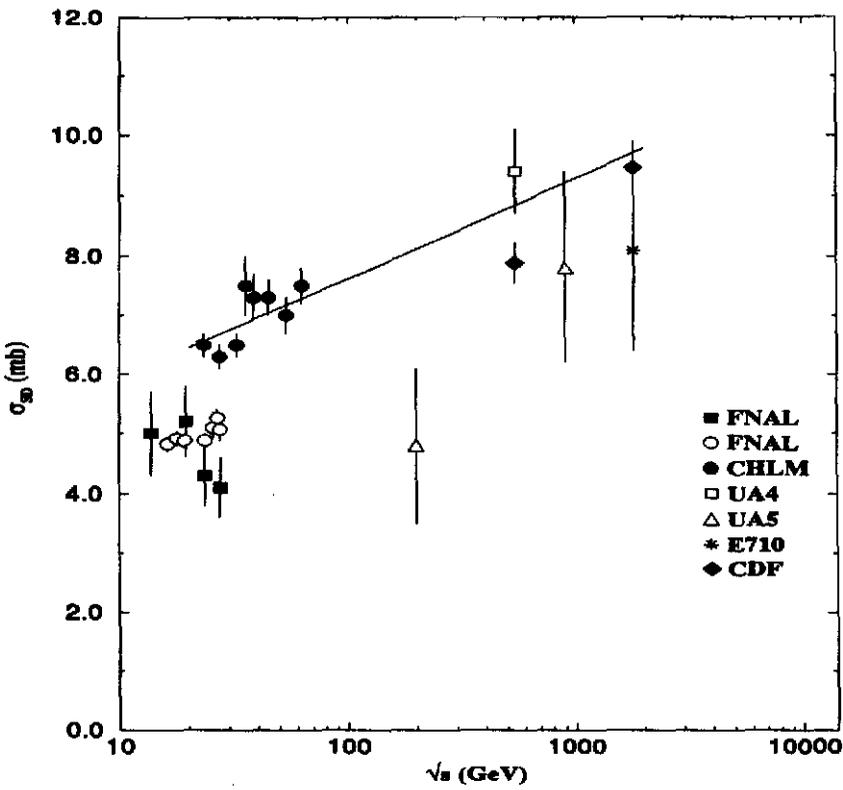


Figura 2.9: Seção de choque total difrativa simples do MCM comparada com os valores experimentais do FNAL [32], ISR [33], Collider [34] e Tevatron [35, 1].

2.4 A Elasticidade Média

A elasticidade próton-próton, fornecida pelo IGM, não é totalmente adequada para a descrição de fluxos de raios cósmicos, pois ela não leva em conta contribuições difrativas. Para resolver este problema, partimos da hipótese de que a elasticidade tem duas componentes: uma não-difrativa (ND) e uma difrativa simples (SD). As elasticidades médias SD e ND são escritas como

$$\langle x \rangle_{SD} = \frac{\int_0^1 x \frac{d\sigma_{SD}}{dx} dx}{\sigma_{SD}}; \quad \langle x \rangle_{ND} = \frac{\int_0^1 x \frac{d\sigma_{ND}}{dx} dx}{\sigma_{ND}}, \quad (2.54)$$

que devem ser corretamente normalizadas para compor a elasticidade em colisões pp da seguinte forma

$$\langle x \rangle^{pp} = \frac{\sigma_{SD}^{pp}}{\sigma_{in}^{pp}} \langle x \rangle_{SD} + \frac{(\sigma_{in}^{pp} - \sigma_{SD}^{pp})}{\sigma_{in}^{pp}} \langle x \rangle_{ND}. \quad (2.55)$$

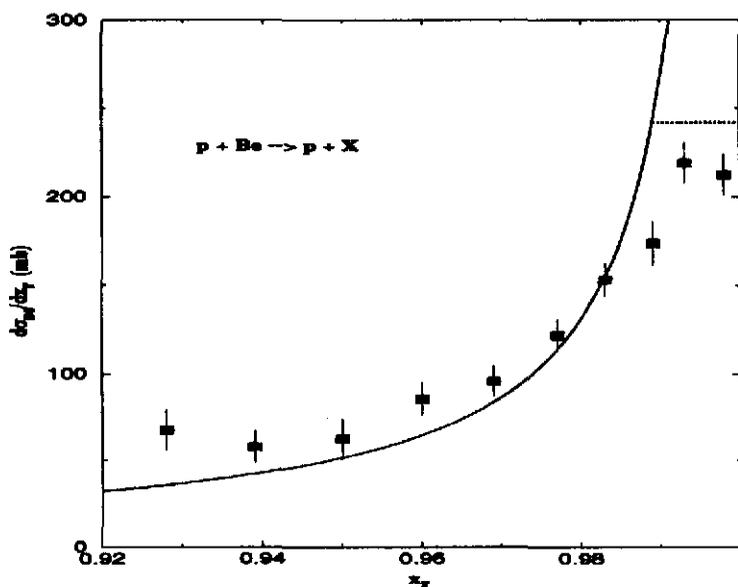


Figura 2.10: Seção de choque diferencial difrativa simples para a reação $pBe \rightarrow pX$, junto com os dados experimentais correspondentes [36] ($E = 450$ GeV). A linha pontilhada corresponde ao corte mencionado no texto.

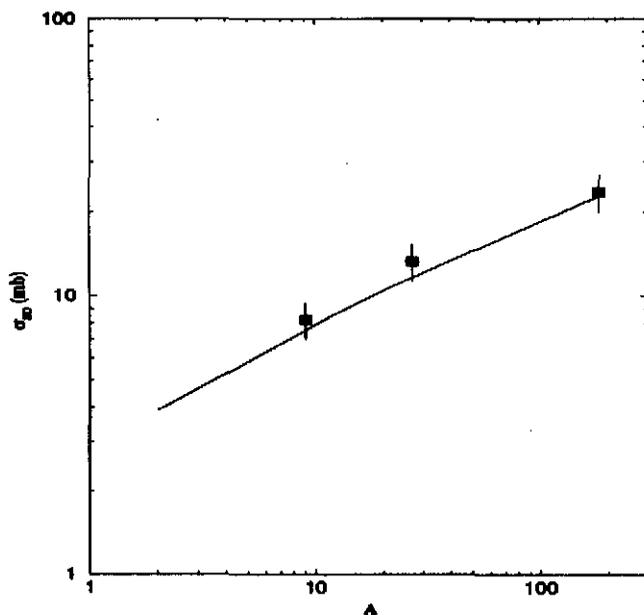


Figura 2.11: Dependência da seção de choque difrativa simples do MCM com a massa atômica [36].

Observe que na expressão acima foi usada a relação $\sigma_{\text{in}}^{pp} = \sigma_{\text{SD}}^{pp} + \sigma_{\text{ND}}^{pp}$, para escrever a seção de choque não-difrativa. Isto é necessário, pois para descrever a componente não-difrativa é usado o IGM, cujo espectro de partícula líder não está normalizado explicitamente para σ_{ND}^{pp} . Para a parte difrativa é usado o MCM e σ_{in}^{pp} é dada pela parametrização de Landshoff $\sigma_{\text{in}}^{pp} = 56s^{-0.56} + 18.16s^{0.08}$ [30].

Como os fluxos de raios cósmicos que pretendemos estudar ocorrem na atmosfera, $\langle x \rangle^{pp}$ deve ser corrigida para incluir o efeito do ar. Isto é feito através do procedimento de Slavatinskii *et al.* [37],

$$\langle x \rangle_c^{p-\text{ar}} = \sum_{n=1}^{n_{\text{max}}} P_n (\langle x \rangle^{pp})^n, \quad (2.56)$$

onde

$$P_n = \frac{\int d^2b P_n(b)}{\sigma_{\text{in}}^{p-\text{ar}}} \quad (2.57)$$

e

$$P_n(b) = \frac{1}{n!} [\sigma_{\text{tot}}^{pp} T(b)]^n \exp[-\sigma_{\text{tot}}^{pp} T(b)]. \quad (2.58)$$

Aqui P_n é a probabilidade de ocorrerem n colisões com núcleons dentro do núcleo e n_{max} é o número máximo de colisões, dado aproximadamente por $2.3A^{1/3} \approx 6$ [37] (para o ar, a massa atômica média é considerada $A = 14.5$ u.m.a.).

A contribuição difrativa incluída na Eq. (2.55) vem das interações inelásticas que ocorrem entre o hádron incidente e os núcleons do núcleo. Contudo, é necessário considerar ainda a dissociação difrativa do núcleo como um todo. Por esta razão, é preciso somar $\langle x \rangle_c^{p-\text{ar}}$, novamente de forma ponderada, com uma segunda componente devida aos processos difrativos e a expressão final fica

$$\langle x \rangle^{p-\text{ar}} = \frac{\sigma_{\text{SD}}^{p-\text{ar}}}{\sigma_{\text{in}}^{p-\text{ar}}} \langle x \rangle_{\text{SD}}^{p-\text{ar}} + \frac{(\sigma_{\text{in}}^{p-\text{ar}} - \sigma_{\text{SD}}^{p-\text{ar}})}{\sigma_{\text{in}}^{p-\text{ar}}} \langle x \rangle_c^{p-\text{ar}}. \quad (2.59)$$

Para calcular $\langle x \rangle_{\text{SD}}^{p-\text{ar}}$ e $\sigma_{\text{SD}}^{p-\text{ar}}$ é usada a extensão do MCM para colisões com núcleos.

Como os dados experimentais para fluxo nucleônico cobrem um intervalo

de energia muito grande , $1 < E \text{ (GeV)} < 10^3$, é estabelecido um corte para a energia de laboratório $E = 50 \text{ GeV}$; para energias mais baixas, $\langle x \rangle^{pp}$ é mantida constante e $\langle x \rangle_{SD}$ é desligada. Isto é necessário basicamente por duas razões: 1) para energias abaixo de 50 GeV , a inelasticidade dada pelo IGM cai rapidamente para valores muito baixos; 2) em baixas energias, o MCM não é válido. Para evitar uma descontinuidade do fluxo calculado, devido a essa mudança abrupta na elasticidade, o seu valor em 50 GeV é usado como vínculo e a correspondente $\langle x \rangle^{pp}$ é calculada. Então, esse valor ($\langle x \rangle^{pp} = 0.6125$) é mantido constante para energias mais baixas, somente sendo corrigido para incluir o efeito do ar.

O resultado desse cálculo complexo para $\langle x \rangle$ pode ser visto na Fig. 2.12, onde para o valor de σ_{tot}^{pp} foi usado o melhor ajuste da Colab. UA4/2 [4]. A curva 1 mostra a elasticidade fornecida pelo IGM. Quando consideramos os processos difrativos que ocorrem nos espalhamentos do núcleon incidente com os núcleons do núcleo, a elasticidade aumenta (curva 2). Essa elasticidade deve no entanto ser corrigida para incluir o efeito do ar (curva 3). Finalmente devemos considerar a difração do núcleo como um todo (curva 4); uma parametrização para essa curva é apresentada no Apêndice B. O efeito final da inclusão das contribuições difrativas é aumentar o valor da elasticidade.

A distribuição de energia quando consideramos todos esses processos está esquematizada na Fig. 2.13. No caso não-difrativo, a distribuição de energia que ocorre entre quarks e glúons é dependente do modelo IGM. No caso difrativo, a distribuição é independente de modelo. A elasticidade está relacionada com a fração da energia retida pelo próton , e a inelasticidade com a fração da energia usada na a formação de estados excitados do alvo, os quais vão decair produzindo novas partículas. Em cada interação difrativa, a inelasticidade é dada pela Eq. (2.48), que é a chamada *condição de coerência*.

Como um processo inelástico só pode ser difrativo ou não-difrativo, a maneira correta de levar em conta esses dois mecanismos é ponderando pelas respectivas seções de choque, da maneira como fizemos.

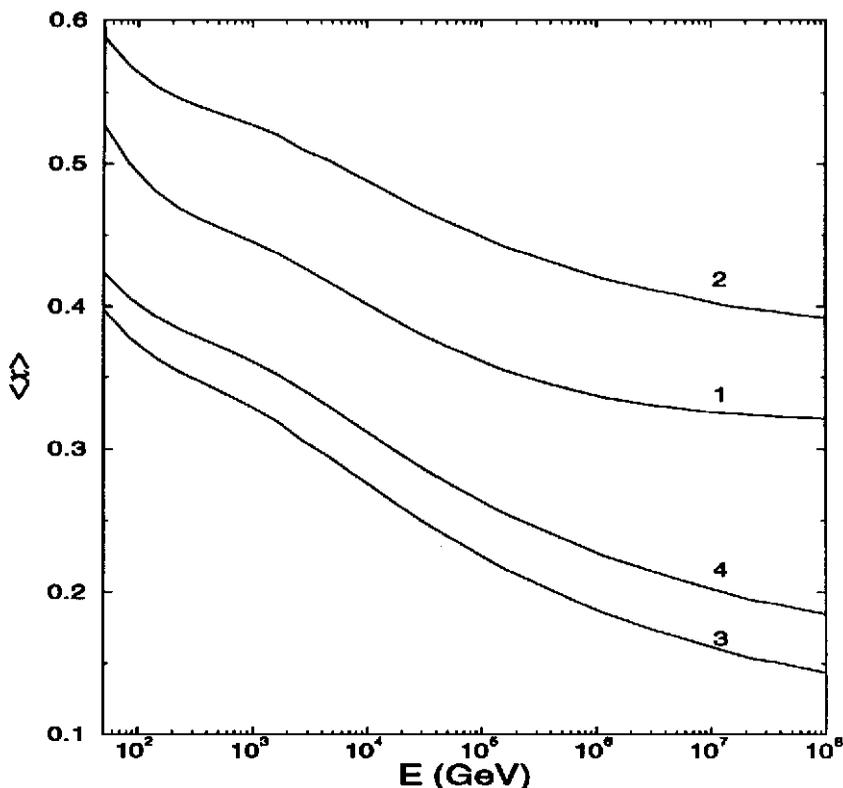


Figura 2.12: O comportamento da elasticidade com a energia. Curva 1: $\langle x \rangle_{ND}$ dada pelo IGM. Curva 2: Eq. (2.55). Curva 3: elasticidade corrigida para incluir o efeito do ar, Eq. (2.56). Curva 4: elasticidade final, Eq. (2.59).

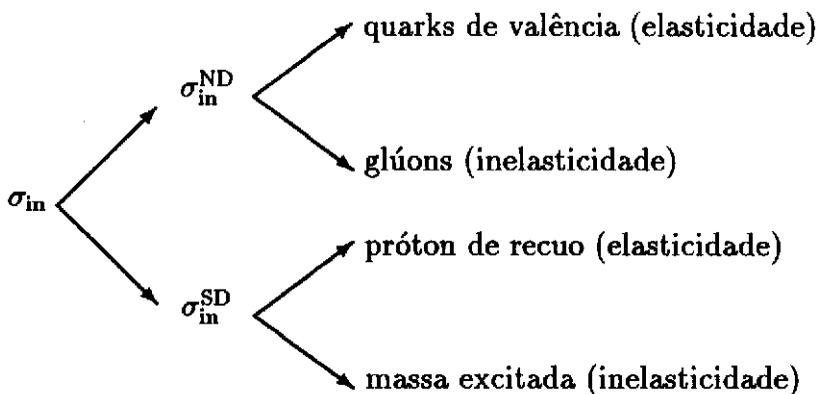


Figura 2.13: Esquema da divisão de energia nos processos inelásticos.

Capítulo 3

A Contribuição ND para a Seção de Choque Total

Para a determinação da seção de choque total pp , na região de altíssimas energias, só existem dados de radiação cósmica (dados de chuveiros extensos como os descritos no Cap. 1). Usando esses dados, a Colab. Akeno [13] determinou a seção de choque inelástica p -ar (veja Tab. 1.4) e, via modelo de Durand e Pi [17], determinou a seção de choque total (Fig. 3.1).

Recentemente, Nikolaev [38] criticou o procedimento usado pela Colab. Akeno para determinar σ_{tot}^{pp} , argumentando que eles confundiram a seção de choque inelástica p -ar com a seção de choque de absorção p -ar. Nikolaev fez sua própria análise obtendo valores para σ_{tot}^{pp} aproximadamente 35 mb maiores que os obtidos pela Colab. Akeno. Contudo, os resultados de Akeno concordam melhor com a extrapolação do ajuste da seção de choque total pp feito pela Colab. UA4/2 (Fig. 3.1), que já apresenta um crescimento com a energia bastante acentuado segundo o limite de Froissart [39] ¹.

O procedimento da Colab. Akeno, no entanto, não está totalmente correto pois ao assumir uma relação linear entre o comprimento de atenuação e o livre-

¹O limite de Froissart-Martin estabelece o limite de crescimento da seção de choque total com a energia para energias assintóticas ($E \rightarrow \infty$)

$$\sigma^{tot} \leq \frac{\pi}{m_{\pi}^2} \ln^2(s/s_0),$$

onde m_{π} é a massa do pión.

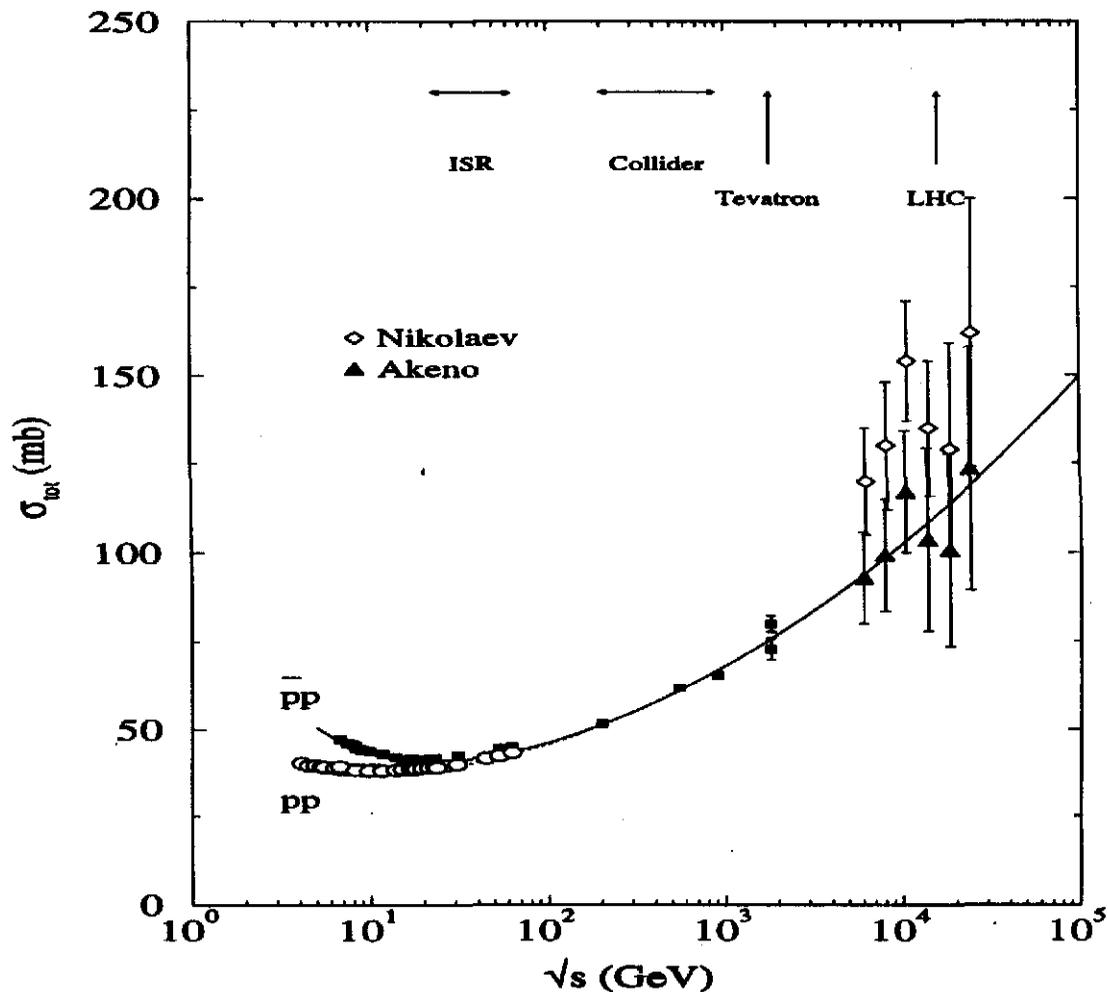


Figura 3.1: Dados de seção de choque total de aceleradores (quadrados e círculos) e extraídos do experimento Akeno (diamantes e triângulos). A curva é o resultado do ajuste da Colab. UA4/2 [4]. Os pontos de raios cósmicos estão ligeiramente deslocados na energia para maior clareza.

caminho-médio de interação

$$\Lambda = k\lambda \quad (3.1)$$

onde k é uma constante obtida por simulação de Monte Carlo, estão assumindo *scaling* de Feynman, quando sabemos que o *scaling* de Feynman é violado para altas energias ². Um simples cálculo nos permite ver que o valor $k = 1.5$ usado pela Colab. Akeno corresponde a uma elasticidade média de aproximadamente 0.58.

Neste capítulo, é feita uma reanálise dos dados de Akeno, onde a elasticidade

²O *scaling* de Feynman diz que a seção de choque de uma reação é independente da energia invariante da reação, \sqrt{s} , quando escrita em termos da variável $x_F = 2p_T/\sqrt{s}$.

média é considerada dependente da energia. Como essa dependência ainda é uma questão em aberto, são usadas duas possibilidades para a elasticidade média, ou seja, uma função crescente com a energia e uma função decrescente. Isso é possível usando o IGM nas suas duas versões, *soft* ($\langle x \rangle_S$) e *soft + semi-hard* ($\langle x \rangle_T$), descrito no Cap. 2 (Fig. 2.6). Observando os resultados para a seção de choque total *pp*, estabelecemos qual das duas versões produz resultados mais consistentes. Por ora, os processos difrativos são desprezados.

3.1 A seção de choque total *pp* a partir de dados de chuviros extensos

A solução para a equação de difusão nucleônica

$$F_N(E, t) = N_0 E^{-(\gamma+1)} \exp[-t/\Lambda(E)], \quad (3.2)$$

e o comprimento de atenuação

$$\Lambda(E) = \frac{\lambda_{\text{in}}^{p\text{-ar}}(E)}{1 - [\langle x \rangle^{p\text{-ar}}(E)]^\gamma} \quad (3.3)$$

obtidos no capítulo anterior, são os resultados básicos que serão utilizados no procedimento de análise dos dados experimentais de Akeno.

Lembrando que o livre-caminho-médio de interação e o comprimento de atenuação podem ser escritos em termos de seções de choque

$$\sigma_{\text{in}}^{p\text{-ar}}(E) = \frac{2.41 \times 10^4}{\lambda_{\text{in}}^{p\text{-ar}}(E/\text{GeV})} \text{ mb}, \quad \sigma_{\text{abs}}^{p\text{-ar}}(E) = \frac{2.41 \times 10^4}{\Lambda(E/\text{GeV})} \text{ mb}, \quad (3.4)$$

a Eq. (3.3) mostra que a relação entre a seção de choque inelástica $\sigma_{\text{in}}^{p\text{-ar}}$, e a seção de choque de absorção *p-ar* $\sigma_{\text{abs}}^{p\text{-ar}}$, é fortemente dependente da elasticidade, isto é

$$\sigma_{\text{in}}^{p\text{-ar}}(E) = \frac{\sigma_{\text{abs}}^{p\text{-ar}}(E)}{1 - [\langle x \rangle^{p\text{-ar}}(E)]^\gamma}. \quad (3.5)$$

Com a seção de choque de absorção obtida de dados experimentais de EAS, $\sigma_{\text{in}}^{p\text{-ar}}$ pode ser determinada desde que a elasticidade seja dada. Por outro lado,

$\langle x \rangle^{p\text{-ar}}$ depende de $\sigma_{\text{in}}^{p\text{-ar}}$, por causa do efeito do ar (Eq. (2.56)).

A seção de choque inelástica $p\text{-ar}$ pode ser obtida, em baixas energias, a partir de dados experimentais de espalhamento próton-núcleo. Liland [40] parametrizou $\sigma_{\text{in}}^{p\text{-ar}}$ usando dados experimentais de seções de choque inelásticas para $p\text{-Be}$ e $p\text{-C}$ no intervalo de energia do laboratório de $20 < E < 400$ GeV

$$\lambda_L = \lambda_0 [1 + a \ln^2(E/E_0)]^{-1} \quad (3.6)$$

com $\lambda_0 = 96.4 \text{ g/cm}^2$, $a = 4.975 \times 10^{-3}$ e $E_0 = 10$ GeV.

O comportamento $\ln^2 E$ para a seção de choque nuclear é inspirado no crescimento da seção de choque total pp observada em energias do ISR. Para energias mais altas, no entanto, $\sigma_{\text{in}}^{p\text{-ar}}$ pode apenas ser derivada de dados obtidos em experimentos com chuveiros extensos, como por exemplo, o experimento Akeno [13].

Aqui, a seção de choque inelástica $p\text{-ar}$ é calculada em termos de σ_{tot}^{pp} com a fórmula de Glauber [41]

$$\sigma_{\text{in}}^{p\text{-ar}} = \int d^2b \{1 - \exp[-\sigma_{\text{tot}}^{pp} T(b)]\} \quad (3.7)$$

onde $T(b)$ é a espessura óptica do núcleo (veja Cap. 2).

Finalmente, a Eq. (3.5) pode ser resolvida numericamente para σ_{tot}^{pp} .

3.2 Resultados

Os valores de σ_{tot}^{pp} obtidos para $\langle x \rangle_S$ e $\langle x \rangle_T$ são mostrados na Fig. 3.2. Neste procedimento é preciso conhecer o valor de γ , na região de energia de Akeno. Para isso, foi usado o valor de Akeno [8] que vale 2.02. Os erros foram estimados através dos erros da seção de choque de absorção $p\text{-ar}$ fornecidos pela Colab. Akeno (Tab. 1.4), isto é, com o valor de $\sigma_{\text{abs}}^{p\text{-ar}}$ acrescido do erro, foi calculado o valor de σ_{tot}^{pp} que corresponde ao limite superior da barra de erro (Fig. 3.2). O mesmo procedimento foi utilizado para estimar os erros inferiores.

A Fig. 3.2 também mostra duas curvas ajustadas com a expressão da Colab.

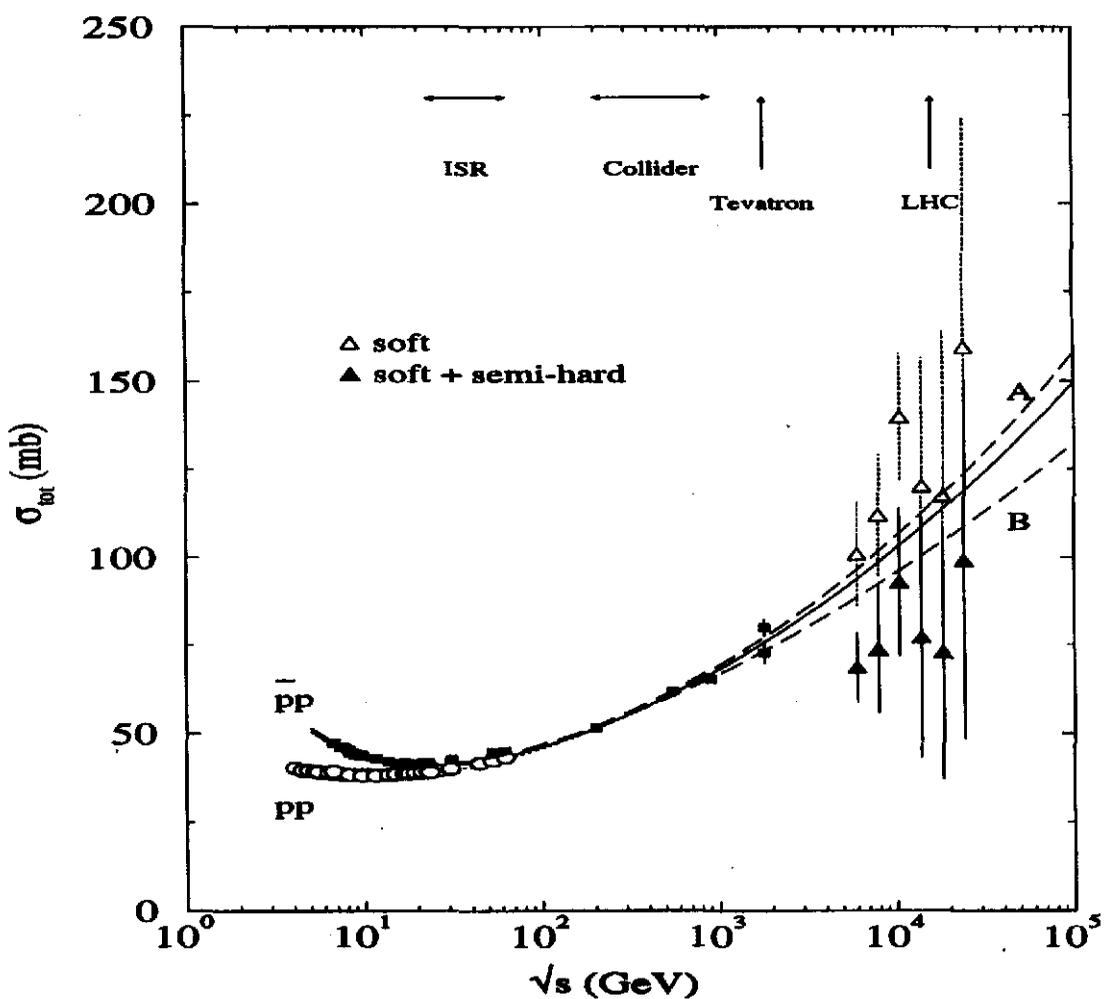


Figura 3.2: Dados de seção de choque total de aceleradores (quadrados e círculos). Os pontos de raios cósmicos são os obtidos neste capítulo usando elasticidade média crescente (triângulos claros) e elasticidade média decrescente (triângulos cheios). As curvas A e B são ajustes (veja os detalhes no texto). A curva entre as curvas A e B é o ajuste da Colab. UA4/2 [4].

UA4/2 [4]

$$\sigma_{\text{tot}}^{\bar{p}p} = A_1 E^{-N_1} + A_2 E^{-N_2} + C_0 + C_2 (\ln s/s_0)^\alpha, \quad (3.8)$$

para colisões $\bar{p}p$. A curva A foi obtida pelo ajuste de todos os dados de aceleradores até $\sqrt{s} = 900$ GeV, o ponto do CDF em $\sqrt{s} = 1.8$ TeV e os dados de raios cósmicos obtidos com $\langle x \rangle_S$ (triângulos claros). A curva B inclui os mesmos dados experimentais até $\sqrt{s} = 900$ GeV, o ponto da Colab. E710 em $\sqrt{s} = 1.8$ TeV e os dados de raios cósmicos obtidos com $\langle x \rangle_T$ (triângulos cheios).

Na Tab. 3.1 vemos que o parâmetro α para a curva B é menor que 2 enquanto

Tabela 3.1: Parâmetros do ajuste da Eq. (3.7).

Parâmetros	Curva A	Curva B
A_1	42.5	45.06
N_1	0.458	0.411
A_2	25.18	25.04
N_2	0.559	0.558
C_0	31.28	27.67
C_2	0.084	0.241
α	2.32	1.93

que para a curva A o mesmo parâmetro é ≈ 2.3 . Isso significa que a extrapolação dessa parametrização para energias assintóticas pode violar o limite de Froissart (o valor desse parâmetro para o ajuste do UA4/2 é 2.25 [4]).

O procedimento desenvolvido aqui para extrair σ_{tot}^{pp} , também fornece σ_{in}^{p-ar} para cada energia e para cada possibilidade de $\langle x \rangle^{pp}$. Na Fig. 3.3 podemos ver que os resultados para σ_{in}^{p-ar} não concordam com os resultados de Akeno [13]. Também é mostrado o cálculo com o modelo de Glauber (Eq. (3.7), curva sólida na figura), onde para σ_{tot}^{pp} é usada a parametrização da Colab. UA4/2, comparado com a parametrização de Liland (curva tracejada) que foi extrapolada para altas energias. Os resultados obtidos pela Colab. Akeno mostram uma dependência de σ_{in}^{p-ar} com a energia que concorda com a parametrização de Liland. O modelo de Glauber para altíssimas energias mostra que se o comportamento da seção de choque total pp com a energia for determinado pelo ajuste da Colab. UA4/2, a dependência de σ_{in}^{p-ar} com a energia será bem mais suave do que $\ln^2 E$, propiciando valores menores do que os calculados pela Colab. Akeno.

Neste capítulo, o comprimento de atenuação (Eq. (3.3)), o modelo de Glauber e as duas possibilidade de elasticidade média do IGM são usados para derivar a seção de choque total a partir de dados de chuveiros extensos. A Eq. (3.5) é obtida a partir

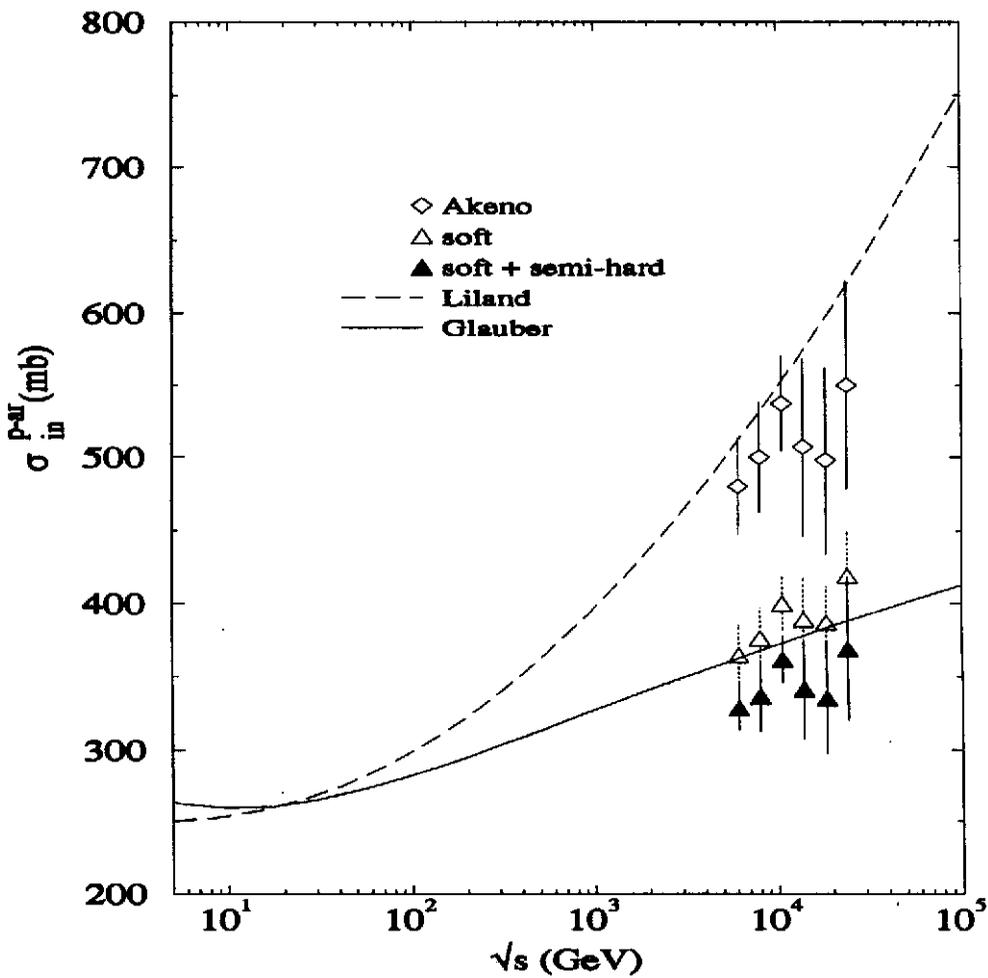


Figura 3.3: Dados de σ_{in}^{p-ar} obtidos pela Colab. Akeno (diamantes) e pelo cálculo deste capítulo (triângulos cheios e claros). A curva sólida corresponde ao cálculo com o modelo de Glauber, enquanto que a linha tracejada é a parametrização de Liland [40].

de uma cascata nucleônica na atmosfera e verificada apenas para baixas energias [14]. Assumindo que ela possa ser extrapolada para a região de altas energias, vimos o efeito da dependência com a energia da elasticidade média na seção de choque total derivada a partir de dados de raios cósmicos. Os resultados para σ_{tot}^{pp} revelam que a elasticidade média deve ser decrescente com a energia, a fim de que assintoticamente o limite de Froissart não seja violado. Eles não são compatíveis com os resultados da Colab. Akeno, que em sua análise considerou a elasticidade média constante com a energia.

Capítulo 4

A Contribuição SD para Fluxos de Raios Cósmicos

A evolução da componente nucleônica na atmosfera é controlada por duas quantidades físicas relacionadas com as interações hadrônicas em altas energias: o livre-caminho-médio de interação $\lambda_{\text{in}}^{p-\text{ar}}$ e a elasticidade média $\langle x \rangle^{p-\text{ar}}$. No Cap. 2 vimos que, quando essas quantidades são consideradas dependentes da energia da partícula incidente, a solução analítica para a equação nucleônica de difusão na atmosfera é dada por

$$F_N(E, t) = N_0 E^{-(\gamma+1)} \exp \left\{ -\frac{t [1 - (\langle x \rangle^{p-\text{ar}})^\gamma]}{\lambda_{\text{in}}^{p-\text{ar}}} \right\} \quad (4.1)$$

onde t é a profundidade atmosférica e $N_0 E^{-(\gamma+1)}$ é o espectro diferencial primário.

Partindo desta expressão, vimos no Cap. 3 que os resultados para a seção de choque total pp são mais consistentes, quando usamos uma elasticidade média com um comportamento decrescente com a energia do que quando usamos uma elasticidade média crescente. Por isso, a partir daqui apenas a elasticidade média decrescente, isto é, que inclui interações *soft* e *semi-hard* ($\langle x \rangle_T$) será considerada. O objetivo deste capítulo é mostrar que, embora contribuições difrativas para a elasticidade sejam pequenas, o seu efeito é relevante para uma boa descrição de fluxos de raios cósmicos.

4.1 O fluxo nucleônico e o fluxo hadrônico ao nível do mar

Para obter o fluxo nucleônico, Eq. (4.1), o livre-caminho-médio é calculado usando

$$\lambda_{\text{in}}^{p\text{-ar}}(E) = \frac{2.41 \times 10^4}{\sigma_{\text{in}}^{p\text{-ar}}(\text{mb})} (\text{g/cm}^2), \quad (4.2)$$

com a seção de choque inelástica p -ar calculada através do modelo de Glauber [41] (veja o Cap. 2).

As contribuições difrativas são incluídas no cálculo do fluxo nucleônico através da elasticidade média, calculada no Cap. 2.

Também é possível corrigir o fluxo nucleônico para obter o fluxo hadrônico, utilizando a parametrização do grupo Cascade [12] para a razão entre píons e núcleons

$$R = \frac{\pi^+ + \pi^-}{n + p} = 0.04 + 0.27 \log(E/\text{GeV}), \quad (4.3)$$

ao nível do mar. Assim, fluxo hadrônico correspondente é dado por

$$F_H(E, t) = (1 + 2R)F_N(E, t), \quad (4.4)$$

onde o fator 2 que aparece multiplicando a razão R , está relacionado ao fato de somente prótons serem medidos no experimento. Embora a expressão para $F_N(E, t)$ descreva corretamente o fluxo de prótons, a razão R inclui no denominador prótons e nêutrons ou o dobro do número de prótons.

4.2 Resultados

Na Fig. 4.1, o fluxo nucleônico é comparado com os dados experimentais medidos ao nível do mar [9, 10]. O espectro primário usado é o (1.3). Para σ_{tot}^{pp} , que aparece na fórmula de Glauber e, conseqüentemente, no cálculo do livre-caminho-médio (Eq. (4.2)), é usado o ajuste da Colab. UA4/2 [4]. Só com a contribuição ND,

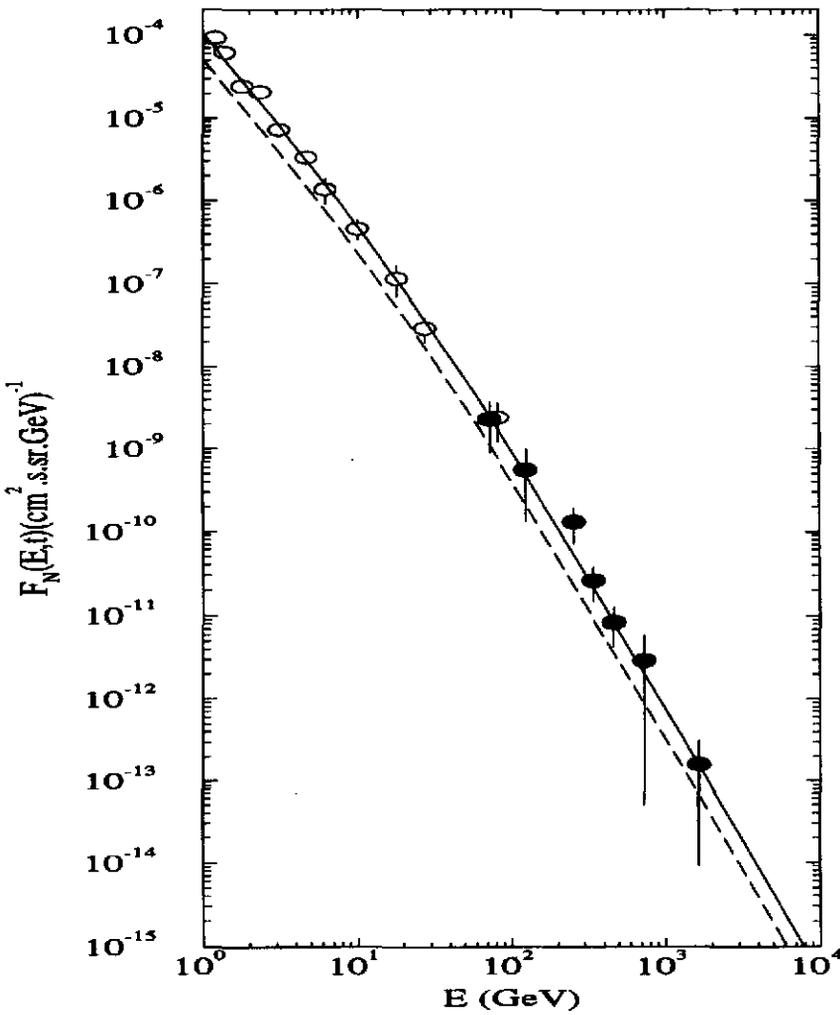


Figura 4.1: Fluxo nucleônico ao nível do mar. Linha tracejada: só a contribuição ND. Linha sólida: contribuições ND e SD. Círculos claros, Ref. [10]. Círculos cheios: Ref. [9].

a solução subestima o fluxo nucleônico, como mostra a linha tracejada na Fig. 4.1. A linha sólida mostra o resultado final, incluindo as duas contribuições (ND e SD) e livre de parâmetros. Podemos notar que o resultado teórico melhora significativamente quando os efeitos difrativos são considerados. Para altitudes de montanha, o resultado também concorda com os dados experimentais conforme mostra a Fig. 4.2.

Notamos que quando a elasticidade média aumenta, o fluxo nucleônico aumenta exponencialmente. Isso pode ser interpretado fisicamente da seguinte maneira: com o aumento da elasticidade média, a fração da energia que é carregada pela partícula líder aumenta e conseqüentemente menos energia é destinada à produção

de secundários. Essas partículas produzidas são partículas leves (píons, em sua maioria) que decaem em outras partículas (os píons carregados decaem em múons e os píons neutros decaem em γ dando origem à componente eletromagnética da cascata). Por essa razão, para que a componente nucleônica seja fortalecida é interessante que a partícula líder receba uma quantidade grande de energia.

Na Fig. 4.3, a solução analítica para o fluxo hadrônico é comparada com os dados do experimento Cascade [11, 12], mostrando uma boa concordância.

Os resultados deste capítulo mostram que para uma boa descrição dos fluxos de raios cósmicos (nucleônicos e hadrônicos) as contribuições dos processos difrativos devem ser levadas em conta. Essas contribuições são incluídas via elasticidade média (Cap. 2). Para calculá-la é feito um corte para $E = 50$ GeV, isto é, para uma região de energia abaixo do ISR (onde sabemos que a elasticidade média pp está em torno 0.5). Apesar do valor da energia de corte ser arbitrário, a elasticidade média pp varia pouco nessa região. Para energias menores que 50 GeV o MCM não é válido e os processos difrativos produzem seções de choque com valores pouco significativos quando comparados com aqueles para energias mais altas. Por isso, para energias menores que 50 GeV as componentes difrativas da elasticidade média são desligadas e, ao mesmo tempo, a elasticidade média próton-próton é congelada (e somente corrigida para incluir o efeito do ar) num valor superior ao que possui imediatamente antes do corte. A boa concordância obtida para os fluxos de raios cósmicos pode ser vista como uma indicação da elasticidade média nessa região de energia.

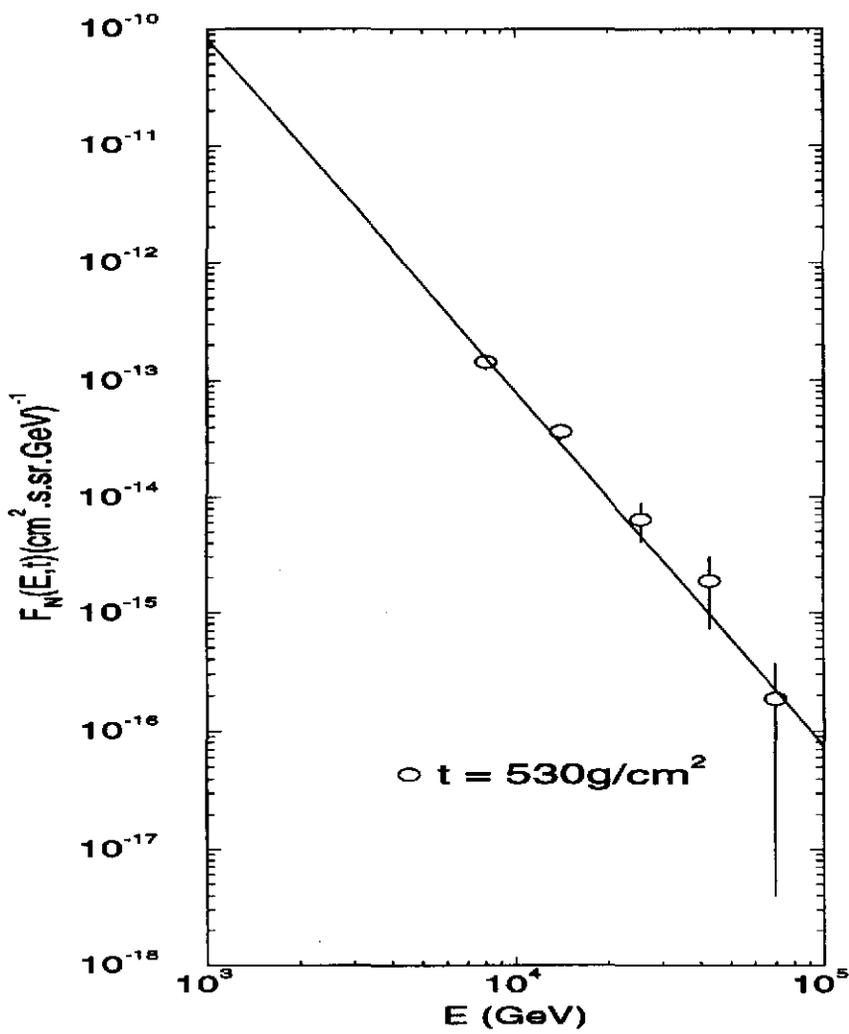


Figura 4.2: Fluxo nucleônico calculado para uma altitude de montanha. Os dados experimentais são da Ref. [42].

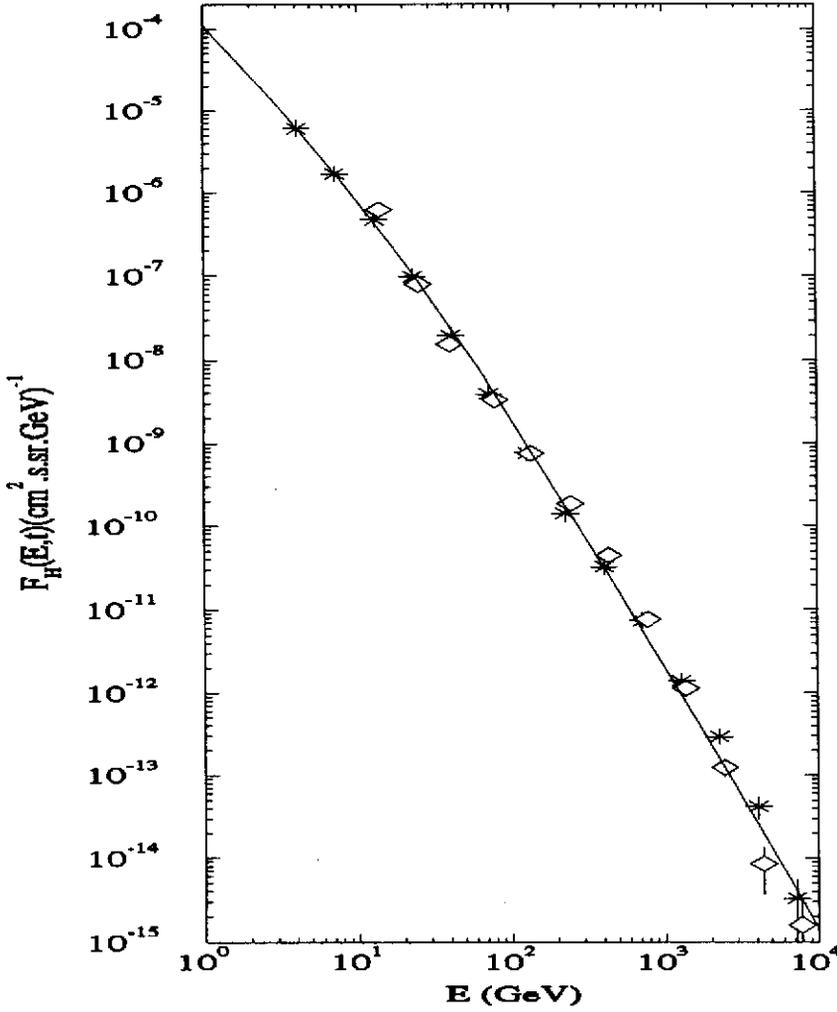


Figura 4.3: Fluxo hadrônico ao nível do mar. A linha sólida é o fluxo hadrônico calculado. Diamantes claros e estrelas, Refs. [11, 12].

Capítulo 5

A Seção de Choque Total Próton-Próton

O Cap. 4 tratou da influência dos processos difrativos nas colisões que ocorrem na atmosfera e como esses processos podem afetar os fluxos nucleônico e hadrônico. A análise foi feita usando dados de raios cósmicos medidos ao nível do mar e no mesmo intervalo de energia dos dados de aceleradores, $1 < E < 10^4$ GeV (ou $2 < \sqrt{s} < 137$ GeV), de tal forma que é possível usar para a seção de choque total pp (uma quantidade que aparece na fórmula de Glauber) a parametrização da Colab. UA4/2 [4] que descreve muito bem os dados de aceleradores nessa região de energia.

O mesmo procedimento pode ser usado de maneira inversa para obter informação sobre a seção de choque total pp a partir de dados experimentais de raios cósmicos. Assim, podem ser obtidos valores de seção de choque total para energias superaltas, onde ainda não existem dados de aceleradores.

Neste capítulo é determinada a seção de choque pp e a seção de choque inelástica p -ar a partir de dados de raios cósmicos medidos ao nível do mar [9, 10] e em altitudes de montanha [42], usando a elasticidade média calculada no Cap. 2. Além disso, é mostrado o efeito da inclusão das contribuições difrativas na elasticidade média sobre o valor de σ_{tot}^{pp} , por meio de uma reanálise dos dados experimentais de Akeno.

5.1 A seção de choque total pp a partir de fluxos de raios cósmicos

A Eq. (3.5) pode ser reescrita como ¹

$$\sigma_{\text{in}}^{p-\text{ar}} \left[1 - (\langle x \rangle^{p-\text{ar}})^\gamma \right] - \sigma_{\text{abs}}^{p-\text{ar}} = 0. \quad (5.1)$$

O procedimento para extrair a seção de choque total pp a partir da equação acima é o mesmo do Cap. 3, só que agora na elasticidade média são incluídas as contribuições difrativas. Para $\sigma_{\text{in}}^{p-\text{ar}}$ é usada a fórmula de Glauber, a qual devido a maneira como foi derivada apresenta naturalmente uma componente difrativa, pois $\sigma_{\text{in}}^{p-\text{ar}} = \sigma_{\text{ND}}^{p-\text{ar}} + \sigma_{\text{SD}}^{p-\text{ar}}$ (veja o Cap. 2 para maiores detalhes); por mais esse motivo, o procedimento de incluir a componente difrativa é mais correto. Outra mudança introduzida na Eq. (5.1) é que para baixas energias, $\sigma_{\text{abs}}^{p-\text{ar}}$ é calculada a partir de dados experimentais de fluxos nucleônicos usando a equação

$$\sigma_{\text{abs}}^{p-\text{ar}} = -\frac{2.41 \times 10^4}{t} \ln \left[\frac{F_N(E, t)}{N_0 E^{-(\gamma+1)}} \right]. \quad (5.2)$$

que foi obtida por meio das equações (3.2), (3.3) e (3.4).

Para usar os dados de fluxo hadrônico, é usada a parametrização da Colab. Cascade [12] para a razão entre píons e núcleons, para subtrair a contribuição dos píons e obter o correspondente fluxo nucleônico

$$F_N(E, t) = \frac{F_H(E, t)}{1 + 2R}, \quad (5.3)$$

onde o fator R é dado pela expressão (4.3).

Como a elasticidade média $\langle x \rangle^{p-\text{ar}}$ depende de $\sigma_{\text{in}}^{p-\text{ar}}$, por normalização na Eq. (2.59) e pela correção para o efeito do ar em $\langle x \rangle_c^{p-\text{ar}}$ (Eq. (2.56)), $\sigma_{\text{in}}^{p-\text{ar}}$ não pode ser escrita explicitamente na Eq. (5.1). Por isso, como já foi feito no Cap. 3, a solução para encontrar σ_{tot}^{pp} é numérica.

¹Esta forma é preferível pois ressalta o fato de que queremos encontrar os i zeros x_i de uma função $f(x)$ de tal forma que $f(x_i) = 0$.

5.2 A seção de choque de inelástica p -núcleo

Uma maneira de verificar se o cálculo para a seção de choque inelástica p -ar está correto, é comparando-o com dados experimentais. Como já discutimos no Cap. 3, isso só pode ser feito na região de baixas energias.

Para o cálculo de $\sigma_{\text{in}}^{p\text{-ar}}$, deve ser usada uma quantidade que forneça a probabilidade da partícula sofrer uma interação, ou seja, de mudar o seu estado de energia. Essa seção de choque é obtida subtraindo da seção de choque total (probabilidade total de uma interação de qualquer tipo acontecer) a seção de choque elástica (probabilidade das partículas conservarem o seu estado de energia). Vimos que o cálculo dessa quantidade é possível com o modelo de Glauber. Nesse modelo, a seção de choque total é obtida a partir da amplitude de espalhamento elástica, via Teorema Óptico, e a seção de choque total elástica é obtida integrando o módulo ao quadrado dessa amplitude. Apesar do procedimento parecer consistente, uma maneira de verificar se a seção de choque inelástica p -núcleo está sendo descrita corretamente é através da comparação com dados experimentais de aceleradores.

Existem outras interpretações para a seção de choque inelástica p -ar, por exemplo, a de Gaisser *et al.* [43]. Para eles, o adjetivo *inelástica* para a seção de choque próton-ar descreve o fato de que os experimentos de raios cósmicos não medem toda a seção de choque de absorção, uma vez que o desenvolvimento da cascata não é sensível aos processos quase-elásticos, nem aos processos difrativos simples, ou seja

$$\sigma_{\text{in}}^{p\text{-ar}} = \sigma_{\text{tot}}^{p\text{-ar}} - \sigma_{\text{el}}^{p\text{-ar}} - \sigma_{\text{qel}} - \sigma_{\text{SD}} - \Delta\sigma \quad (5.4)$$

onde σ_{SD} é a contribuição dos processos difrativos simples, $\Delta\sigma$ é a blindagem inelástica devida ao múltiplo espalhamento com estados intermediários do núcleon excitado; $\sigma_{\text{el}}^{p\text{-ar}}$ é a seção de choque dos processos quase-elásticos, isto é, todas as excitações e desintegrações, mas sem a produção de partículas secundárias (mésons). Os outros três primeiros termos do lado direito devem ser obtidos com o modelo de Glauber. Essa abordagem, no entanto, diz que as contribuições difrativas não são

importantes no desenvolvimento das cascatas, contrariando os resultados do Cap. 4.

5.3 A seção de choque de absorção p -núcleo

A quantidade medida em aceleradores, através da qual podemos verificar o cálculo de $\sigma_{\text{in}}^{p\text{-ar}}$, é chamada de seção de choque de absorção p -núcleo (vamos denotá-la por $\sigma_{\text{abs}}^{pA}(\text{ac})$ para não confundi-la com a seção de choque de absorção medida em raios cósmicos) e é dada por

$$\sigma_{\text{abs}}^{pA}(\text{ac}) = \sigma_{\text{in}}^{pA} - \Delta_{\text{qel}}, \quad (5.5)$$

onde Δ_{qel} é uma correção, devida aos processos quase-elásticos. Para os dados experimentais que vamos utilizar, o máximo dessa correção varia de 3 a 5% [44, 45].

Na Fig. 5.1, os resultados do cálculo de $\sigma_{\text{in}}^{p\text{-ar}}$ (Eq. (2.23)) são comparados com os dados experimentais de Denisov *et al.* [44] e na Fig. 5.2 são comparados com os dados de Carroll *et al.* [45]. Foram calculados pontos para os mesmos núcleos que foram medidos, utilizando para os raios quadráticos médios da distribuição de carga elétrica os valores da Ref. [18]. Notamos que o acordo é bom, o que significa que a expressão usada para a seção de choque inelástica p -núcleo descreve bem os dados de aceleradores.

A relação entre a seção de choque de absorção p -ar medida em raios cósmicos é encontrada substituindo o valor de $\sigma_{\text{in}}^{p\text{-ar}}$ da Eq. (5.1) na Eq. (5.5)

$$\sigma_{\text{abs}}^{p\text{-ar}}(\text{ac}) = \frac{\sigma_{\text{abs}}^{p\text{-ar}}}{1 - \langle x \rangle \gamma} - \Delta_{\text{qel}}. \quad (5.6)$$

Portanto, a seção de choque de absorção medida em aceleradores não é a mesma quantidade que é medida em raios cósmicos. A seção de choque de absorção medida em raios cósmicos é derivada a partir do comprimento de atenuação, ou seja, para uma dada energia E , quanto menor esse comprimento, maior a parcela do fluxo absorvida pela atmosfera na profundidade t . Assim, a seção de choque de absorção em raios cósmicos está relacionada à probabilidade de ocorrer absorção de núcleons pela atmosfera. Ela só pode ser interpretada dessa forma, pois a solução

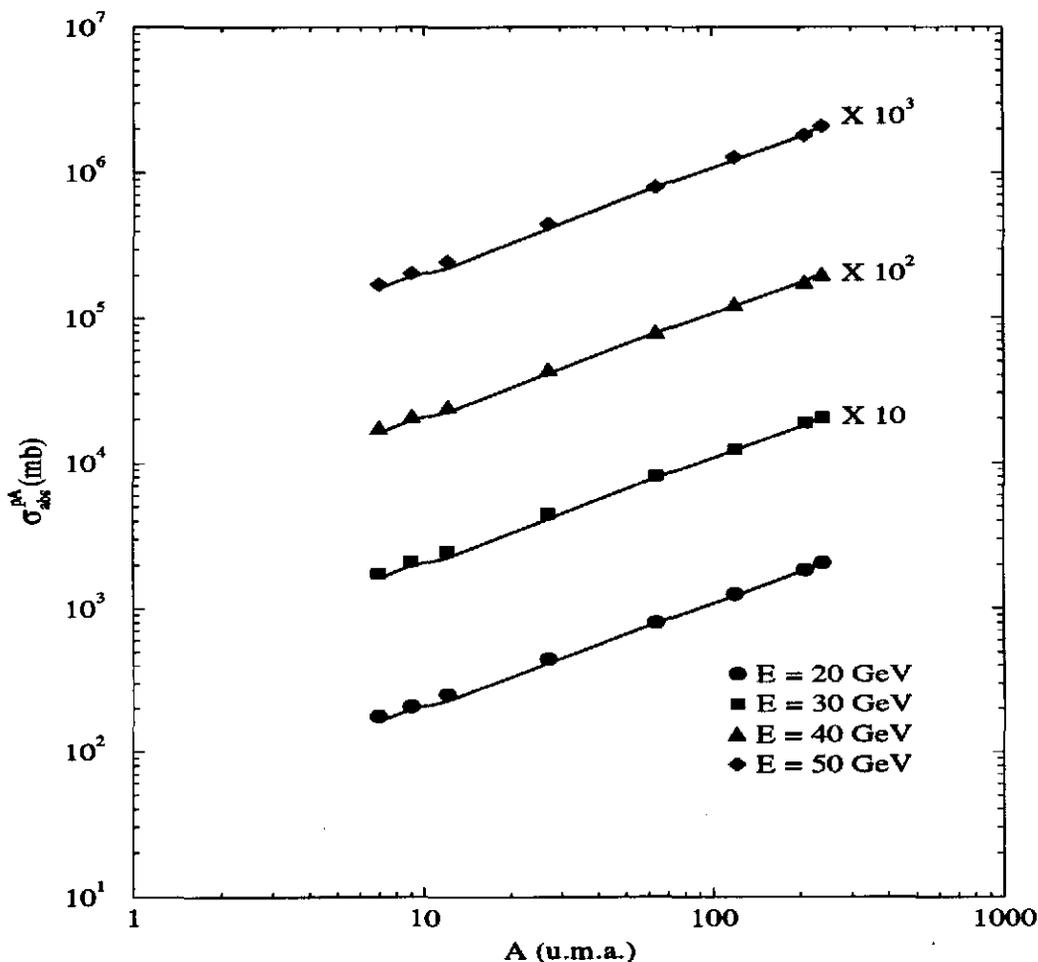


Figura 5.1: Linha sólida: seção de choque inelástica. A correção de 5% para excluir os processos quase-elásticos não é visível no gráfico. Dados experimentais de seção de choque de absorção p -ar: Denisov *et al.* [44].

da equação de difusão foi escrita de uma maneira simples (Eq. 2.17). Notamos também que ela é escrita em termos da elasticidade média; quando a elasticidade média é nula, a seção de choque de absorção medida em raios cósmicos seria igual à seção de choque medida em aceleradores, se o dados de aceleradores não tivessem sido corrigidos para excluir os processos quase-elásticos.

A curva 1 da Fig. 5.3 corresponde ao cálculo de σ_{in}^{p-ar} segundo o modelo de Glauber (2.23), onde para σ_{tot}^{pp} foi usado o ajuste da Colab. UA4/2 [4]. Ela deve ser corrigida para excluir os processos quase-elásticos quando comparada com os dados experimentais das Figs. 5.2 e 5.1. A curva 2 mostra σ_{abs}^{p-ar} obtida da Eq. (5.1), onde $\langle x \rangle^{p-ar}$ inclui contribuições difrativas da maneira apresentada no Cap. 2. A inclinação do espectro primário γ usada é 1.75 [7] na região de baixas energias e

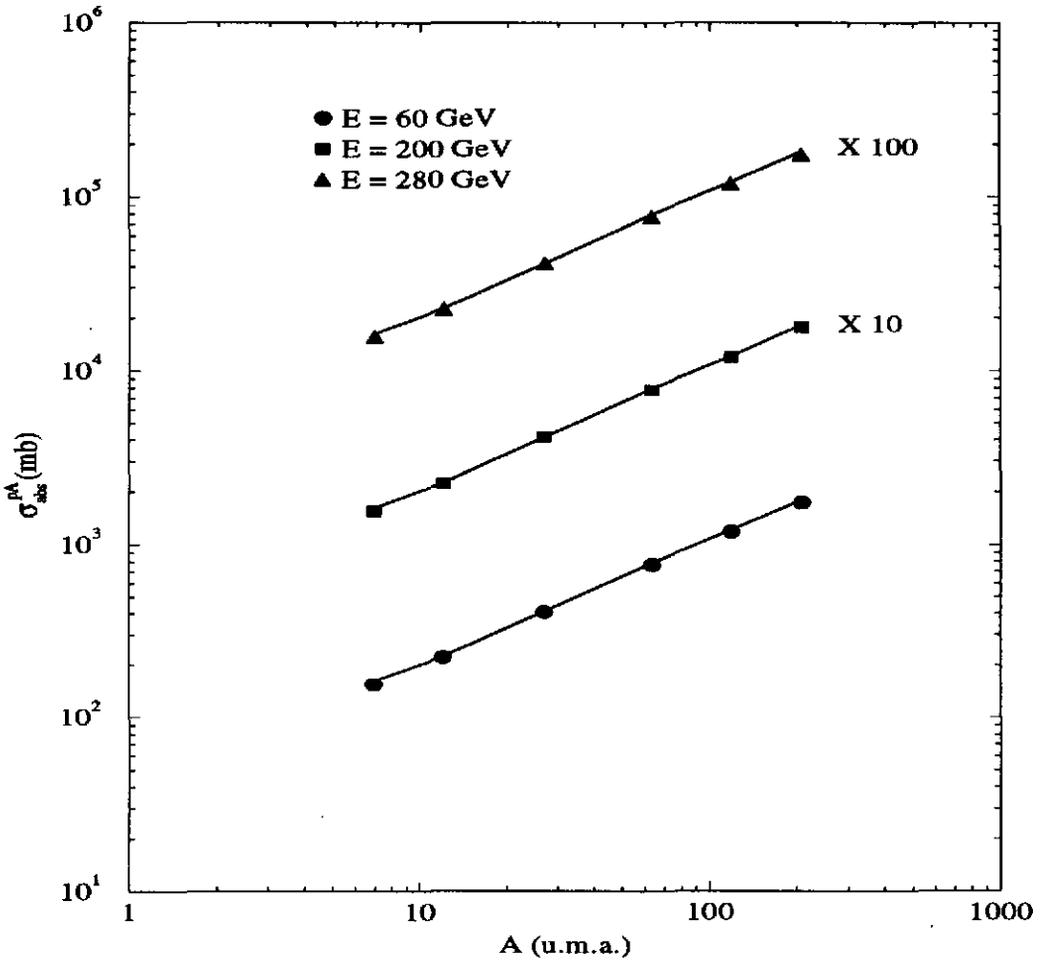


Figura 5.2: Linha sólida: seção de choque inelástica. A correção de 5% para excluir os processos quase-elásticos não é visível no gráfico. Dados experimentais de seção de choque de absorção p -ar: Carroll *et al.* [45].

2.02 [20] na região de altas energias. Os círculos claros e os cheios foram obtidos de dados de fluxos nucleônicos por meio da Eq. (5.2). Os triângulos são pontos experimentais da Colab. Akeno para a seção de choque de absorção p -ar obtidos por meio das Eqs. (1.5) e (1.6).

A curva 2 concorda bem com os dados de fluxos de raios cósmicos em baixas energias. Para altas energias, os dados de Akeno estão abaixo da curva. Isto acontece porque o ajuste da Colab. UA4/2, utilizado para σ_{tot}^{pp} , apresenta um crescimento acentuado com a energia, ou seja, sua extrapolação para altas energias fornece valores grandes para a seção de choque total pp . A curva 2 sobe na direção da curva 1 a medida que a elasticidade diminui.

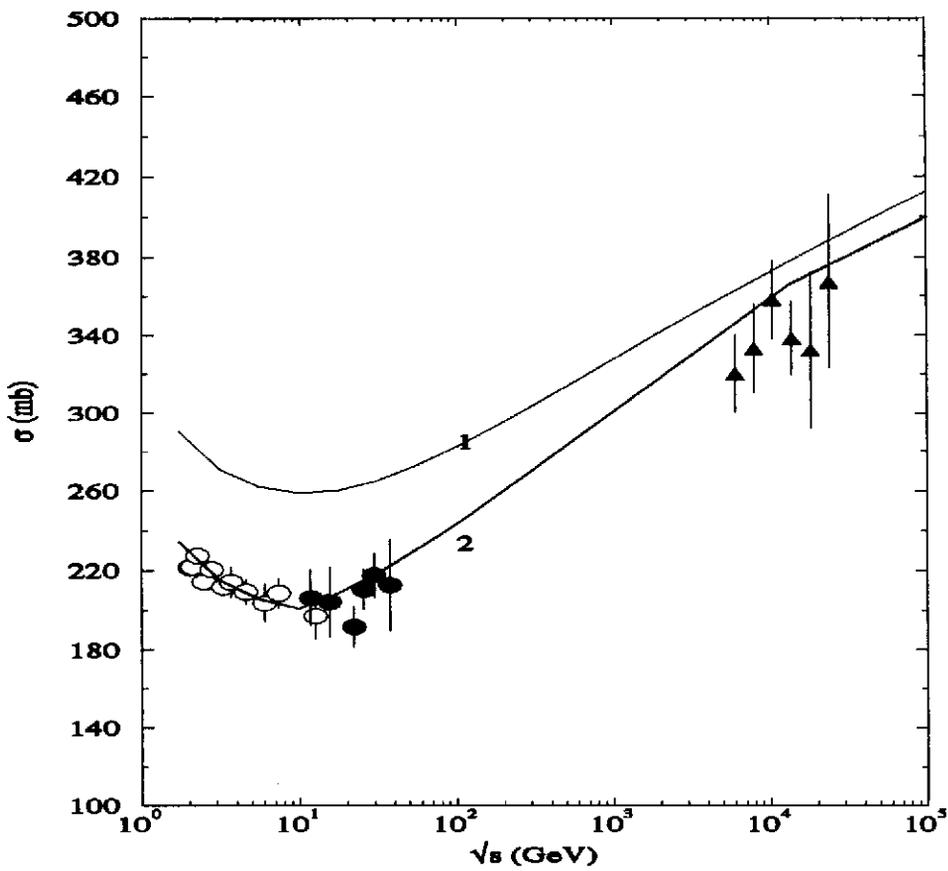


Figura 5.3: Curva 1: σ_{in}^{p-ar} obtida com o modelo de Glauber, onde para σ_{tot}^{pp} foi usada a parametrização da Colab. UA4/2 [4]. Curva 2: σ_{abs}^{p-ar} calculada com a Eq. (5.1), onde para σ_{in}^{p-ar} foi usada a curva 1. Círculos claros e cheios: seção de choque de absorção p -ar obtida com a Eq. (5.2) e dados de fluxos de raios cósmicos [9, 10]. Triângulos: seção de choque de absorção p -ar medida no experimento Akeno [13].

5.4 Resultados

Os resultados obtidos para σ_{tot}^{pp} são mostrados na Fig. 5.4 junto com o melhor ajuste da Colab. UA4/2 [4] para a seção de choque total pp .

Em baixas energias, é usada a parametrização de Ryan (1.3) para o espectro primário. Para o fluxo nucleônico, são usados os dados experimentais medidos ao nível do mar [9, 10] e em altitudes de montanha com $t = 530 \text{ g/cm}^2$ [42] e para o fluxo hadrônico são usados os dados experimentais do grupo Kascade [11, 12] obtidos ao nível do mar.

Em altas energias, os dados usados para a seção de choque de absorção são

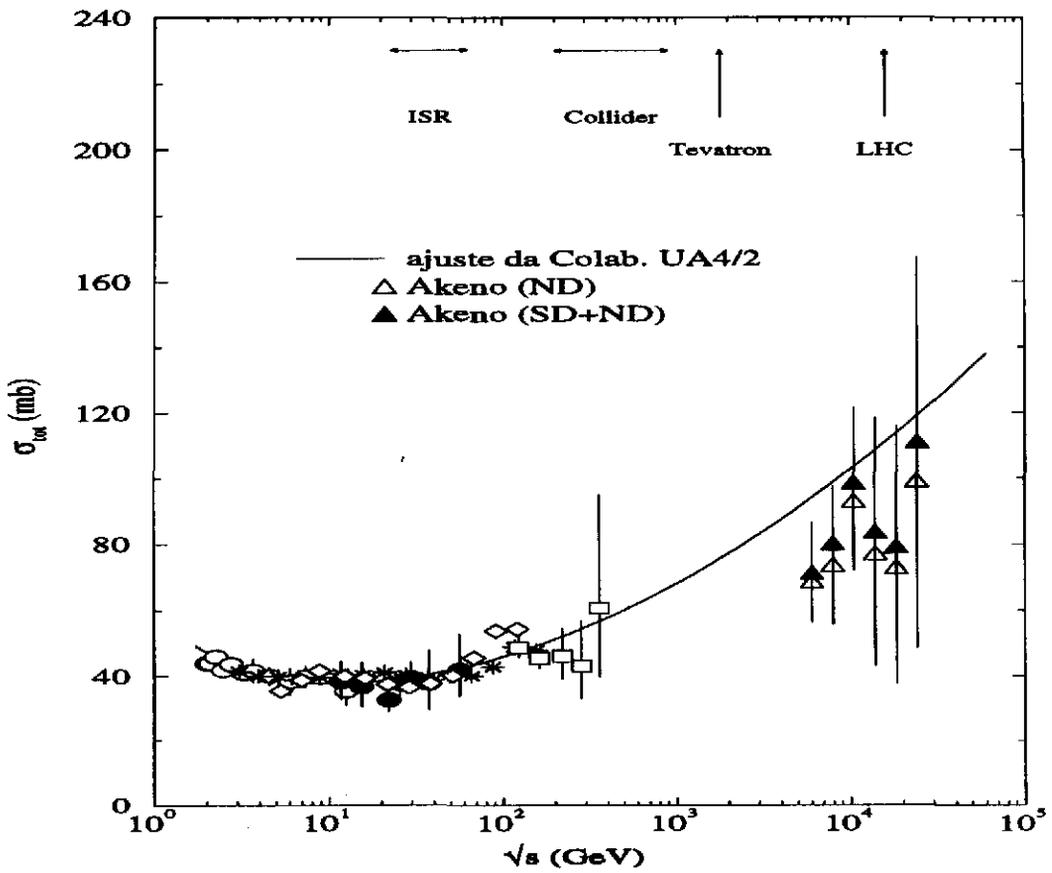


Figura 5.4: Seção de choque total próton-próton obtida a partir de dados de raios cósmicos. Linha sólida: ajuste UA4/2 [4]. Círculos claros e cheios: de fluxos nucleônicos ao nível do mar [10, 9]. Quadrados: de fluxo nucleônico em altitude de montanha [42]. Diamantes e estrelas: do experimento Kascade [11, 12]. Triângulos claros e cheios: dos dados de Akeno (sem e com as contribuições difrativas).

os medidos pela Colab. Akeno [13] (triângulos na Fig. 5.3) assim como o valor da inclinação do espectro primário $\gamma (= 2.02)$ [8].

Em baixas energias, os valores de σ_{tot}^{pp} obtidos a partir de raios cósmicos estão em boa concordância com os dados de aceleradores. Um cálculo simples, considerando apenas processos não-difrativos, produz valores de σ_{tot}^{pp} menores e a concordância não é tão boa. Em altas energias, os resultados correspondentes são também mostrados na Fig. 5.4. As contribuições difrativas causam um deslocamento de aproximadamente 7 mb na seção de choque total pp , nas energias de Akeno (o valor da seção de choque difrativa simples prevista para essa região de energia é de ≈ 10 mb).

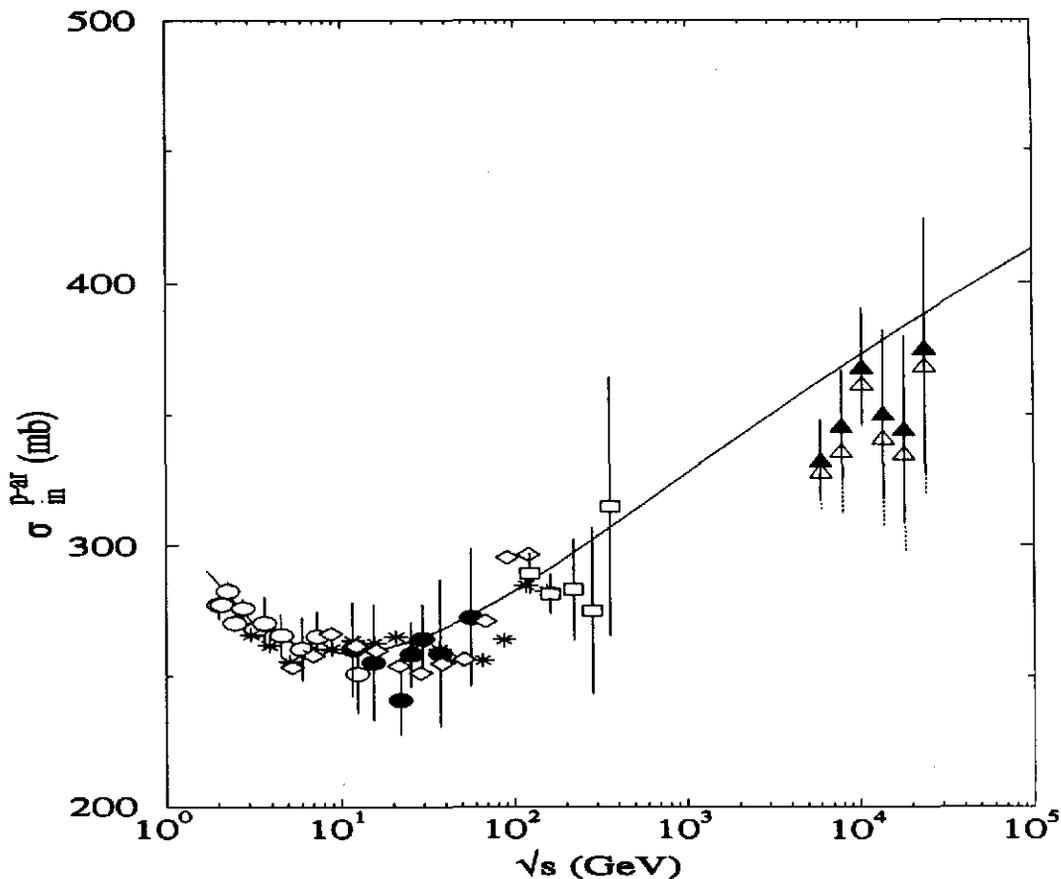


Figura 5.5: Seção de choque inelástica p -ar obtida a partir de dados de raios cósmicos. Linha sólida: modelo de Glauber com σ_{tot}^{pp} da Colab. UA4/2 [4]. Os símbolos se referem aos mesmos dados experimentais da Fig. 5.4.

Os resultados para σ_{in}^{p-ar} são calculados com os mesmos dados experimentais e mostrados na Fig. 5.5, junto com a curva teórica calculada com o modelo de Glauber (Eq. (2.23)), usando o ajuste da Colab. UA4/2 para a seção de choque total pp . Os erros da seção de choque inelástica p -ar são estimados com [46]

$$\Delta\sigma_{in}^{p-ar} = \frac{d\sigma_{in}^{p-ar}}{dF(E, t)} \Delta F(E, t). \quad (5.7)$$

Assim, com os valores $\sigma_{in}^{p-ar} \pm \Delta\sigma_{in}^{p-ar}$, é possível calcular os valores de σ_{tot}^{pp} correspondentes, para poder estimar o erros da seção de choque total pp .

Neste capítulo, a expressão para o cálculo da seção de choque inelástica p -ar foi verificada comparando-a com dados de aceleradores. A expressão de Glauber (2.23) é muito usada para a determinação de σ_{tot}^{pp} , porém ela é fortemente dependente de duas quantidades, a densidade de matéria nuclear $\rho(\mathbf{r})$ e a espessura óptica $T(b)$,

que por sua vez são dependentes de modelos. Em alguns deles, $T(b)$ depende do parâmetro de *slope* B [43] e a expressão para o seu cálculo torna-se mais complexa que a apresentada no Apêndice A. Preferimos uma abordagem mais simples, que ainda assim descreve bem os dados experimentais. Por isso, diferentes aplicações da mesma expressão para a seção de choque inelástica (2.23), quando extrapoladas para energias de Akeno, levam a resultados bastante distintos.

A seção de choque total pp foi determinada a partir de medidas experimentais de raios cósmicos usando, para a região de baixas energias, dados de fluxos nucleônico e hadrônico e para a região de altas energias, dados de seção de choque de absorção p -ar vindos de experimentos de chuveiros extensos. A boa concordância obtida entre a seção de choque pp calculada e os dados de aceleradores, na região de baixas energias, mostra que as contribuições difrativas são importantes para uma análise correta dos dados experimentais de raios cósmicos.

Capítulo 6

Conclusões

Neste trabalho foi apresentado um método para a derivação da seção de choque total pp , usando dados de fluxos de raios cósmicos, na região de baixas energias e dados de chuviros extensos, para altíssimas energias. Além de fornecer valores de seção de choque pp , o método revelou que resultados consistentes só eram obtidos através de uma elasticidade que apresentasse um comportamento decrescente com a energia. Esta informação é interessante, pois o comportamento da elasticidade com a energia ainda é uma questão bastante controversa. Em baixas energias, os resultados obtidos são compatíveis com os dados experimentais do ISR e Collider; para altas energias, onde ainda não existem dados de aceleradores, os resultados obtidos são consistentes e permitem fazer estimativas para máquinas atualmente em construção (LHC, por exemplo).

Também foi estudado pela primeira vez, o efeito das contribuições difrativas em fluxos de raios cósmicos. Essas contribuições foram incluídas via elasticidade média e consideradas decorrentes de dois mecanismos: o primeiro devido aos processos difrativos que ocorrem no interior do núcleo atmosférico e o segundo devido à difração do núcleo como um todo. As contribuições difrativas aumentam o valor da elasticidade o que faz com que a intensidade do fluxo nucleônico cresça sensivelmente (o fluxo nucleônico depende exponencialmente da elasticidade). Uma outra quantidade muito importante no cálculo dos fluxos de raios cósmicos é a seção de choque inelástica próton-ar. Nesta tese ela é calculada por meio do modelo de Glauber, que inclui os processos difrativos e que descreve bem os dados de aceleradores.

Os resultados obtidos tanto para o fluxo nucleônico, quanto para o fluxo hadrônico, possuem boa concordância com dados experimentais, reforçando o fato de que a função utilizada para a elasticidade média é bastante razoável.

A metodologia desenvolvida aqui nos permite entender melhor as interações hadrônicas que ocorrem na atmosfera. Isto porque procuramos sempre olhar o mesmo problema de diversos ângulos na busca de uma interpretação consistente para todas as quantidades envolvidas. Nossas críticas a certos procedimentos usualmente aceitos foram embasadas em dados experimentais e leis de caráter geral (por exemplo, o limite de Froissart-Martin). As técnicas numéricas decorrentes não são complicadas e podem ser empregadas na análise de dados de raios cósmicos obtidos atualmente, seja por meio de câmaras de emulsão ou por calorímetros.

Apêndice A

A Espessura Nuclear

A espessura óptica $T(b)$ é dada por

$$T(\mathbf{b}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(\mathbf{b}, z) dz, \quad (\text{A.1})$$

onde $\rho(\mathbf{r})$ é a densidade nuclear. Para $\rho(\mathbf{r})$ é utilizada a parametrização de Durand e Pi [17]

$$\rho_A(\mathbf{r}) = \frac{4}{\pi^{3/2} a_0^3} \left[1 + \frac{1}{6} (A - 4) \frac{r^2}{a_0^2} \right] e^{-\frac{r^2}{a_0^2}} \quad (\text{A.2})$$

com o parâmetro a_0 obtido através de

$$\langle r_{\text{ch}}^2 \rangle_A = \left[\frac{5}{2} - \frac{4}{A} \right] a_0^2 + \langle r_{\text{ch}}^2 \rangle_p. \quad (\text{A.3})$$

Reescrevendo os parâmetros da Eq. (A.2) para simplificar

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{4}{\pi^{3/2} a_0^3} \\ \beta &= \frac{1}{6} \frac{A - 4}{a_0^2} \\ \xi &= \frac{1}{a_0^2}, \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

a Eq. (A.1) torna-se

$$\begin{aligned} T(b) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha [1 + \beta r^2] e^{-\xi r^2} dz \\ &= \alpha e^{-\xi b^2} \int_{-\infty}^{+\infty} [(1 + \beta b^2) e^{-\xi z^2} + \beta z^2 e^{-\xi z^2}] dz. \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

Consultando uma tabela de integrais [47], encontramos que

$$\begin{aligned}\int_{-\infty}^{+\infty} z^2 e^{-\xi z^2} dz &= \frac{1}{2\xi} \left(\frac{\pi}{\xi}\right)^{1/2} \\ \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\xi z^2} dz &= \frac{\sqrt{\pi}}{\xi}, \quad \xi > 0.\end{aligned}\tag{A.6}$$

Assim,

$$\begin{aligned}T(b) &= \alpha e^{-\xi b^2} \left(\frac{\pi}{\xi}\right)^{1/2} \left[1 + \beta b^2 + \frac{\beta}{2\xi}\right] \\ &= \frac{2}{\pi 10 a_0^2} e^{-z^2} \left[\frac{A+8}{6} + \frac{A-4}{3} z^2\right],\end{aligned}\tag{A.7}$$

onde $z = b/a_0$ e o fator 10 aparece multiplicando a_0^2 para fazer a conversão de fermis para mb's, pois os raios quadráticos médios de distribuição de carga elétrica são escritos em fermis. Finalmente, a seção de choque inelástica p -ar é obtida por meio de uma integração no espaço de parâmetro de impacto

$$\sigma_{\text{in}}^{p\text{-ar}} = 2\pi 10 a_0^2 \int_0^{+\infty} z d^2 \{1 - \exp[-\sigma_{\text{tot}}^{pp} T(z)]\}.\tag{A.8}$$

Apêndice B

Parametrizações Úteis

Para facilitar os cálculos, a elasticidade foi parametrizada (onde para σ_{tot}^{pp} foi usado o melhor ajuste da Colab. UA4/2 [4]) na forma

$$\langle x \rangle = A_0 \times E^{A_1} \quad (\text{B.1})$$

por faixas de energia (Tab. B.1). A parametrização reproduz muito bem a curva 4 da Fig. 2.12.

A seção de choque inelástica p -ar foi parametrizada na forma

$$\sigma_{\text{in}}^{p\text{-ar}} = 115.73 \times \sqrt{s}^{-1.06} + 215.19\sqrt{s}^{0.06}. \quad (\text{B.2})$$

Tabela B.1: Parâmetros da elasticidade.

Energia (GeV)	A_0	A_1
$E < 50$	0.394	0.020
$50 \leq E < 10^5$	0.538	-0.060
$10^5 \leq E < 10^8$	0.478	-0.053
$10^8 \leq E < 8 \times 10^8$	0.254	-0.017
$E \geq 8 \times 10^8$	$\langle x \rangle = 0.178$	

Abstract

Proton-proton total cross sections are determined by using experimental data on cosmic-ray fluxes at low energies and data on extensive air showers (EAS), at high energies. At low energies, the procedures developed here produced results compatible with accelerator data; at high energies, the results do not violate the Froissart limit for total cross sections.

Bibliografia

- [1] E710 Collab. (N. A. Amos *et al.*) Phys. Rev. Lett. 68 (1992) 2433.
- [2] CDF Collab. (P. Giromini) *Luminosity-independent measurement of $\bar{p}p$ elastic scattering, single diffraction, dissociation and total cross section at $\sqrt{s} = 546$ and 1800 GeV*, Proc. Vth Blois Workshop on Elastic and Diffractive Scattering (Providence, June 1993) , ed. H. M. Fried, K. Kang e C-I Tan (World Scientific, Providence, 1993) p. 30.
- [3] C. Geich-Gimbel, Int. J. of Modern Physics A 4 (1989) 1527.
- [4] UA4/2 Collab. (C. Augier *et al.*) Phys. Lett. B 315 (1993) 503.
- [5] U. Amaldi *et al.*, Phys Lett. B 66 (1977) 390.
- [6] JACEE Collab. (K. Asakimori *et al.*) Proc. XXIIth Intern. Cosmic-Ray Conf. (Dublin, 1991), Vol. 2, p 97.
- [7] M. J. Ryan *et al.*, Phys. Rev. Lett. 28 (1972) 985.
- [8] M. Nagano *et al.*, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 18 (1992) 423.
- [9] G. Brooke *et al.*, Proc. Phys. Soc. 83 (1964) 843.
- [10] F. Ashton *et al.*, J. Phys. A 1 (1968) 169.
- [11] H. H. Mielke *et al.*, Proc. of 23th Intern. Cosmic Ray Conf. (Calgary, Canada, 1993) Vol. 4, 155.
- [12] H. H. Mielke *et al.*, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 20 (1994) 637.

- [13] M. Honda *et al.*, Phys. Rev. Lett. 70 (1993) 525.
- [14] J. Bellandi *et al.*, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 18 (1992) 579.
- [15] T. K. Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics*, ed. Cambridge University Press (Great Britain 1990).
- [16] V. M. Braun e Yu M. Shabelski, Int. J. of Modern Physics A 3 (1988) 2417.
- [17] L. Durand e H. Pi, Phys. Rev. D 38 (1988) 78.
- [18] H. de Vries *et al.*, Atom. Data - Nucl. Data Tables 36 (1987) 495.
- [19] A. L. Godoi *et al.*, Phys. Lett. B 343 (1995) 410.
- [20] M. Basile *et al.*, N. Cim. 73 A (1983) 329.
- [21] J. Bellandi *et al.*, Phys. Lett. B 279 (1992) 149.
- [22] J. Bellandi *et al.*, Phys. Rev. D 50 (1994) 297.
- [23] J. D. de Deus, Phys. Rev. D 32 (1985) 2334.
- [24] S. Barshay e Y. Chiba, Phys. Lett. 167 B (1986) 449.
- [25] A. Kaidalov e T. Martyrosian, Phys. Lett. 117 B (1982) 247.
- [26] E. M. Friedlander e R. M. Weiner, Phys. Rev. D 28 (1983) 2903.
- [27] UA5 Collab. (G. J. Alner *et al.*), Z. Phys. C 33 (1986) 1.
- [28] G. N. Fowler *et al.*, Phys. Rev. C 40 (1989) 1219.
- [29] F. O. Durães *et al.*, Phys. Rev. D 47 (1993) 3049.
- [30] P. V. Landshoff, Nucl. Phys. B 12, Proc. Suppl. (1990) 397.
- [31] R. J. M. Covolan e J. Montanha, *A Geometrical Approach to Hadron Diffractive Processes at High Energies*, preprint DRC TH 1/95, submetido ao Z. Phys. C.
- [32] J. Schamberger *et al.*, Phys. Rev. Lett. 34 (1974) 121.

- [33] M. G. Albrow *et al.*, Nucl. Phys. B 108 (1976) 1.
- [34] D. Bernard *et al.*, Phys. Lett. 186 B (1987) 227.
- [35] CDF Collab. (F. Abe *et al.*) *Measurement of $\bar{p}p$ single diffraction dissociation at $\sqrt{s} = 546$ and 1800 GeV*, Fermilab-Pub-93/233-E submetido para o Phys. Rev. D.
- [36] J. Montanha, Tese de Doutorado, Unicamp, 1995.
- [37] M. O. Azaryan *et al.*, Sov. J. Nucl. Phys. 20 (1975) 213; S. A. Slavatinskii *et al.*, Sov. Phys. JETP 19 (1964) 1452.
- [38] N. N. Nikolaev, Phys. Rev. D 48 (1993) R1904.
- [39] M. Froissart, Phys. Rev. 123 (1961) 1053; A. Martin, Nuovo Cimento 42 (1966) 930; 44 (1966) 1219.
- [40] A. Liland, *Inclusive hadron production with nuclei targets*, Proc. XXth Intern. Cosmic-Ray Conf. (Moscow, August 1987), Vol. 5, ed. IUPAP (NAUKA, Moscow, 1987), p. 178.
- [41] R. J. Glauber, *Lectures in Theoretical Physics*, ed. W. Britten and L. G. Duham (Interscience, N. Y., 1959) Vol. 1, p. 135; R. J. Glauber and G. Matthiae, Nucl. Phys. B 21 (1970) 135.
- [42] A. N. Vall *et al.*, Sov. J. Nucl. Phys. 44 (1986) 806.
- [43] T. K. Gaisser *et al.*, Phys. Rev. D (1987) 1350.
- [44] S. P. Denisov *et al.*, Nucl. Phys. B 61 (1973) 62.
- [45] A. S. Carroll *et al.*, Phys. Lett. B, 80 (1979) 319.
- [46] P. R. Bevington, *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*, ed. McGraw-Hill Book Company, 1969.

[47] I. S. Gradshteyn e I. M. Ryzhik, *Table of Integrals, Series and Products*, ed. Academic Press, Inc., 1980.