

ANÁLISE DO ESPALHAMENTO ELÁSTICO PRÔTON-PRÔTON
E ANTIPRÔTON-PRÔTON A ALTAS ENERGIAS
ATRAVÉS DE UM FORMALISMO TIPO CHOU-YANG COM
FUNÇÃO DE INTERAÇÃO

MARCIO JOSÉ MENON

Tese apresentada ao Instituto
de Física Gleb Wataghin como
parte dos requisitos para ob-
tenção do título de Doutor
em Ciências.

*Este exemplar corresponde
à redação final da tese
depois de ser pelo aluno manuseada
for melhor e aprovada pela
comissão julgadora*

*24-11-88
Felipe*

Orientador:

Prof. Dr. José Bellandi Filho

Co-orientador:

Prof. Dr. Bruto Max Pimentel Escobar (IFT - UNESP)

Departamento de Raios Cósmicos, Cronologia, Altas Energias e
Léptons - IFGW - UNICAMP

1988

CLASSIF. T/UNICAMP/D

AUTOR M527a

V. EX.

TOMBO BCI 30.044

I. FÍSICA - UNICAMP

n.º classif. T/UNICAMP/D

n.º autor M527a

..... ed. v. ex.

n.º tombo. TD/722

06101179
CM 000 999 594

Dedico este trabalho a

Maria de Lourdes

RESUMO

Apresenta-se um formalismo geométrico, tipo Chou-Yang, através do qual se obtém uma descrição unificada dos dados experimentais de espalhamento elástico próton-próton e antipróton-próton, na região $10 < \sqrt{s} \leq 630\text{GeV}$. Nesse formalismo a opacidade resultante na colisão hadrônica é escrita como o produto de convolução de três funções bidimensionais, duas associadas às estruturas dos hádrons e uma à interação entre constituintes. A interpretação física obtida é que, com o aumento da energia, há um crescimento tanto do raio hadrônico, que tende a uma saturação em $\sqrt{s} \approx 500 \sim 600\text{GeV}$, como da intensidade da interação. Discute-se a possibilidade de a saturação no crescimento do raio estar relacionada com a produção de minijatos.

ABSTRACT

A geometrical formalism of Chou-Yang type is presented, through which a unified description of pp and $\bar{p}p$ experimental data on elastic scattering at $10 < \sqrt{s} \leq 630\text{GeV}$ is achieved. In this formalism the resultant opaqueness in hadron collisions is given by the convolution of three bidimensional functions, two associated with the hadron structure and one with the interaction between constituents. The physical interpretation obtained is as follows: as the energy increases there is an increase both in the hadronic radius, which tend to a saturation at $\sqrt{s} \approx 500 \sim 600\text{GeV}$ and in the interaction strength. It is argued that this saturation in the increase of the radius may be related to minijet production.

ÍNDICE

CAPÍTULO I - INTRODUÇÃO	1
CAPÍTULO II - MODELOS FENOMENOLÓGICOS	7
2.1. Introdução	7
2.1.1. Formalismo de Ondas Parciais	7
2.1.2. Formalismo do Parâmetro de Impacto	10
2.2. Modelo de Chou-Yang	13
2.2.1. Formulação Original	13
2.2.2. Generalização: Função de Interação	19
2.3. Modelo BSW (Bourelly-Soffer-Wu)	19
2.4. Formalismo Proposto	26
2.4.1. Resultados e Hipóteses Básicas	26
2.4.1.1. Fator de Forma de Matéria	26
2.4.1.2. Existência de Zero no Fator de Forma de Matéria	27
2.4.1.3. Parte Real da Amplitude de Espalhamento	28
2.4.1.4. Dependência Energética da Opacidade	30
2.4.1.5. Transformada da Função de Interação	36
2.4.2. Transformada da Opacidade	37
2.4.3. Aplicação do Formalismo	40
CAPÍTULO III - DADOS EXPERIMENTAIS	45
3.1. Dados Utilizados	45
3.1.1. Próton-próton	45
3.1.2. Antipróton-próton	51
3.2. Critério de Utilização dos Dados	58

4.1. Critério de Análise	60
4.1.1. Considerações Gerais sobre os Parâmetros Li vres	60
4.1.2. Discussão do "Zero Experimental"	61
4.1.3. Conclusões	72
4.2. Variação Individual dos Parâmetros	76
4.2.1. Variação do Parâmetro a^2	79
4.2.1.1. Ajustes e Resultados	79
4.2.1.2. Interpretação Física da Dependência Ener gética	87
4.2.2. Variação do Parâmetro α^2	88
4.2.2.1. Ajustes e Resultados	88
4.2.2.2. Interpretação Física da Dependência Ener gética	98
4.2.3. Conclusões	100
4.3. Testes de Parametrizações	102
4.3.1. Fator Estatístico	102
4.3.2. Parametrizações em Função da Energia	103
4.3.2.1. Resultados	103
4.3.2.2. Funções de Perfil e de Recobrimento Ine lástica	107
4.3.3. Parametrizações em Função da Seção de Cho que Total	111
4.3.3.1. Resultados	111
4.3.3.2. Raio do Próton	117

5.1. Considerações sobre a Normalização	120
5.2. Análise Antipróton-Próton	127
5.3. Testes de Parametrizações	134

5.3.1. Parametrizações em Função da Energia	134
5.3.1.1. Resultados	134
5.3.1.2. Função de Perfil	139
5.3.1.3. Sobre o Cruzamento de $\alpha^2(s)$ para pp e $\bar{p}p$	140
5.3.2. Parametrizações em Função da Seção de Choque Total	151
5.3.3. Conclusões	162
5.4. Características Previstas para as Reações pp e $\bar{p}p$	163
5.4.1. Raio	163
5.4.2. Funções de Perfil e de Recobrimento Inelástica	166
5.4.2.1. Variação com a Energia	166
5.4.2.2. Comparação pp e $\bar{p}p$	171
5.4.3. Produção de Minijatos	175

CAPÍTULO VI - CONCLUSÕES	183
------------------------------------	-----

REFERÊNCIAS	188
-----------------------	-----

AGRADECIMENTOS	199
--------------------------	-----

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

O objetivo deste trabalho é o estudo de algumas características das interações próton-próton e antipróton-próton através da análise de dados experimentais de espalhamento elástico.

Atualmente uma grande quantidade de modelos têm procurado descrever as regularidades observadas nos dados experimentais de espalhamento hádron-hádron a altas energias. Entretanto, não se tem ainda uma visão precisa e amplamente aceita da dinâmica e estrutura hadrônica.

Do ponto de vista experimental, durante várias décadas, o conhecimento em física de altas energias teve como única fonte as pesquisas em radiação cósmica. A partir do início dos anos 70, muitas características dessas interações foram sendo sistematicamente obtidas através de grandes aceleradores: Serpukhov (1969), ISR-CERN (1971), SPS/Collider-CERN (1981), Tevatron-Fermilab (1988). Em termos da energia no sistema de centro de massa, \sqrt{s} , a situação atual de aceleradores e detetores da radiação cósmica é mostrada na figura 1.1. Na década de 60 acreditava-se que o limite assintótico estava sendo atingido; esperava-se que a seção de choque total nas interações hádron-hádron, decrescendo com a energia,

tenderia a um valor constante. Resultados de Raios C \acute{o} smicos mostraram, entretanto, um crescimento na se \c ção de choque total^(2,3), como haviam previsto Cheng e Wu⁽⁴⁾, o que foi posteriormente comprovado nos aceleradores de Serpukhov e do CERN. Atualmente a radia \c ção c \acute{o} smica continua sendo a fonte mais alta de energia conhecida e, em alguns casos, indica caminhos a serem seguidos pelos aceleradores como, por exemplo, a busca de eventos tipo centauro, mini-centauro e binoculares^(5,6). Por outro lado, alguns problemas cruciais s \tilde{a} o inerentes \tilde{a} s experi \tilde{e} ncias, tais como⁽¹⁾, o baixo fluxo da radia \c ção prim \acute{a} ria (uma part \acute{i} cula por m², por dia, para $E_{lab} \geq 10^3$ Tev), o que n \tilde{a} o permite uma determina \c ção precisa da composi \c ção ou depend \tilde{e} ncia energ \acute{e} tica dos prim \acute{a} rios e o problema de se relacionar as se \c ções de choque pr \acute{o} ton-pr \acute{o} ton e pr \acute{o} ton-ar.

Do ponto de vista te \acute{o} rico as intera \c ções hadr \acute{o} nicas s \tilde{a} o tratadas pela Cromodin \acute{a} mica Qu \tilde{a} ntica (QCD). Entretanto, a falta de um formalismo n \tilde{a} o perturbativo, n \tilde{a} o permite test \tilde{a} -la de forma completa, o que torna a teoria question \tilde{a} vel em muitos aspectos. Isso vem real \c çar a import \tilde{a} ncia do desenvolvimento de pesquisas atrav \tilde{e} s de modelos fenomenol \acute{o} gicos. O conjunto desses modelos pode ser dividido⁽⁷⁾, dependendo do tipo de abordagem, em geom \acute{e} tricos e n \tilde{a} o geom \acute{e} tricos. No último caso estuda-se as propriedades da amplitude de espalhamento atrav \tilde{e} s do formalismo de Regge ou Teoria Qu \tilde{a} ntica de Campos, n \tilde{a} o sendo importante os aspectos geom \acute{e} tricos da estrutura espa \c ço-temporal hadr \acute{o} nica. No primeiro caso, o h \acute{a} dron \acute{e}

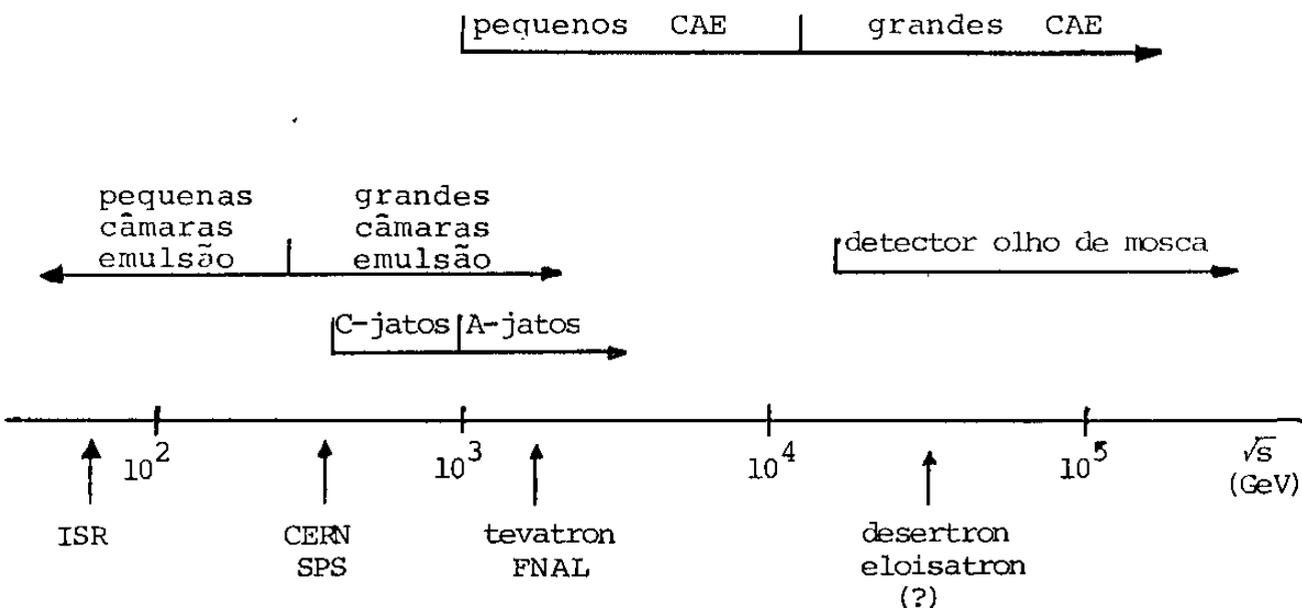


Figura 1.1) Intervalos de energia em experiências com grandes aceleradores e detetores de radiação cômica (CAE: chuviscos atmosféricos extensos). Figura adaptada de Giffon e Predazzi⁽¹⁾.

visto como um objeto extenso, definido por um raio e densidade de matéria. Na colisão, devido à contração de Lorentz, sua estrutura tem a forma de um disco como mostra a figura 1.2. Essa visão geométrica, introduzida por Fermi⁽⁸⁾, foi posteriormente desenvolvida e formalizada em vários trabalhos (Wu e Yang⁽⁹⁾, Byers e Yang⁽¹⁰⁾, Chou e Yang⁽¹¹⁾,⁽¹²⁾,⁽¹³⁾, Dias de Deus⁽¹⁴⁾, etc). Muitos modelos fenomenológicos são híbridos, incluindo também aspectos de QCD. Os principais modelos que tratam interações elásticas próton-próton e antipróton-próton podem ser agrupados em quatro classes:

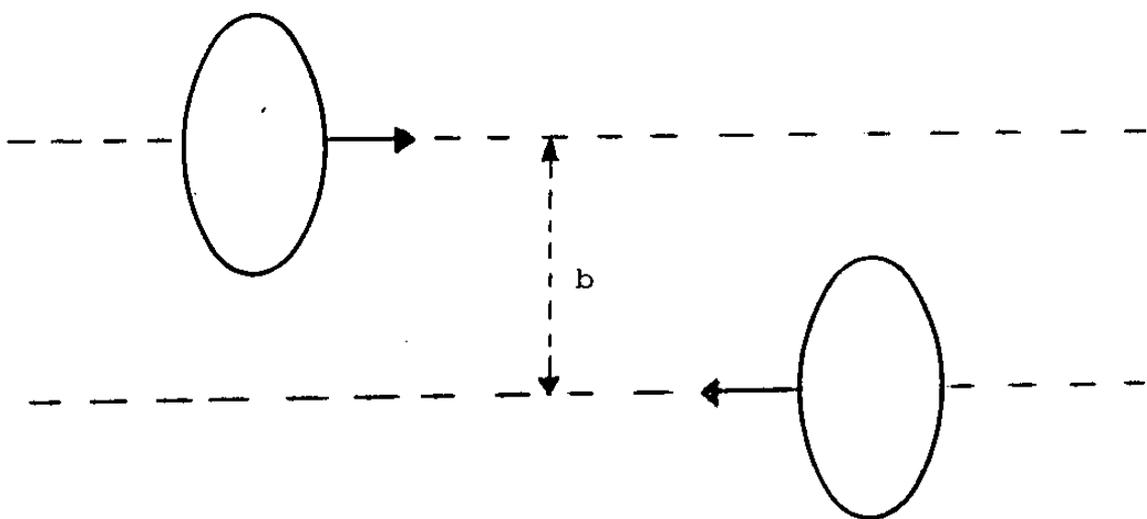


Figura 1.2) Visão geométrica da colisão hadrônica no sistema de Centro de Massa (b : parâmetro de impacto).

- 1) Eiconais fatorizáveis: Chou-Yang⁽¹⁶⁾, Cheng-Walker-Wu⁽¹⁷⁾, Bourrely-Soffer-Wu⁽¹⁸⁾.
- 2) Invariância de escala geométrica (Geometrical Scaling - GS): Dias de Deus⁽¹⁴⁾, Buras-Dias de Deus⁽¹⁹⁾, Dias de Deus-Kroll⁽²⁰⁾, Kroll⁽²¹⁾.
- 3) Troca múltipla de gluons: Donnachie-Landshoff⁽²²⁾.
- 4) Nucleon com caroço: Islam-Fearnley-Guillaud⁽²³⁾, Heines-Islam⁽²⁴⁾, Islam-Guillaud⁽²⁵⁾.

No presente trabalho apresenta-se um formalismo geométrico, tipo Chou-Yang, através do qual se obtém uma descrição unificada das interações elásticas pp e $\bar{p}p$ na faixa de $10 < \sqrt{s} \leq 630$ GeV.

Como será discutido detalhadamente no Capítulo II, no formalismo de parâmetro de impacto a opacidade, Ω , se relaciona com a amplitude de espalhamento elástico, f , através da expressão:

$$f(q,s) = i \int_0^{\infty} b db [1 - e^{-\Omega(s,b)}] J_0(qb).$$

A seção de choque diferencial elástica e a seção de choque total têm a seguinte relação com a amplitude de espalhamento (26)

$$\frac{d\sigma}{dt} = \pi |f(q,s)|^2, \quad \sigma_T = 4\pi \text{Im}(0,s).$$

Assim, a partir de um modelo teórico para a opacidade pode-se através desse formalismo, calcular $d\sigma/dt$ e comparar com os dados experimentais. No modelo de Chou-Yang, em sua forma mais geral, a opacidade é escrita como (27)

$$\Omega = \int_0^{\infty} q dq F_A F_B I_{AB} J_0(qb).$$

Na referência (28) propõe-se para essas grandezas as seguintes expressões:

$$F_i = \left(1 + \frac{q^2}{\alpha_i^2}\right)^{-1} \left(1 + \frac{q^2}{\beta_i^2}\right)^{-1}, \quad i = A, B$$

$$I_{AB} = C_{AB} \frac{1 - (q^2/a^2)}{1 + (q^2/a^2)^2} .$$

Os objetivos específicos deste trabalho são, para interações pp e $\bar{p}p$ a altas energias:

- 1) estudar a determinação e variação com a energia dos fatores α^2 , β^2 , a^2 e C_{AB} , de forma comparativa;
- 2) obter parametrizações desses fatores em função da energia e de dados experimentais que são "entradas" para o modelo;
- 3) com as parametrizações obtidas comparar as opacidades nas interações pp e $\bar{p}p$ em função da energia e do parâmetro de impacto;
- 4) interpretar fisicamente as parametrizações obtidas e o contexto geral do formalismo proposto.

No Capítulo II discute-se os modelos de Chou-Yang e Bourrely-Soffer-Wu, inspiradores do modelo utilizado e na seção 2.4 descreve-se o formalismo proposto. No Capítulo III apresenta-se os dados experimentais e os critérios de seleção. A análise da interação pp é feita no Capítulo IV e com base nessa análise, no Capítulo V, estuda-se conjuntamente as reações pp e $\bar{p}p$. As conclusões e interpretações físicas dos principais resultados obtidos são apresentadas no Capítulo VI.

CAPÍTULO II

MODELOS FENOMENOLÓGICOS

2.1. INTRODUÇÃO

2.1.1. FORMALISMO DE ONDAS PARCIAIS

Seja $V(r)$ o potencial central entre duas partículas sem spin, com massas m_1, m_2 e vetores posição \vec{r}_1, \vec{r}_2 . Se E é a energia total do sistema, chamando $\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$, $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$, $k^2 = (2mE/\hbar^2)$ e $U(r) = 2mV(r)/\hbar$, a equação de Schroedinger no sistema de centro de massa é:

$$(\nabla^2 + k^2)\psi(r) = U(r)\psi(r) .$$

No caso de espalhamento, representando-se o feixe incidente ao longo do eixo z por uma onda plana, e^{ikz} , e para potencial com simetria axial e alcance finito, tem-se a condição assintótica:

$$\psi_e(r)_r \underset{r \rightarrow \infty}{\sim} e^{ikz} + F(k, \theta) \frac{e^{ikr}}{r}$$

onde θ é o ângulo entre o vetor de onda incidente (\vec{k}) e espalhado (\vec{k}') e $F(k, \theta)$ é a amplitude de espalhamento. Para espalhamento elástico, $|\vec{k}| = |\vec{k}'| \equiv k$.

A amplitude $F(k, \theta)$ pode também ser expressa por $F(s, t)$ onde \sqrt{s} é a energia no sistema de centro de massa e $-t = \vec{q}^2 \equiv (\vec{k} - \vec{k}')^2$. Essa amplitude se relaciona com a seção de choque diferencial, $d\sigma/dt$, e seção de choque total, σ_T , através das expressões⁽²⁶⁾:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\pi}{k} |F(s, t)|^2 \quad (2.1)$$

$$\sigma_T = \frac{4\pi}{k} \text{Im } F(s, 0) \quad (\text{Teorema Ótico}) \quad (2.2)$$

No formalismo de ondas parciais a amplitude de espalhamento é expressa por⁽²⁶⁾

$$F(\theta) = \frac{1}{2K} \sum_{\ell} (2\ell + 1) [1 - S_{\ell}(k)] P_{\ell}(\cos \theta)$$

onde $S_{\ell}(k)$ representa a matriz de espalhamento e descreve a modificação causada pelo potencial na onda incidente.

No caso geral, isto é, incluindo absorção, o coeficiente $S_{\ell}(k)$ é escrito na forma:

$$S_{\ell}(k) = \eta_{\ell} e^{2i\delta_{\ell}}$$

onde

$$0 < \eta_{\ell} \leq 1$$

e δ_{ℓ} é a defasagem (real). Nesses processos, como o potencial é complexo e a defasagem reflete o efeito do mesmo, pode-se introduzir uma defasagem também complexa:

$$\chi_{\ell} \equiv \delta_{\ell} + i\Omega_{\ell} .$$

Assim incluindo-se a constante na parte real de χ_{ℓ} tem-se a correspondência:

$$\eta_{\ell} = e^{-\Omega_{\ell}}$$

No caso em que não há absorção, isto é, espalhamento puramente elástico (potencial real):

$$\eta_{\ell} = 1 \longrightarrow \Omega_{\ell} = 0$$

$$\chi_{\ell} = \delta_{\ell}$$

$$S_{\ell}(k) = e^{i\delta_{\ell}}$$

Quando ocorre absorção, $\eta_{\ell} < 1$, a conservação da probabilidade impõe que parte da onda inicial seja transformada em estados finais inelásticos. Desse modo tem-se simultaneamente espalhamento elástico e inelástico. Por analogia com a Ótica entende-se a parte elástica como a sombra produzida por um obstáculo, isto é, como a parte difratada da onda incidente, devido ao obstáculo. Diz-se que a parte espalhada elasticamente é a sombra do canal inelástico e o espalhamento é chamado elástico difrativo. Como neste caso não há espalhamento elástico puro, $\delta_{\ell} = 0$ e tem-se $\chi_{\ell} = i\Omega_{\ell}$:

$$S_{\ell}(k) = e^{-\Omega_{\ell}} \quad (2.3)$$

onde Ω_{ℓ} é a opacidade, uma medida da probabilidade de absorção. Com isso, nesses processos a amplitude de espalhamento é imaginária pura:

$$F(\theta) = \frac{i}{2k} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) [1 - e^{-\Omega_{\ell}}] P_{\ell}(\cos \theta) \quad (2.4)$$

2.1.2. FORMALISMO DO PARÂMETRO DE IMPACTO.

Para se estudar os aspectos geométricos das colisões hadrônicas é conveniente a descrição no espaço de parâmetro de impacto.

A altas energias, como o número de ondas parciais é muito grande, pode-se substituir:

$$\begin{aligned} \sum_{\ell} &\longrightarrow \int d\ell \\ S_{\ell} &\longrightarrow S(\ell) \end{aligned}$$

de modo que:

$$F(\theta) = \frac{i}{2k} \int_0^{\infty} d\ell (2\ell + 1) [1 - S(\ell)] P_{\ell}(\cos \theta).$$

Como, para altas energias e pequenos ângulos de espalhamento,

$$P_{\ell}(\cos \theta) \approx J_0 \left[\left(\ell + \frac{1}{2} \right) \theta \right]$$

obtêm-se

$$F(\theta) = \frac{i}{2k} \int_0^{\infty} d\ell (2\ell + 1) [1 - S(\ell)] J_0 \left[\left(\ell + \frac{1}{2} \right) \theta \right]$$

Essa representação pode ser feita em termos do parâmetro de impacto b , que tem a seguinte relação aproximada com o momento angular:

$$b \approx \frac{1}{k} \left(\ell + \frac{1}{2} \right) .$$

Com isso:

$$F(\theta) = ik \int_0^{\infty} b db [1 - S(b)] J_0(kb\theta) .$$

Para pequenos ângulos de espalhamento, desprezando-se o momento transferido na direção do feixe incidente, $q_z \approx 0$, tem-se:

$$q \approx 2k \sin \frac{\theta}{2} \approx k\theta = \sqrt{-t} .$$

Normalizando-se a amplitude de espalhamento,

$$\frac{F(q)}{k} \equiv f(q) \tag{2.5}$$

obtêm-se

$$f(\theta) = i \int_0^{\infty} b db [1 - S(b)] J_0(qb) \tag{2.6}$$

Assim, no caso de espalhamento elástico difrativo a amplitude de espalhamento \tilde{f} é expressa por:

$$\tilde{f}(q) = i \int_0^{\infty} b db [1 - e^{-\Omega(b)}] J_0(qb) \quad (2.7)$$

Esse formalismo, como mostra o esquema abaixo, pode ser utilizado em dois sentidos:

- 1) com uma expressão teórica para Ω , calcula-se $d\sigma/dt$ e compara-se com dados experimentais;
- 2) através de uma função conveniente ajusta-se os dados experimentais de $d\sigma/dt$ e, em sentido inverso, obtêm-se características da opacidade.

$$\begin{array}{ccccc} & \text{modelo} & & \text{teste} & \\ & \xrightarrow{\quad} & 1 - e^{-\Omega(s,b)} & \xrightarrow{\quad} & \frac{d\sigma}{dt} = \pi |f(s,q)|^2 \\ \Omega(s,b) & \text{cálculo} & & \text{ajuste} & \\ & \xleftarrow{\quad} & & \xleftarrow{\quad} & \end{array}$$

Vários modelos fenomenológicos introduzem diferentes expressões para $\Omega(s,b)$. Descreve-se nas seções 2.2 a 2.4 as propostas de Chou-Yang, Bourrely-Sofer-Wu, e a apresentada na referência (28), que é utilizada no presente trabalho.

2.2. MODELO DE CHOU-YANG

2.2.1. FORMULAÇÃO ORIGINAL

Chou e Yang assumem que⁽¹²⁾:

- "cada hádron possui uma estrutura interna descrita por uma densidade de opacidade esfericamente simétrica $\rho(x, y, z)$ ".
- Na colisão entre dois hádrons A e B, "cada ponto no interior do hádron incidente vê o alvo como um disco com uma densidade bidimensional de opacidade, cilindricamente simétrica".

$$D(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(x, y, z) dz \quad (2.8)$$

- Na colisão, "a opacidade resultante no parâmetro de impacto b é proporcional ao produto de convolução das densidades bidimensionais associadas a cada hádron":

$$\Omega_{AB}(\vec{b}) = C_{AB} D_A(\vec{b}) \otimes D_B(\vec{b}) \quad (2.9)$$

onde

$$D_A(\vec{b}) \otimes D_B(\vec{b}) \equiv \iint D_A(\vec{b} - \vec{b}') D_B(\vec{b}') d^2b' \quad (2.10)$$

ou em termos das densidades de opacidade tridimensionais, ρ_A e ρ_B , associadas aos hádrons A e B:

$$\Omega_{AB}(b) = C_{AB} \iint \rho_A(x, y, z) \rho_B(x', y', z') \delta(b_x - x' + x, b_y - y' + y) d^3r d^3r' \quad (2.11)$$

O significado físico dessa convolução é que a "atenuação da amplitude de probabilidade na interpenetração dos dois hádrons é governada pela *opacidade local* no interior de cada hádron". Como mostra a figura 2.1, cada ponto P no interior do hádron A vê somente a matéria hadrônica no hádron B, ao longo da região QR, ou seja uma *opacidade local* D_B do hádron. A opacidade resultante na colisão é uma média ponderada de D_B , com peso D_A ⁽²⁹⁾. A constante de proporcionalidade, C_{AB} , denomina-se constante de absorção e caracteriza a intensidade de interação.

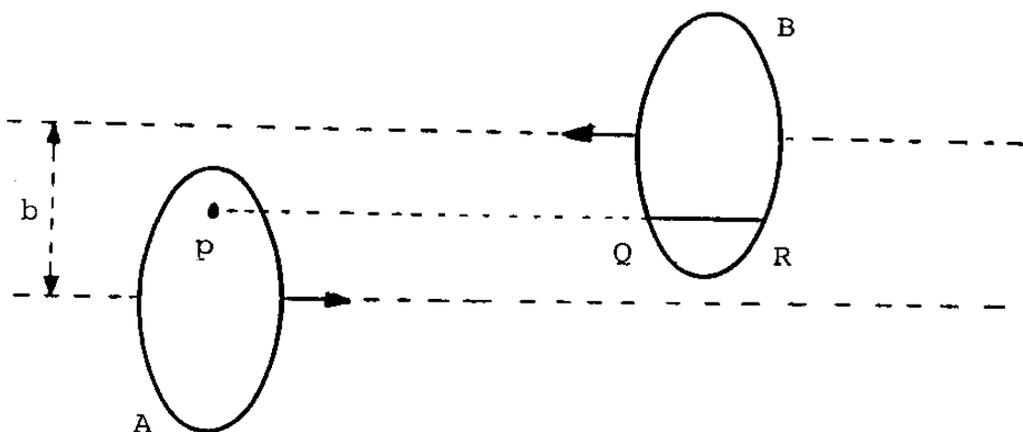


Figura 2.1. Esquema de uma colisão hadrônica entre hádrons A e B vistos como objetos extensos, com distribuição contínua de matéria ⁽²⁹⁾. Explicação no texto.

Nesse formalismo o hãdron é visto como uma "gotinha" (droplet), com uma distribuição contínua de matéria. Se se considera constituintes hadrônicos distribuídos no interior do hãdron pode-se interpretar a colisão como ocorrendo através de uma interação de contato entre os constituintes, como mostra a figura 2.2.

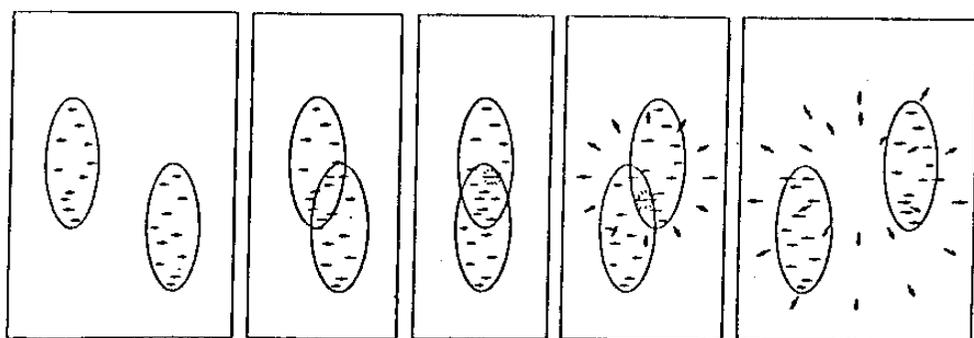


Figura 2.2. Esquema da colisão hadrônica em termos de constituintes ⁽³⁰⁾.

O teste do modelo é feito relacionando-se as grandezas $D(x,y)$, $\rho(x,y,z)$ com observáveis físicos. O fator de forma é o observável que descreve a distribuição de carga ou de matéria do hãdron. É definido em termos da densidade tridimensional de opacidade ⁽⁵²⁾:

$$F(q) \equiv \int \rho(\vec{r}) e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}} d^3r \quad (2.12)$$

Para pequenos ângulos de espalhamento pode-se tomar como nulo o momento transferido na direção do feixe incidente, $q_z \approx 0$, de modo que:

$$\begin{aligned}
 F(q) &= \iiint dx dy dz \rho(x, y, z) e^{i(q_x x + q_y y)} = \\
 &= \iint dx dy \left[\int dz \rho(x, y, z) \right] e^{i(q_x x + q_y y)}
 \end{aligned}$$

e da equação 2.8:

$$F(q) = \iint dx dy D(x, y) e^{i(q_x x + q_y y)} .$$

Transformando-se para o espaço de parâmetro de impacto,

$x \rightarrow b_x$, $y \rightarrow b_y$, $dx dy \rightarrow b db d\phi$:

$$F(q) = \iiint b db d\phi D(b) e^{i\vec{q} \cdot \vec{b}}$$

e utilizando a representação integral:

$$\int d\phi e^{i\vec{q} \cdot \vec{b}} = 2\pi J_0(qb)$$

obtém-se

$$F(q) = 2\pi \int b db D(b) J_0(qb) . \quad (2.13)$$

Representa-se a transformada de Hankel de ordem zero do espaço de b para o espaço de q por:

$$\langle D(b) \rangle_{(q)} \equiv \int b db D(b) J_0(qb) . \quad (2.14)$$

Com isso, a relação entre o fator de forma e a densidade bidimensional de opacidade, para pequenos ângulos de espalhamento, é:

$$F(q) = 2\pi \langle D(b) \rangle (q) \quad (2.15)$$

Aplicando-se a transformada de Hankel na expressão da opacidade resultante, equação (2.9), e usando-se a propriedade de que a transformada do produto de convolução é o produto das transformadas, tem-se:

$$\langle \Omega(b) \rangle (q) = C_{AB} \langle D_A(b) \otimes D_B(b) \rangle (q) = C_{AB} \langle D_A(b) \rangle (q) \langle D_B(b) \rangle (q).$$

Se $F_A(q)$ e $F_B(q)$ são os fatores de forma associados aos hádrons A e B, da equação (2.15):

$$\langle \Omega(b) \rangle (q) = \frac{C_{AB}}{(2\pi)^2} F_A(q) F_B(q)$$

e aplicando-se a transformada inversa:

$$\Omega(b) = \frac{C_{AB}}{(2\pi)^2} \langle F_A(q) F_B(q) \rangle (b) \quad (2.16)$$

Com isso, incluindo-se o fator $(2\pi)^2$ na constante de absorção:

$$\Omega(b) = C_{AB} \int q dq F_A(q) F_B(q) J_0(qb). \quad (2.17)$$

A segunda hipótese básica apresentada nesse trabalho é considerar, em primeira aproximação, a distribuição de matéria no interior do hádron, proporcional à distribuição de carga, de modo que no caso do próton o fator de forma $F(q)$ é o mesmo obtido através de espalhamento elétron-próton, isto é, o fator de forma eletromagnético $F_1(q^2)$. Em outras aplicações do modelo utiliza-se aproximações em multipolos como parametrizações dos dados experimentais do fator de forma eletromagnético. As expressões mais conhecidas são as fórmulas de dipólo:

$$F_p(q) = \left(1 + \frac{q^2}{\mu^2}\right)^{-2}, \quad \mu^2 = 0,71 \text{ (GeV/c)}^2 \quad (2.18)$$

e o produto de dois monopolos:

$$F_p(q) = \left(1 + \frac{q^2}{m_1^2}\right)^{-1} \left(1 + \frac{q^2}{m_2^2}\right)^{-1} \quad (2.19)$$

para o qual, por exemplo, Kac⁽³¹⁾ utiliza $m_1 = 0.656 \text{ (GeV/c)}$ e $m_2^2 = 1 + m_1^2$.

Com a formulação descrita acima, Chou e Yang previram em 1968 a existência de um mínimo na seção de choque diferencial pp , em $-t \approx 1,4 \text{ (GeV/c)}^2$, o que foi verificado experimentalmente em 1974⁽³⁵⁾. Entretanto o modelo prevê também, a existência de outros mínimos em $-t > 1,4 \text{ (GeV/c)}^2$, que não foram observados nos dados experimentais. Isso levou a várias tentativas de "adequação" do modelo, algumas das quais serão

discutidas nas seções seguintes.

2.2.2. GENERALIZAÇÃO: FUNÇÃO DE INTERAÇÃO.

Um dos aprimoramentos apresentados num trabalho posterior⁽²⁷⁾ é a generalização da constante de absorção e da função delta que aparece na equação (2.11) por meio de uma função de interação:

$$C_{AB} \delta(b_x - x' + x, b_y - y' + y) \longrightarrow I_{AB}(b_x - x' + x, b_y - y' + y)$$

onde a função I_{AB} "pode ser interpretada como uma interação, ..., entre os constituintes dos hádrons colidentes"⁽³²⁾. Com essa generalização a interação entre os constituintes não é mais de contato, como na formulação original, ocorrendo através de uma interação com alcance não nulo.

Em termos da transformada de Hankel do espaço de q para o espaço de b , a opacidade resultante passa a ser expressa por:

$$\Omega_{AB}(b) = \int q dq F_A(q) F_B(q) I_{AB}(q) J_0(qb) \quad (2.20)$$

2.3. MODELO BSW (BOURRELY-SOFFER-WU).

Apresenta-se nesta seção, em linhas gerais, o modelo BSW⁽¹⁸⁾ pelo fato de ter motivado algumas hipóteses e expressões do modelo fenomenológico utilizado no presente trabalho.

Os autores propõem um modelo para o estudo das reações pp e $\bar{p}p$ no qual a opacidade é escrita como soma de dois termos:

$$\Omega(s, \vec{b}) = Z(s, \vec{b}^2) + R(s, \vec{b})$$

A função $R(s, \vec{b})$ é o "background" de Regge, necessário para descrever os dados a baixa energia e para separar σ_T para as reações pp e $\bar{p}p$:

$$\langle R(s, \vec{b}) \rangle (t) = [C_+ + C_- e^{-i\pi\alpha(t)}] s^{\alpha(t)}$$

com uma trajetória de troca degenerada:

$$\alpha(t) = \alpha_0 + \alpha' t$$

A função $Z(s, \vec{b}^2)$ é associada com a troca de Pomeron, sendo a responsável pela componente difrativa. Supõem como hipótese simplificadora que a dependência em s e b desse termo é fatorizável:

$$Z(s, \vec{b}^2) = S(s) F(\vec{b}^2)$$

com $S(s)$ obtida da Teoria Quântica de Campos a altas energias:

$$S(s) = \frac{s^c}{(\ln s)^{c'}} + \frac{u^c}{(\ln u)^{c'}}$$

onde u e s são as variáveis de Mandelstam e c e c' constantes. O termo $F(\vec{b}^2)$ contém a dependência em b do Pomeron e é escolhida de modo que a sua transformada de Fourier esteja relacionada com o produto dos fatores de forma eletromagnéticos. Para descrever esses fatores, utilizam um produto de monopolos:

$$G_{EM}(t) = \left[\left(1 - \frac{t}{m_1^2}\right) \left(1 - \frac{t}{m_2^2}\right) \right]^{-1}. \quad (2.22)$$

Uma das principais hipóteses nesse modelo é que a transformada de $F(\vec{b}^2)$ não é idêntica ao produto dos fatores de forma eletromagnéticos, o que é justificado pelos autores através das seguintes considerações:

- 1) Se se assume que a densidade de matéria do próton é proporcional à distribuição interna de carga (de modo que a fator de forma seja o eletromagnético) e se é feita uma parametrização dos dados experimentais do fator de forma eletromagnético através da aproximação de multipolos, a seção de choque diferencial obtida para pp apresenta um mínimo em $|t| \sim 4(\text{GeV}/c)^2$, que não é observado experimentalmente.

2) A parametrização por multipolos é feita, atualmente, só até um valor finito de $-t$, por não se ter dados experimentais na região de $-t$ grande.

Para levar em conta esses efeitos, multiplicam o produto dos fatores de forma por uma função que varia lentamente com t e que depende de um único parâmetro:

$$F_{BSW} = \frac{a^2 + t}{a^2 - t} \quad (2.23)$$

de modo que se g é a constante de proporcionalidade e $\langle F(b) \rangle_{(t)}$ a transformada de Fourier do termo associado ao Pomeron:

$$\langle F(b) \rangle_{(t)} = g [G_{EM}(t)]^2 \left[\frac{a^2 + t}{a^2 - t} \right]. \quad (2.24)$$

Nas palavras dos autores⁽¹⁸⁾: "The term $G_{EM}(t)$ corresponds to a reasonable parametrization of the form factor, while the last factor ... represents an approximation to the remaining t dependence which is unknown at present". Pode-se, dessa forma, interpretar a raiz quadrada da função F_{BSW} como uma correção à parametrização do fator de forma eletromagnético:

$$G_{EM}(t) \longrightarrow G_{EM}(t) \sqrt{\frac{a^2 + t}{a^2 - t}} \xrightarrow{\frac{t}{a^2} \rightarrow 0} G_{EM}(t) \quad (2.25)$$

Assim, para as reações pp e $\bar{p}p$, a parte difrativa da opacidade é escrita como:

$$\Omega(s, b) = \left\{ \frac{s^c}{(\ln s)^{c'}} + \frac{u^c}{(\ln u)^{c'}} \right\} \left\{ g \int q dq J_0(qb) \left[\left(1 + \frac{q^2}{m_1^2} \right) \left(1 + \frac{q^2}{m_2^2} \right) \right]^{-2} \left[\frac{a^2 - q^2}{a^2 + q^2} \right] \right\} \quad (2.26)$$

Incluindo-se o "background" de Regge, o modelo tem 10 parâmetros livres que são determinados através do ajuste dos dados experimentais de $d\sigma/dt$, ρ e σ_T .

A aplicação aos dados de pp e $\bar{p}p$ nas energias do ISR e SPS fornecem⁽³⁴⁾:

$$\begin{aligned} c &= 0,167 & c' &= 0,748 \\ m_1 &= 0,586 \text{ (GeV/c)} & m_2 &= 1,704 \text{ (GeV/c)} \\ a &= 1,953 \text{ (GeV/c)} & g &= 7,115 \text{ (GeV)}^{-2} \\ c^+ &\approx -39 & c^- &\approx 1,8 \\ \alpha(t) &\approx 0,352 + 0,694t \end{aligned}$$

As figuras 2.3 e 2.4 mostram os resultados das parametrizações de σ_T , ρ e $d\sigma/dt$ para algumas energias. Para a reação pp na energia de 62 GeV vê-se uma discrepância na região do pico e na região do mínimo entre os dados experimentais e o ajuste do modelo. Essa característica dessa energia será discutida no capítulo seguinte.

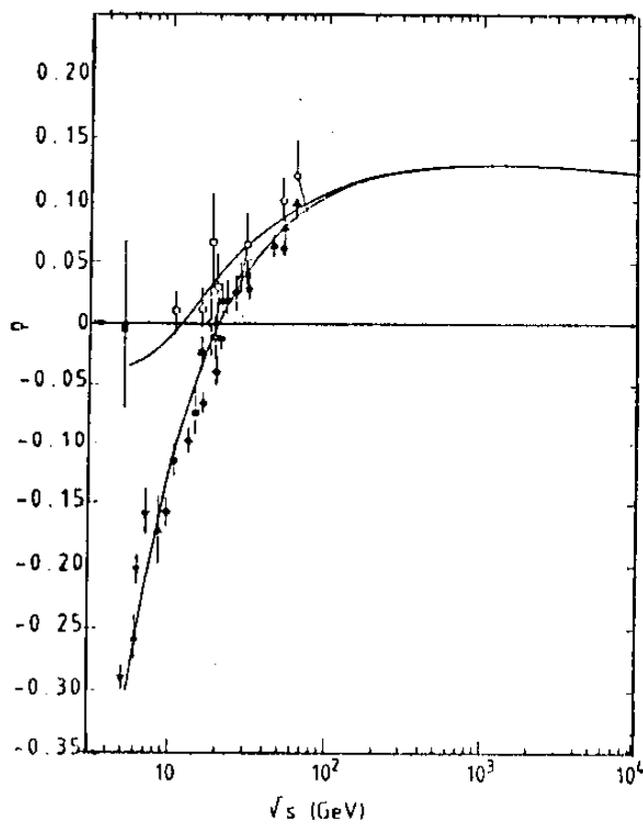
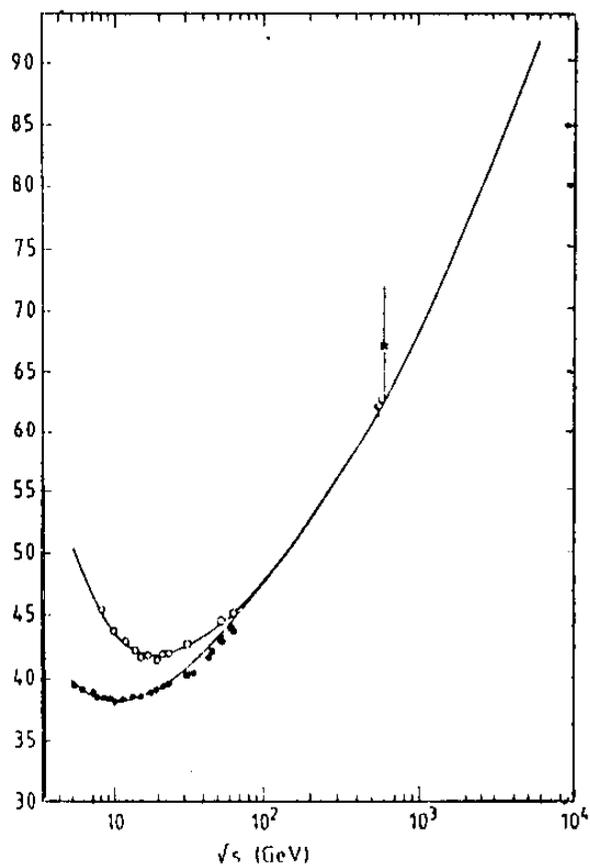
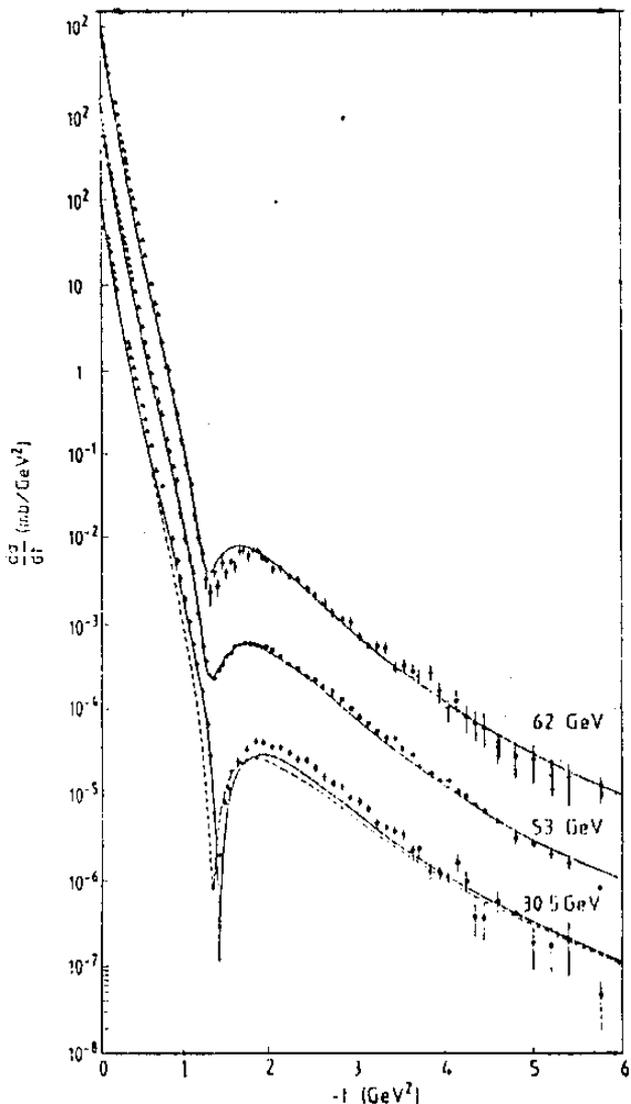


Figura 2.3. Modelo BSW - ajustes de σ_T e $\rho = (\text{Re}f/\text{Im}f)_{t=0}$ para pp e $\bar{p}p$ (34).

(a)



(b)

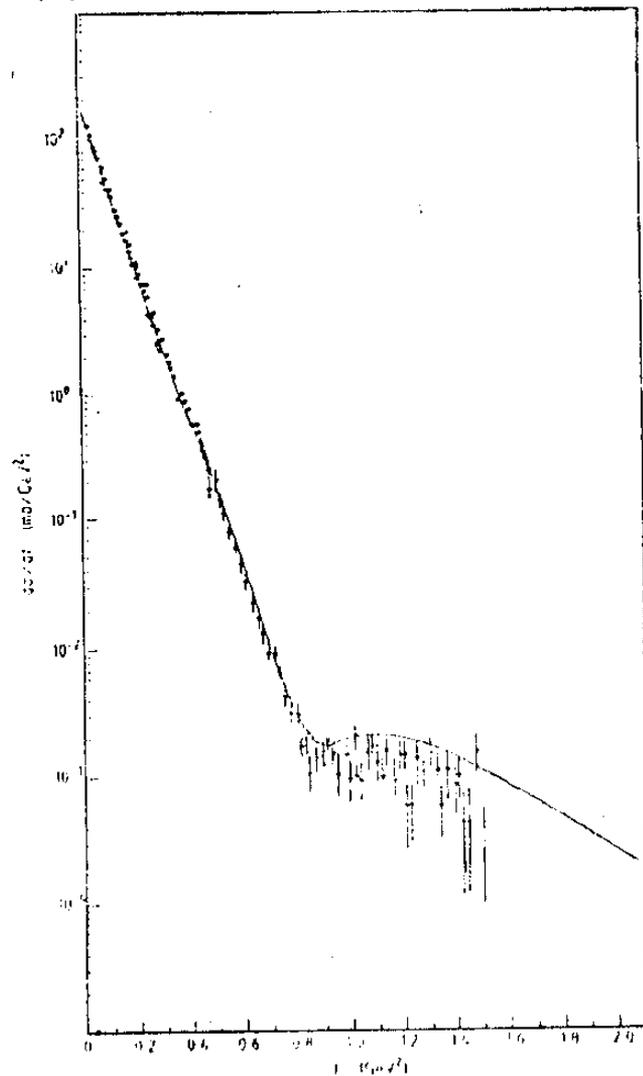


Figura 2.4. Modelo BSW - ajustes de $d\sigma/dt$: a) pp , $\sqrt{s} = 30, 5\text{GeV}$, 53 GeV , 62 GeV (linha s31ida) e previs33o para $\bar{p}p$, $\sqrt{s} = 30, 5\text{GeV}$ (linha tracejada); b) $\bar{p}p$, $\sqrt{s} = 550\text{ GeV}$ (dados preliminares).

2.4. FORMALISMO PROPOSTO.

Apresenta-se nesta seção o modelo fenomenológico utilizado no presente trabalho. Inicialmente descreve-se os resultados e hipóteses básicas que levaram à sua elaboração, a saber, a definição de um fator de forma de matéria, a existência de um zero nesse fator de forma, a inclusão da parte real na amplitude de espalhamento e a dependência energética da opacidade. Com base nessas discussões apresenta-se um modelo para a transformada da opacidade que no caso de interações pp e $\bar{p}p$, possui quatro parâmetros livres. A determinação da dependência energética desses parâmetros e as previsões do modelo são apresentadas nos capítulos IV e V.

2.4.1. RESULTADOS E HIPÓTESES BÁSICAS

2.4.1.1. Fator de Forma de Matéria

Alguns autores^{(35), (36), (37)} têm discutido a diferença entre a distribuição de carga e distribuição de matéria hadrônica. Essas análises levam à idéia de distinção entre fator de forma eletromagnético, medido em experiências de espalhamento elétron-hádron e o fator de forma obtido a partir de espalhamento hádron-hádron, através do formalismo de parâmetro de impacto. Nesse sentido, Sanielevici e Valin⁽³⁵⁾ definem Fator de Forma de Matéria em termos da transformada da opacidade, calculada por meio do formalismo de parâmetro de impacto:

$$M(s, q) = \int_0^{\infty} \Omega(s, b) J_0(qb) b db \quad (2.27)$$

Assume-se essa distinção no presente trabalho: o fator de forma associado ao espalhamento elástico hãdron-hãdron é um fator de forma de matéria, não identificado com o fator de forma eletromagnético.

2.4.1.2. Existência de Zero no Fator de Forma de Matéria.

Vários autores têm discutido e apresentado evidências para a existência de um zero no fator de forma, tanto para o pión^{(38), (39), (40)}, como para o próton^{(18), (35), (41), (42)}. No caso do próton, Franco⁽⁴¹⁾, através do ajuste da seção de choque diferencial para pp a 53 GeV obtém, com o modelo original de Chou-Yang (interação de contato) um zero no fator de forma em $q^2 = 6,5 (\text{GeV}/c)^2$. Com o formalismo descrito na seção 2.3, Bourrely-Soffer-Wu⁽¹⁸⁾ determinam um zero em $q^2 \approx 5,0 (\text{GeV}/c)^2$ e em $q^2 \approx 45,0 (\text{GeV}/c)^2$ através de um ajuste dos dados experimentais do fator de forma eletromagnético⁽⁴²⁾. Sanielevici e Valin⁽³⁵⁾ calculam o fator de forma de matéria a partir de valores tabelados da opacidade obtidos por Amaldi e Schubert⁽⁴³⁾ para pp a 53 GeV e, também, por meio de um ajuste da seção de choque diferencial incluindo dados de outra energia ($\sqrt{s} \approx 27 \text{ GeV}$) para q^2 grande. Os dois métodos fornecem um zero no fator de forma de matéria em $q^2 \approx 5,7 (\text{GeV}/c)^2$.

Em princípio não é conclusiva a posição do zero ou mesmo se ele ocorre no fator de forma, como será discutido na seção 4.1.2. O que os resultados mostram claramente é a existência de um zero na transformada da opacidade e isso é tomado também como hipótese no presente trabalho.

2.4.1.3. Parte Real da Amplitude de Espalhamento.

Na formulação original do modelo de Chou-Yang a amplitude de espalhamento é assumida puramente imaginária. Isso origina uma seção de choque diferencial com o mínimo mais acentuado e profundo do que é observado experimentalmente. Por exemplo a figura 2.5 mostra o ajuste, feito por Franco⁽⁴¹⁾, da seção de choque diferencial através de uma amplitude dada por:

$$f(q) = i \int_0^{\infty} bdb J_0(qb) \left[1 - e^{(1+i\epsilon) \ln \left(1 - \sum_{i=1}^n \frac{c_i}{2\alpha_i} \right) e^{-b^2/4\alpha_i}} \right] \quad (2.28)$$

Para $\epsilon = 0$ a amplitude é imaginária pura. A figura 2.5 mostra o ajuste para $\epsilon = 0$ e $\epsilon = 0,06$. A diferença observada nas curvas é devida ao fato de que no mínimo tem-se um zero na parte imaginária da amplitude de espalhamento e a região é então preenchida pela parte real.

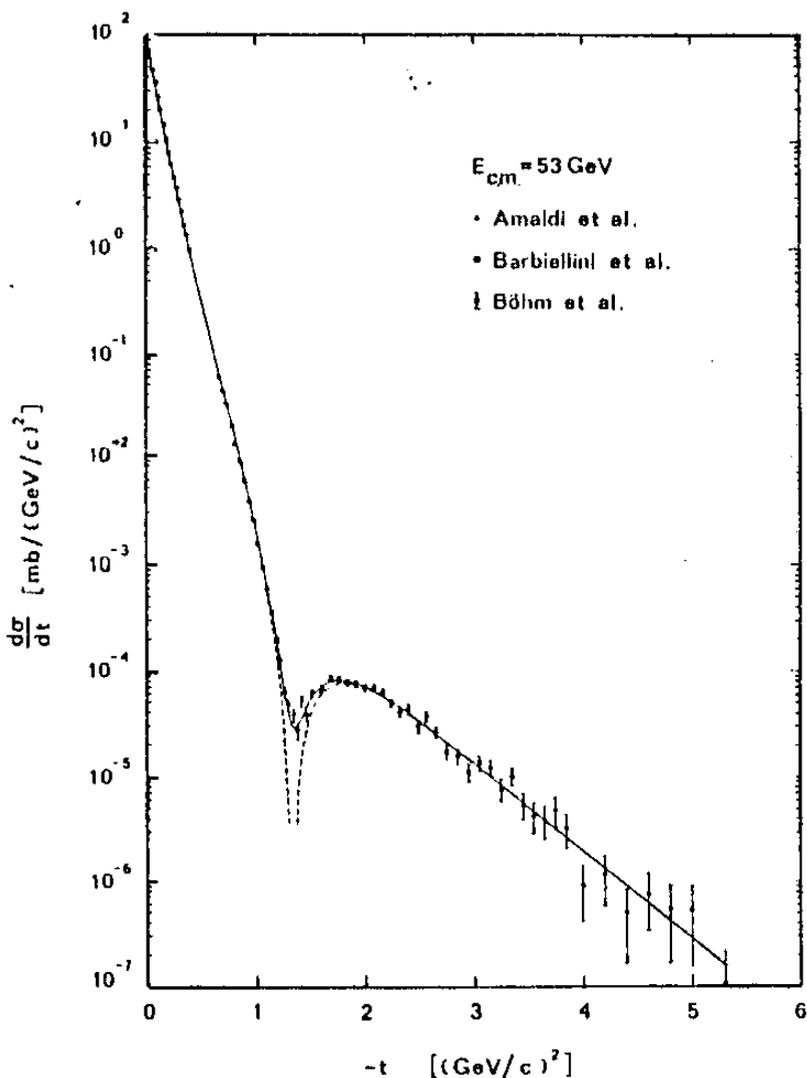


Figura 2.5. Efeito da parte real na região do mínimo⁽⁴¹⁾. Linha cheia: $\epsilon = 0,06$ na equação (2.28); linha pontilhada: $\epsilon = 0$.

A contribuição da parte real na seção de choque diferencial pode ser levada em conta através de uma expressão sugerida por Martin^{(44), (45)}:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{(\sigma_T)^2}{16\pi} \{ \phi^2(\tau) + \rho^2(s,0) \left[\frac{d}{d\tau} (\phi(\tau)\tau) \right]^2 \} \quad (2.29)$$

onde $\rho(s,0) = [\text{Re}f / \text{Im}f]_{q=0}$ e ϕ está relacionada com a parte imaginária da amplitude de espalhamento.

Assume-se no presente trabalho a introdução da parte real através dessa expressão e na seção seguinte mostra-se como relacionar $\phi(\tau)$ com $\text{Im} f(t)$.

2.4.1.4. Dependência Energética da Opacidade.

Originalmente o modelo de Chou-Yang foi formulado para descrever os dados na região do limite assintótico ($s \rightarrow \infty$), que se acreditava estar sendo atingido na década de 60. Nessa região, a seção de choque total, decrescendo, tenderia a um valor constante e a seção de choque diferencial seria independente da energia:

$$\lim_{s \rightarrow \infty} \sigma_T = \text{cte} \qquad \lim_{s \rightarrow \infty} \frac{d\sigma}{dt} = g(t) .$$

Os resultados experimentais posteriores mostraram, entretanto, que com o aumento da energia, há um crescimento de σ_T , encolhimento do pico de difração, diminuição da posição do mínimo e aumento do segundo máximo. Como o modelo original de Chou-Yang trata somente da dependência em t , tornou-se necessário incorporar uma dependência energética na opacidade proposta.

Com base no formalismo geral que inclui a função de interação (equação (2.20)):

$$\Omega_{AB} = \int q dq F_A F_B I_{AB} J_0(qb)$$

a introdução da dependência energética pode ser feita, pelo menos, de três maneiras:

- 1) Considerar que a opacidade é fatorizável em termos de uma "constante" de absorção, dependente da energia, e da transformada acima⁽⁴⁶⁾:

$$\Omega_{AB}(s,b) = C_{AB}(s) \int q dq F_A(q) F_B(q) L_{AB}(q) J_0(qb)$$

onde $I_{AB}(q,s) = C_{AB}(s) L_{AB}(q)$, $C_{AB}(s)$ descreve a intensidade da interação e $L_{AB}(q)$ a localidade na interação.

- 2) Pode-se supor também que a localidade na interação é dependente da energia:

$$\Omega_{AB}(s,b) = C_{AB}(s) \int q dq F_A(q) F_B(q) L_{AB}(s,q) J_0(qb) .$$

No contexto da formulação original essa forma se aplicaria a energias finitas sendo, então, a interação entre constituintes dependente da energia. No limite assintótico L_{AB} tenderia a 1, a interação passaria a ser de contato, C_{AB} tenderia a uma constante e a opacidade independente da energia.

Por exemplo, Carreras e White⁽⁴⁷⁾ introduzem uma

função do tipo:

$$L_{AB} = 1 - \frac{\lambda t^2}{s^\alpha} .$$

Para $\alpha = 1/2$, $\lambda = 5,8(\text{GeV}/c)^{-2}$ e utilizando a parametrização tipo dipolo com $\mu^2 = 0,71(\text{GeV}/c)^2$ para o fator de forma do próton, obtêm bons resultados na descrição de inclinações para interação pp na região $P_\ell = 10 \sim 60 \text{ GeV}/c$.

- 3) Uma outra possibilidade é assumir que o fator de forma e portanto a densidade de matéria dependem da energia:

$$F \longrightarrow F(q, s)$$

Nesse sentido, White⁽⁴²⁾, através do modelo de Chou-Yang com interação de contato e usando a parametrização tipo dipolo para o próton, mostra que é possível reproduzir o encolhimento no pico de difração para interações pp na faixa de $22 \sim 53 \text{ GeV}$, considerando uma diminuição de μ^2 com a energia. Da referência (52), $\langle r^2 \rangle = 6\hbar^2 [dF(q^2)/dq^2]_{q^2=0}$ e para $F(q^2) = (1 + q^2/\mu^2)^{-4}$ obtém-se:

$$\langle r^2 \rangle \propto 1/\mu^2$$

Desse modo pôde-se interpretar o encolhimento do pico como sendo devido à expansão do raio do próton⁽⁴⁸⁾. Carreras-White⁽⁴⁷⁾ e Berger-Geer-Phyllips⁽⁴⁹⁾ apresentam também evidências da

variação do parâmetro μ^2 com a energia. Mais recentemente, nas referências (50) e (51) foi feita uma análise para pp e $\bar{p}p$ a 53 GeV e $\bar{p}p$ a 546 e 630 GeV, através do modelo de Chou-Yang, considerando-se a interação de contato. Representa-se o fator de forma pela fórmula de dipolo com μ^2 dependente da energia. Introduce-se a parte real da amplitude de espalhamento via fórmula de Martin. Com $f(t)$ e $\phi(\tau)$ das equações (2.7) e (2.29), toma-se:

$$\tau \equiv \frac{t}{t_0}, \quad t_0 = 1,0 (\text{GeV}/c)^2 \quad (2.30)$$

$$\phi(\tau) \equiv \frac{f(s, t)}{f(s, 0)} \quad (2.31)$$

A figura 2.6 mostra os resultados para pp e $\bar{p}p$ em $\sqrt{s} = 53$ GeV comparados com os obtidos utilizando-se, para fator de forma, a fórmula de dipolo com $\mu^2 = 0,71 (\text{GeV}/c)^2$ e a parametrização de Brokowski et.al.⁽⁵³⁾. Na figura 2.7 apresenta-se na parte (A) o efeito da variação de μ^2 para $\bar{p}p$ a 546 GeV, utilizando-se $\rho = 0,15$ e na parte (B) os resultados para $\mu^2 = 0,59 (\text{GeV}/c)^2$ e $\rho = 0,18$ em $\sqrt{s} = 546$ GeV e $\rho = 0,17$ em $\sqrt{s} = 630$ GeV.

No caso do π^-p a 200 GeV/c uma análise semelhante mostrou, entretanto, que não é possível reproduzir o primeiro mínimo.

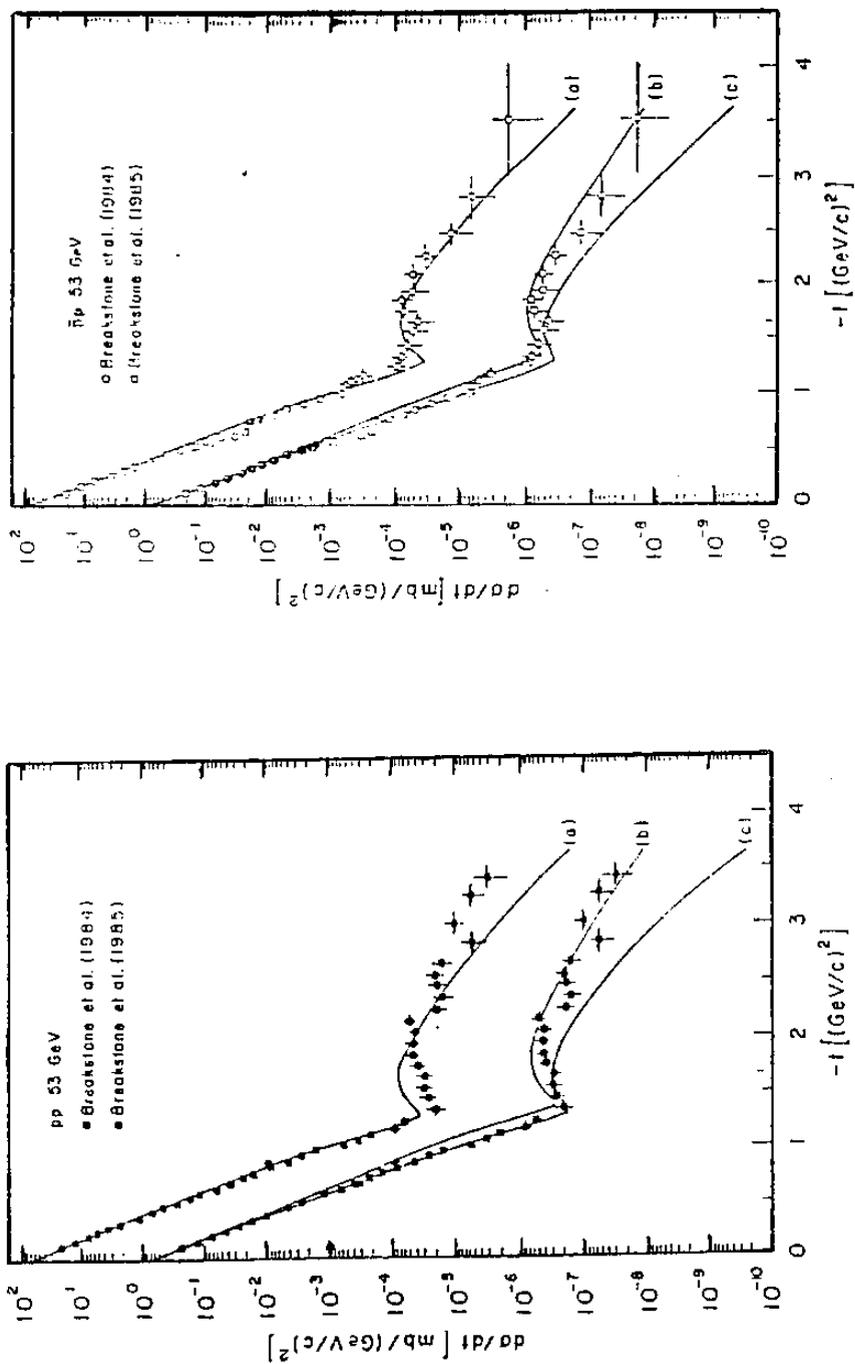


Figura 2.6. Testes de parametrizações do fator de forma (50) : a) dipólo com $\mu^2 = 0,71(\text{GeV}/c)^2$; b) quatro monopolos (53) ; c) dipolo com $\mu^2 = 0,66(\text{GeV}/c)^2$. As curvas b e c foram deslocadas de 10^{-2} junto com os dados experimentais.

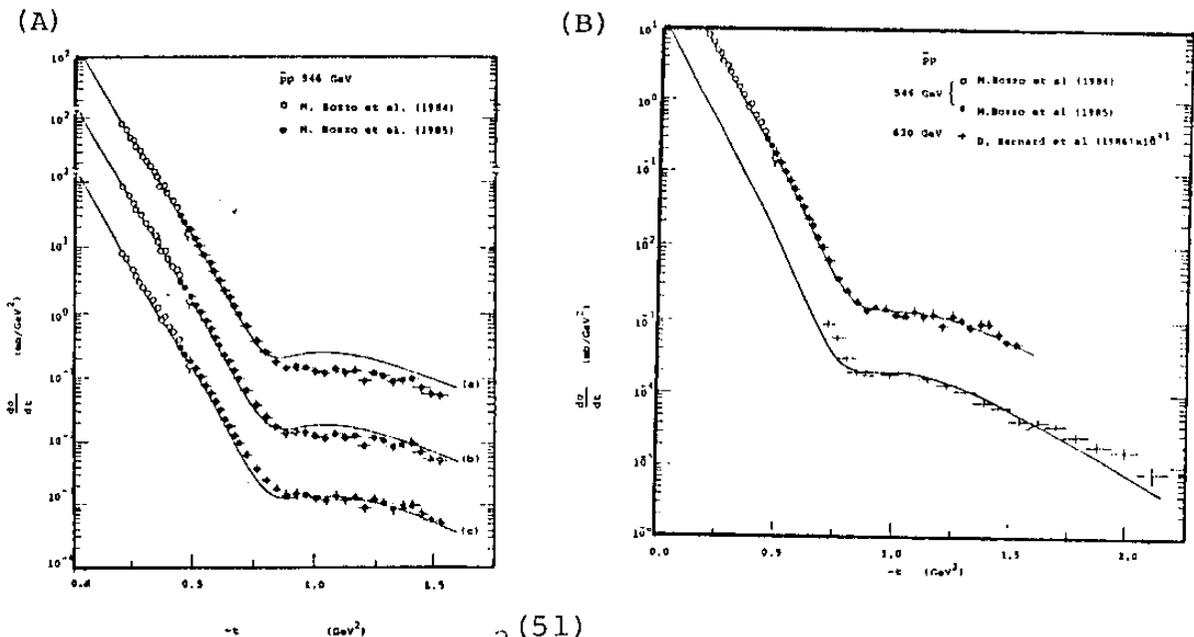


Figura 2.7. Variação de μ^2 (51). Parte A: $\rho = 0,15$, com $\mu^2 = 0,63(\text{GeV}/c)^2$ (a), $\mu^2 = 0,61(\text{GeV}/c)^2$ (b), $\mu^2 = 0,59(\text{GeV}/c)^2$ (c). Parte B: $\mu^2 = 0,59(\text{GeV}/c)^2$ com $\rho = 0,18$ para 546 GeV e $\rho = 0,17$ para 630 GeV. (os dados e a curva para $\sqrt{s} = 630$ GeV foram deslocados de 10^{-1}).

Miettinen⁽⁵⁴⁾ afirma que a introdução da dependência energética no fator de forma se, de um lado, permite um ajuste arbitrário da dependência em s , por outro, introduz a dificuldade de se compreender a origem física dessa dependência. No capítulo IV é feito um teste de duas possibilidades de dependência energética para a opacidade utilizada no presente trabalho e no capítulo V, discute-se as interpretações físicas.

2.4.1.5. Transformada da Função de Interação.

No primeiro trabalho de Chou-Yang, onde se considera interação de contato entre constituintes, a opacidade é escrita como o produto de convolução das densidades bidimensionais associadas a cada hádron, (equação (2.9)):

$$\Omega_{AB}(b) = C_{AB} D_A(b) \otimes D_B(b)$$

as quais se relacionam com os fatores de forma através da transformada de Hankel:

$$D_i(b) = \frac{\langle F_i(q) \rangle (b)}{2\pi}, \quad i = A, B$$

e assim:

$$\Omega_{AB}(b) = C_{AB} \langle F_A F_B \rangle.$$

Com a introdução da função de interação:

$$\Omega_{AB}(b) = \langle F_A F_B I_{AB} \rangle$$

a única maneira de se preservar a forma da opacidade, escrita como produto de convolução (equação (2.9)), é supor a existência de uma função bidimensional, D_{AB}^I , que seja a transformada de Hankel de I_{AB} :

$$D_{AB}^I(b) \equiv \frac{\langle I_{AB}(q) \rangle (b)}{2\pi} \quad (2.32)$$

Dessa forma, incluindo as constantes em $D_{AB}^I(b)$:

$$\Omega_{AB}(b) = D_A(b) \otimes D_B(b) \otimes D_{AB}^I(b). \quad (2.33)$$

Se a função de interação, I_{AB} , não possui uma função bidimensional associada no espaço de b , torna-se difícil interpretar a opacidade resultante como produto de convolução.

Fisicamente, D_{AB}^I introduz a não localidade na opacidade vista por cada parte do hádron colidente.

2.4.2. TRANSFORMADA DA OPACIDADE.

O modelo de Chou-Yang, apesar das dificuldades discutidas na seção 2.2.1, fornece uma visão bastante intuitiva da colisão hadrônica, através de um formalismo relativamente simples. Buscando-se preservar sua forma e com base nos resultados e hipóteses discutidos, propõe-se na referência (28) as seguintes expressões para o fator de forma e a função de interação:

$$F_i = \left[1 + \frac{q^2}{\alpha_i^2} \right]^{-1} \left[1 + \frac{q^2}{\beta_i^2} \right]^{-1}, \quad i=A,B \quad (2.34)$$

$$I_{AB} = C_{AB} L_{AB} \equiv C_{AB} \frac{1 - (q^2/a^2)}{1 + (q^2/a^2)^2} \quad (2.35)$$

onde C_{AB} representa a parte fatorizada da função de

interação que independe do momento transferido. A parte dependente de q , apresentando um zero em $q = a$ é uma modificação da função utilizada por Bourely-Soffer-Wu⁽⁴⁸⁾ (equação (2.23)):

$$F_{BSW} = \frac{1 - (q^2/a^2)}{1 + (q^2/a^2)} .$$

A razão é que a função de BSW, não tem transformada de Hankel para o espaço de parâmetro de impacto⁽⁵⁵⁾, não se podendo, como discutido na seção anterior, associar uma função de interação bidimensional.

Para as funções escolhidas as transformadas correspondentes são: (55), (56)

$$\frac{\langle F_i(q) \rangle}{2\pi} \underset{(b)}{=} D_i = \frac{\alpha_i^2 \beta_i^2}{\beta_i^2 - \alpha_i^2} [K_0(\alpha_i b) - K_0(\beta_i b)], \quad i=A,B \quad (2.36)$$

$$\frac{\langle I_{AB}(q) \rangle}{2\pi} \underset{(b)}{=} \frac{C_{AB}}{2\pi} \langle L_{AB}(q) \rangle \underset{(b)}{=} D_{AB}^I = -C_{AB} a^2 [Kei_0(ab) + Ker_0(ab)] \quad (2.37)$$

onde K_0 é a função de Bessel modificada e Kei , Ker , as funções de Thomson. A figura 2.8 mostra os gráficos da função D_{AB}^I/C_{AB} para dois valores de a^2 .

Cô m isso, na colisão pp tem-se para a opacidade:

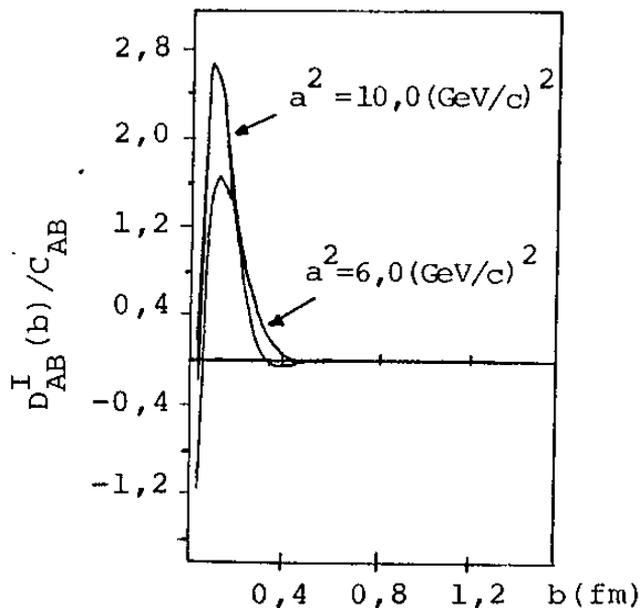


Figura 2.8. Função de interação no espaço do parâmetro de impacto (equação (2.37)) para $a^2 = 6,0(\text{GeV}/c)^2$ e $a^2 = 10,0(\text{GeV}/c)^2$.

$$\Omega_{pp} = C_{pp} \int_0^{\infty} q dq J_0(qb) \left[\left(1 + \frac{q^2}{\alpha^2}\right) \left(1 + \frac{q^2}{\beta^2}\right) \right]^{-2} \left[\frac{1 - (q^2/a^2)}{1 + (q^2/a^2)^2} \right] \quad (2.29)$$

$$\Omega_{pp} = C_{pp} \{ A_1 K_0(\alpha b) + A_2 K_0(\beta b) + A_3 \text{Kei}_0(\alpha b) + A_4 \text{Ker}_0(\alpha b) + \\ + [A_5 K_1(\alpha b) + A_6 K_1(\beta b)] b \} ,$$

onde A_i , $i = 1, \dots, 6$ são funções algébricas de α^2 , β^2 e a^2 .

2.4.3. APLICAÇÃO DO FORMALISMO.

Da expressão anterior, no caso de interação próton-próton, têm-se quatro parâmetros livres: α^2 , β^2 , a^2 , C_{pp} em contraposição, por exemplo, a 10 parâmetros no modelo BSW (seção 2.3).

A aplicação do formalismo consta dos seguintes passos:

- 1º) Entra-se com valores "prováveis", "estimados" ou "determinados" de α^2 , β^2 , a^2 (como será explicado no capítulo IV) e através do valor experimental da seção de choque total, determina-se a constante de absorção C_{pp} :

$$(\sigma_T)_{\text{exp}} = 4\pi \int_0^{\infty} b db [1 - e^{-\Omega}]$$

$$\Omega = C_{pp} (F_p^2 I_{pp}) ;$$

- 2º) Com os valores de α^2 , β^2 , a^2 , C_{pp} e o valor experimental de $\rho_{(t=0)}$ determina-se a seção de choque diferencial através da fórmula de Martin (ver equações (2.29), (2.30) e (2.31));

- 3º) Varia-se os parâmetros α^2 e/ou β^2 e/ou a^2 de modo a se obter a melhor reprodução dos dados experimentais da seção de choque diferencial;

49) Encontrado o melhor ajuste, testa-se os resultados calculando-se grandezas globais como a seção de choque elástica, sua razão com a seção de choque total e comparando-se com os dados experimentais.

Uma aplicação preliminar desse formalismo, sem determinação da dependência energética dos parâmetros envolvidos e sem garantia de melhor ajuste, mostrou bons resultados na descrição dos dados experimentais de $d\sigma/dt$, σ_e/σ_T e $B(t)$ (inclinação) para interações pp , π^+p , k^+p a $P_\ell = 50\text{GeV}/c$ e pp , π^-p a $P_\ell = 200\text{ GeV}/c$ ⁽²⁸⁾. Neste caso, determina-se inicialmente os parâmetros α^2 , β^2 , a^2 para as interações pp a $50\text{ GeV}/c$ e $200\text{ GeV}/c$. Fixando-se α^2 e β^2 associados ao fator de forma do próton, determina-se os parâmetros correspondentes associados aos mésons e o novo valor de a^2 para a mesma energia. A figura 2.9 mostra os resultados dos ajustes para a seção de choque diferencial, a tabela 2.1 mostra os valores dos parâmetros obtidos e a tabela 2.2, as previsões de σ_e e σ_e/σ_T comparadas com os dados experimentais.

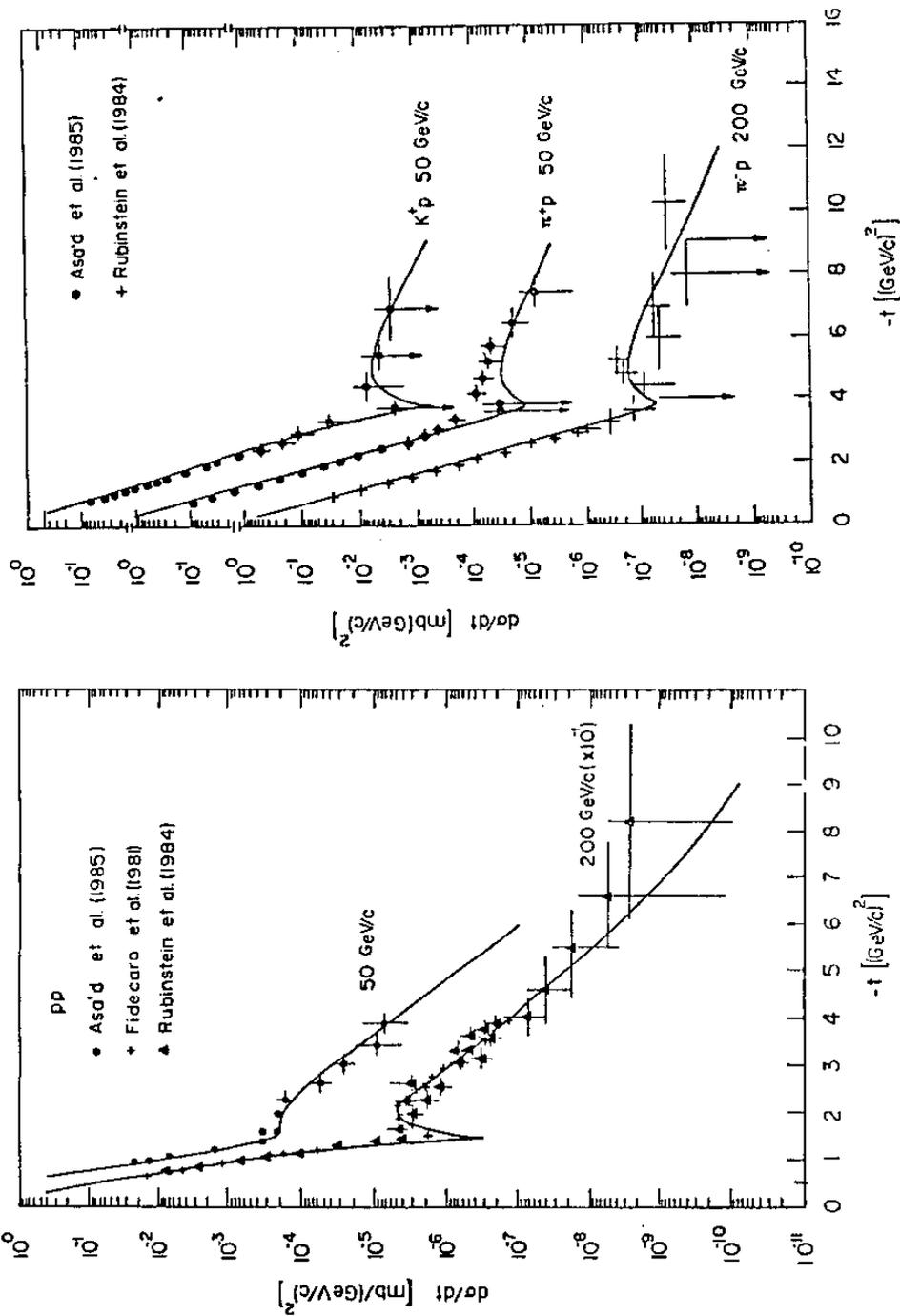


Figura 2.9. Aplicação preliminar do formalismo para interações méson-próton (28).

reação	P_{lab} (GeV/c)	α^2 (GeV/c) ²	β^2 (GeV/c) ²	a^2 (GeV/c) ²	C (GeV/c) ⁻²
pp	50	0,52	1,9	6,4	10,075
pp	200	0,43	1,9	6,4	9,960
π^+p	50	0,60	25,0	10,5	5,675
k^+p	50	0,73	25,0	8,0	4,240
π^-p	200	0,54	15,0	9,5	5,885

Tabela 2.1. Valores dos parâmetros α^2 , β^2 , a^2 e constante C para as curvas da figura 2.9 (28).

reação	P_{lab} (GeV/c)	σ_e^{teo} (mb)	$\sigma_e^{teo} / \sigma_T^{exp}$	$(\sigma_e / \sigma_T)_{exp}$
$\pi^+ p$	50	3,26	0,141	$0,144 \pm 0,012$
$k^+ p$	50	2,18	0,121	$0,130 \pm 0,012$
$\pi^- p$	200	3,21	0,132	$0,129 \pm 0,012$
pp	50	6,95	0,182	$0,203 \pm 0,015$
pp	200	6,35	0,163	$0,183 \pm 0,015$

Tabela 2.2. Previsões do formalismo para grandezas globais⁽²⁸⁾.

Vê-se que, com a introdução da forma proposta para a função I_{AB} (equação (2.35)), elimina-se os múltiplos mínimos na seção de choque diferencial que aparecem na fórmula original de Chou-Yang.

CAPÍTULO III

DADOS EXPERIMENTAIS

3.1. DADOS UTILIZADOS

As energias mais altas para as quais, atualmente, existem dados experimentais de seção de choque diferencial elástica são $\sqrt{s} = 63$ GeV para interação pp e $\sqrt{s} = 630$ GeV para $\bar{p}p$.

É de interesse neste trabalho, estudar as parametrizações na faixa mais ampla possível de energia. Como para $\sqrt{s} \leq 20$ GeV a contribuição do "background" de Regge, não incluída no formalismo presente, é significativa, tenta-se inicialmente estudar dados experimentais até um limite mínimo de $\sqrt{s} \sim 10$ GeV (para $P_{\ell} = 50$ GeV/c, $\sqrt{s} = 9,78$ GeV). Desse modo, na faixa de energia mais baixa pode-se estudar a influência do background de Regge.

Apresenta-se a seguir os dados utilizados e os critérios de seleção desses dados para as interações pp e $\bar{p}p$.

3.1.1. PRÓTON-PRÓTON

Com base na existência ou não de conjuntos normalizados os dados foram divididos em duas faixas: a) $20 \leq \sqrt{s} \leq 63$ GeV; b) $10 \leq \sqrt{s} \leq 20$ GeV.

a) $20 \lesssim \sqrt{s} \lesssim 63$ GeV

Na década de 70 vários grupos mediram $d\sigma/dt$, σ_t , ρ para $23 \lesssim \sqrt{s} \lesssim 63$ GeV. Esses dados foram criteriosamente analisados por Amaldi e Schubert em 1980⁽⁴³⁾, levando em conta a qualidade das várias experiências e eliminando contradições através de um estudo das fontes de erros sistemáticos. Esse trabalho representa o conjunto mais coerente de dados de espalhamento próton-próton. Os resultados, em forma de tabelas numéricas, foram publicados nas séries Landolt-Börnstein⁽⁵⁷⁾. Os dados das referências (43) e (57) incluem os valores de σ_{el} , σ_T , ρ e $d\sigma/dt$ para as energias de 23,5 GeV, 30,7 GeV, 44,7 GeV, 52,8 GeV, 62,5 GeV. Esses dados são apresentados na figura 3.1 e tabela 3.1, junto com as referências.

Os dados experimentais de $d\sigma/dt$ em $\sqrt{s} = 62,5$ GeV são criticados por alguns autores. Por exemplo, Sanielevici e Valin⁽³⁵⁾ não incluem essa energia na análise pois o fator de forma de matéria obtido apresenta "oscilações violentas". Atribuem esse comportamento a "vários pontos questionáveis" que são analisados por Valin⁽⁵⁸⁾. Como foi mostrado na figura 2.4 as discrepâncias entre as previsões de Sanielevici e Valin são bastante acentuadas nessa energia. Embora incluído na análise do presente trabalho, considera-se essa energia um limite crítico.

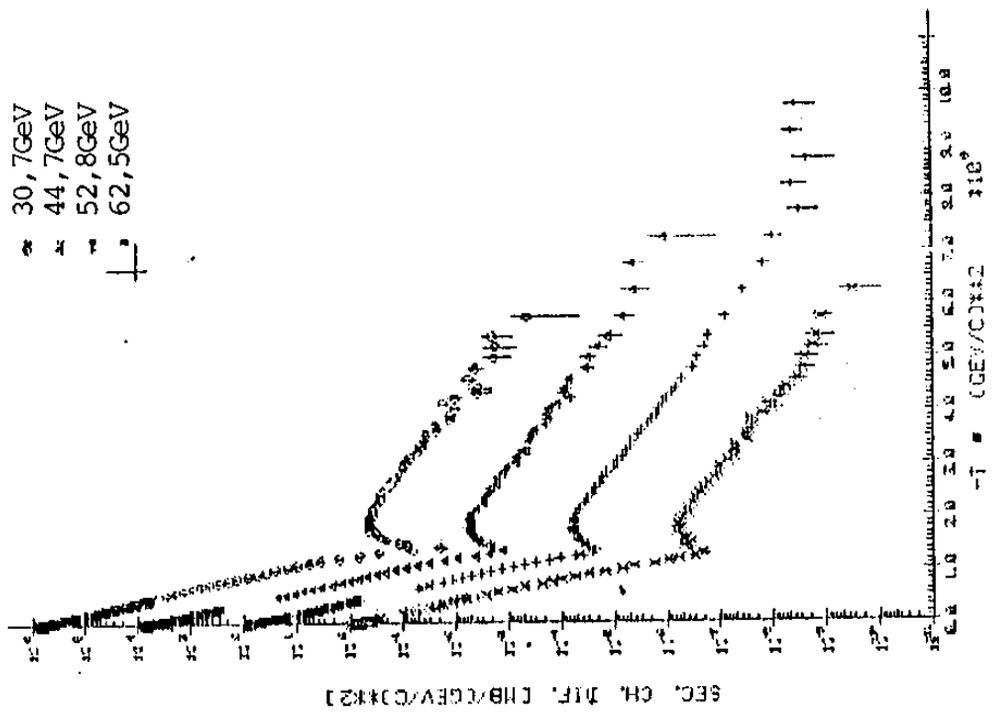
Nos capítulos IV e V as energias acima serão, algumas vezes, indicadas pelos valores: 23, 31, 45, 53 e 62 GeV.

b) $10 \leq \sqrt{s} < 20 \text{ GeV}$

Nessa faixa de energia não se tem uma normalização dos dados experimentais de $d\sigma/dt$. Procurou-se incluir todas as experiências mais recentes e que cobrissem a maior região de $-t$. Em termos de ρ , σ_T , σ_e a escolha foi das experiências mais recentes e que possuem menor erro. Os dados e referências são mostrados na figura 3.1 e tabelas 3.1. e 3.2.

ESP. ELAST. PROTON-PROTON

- 30,7GeV
- △ 44,7GeV
- ▽ 52,8GeV
- 62,5GeV



ESP. ELAST. PROTON-PROTON

- 9,78GeV
- △ 13,8GeV
- ▽ 19,4GeV
- 23,5GeV

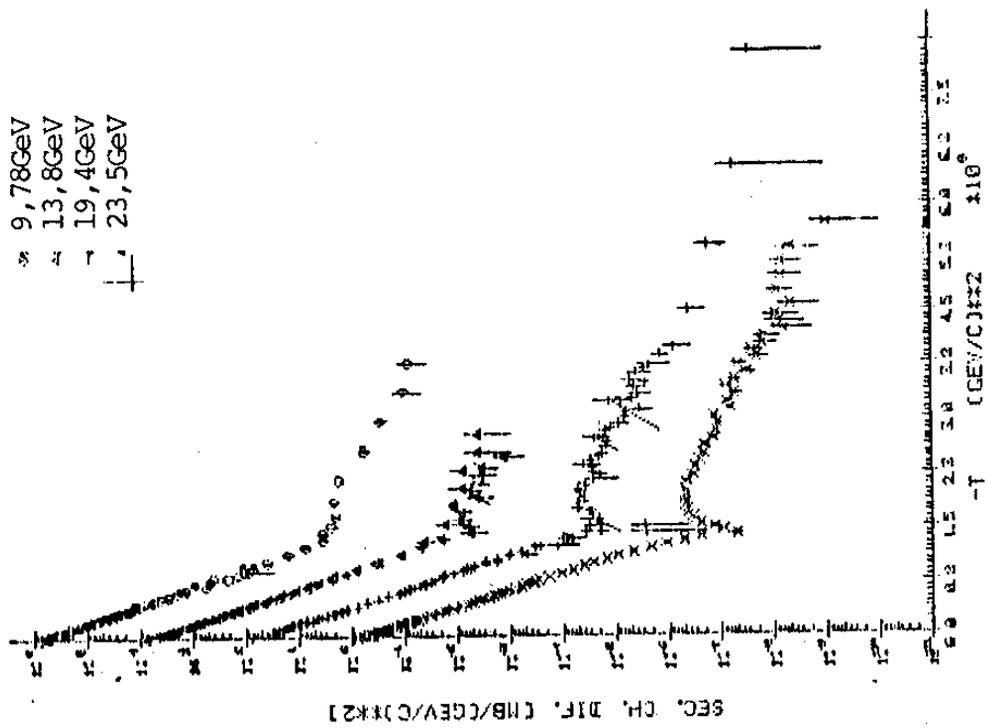


Figura 3.1. Seção de choque diferencial elástica para a reação pp.

As referências são indicadas na tabela 3.2.

\sqrt{s} (GeV)	σ_{TOT} (mb)	ρ	σ_e (mb)	σ_e/σ_T	B (GeV/c) ²	
					$0,01 < -t < 0,15$	$0,15 < -t < 0,50$
9,78	$38,20 \pm 0,05$ (59)	$-0,16 \pm 0,05$ (61)	$7,61 \pm 0,29$ (63)	$0,199 \pm 0,008$ (63)		
13,8	$38,46 \pm 0,04$ (59)	$-0,074 \pm 0,018$ (62)	$7,07 \pm 0,35$ (63)	$0,184 \pm 0,009$ (63)		
19,4	$38,98 \pm 0,04$ (60)	$0,019 \pm 0,016$ (62)	$6,87 \pm 0,13$ (64)	$0,176 \pm 0,004$ (64)		
23,5	$38,94 \pm 0,17$ (43)	$0,02 \pm 0,05$ (43)	$6,73 \pm 0,08$ (43)	$0,173 \pm 0,002$ (43)	$11,8 \pm 0,2$ (65)	$10,3 \pm 0,2$ (65)
30,7	$40,14 \pm 0,17$ (43)	$0,042 \pm 0,011$ (43)	$7,16 \pm 0,09$ (43)	$0,178 \pm 0,002$ (43)	$12,2 \pm 0,2$ (65)	$10,9 \pm 0,2$ (65)
44,7	$41,79 \pm 0,16$ (43)	$0,062 \pm 0,011$ (43)	$7,17 \pm 0,09$ (43)	$0,172 \pm 0,002$ (43)	$12,8 \pm 0,2$ (65)	$11,0 \pm 0,2$ (65)
52,8	$42,67 \pm 0,19$ (43)	$0,078 \pm 0,01$ (43)	$7,45 \pm 0,09$ (43)	$0,175 \pm 0,002$ (43)	$13,1 \pm 0,2$ (65)	$10,7 \pm 0,2$ (65)
62,5	$43,32 \pm 0,23$ (43)	$0,095 \pm 0,011$ (43)	$7,66 \pm 0,11$ (43)	$0,177 \pm 0,002$ (43)	$13,3 \pm 0,2$ (65)	$10,4 \pm 0,2$ (65)

Tabela 3.1. Dados experimentais para interação pp. Os números entre parêntesis indicam as referências.

\sqrt{s} (GeV)	Intervalo (GeV/c) ²	Referência	Número de dados
9,78	$0,0375 \leq -t \leq 0,75$	Ayres et al. (63)	82
	$0,075 \leq -t \leq 0,975$	Akerlof et al. (66)	
	$0,825 \leq -t \leq 3,8$	Asa'd et al. (15)	
13,8	$0,0375 \leq -t \leq 0,75$	Ayres et al. (63)	100
	$0,075 \leq -t \leq 2,83$	Akerlof et al. (66)	
	$0,55 \leq -t \leq 2,50$	Rubinstein et al. (67)	
19,4	$0,075 \leq -t \leq 3,25$	Akerlof et al. (66)	124
	$0,613 \leq -t \leq 3,90$	Fidecaro et al. (68)	
	$0,95 \leq -t \leq 8,15$	Rubinstein et al. (67)	
23,5	$0,042 \leq -t \leq 5,75$	Schubert (57)	134
30,7	$0,016 \leq -t \leq 5,75$	Schubert (57)	173
44,7	$0,0106 \leq -t \leq 3,25$	Schubert (57)	208
52,8	$0,0106 \leq -t \leq 9,75$	Schubert (57)	206
	$0,11 \leq -t \leq 3,39$	Breakstone et al. (69)	55
62,5	$0,0121 \leq -t \leq 6,25$	Schubert (57)	124

Tabela 3.2. Informações sobre os dados experimentais da seção de choque diferencial para a reação pp.

3.1.2. ANTIPRÓTON-PRÓTON

Para $\bar{p}p$ não se tem nenhum conjunto normalizado de dados experimentais. Na faixa do ISR, os dados são muito escassos, tendo-se somente na energia de 53 GeV um número razoável de pontos da seção de choque diferencial.

Dividiu-se o conjunto em dois grupos: a) $10 \leq \sqrt{s} \leq 63$ GeV e b) $\sqrt{s} = 546$ GeV e 630 GeV.

$$a) 10 \leq \sqrt{s} \leq 63 \text{ GeV}$$

Como no caso do próton, em termos de $d\sigma/dt$, incluiu-se todas as experiências mais recentes e que cobrissem a maior região de $-t$. Os valores de ρ , σ_T , σ_e , σ_e/σ_T foram tomados de experiências mais recentes e que possuem menor erro.

A figura 3.2 e as tabelas 3.3 e 3.4 mostram as informações sobre esses dados.

b) $\sqrt{s} = 546 \text{ GeV}$ e $\sqrt{s} = 630 \text{ GeV}$

Os dados da seção de choque diferencial são apresentados na figura 3.2 e as referências na tabela 3.3. Quanto aos valores de ρ e σ_T não existe, até o presente, um consenso a respeito dos resultados que já foram obtidos. Por isso utiliza-se neste trabalho, valores limites que são discutidos a seguir.

Um dos métodos para a medida de ρ ou de σ_T é a determinação experimental da grandeza⁽⁷⁹⁾:

$$g \equiv \sigma_T(1 + \rho^2) \quad (3.1)$$

Medindo-se ou prevendo-se ρ , determina-se σ_T ou vice-versa.

Para a energia $\sqrt{s} = 546 \text{ GeV}$, a Colaboração UA4 obteve o valor⁽⁸⁰⁾:

$$g_{\text{exp}}^{546} \equiv 63,3 \pm 1,5 \text{ mb} \quad (3.2)$$

e através da parametrização de Amaldi⁽⁸¹⁾, que prevê $\rho_A = 0,15$, determina-se:

$$\sigma_T = 61,9 \pm 1,5 \text{ mb} .$$

Por outro lado, a medida experimental de ρ feita pela Colaboração UA4⁽⁸²⁾ forneceu o valor

$$\rho_{\text{exp}} = 0,24 \pm 0,04$$

que substituído em (3.1), junto com (3.2) fornece:

$$\sigma_{\text{T}} = 60 \pm 2 \text{ mb} .$$

A análise do presente trabalho na energia de 546 GeV será feita com os dois conjuntos de dados:

$$(\rho_{\text{A}} = 0,15 \quad , \quad \sigma_{\text{T}} = 61,9 \pm 1,5 \text{ mb})$$

$$(\rho_{\text{exp}} = 0,24 \pm 0,04 \quad , \quad \sigma_{\text{T}} = 60 \pm 2 \text{ mb}) .$$

Na energia de $\sqrt{s} = 630 \text{ GeV}$ a situação é mais crítica ainda, já que não há, até o presente, resultados experimentais para $g = \sigma_{\text{T}}(1 + \rho^2)$, σ_{T} ou ρ . Toma-se como primeira estimativa os resultados da parametrização de Amaldi⁽⁸¹⁾:

$$\rho_{\text{A}}^{630} = 0,15 \quad , \quad \sigma_{\text{T}_A}^{630} = 64,0 \text{ mb} .$$

O valor de $\rho_{\text{exp}}^{546} = 0,24$ vai contra as previsões de parametrizações feitas até o momento. Para estudar a influência em σ_{T} , que possa ter um valor também grande de ρ medido em $\sqrt{s} = 630 \text{ GeV}$, faz-se a seguir uma previsão de g^{630} e com $\rho = 0,24$ estima-se σ_{T} .

As previsões de Amaldi fornecem:

$$g_A^{546} = (62,33)[1 + (0,15)^2] = 63,73 \text{ mb}$$

$$g_A^{630} = (64,0)[1 + (0,15)^2] = 65,44 \text{ mb}$$

e, experimentalmente, tem-se

$$g_{\text{exp}}^{546} = 63,3 \text{ mb.}$$

Como a energia de 630 GeV é apenas 15% superior à de 546 GeV, supõe-se que as razões entre os valores previstos e medidos são aproximadamente iguais:

$$\frac{g_A^{630}}{g_A^{546}} \approx \frac{g_{\text{exp}}^{630}}{g_{\text{exp}}^{546}} .$$

Assim, estima-se g_{exp}^{630} que será denominado g_{est}^{630} :

$$g_{\text{est}}^{630} \approx 65 \text{ mb} .$$

Para $\rho_{\text{est}} = 0,24$ obtêm-se $\sigma_T^{\text{est}} = 41,46 \text{ mb}$.

A análise do presente trabalho na energia de 630 GeV é feita com os dois conjuntos dados:

$$(\rho_A = 0,15 ; \sigma_T = 61,46 \text{ mb})$$

$$(\rho_{\text{est}} = 0,24 ; \sigma_T = 64,0 \text{ mb}) .$$

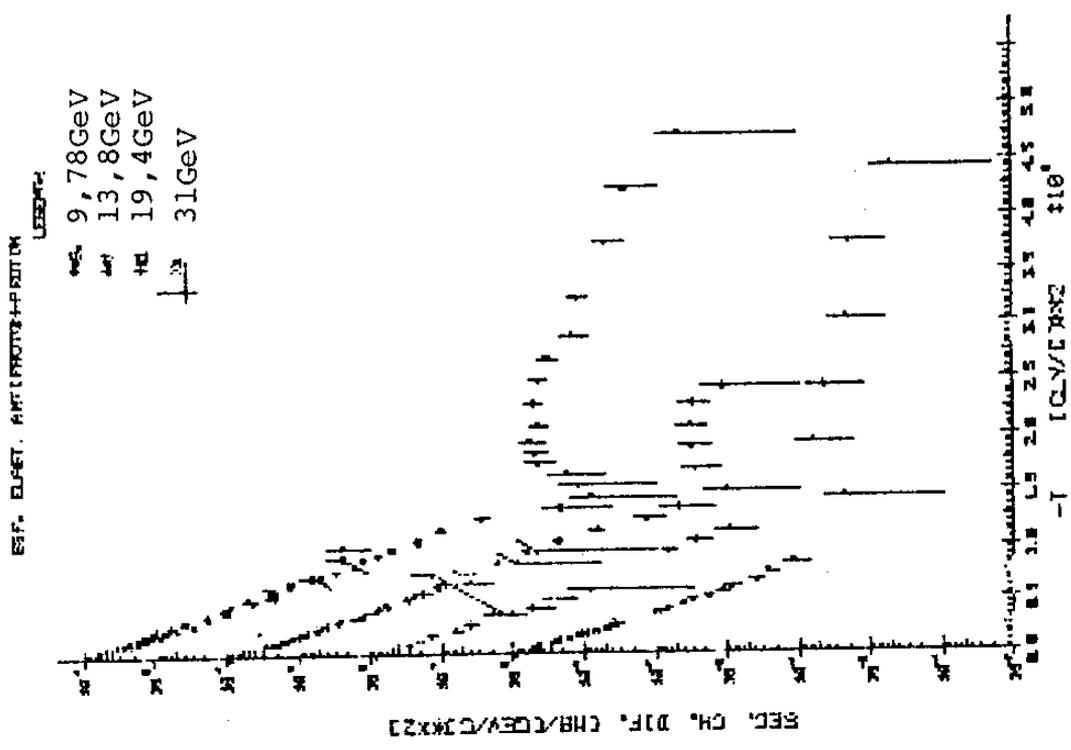
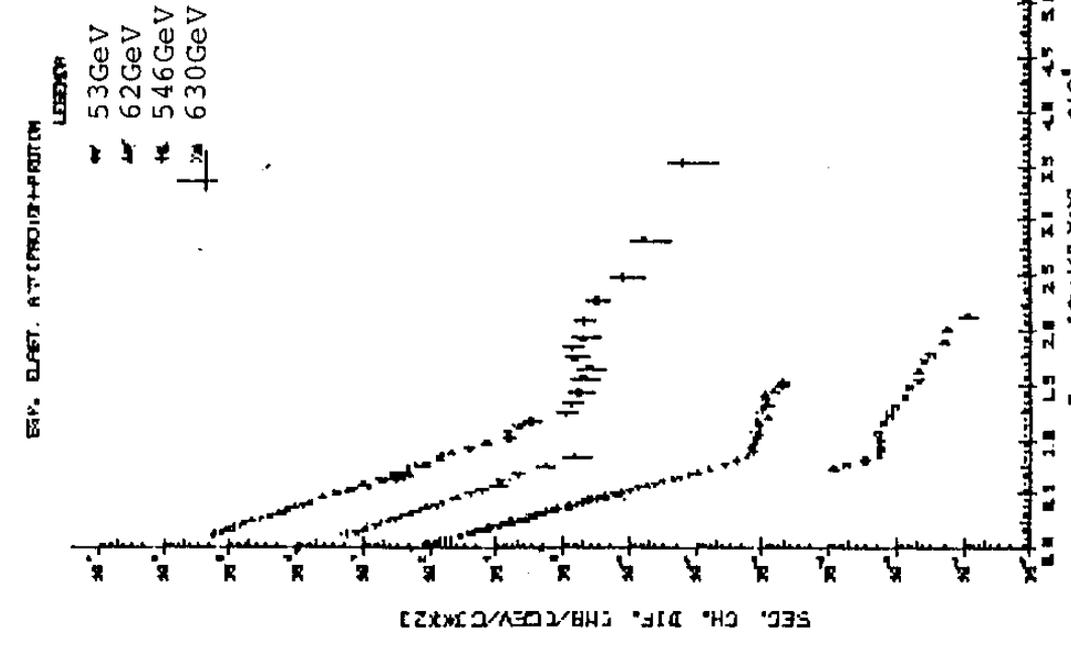


Figura 3.2. Seção de choque diferencial elástica para interação $\bar{p}p$. As referências são mostradas na tabela 3.3.

\sqrt{s} (GeV)	Intervalo (GeV/c) ²	Referência	Número de dados
9,78	$0,0375 \leq -t \leq 0,75$	Ayres et al. (63)	73
	$0,075 \leq -t \leq 1,0$	Akerlof et al. (66)	
	$0,725 \leq -t \leq 4,75$	Asa'd et al. (15)	
13,8	$0,0375 \leq -t \leq 0,75$	Ayres et al. (63)	61
	$0,075 \leq -t \leq 0,95$	Akerlof et al. (66)	
	$0,55 \leq -t \leq 2,45$	Rubinstein et al. (67)	
19,4	$0,075 \leq -t \leq 0,60$	Akerlof et al. (66)	22
	$0,95 \leq -t \leq 4,45$	Rubinstein et al. (67)	
31	$0,05 \leq -t \leq 0,85$	Breakstone et al. (70)	23
53	$0,11 \leq -t \leq 0,85$	Breakstone et al. (70)	52
	$0,523 \leq -t \leq 3,52$	Breakstone et al. (69)	
62	$0,13 \leq -t \leq 0,85$	Breakstone et al. (70)	24
546	$0,0325 \leq -t \leq 0,318$	Bozzo et al. (71)	122
	$0,215 \leq -t \leq 0,495$	Battiston et al. (72)	
	$0,46 \leq -t \leq 1,53$	Bozzo et al. (73)	
630	$0,71 \leq -t \leq 2,13$	Bernard et al. (74)	20

Tabela 3.3. Informações sobre os dados experimentais da seção de choque diferencial para a reação $\bar{p}p$.

\sqrt{s} (GeV)	σ_{TOT} (mb)	ρ	σ_e (mb)	σ_e/σ_T
9,78	$43,86 \pm 0,22$ (63)	$-0,01$ (*)	$8,20 \pm 0,40$ (63)	$0,187 \pm 0,007$ (63)
13,8	$42,04 \pm 0,21$ (63)	$0,014$ (*)	$7,80 \pm 0,60$ (63)	$0,185 \pm 0,014$ (63)
19,4	$41,51 \pm 0,15$ (60)	$0,029 \pm 0,030$ (62)	$8,01 \pm 0,65$ (66)	$0,193 \pm 0,015$ (66)
31	$42,00 \pm 0,50$ (75)	$0,065 \pm 0,025$ (75)	$7,14 \pm 0,17$ (76)	$0,170 \pm 0,005$ (76)
53	$43,65 \pm 0,41$ (76)	$0,101 \pm 0,018$ (76)	$7,36 \pm 0,30$ (76)	$0,169 \pm 0,007$ (76)
62	$43,90 \pm 0,60$ (75)	$0,12 \pm 0,03$ (75)	$7,62 \pm 0,19$ (76)	$0,174 \pm 0,005$ (76)
546	$61,9 \pm 1,5$	0,15	$13,3 \pm 0,6$ (77)	$0,215 \pm 0,005$ (77)
	60 ± 2	$0,24 \pm 0,04$		
630	64,0	0,15		
	61,46	0,24		

Tabela 3.4. Dados experimentais para a reação $\bar{p}p$. Os números entre parêntesis indicam as referências; (*) valor calculado por interpolação na referência (79). Os valores para ρ e σ_T para $\sqrt{s} = 546$ e 630 GeV são explicados na seção 3.1.2, item (b).

Independentemente dos resultados aceitos no futuro é razoável supor que os valores estarão entre esses limites.

3.2. CRITÉRIO DE UTILIZAÇÃO DOS DADOS

Entre esses dados experimentais considera-se o conjunto analisado por Amaldi e Schubert para a reação pp, como o que tem maior significado estatístico e que melhor representa as informações experimentais. Assim, faz-se inicialmente a análise desse conjunto e, com base nos resultados obtidas, busca-se identificar as mesmas tendências nos demais dados experimentais.

CAPÍTULO IV

ANÁLISE DO ESPALHAMENTO PRÓTON-PRÓTON

Neste capítulo testa-se o formalismo apresentado no capítulo anterior, através dos dados experimentais da seção de choque diferencial e seção de choque elástica, da reação pp. Inicialmente, com base em informações experimentais e dentro das hipóteses do formalismo, discute-se a possibilidade de se atribuir valores de "entrada" aos parâmetros livres. Essas considerações levam a uma análise para três valores diferentes do zero da transformada da opacidade na energia de 53 GeV e a um estudo da variação individual dos parâmetros α^2 e a^2 com a energia. Em cada caso interpreta-se fisicamente as implicações do formalismo. O resultado da análise é que os dados experimentais da seção de choque diferencial e seção de choque elástica são melhor reproduzidos para $a^2 = 8,2(\text{GeV}/c)^2$, $\beta^2 = 1,8(\text{GeV}/c)^2$ e variando-se α^2 com a energia. Na última seção apresenta-se as parametrizações de α^2 e C em função da energia e através dessas funções calcula-se a função de perfil e de recobrimento, comparando-se com os resultados obtidos por outros autores. A seguir são feitas as parametrizações de α^2 e C em função da seção de choque total e com base nesses resultados calcula-se o raio do próton.

4.1. CRITÉRIO DE ANÁLISE

4.1.1. Considerações Gerais sobre os Parâmetros Livres

Para a interação próton-próton tem-se:

$$\Omega_{pp} = C_{pp} \int_0^{\infty} q dq \left[\left(1 + \frac{q^2}{\alpha^2} \right) \left(1 + \frac{q^2}{\beta^2} \right) \right]^{-2} \left[\frac{1 - (q^2/a^2)}{1 + (q^2/a^2)^2} \right] J_0(qb).$$

Como discutido na seção 2.4.3, escolhendo-se valores para α^2 , β^2 , a^2 , determina-se C_{pp} através de σ_T^{exp} e introduzindo-se ρ_{exp} testa-se a previsão do formalismo com os dados experimentais de $d\sigma/dt$. O problema se resume, então, na escolha dos valores iniciais para os três parâmetros livres.

Para se estabelecer um critério de escolha deve-se levar em conta, com base nas discussões da seção 2.4.1, as seguintes considerações:

- 1) α^2 e β^2 estão associados a um fator de forma de matéria. Em princípio, não se tem nenhuma relação entre esse fator de forma e o fator de forma eletromagnético e portanto, nenhuma parametrização prévia. Testes com a parametrização tipo dipolo, com $\mu^2 = 0,71(\text{GeV}/c)^2$, mostram que é possível reproduzir os dados de $d\sigma/dt$ somente até $-t \lesssim 1 \sim 2 (\text{GeV}/c)^2$. Assim não há nenhuma indicação prévia para os valores de α^2 ou β^2 .

2) a^2 é o responsável pela posição do zero na transformada da opacidade. Em princípio, havendo uma maneira de se estimar a posição do zero para cada energia, poder-se-ia obter uma parametrização para $a^2(s)$ e com isso ter-se-iam somente dois parâmetros livres. Sobre esse procedimento, existe alguma informação experimental que será analisada na seção seguinte.

4.1.2. Discussão do "Zero Experimental"

Como observado na seção 2.4.1.2, vários autores têm apresentado evidências de existência de um zero na transformada da opacidade. No caso do próton as evidências mais diretas são obtidas através de ajuste de dados experimentais da seção de choque diferencial e do cálculo da transformada da opacidade por meio do formalismo de parâmetro de impacto.

Dois trabalhos criteriosos, que utilizam esse procedimento de ajuste, fornecem várias informações importantes sobre o assunto:

Vitor Franco⁽⁴¹⁾ faz uma análise com os dados de pp a $\sqrt{s} = 53$ GeV quando o maior valor de $-t$ medido era $5,3(\text{GeV}/c)^2$. O ponto nesse trabalho é mostrar a relevância de ajuste a grande momento transferido. Para tanto o ajuste é feito, com e sem parte real, como mostra a figura 4.1, em duas regiões:

$-t \leq 0,4 (\text{GeV}/c)^2$ — pico de difração

$-t \leq 5,3 (\text{GeV}/c)^2$ — toda região medida.

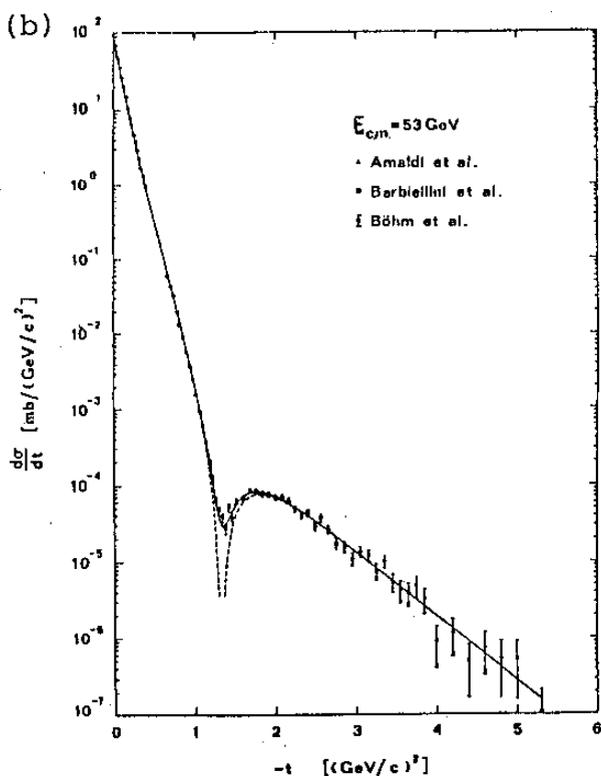
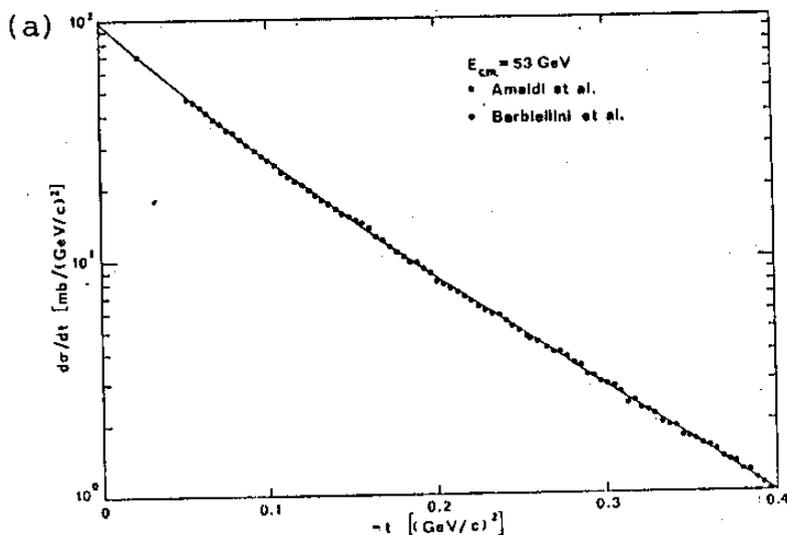


Figura 4.1. Ajustes da seção de choque diferencial por Franco⁽⁴¹⁾: (a) $-t \leq 0,4(\text{GeV}/c)^2$ (pico de difração); (b) $-t \leq 5,3(\text{GeV}/c)^2$.

Os resultados obtidos para a raiz quadrada da transformada da opacidade são apresentados na figura 4.2 e comparados com os dados experimentais do fator de forma

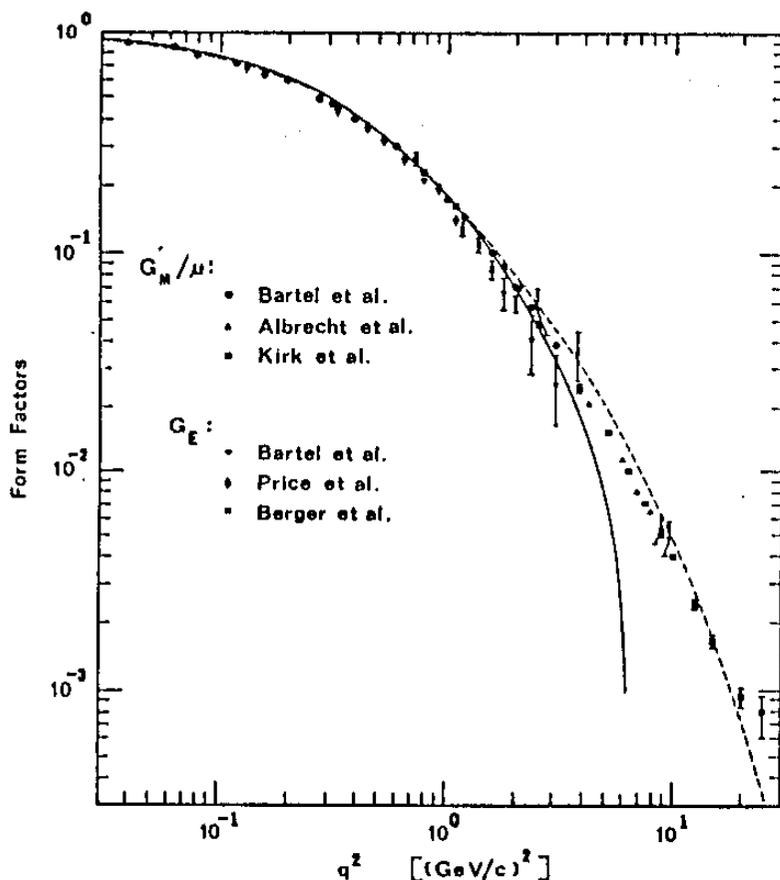


Figura 4.2. Comparação dos fatores de forma para diferentes regiões de ajuste em $d\sigma/dt^{(41)}$. Linha pontilhada: ajuste até $-t = 0,4(\text{GeV}/c)^2$; linha cheia: ajuste até $-t = 5,3(\text{GeV}/c)^2$.

eletromagnético. Várias informações importantes podem ser obtidas desses resultados:

- 1) A informação experimental a baixo $-t$ (fig.4.1.a) reproduz o fator de forma eletromagnético enquanto que, a informação global (figura 4.1.b) origina um fator de forma diferente do eletromagnético;
- 2) O ajuste até grande $-t$ sugere um zero no fator de forma em torno de $6,5(\text{GeV}/c)^2$;

3) A transformada da opacidade depende fortemente da região de $-t$ ajustada em $d\sigma/dt$.

Sanielevici e Valin⁽³⁵⁾ supõem que, para energias ~ 50 GeV, a seção de choque diferencial para grandes momentos transferidos independe da energia. Com essa hipótese incluem nos dados de $\sqrt{s} = 53$ GeV, medidos até $-t = 10 (\text{GeV}/c)^2$ no ISR, os dados de $P_{\perp} = 400$ GeV/c ($\sqrt{s} \sim 27$ GeV), medidos no Fermilab na região $10 \leq -t \leq 12 (\text{GeV}/c)^2$. O ajuste desses dados, mostrado na figura 4.3, fornece a transformada da opacidade. Os autores calculam também a opacidade estatisticamente a partir da função de recobrimento

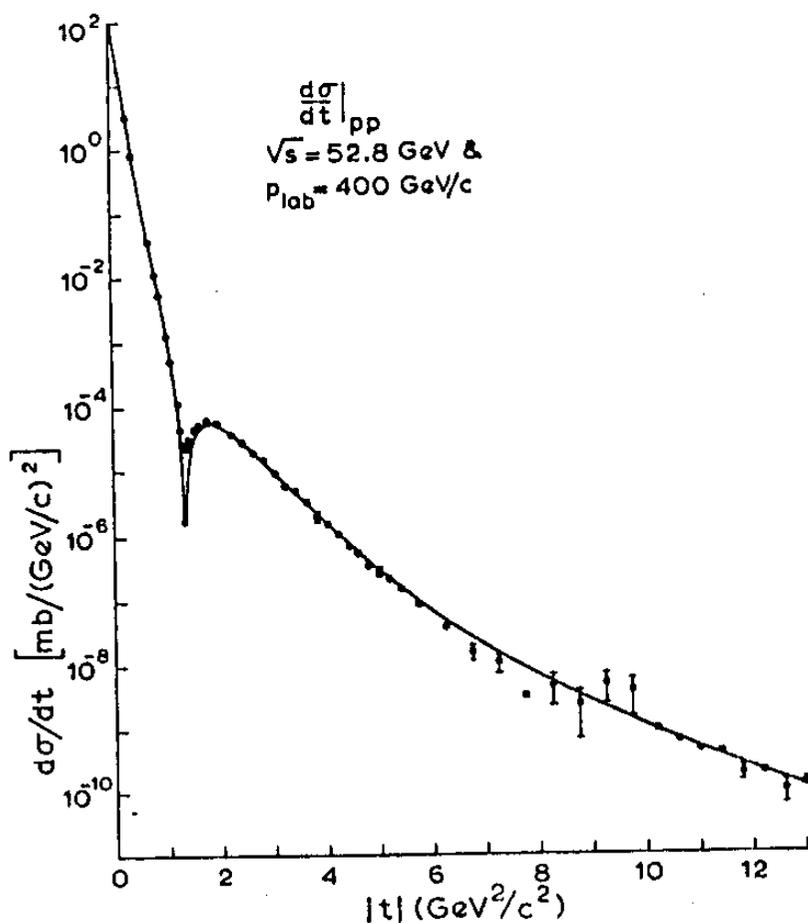


Figura 4.3. Ajuste de Sanielevici e Valin⁽³⁵⁾.

inelástica calculada e tabelada por Amaldi e Schubert⁽⁴³⁾, os quais fazem o ajuste da seção de choque diferencial, até $-t \sim 10(\text{GeV}/c)^2$. A figura 4.4 mostra as transformadas da opacidade, assim obtidas, para a energia de 53 GeV. Vê-se que o cálculo, por ambos os métodos, sugere um zero em torno de $q_0^2 \approx 5,7 (\text{GeV}/c)^2$.

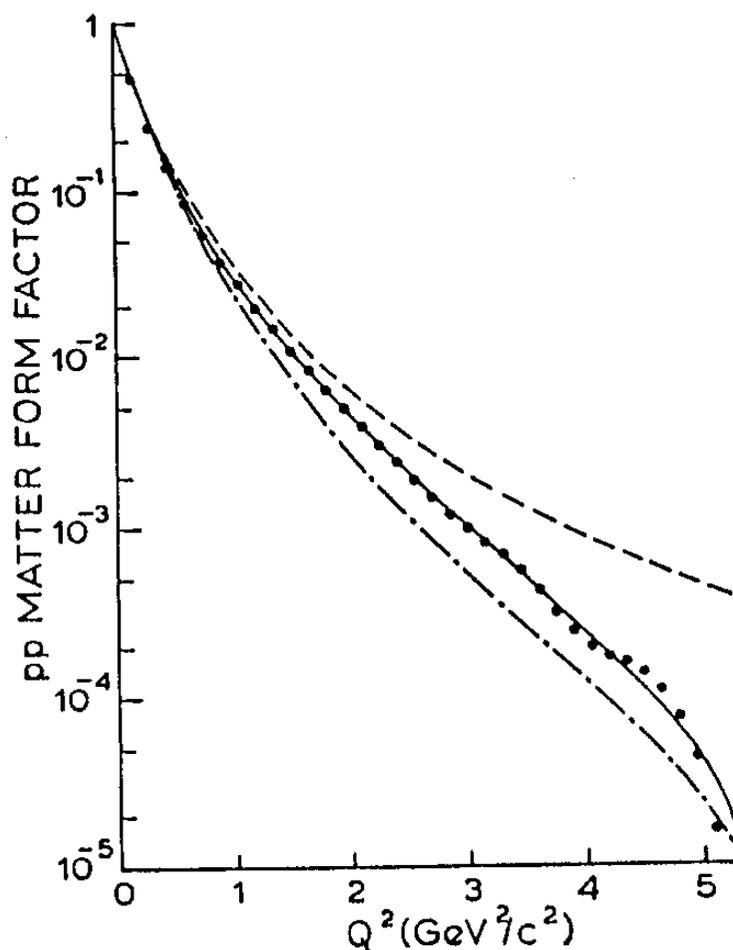


Figura 4.4. Fatores de forma de matéria na energia de 53 GeV⁽³⁵⁾, calculados a partir do ajuste de $d\sigma/dt$ até $-t = 10(\text{GeV}/c)^2$ por Amaldi e Schubert (pontos) e até $-t = 12(\text{GeV}/c)^2$ por Sanielevici e Valin (linha cheia). As curvas tracejadas indicam outros cálculos.

Levando-se também em conta os resultados de Franco, pode-se inferir que a determinação do zero na transformada da opacidade depende fortemente do intervalo de $-t$ ajustado, se a região em $d\sigma/dt$ for para $-t \leq 10(\text{GeV}/c)^2$. Isso traz várias dificuldades para esse tipo de análise nas outras energias, pois só em $\sqrt{s} = 53 \text{ GeV}$ se tem dados até $-t = 10(\text{GeV}/c)^2$. Para as demais energias, $-t \leq 8,0(\text{GeV}/c)^2$ e no caso da reação $\bar{p}p$ a situação é mais crítica ainda como mostra a tabela 4.1.

\sqrt{s} (GeV)		9,78	13,8	19,4	23	31	45	53	62	546	630
$(-t)_{\text{max}}$	pp	3,8	2,8	8,0	5,8	5,8	7,2	10,0	6,2	-	-
$(\text{GeV}/c)^2$	$\bar{p}p$	4,8	2,4	4,5	-	0,85	-	3,5	0,85	1,5	2,1

Tabela 4.1. Valores máximos de $-t$ até onde se tem, atualmente, medidas de $d\sigma/dt$.

O cálculo feito por Sanielevici e Valin para as outras energias na região do ISR, a partir dos valores tabelados por Amaldi e Schubert, mostra que a posição do zero não é bem determinada em todos os casos (figura 4.5). Também, não se pode inferir uma relação entre a posição do zero e a energia. A mesma situação é observada calculando-se a posição do zero a partir de ajustes de $d\sigma/dt$ feitos por outros autores para pp e $\bar{p}p$ como mostra a tabela 4.2.

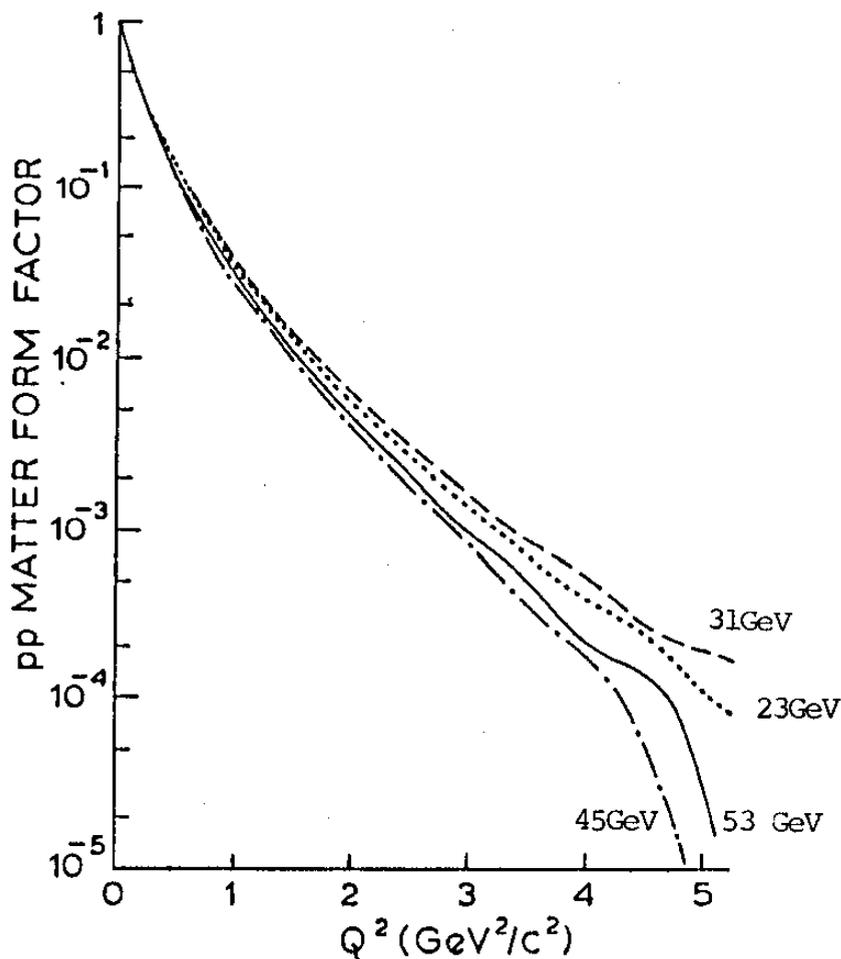


Figura 4.5. Fatores de forma de matéria calculados por Sanielevici e Valin⁽³⁵⁾ a partir dos ajustes de Amaldi e Schubert⁽⁴³⁾.

\sqrt{s} (GeV)	9,78	13,8	19,4	23	31	45	53	62	546
q_0^2	-	-	6,34	5,32	6,39	6,39	6,36	>30,0	-
$(\text{GeV}/c)^2$	6,58	4,08	3,46	-	3,40	-	5,12	>30,0	3,61

Tabela 4.2. Posição do zero na transformada da opacidade, calculada a partir de parâmetros de ajuste de $d\sigma/dt$, para as reações pp (ajustes de França e Hama⁽⁸⁶⁾) e $\bar{p}p$ (ajustes de Padua⁽⁸⁷⁾).

Do ponto de vista de análise de dados, essas incertezas são muito bem discutidas por Lombard⁽⁸³⁾. Segundo o autor, o problema com esse procedimento é que as transformadas são integrais de zero a infinito, enquanto os dados de entrada, $(d\sigma/dt)_{\text{exp}}$, são só conhecidos num intervalo finito de $-t$. Um conjunto de dados de seção de choque diferencial típico, pode ter infinitas extrapolações para $-t \geq 6,0 (\text{GeV}/c)^2$ e "tais curvas extrapoladas podem não ter sentido físico, mas não podem ser excluídas em termos matemáticos"⁽⁸³⁾. O procedimento sugerido por Lombard para se levar em conta essa dificuldade é fazer vários ajustes possíveis de $d\sigma/dt$, com diferentes extrapolações e que tenham um qui-quadrado aceitável. Para cada ajuste, calcula-se a opacidade correspondente de modo a se obter um "conjunto" de opacidades possíveis. Com esse "conjunto" obtém-se um valor médio e um desvio padrão: $\bar{\Omega} \pm \delta\bar{\Omega}$. A figura 4.6 mostra o resultado de uma análise desse tipo onde Lombard calcula o fator de forma para várias reações e energias e compara com os dados experimentais.

Independentemente de se identificar ou não o fator de forma de matéria com o eletromagnético, vê-se que a posição do zero é estatisticamente indeterminada. Isso é devido à falta de informação experimental na região de grande momento transferido.

Como mencionado na seção 3.1, entre os dados experimentais, o que possui atualmente a maior região medida de $-t$ é o pp a 53 GeV, sendo portanto o resultado que permite maior informação estatística. Para estudar a posição do zero nessa

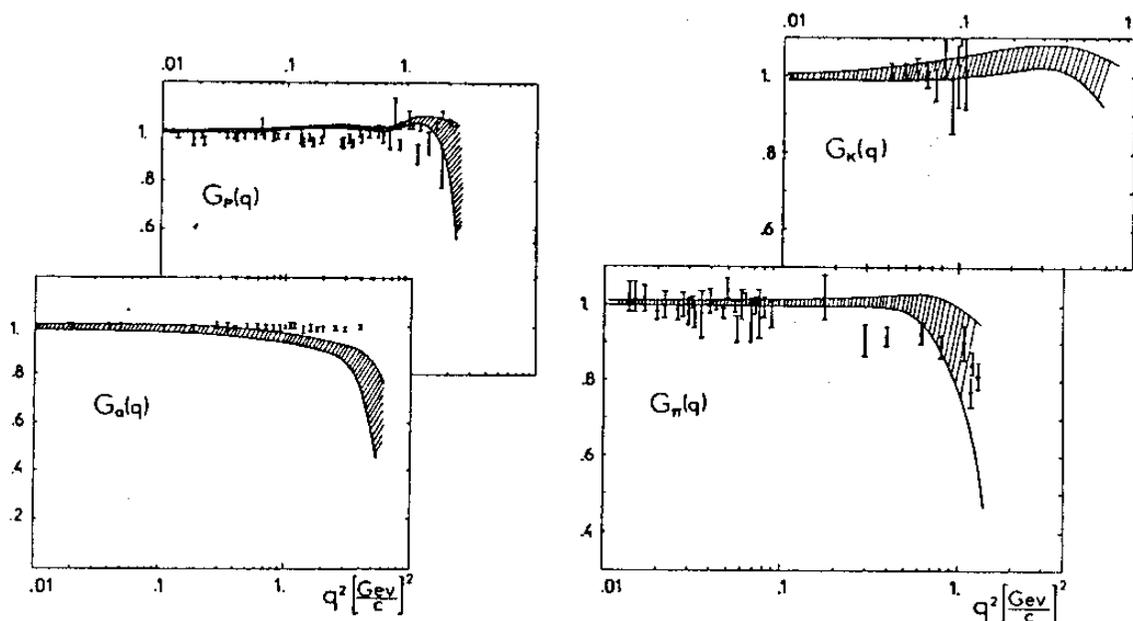


Figura 4.6. Fatores de forma calculados por Lombard⁽⁸³⁾ comparados com os dados experimentais.

energia fez-se, com base nos resultados de Sanielevici e Valin, um ajuste dos dados de $d\sigma/dt$, analisados por Amaldi e Schubert. A amplitude de espalhamento, considerada imaginária pura, é escrita como uma soma de exponenciais:

$$f(s, t) = f(s, 0) \sum_i \alpha_i e^{\beta_i |t|}$$

O método de ajuste^{(84), (85)} combina a linearização da função de ajuste com a busca do mínimo de qui-quadrado, através do gradiente. Esse método fornece α_i, β_i , enquanto $f(s, 0)$ é determinado pelo teorema ótico:

$$\sigma_T = 4\pi \operatorname{Im} f(s, 0)$$

Na tabela 4.3 mostra-se os parâmetros e na figura 4.7 as curvas de ajuste. A transformada da opacidade obtida, figura 4.8, apresenta um zero em $q_0^2 = 5,65 \text{ (GeV/c)}^2$.

Utilizando os parâmetros de ajuste de outros autores e calculando-se o qui-quadrado com os dados analisados por Amaldi e Schubert (conjunto padrão do presente trabalho),

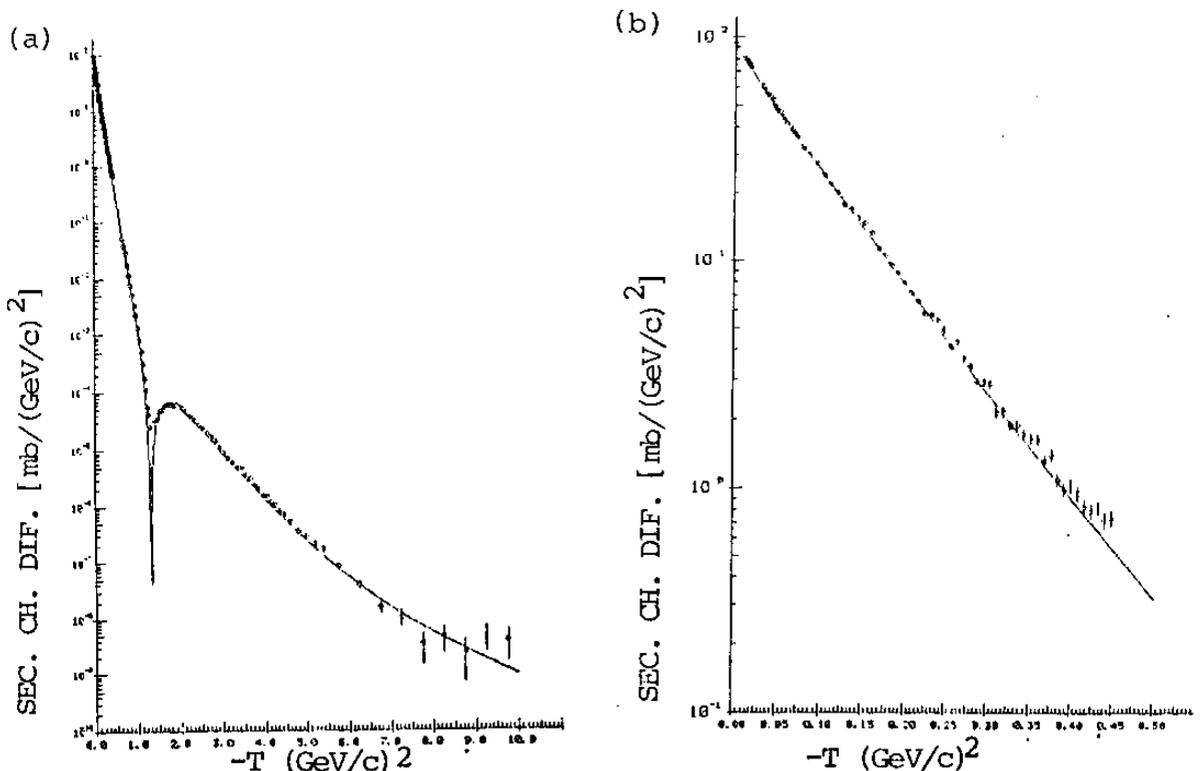


Figura 4.7. Ajuste dos dados experimentais para a reação pp a $\sqrt{s} = 53 \text{ GeV}$. Na parte (b) apresenta-se o ajuste do pico de difração.

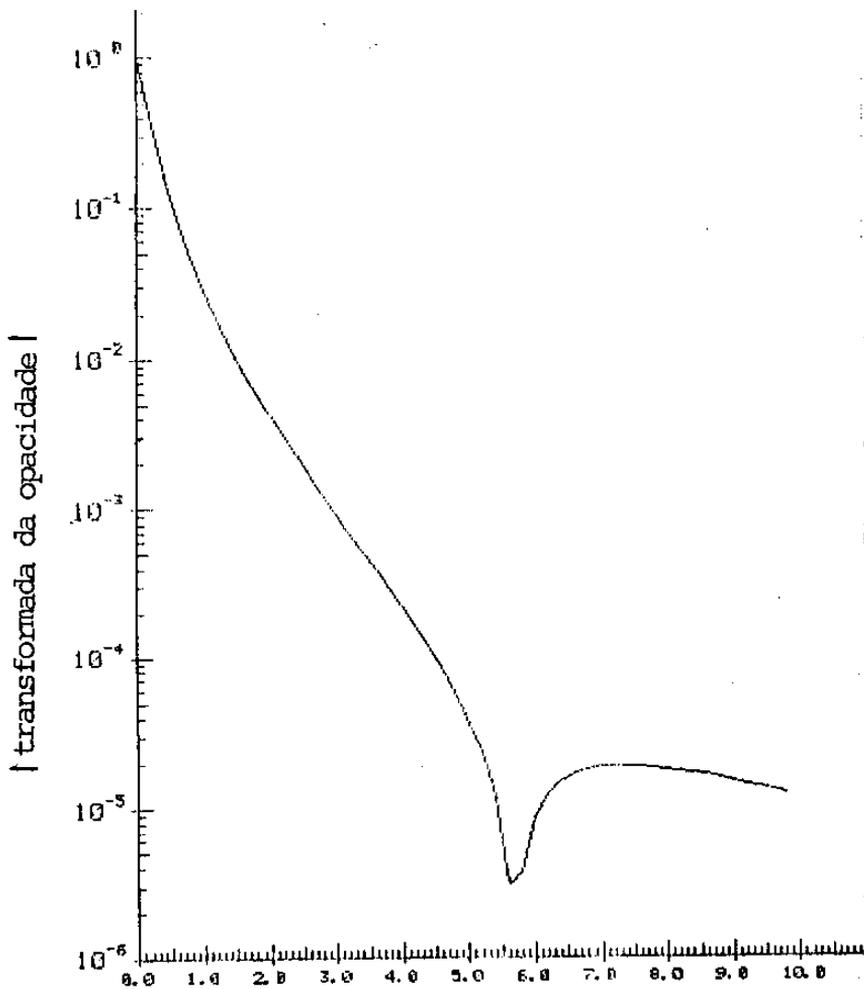


Figura 4.8. Transformada da opacidade obtida com os parâmetros de ajuste da tabela 4.3.

$$\alpha_1 : 0,11423 \pm 0,00043$$

$$\alpha_2 : 0,5994986 \pm 0,0000043$$

$$\alpha_3 : 0,28999999 \pm 0,00000018$$

$$\alpha_4 : -0,0072000059 \pm 0,0000000072$$

$$\alpha_5 : -0,0001500028 \pm 0,0000000032$$

$$f(s,0) = 8,72 \text{ (GeV/c)}^{-2}$$

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=0} = 92,77 \text{ mb/(GeV/c)}^2$$

$$\beta_1 : -15,045 \pm 0,010$$

$$\beta_2 : -6,6400037 \pm 0,0000059$$

$$\beta_3 : -3,89999960 \pm 0,00000053$$

$$\beta_4 : -1,099999100 \pm 0,00000096$$

$$\beta_5 : -0,389984 \pm 0,000017$$

$$C = 11,0587 \text{ (GeV/c)}^{-2}$$

$$\sigma_T = 42,67 \text{ (mb)}$$

Tabela 4.3. Parâmetros para as curvas de ajuste da figura 4.7.

obteve-se os valores do zero indicados na tabela 4.4. Vê-se com isso que mesmo para pp a 53 GeV, a posição do zero é duvidosa.

parametrização de $d\sigma/dt$ para pp a $\sqrt{s} = 53$ GeV	$\chi^2/g.d.l.$ (dados de Amaldi e Schubert)	q_0^2 (GeV/c) ²
Sanielevici-Valin ⁽³⁵⁾	5,28	5,98
França-Hama ⁽⁸⁶⁾	6,62	6,36
Chou ⁽³²⁾	29,5	10,18
presente trabalho	4,23	5,65

Tabela 4.4. Posição do zero obtida através do ajuste de $d\sigma/dt$ para pp a $\sqrt{s} = 53$ GeV.

4.1.3. Conclusões

Com base em todos esses resultados apresentados conclui-se que atualmente não é possível a determinação precisa do zero na transformada da opacidade em função da energia, de modo a se obter valores iniciais para o parâmetro a^2 da função de interação. Entretanto, da tabela 4.4, é razoável supor que para pp a $\sqrt{s} = 53$ GeV, uma região possível para a existência de um zero na transformada da opacidade seja $q_0^2 = 5 \sim 7$ (GeV/c)². Essa é a única informação inicial que se tem sobre os parâmetros α^2 , β^2 e a^2 . Por isso, optou-se por um estudo global da transformada da opacidade proposta, analisando-se o efeito na seção de choque diferencial da variação individual dos parâmetros α^2 , β^2 , a^2 e comparando-se

com o comportamento dos dados experimentais em função da energia.

Para tanto, com base numa análise prévia variou-se cada um dos parâmetros α^2 , β^2 , a^2 , mantendo-se os outros dois fixos e tomando-se para σ_T o valor de 41 mb, que é típico da região do ISR. Para se estudar o efeito da variação da seção de choque total com a energia, no formalismo presente, escolheu-se os valores de $\sigma_T = 38$ mb e $\sigma_T = 43$ mb e, mantendo-se fixos os parâmetros α^2 , β^2 , a^2 , calculou-se a constante de absorção. Os resultados são mostrados na tabela 4.5 e as curvas correspondentes da seção de choque diferencial, na figura 4.9. Observa-se que:

σ_T (mb)	α^2 (GeV/c) ²	β^2 (GeV/c) ²	a^2 (GeV/c) ²	C (GeV/c) ⁻²	Número da Curva
41	0,44	2,0	5,5	10,185	1
41	0,34	2,0	5,5	10,675	2
41	0,39	1,6	5,5	10,315	3
41	0,39	2,6	5,5	10,554	4
41	0,39	2,0	5,0	10,415	5
41	0,39	2,0	6,0	10,440	6
38	0,39	2,0	5,5	9,495	7
43	0,39	2,0	5,5	11,068	8

Tabela 4.5. Estudo empírico da variação de parâmetros. Os números da última coluna correspondem às curvas da figura 4.9. Toma-se $\rho = 0,06$ em todos os testes.

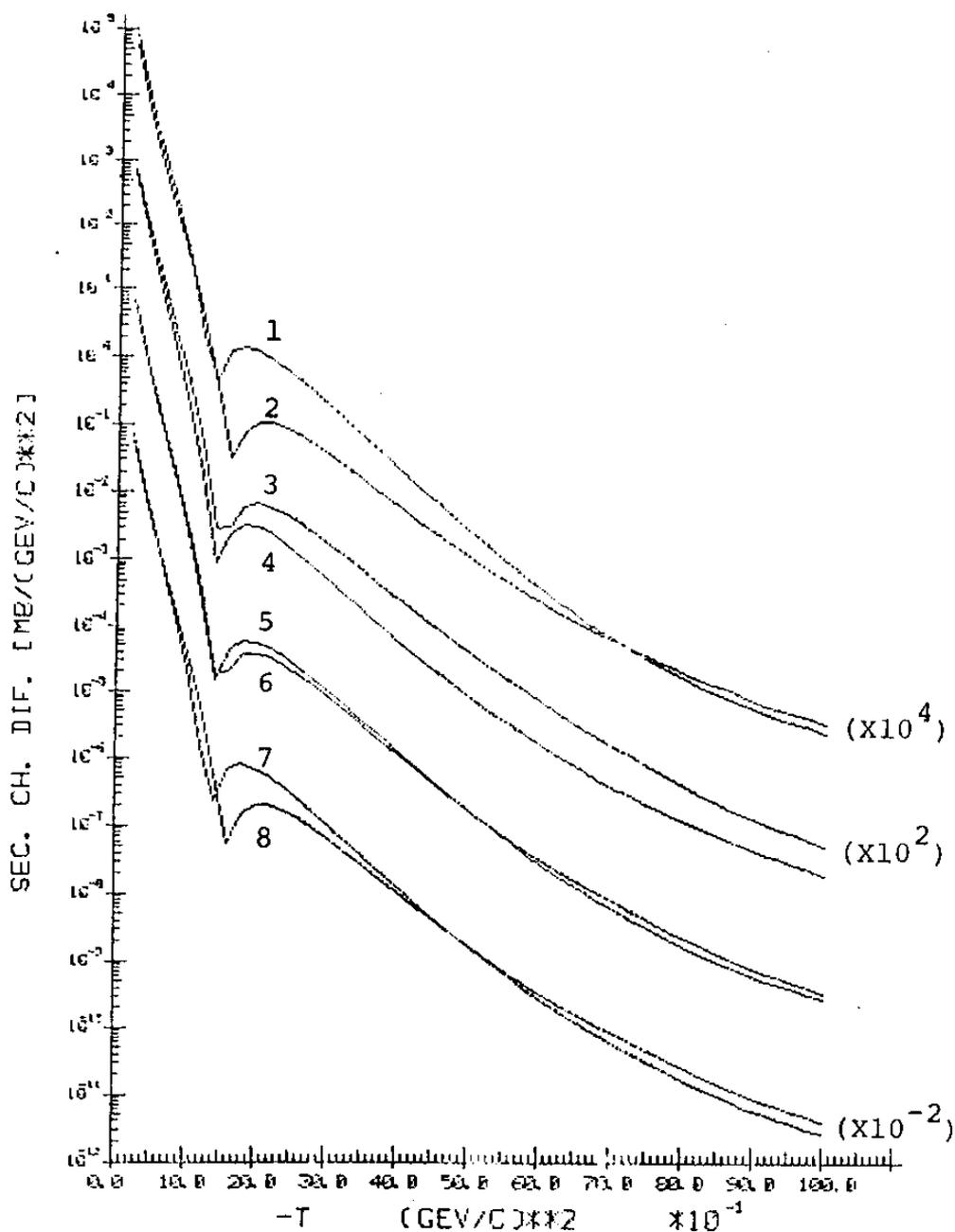


Figura 4.9. Estudo empírico da variação de parâmetros. Curvas obtidas com os valores indicados na tabela 4.5.

aumento de $\alpha^2 \longrightarrow$ diminuição da posição do mínimo e aumento do segundo máximo.

aumento de $\beta^2 \longrightarrow$ posição do mínimo não muda e a curva na região de momento transferido grande desloca-se no sentido de crescimento da seção de choque diferencial.

diminuição de $a^2 \longrightarrow$ diminuição da posição do mínimo e aumento do segundo máximo.

aumento de $\sigma_T \longrightarrow$ diminuição da posição do mínimo e aumento do segundo máximo.

Por outro lado, com o aumento da energia, os dados experimentais da seção de choque diferencial da reação pp , na região do ISR, revelam que:

- (a) a posição do mínimo diminui;
- (b) a inclinação do pico de difração aumenta;
- (c) o valor do segundo máximo aumenta;
- (d) a posição do segundo máximo aumenta ligeiramente;
- (e) para momento transferido grande não há mudança significativa.

Da figura 4.9 vê-se que as características (a), (b), (c) e (e) podem ser reproduzidas variando-se α^2 ou a^2 . A variação de β^2 vai contra a característica (e). Deve-se notar que na análise dos dados experimentais em função da energia, superposto ao comportamento das curvas 1 a 6 da figura 4.9,

há o efeito do aumento da seção de choque total com a energia, o que contribui com as características (a), (b) e (c).

Conclui-se dessa análise empírica que para se reproduzir os dados na região de interesse é razoável a hipótese de:

- a) manter β^2 constante ;
- b) variar α^2 e/ou a^2 .

Embora seja possível um efeito combinado de variação de α^2 e a^2 isso acaba exigindo um modelo ad hoc, caso contrário o número de possibilidades é muito grande. Neste trabalho a preocupação é com uma análise empírica de cada efeito individualmente. A possibilidade dos resultados aqui apresentados poderem indicar algum tipo de relação conjunta é discutido nas conclusões do capítulo VI.

4.2. VARIAÇÃO INDIVIDUAL DOS PARÂMETROS

Embora o conjunto padrão para a análise seja o pp na faixa do ISR, inclui-se energias mais baixas ($\sqrt{s}=9,78$ GeV , 13,8 GeV e 19,4 GeV) para se determinar o limite inferior de cada teste e encontrar o que reproduz o maior intervalo possível.

Como a energia de 53 GeV — pp é a que possui maior número de dados em $d\sigma/dt$ x - t, o ajuste inicial é feito com esse conjunto. A seguir, variando-se o parâmetro em estudo (a^2 ou α^2) tenta-se reproduzir $d\sigma/dt$ para as demais energias.

Devido às dúvidas apresentadas sobre o "zero experimental", fez-se a análise da reação pp, a 53 GeV, em três regiões:

- 1) acima do "zero experimental": $a_{53}^2 = 8,2 \text{ (GeV/c)}^2$
- 2) na região do "zero experimental": $a_{53}^2 = 5,9 \text{ (GeV/c)}^2$
- 3) abaixo do "zero experimental": $a_{53}^2 = 3,5 \text{ (GeV/c)}^2$.

Esses valores escolhidos para a_{53}^2 foram os que forneceram melhores resultados numa análise prévia. Para cada um desses valores de a^2 procurou-se α^2 e β^2 que melhor reproduzissem os dados de $d\sigma/dt$. A figura 4.10 mostra os resultados dos ajustes e a tabela 4.6, os valores correspondentes de α^2 , β^2 e $c^{(*)}$.

$a^2 \text{ (GeV/c)}^2$	$\alpha^2 \text{ (GeV/c)}^2$	$\beta^2 \text{ (GeV/c)}^2$	$c \text{ (GeV/c)}^{-2}$
3,50	0,315	3,00	10,633
5,90	0,390	2,00	10,970
8,20	0,420	1,80	11,100

Tabela 4.6. Parâmetros de ajuste da reação pp em $\sqrt{s} = 53 \text{ GeV}$, para três valores do zero: $a_{53}^2 = 3,5 \text{ (GeV/c)}^2$, $a_{53}^2 = 5,9 \text{ (GeV/c)}^2$ e $a_{53}^2 = 8,2 \text{ (GeV/c)}^2$. As curvas correspondentes de $d\sigma/dt$ são mostradas na figura 4.10.

(*) Para estudar a dispersão da análise na região do zero experimental, o teste foi feito também para $a_{53}^2 = 6,0 \text{ (GeV/c)}^2$ e $a_{53}^2 = 5,7 \text{ (GeV/c)}^2$. Verificou-se que as diferenças nos resultados não são significativas.

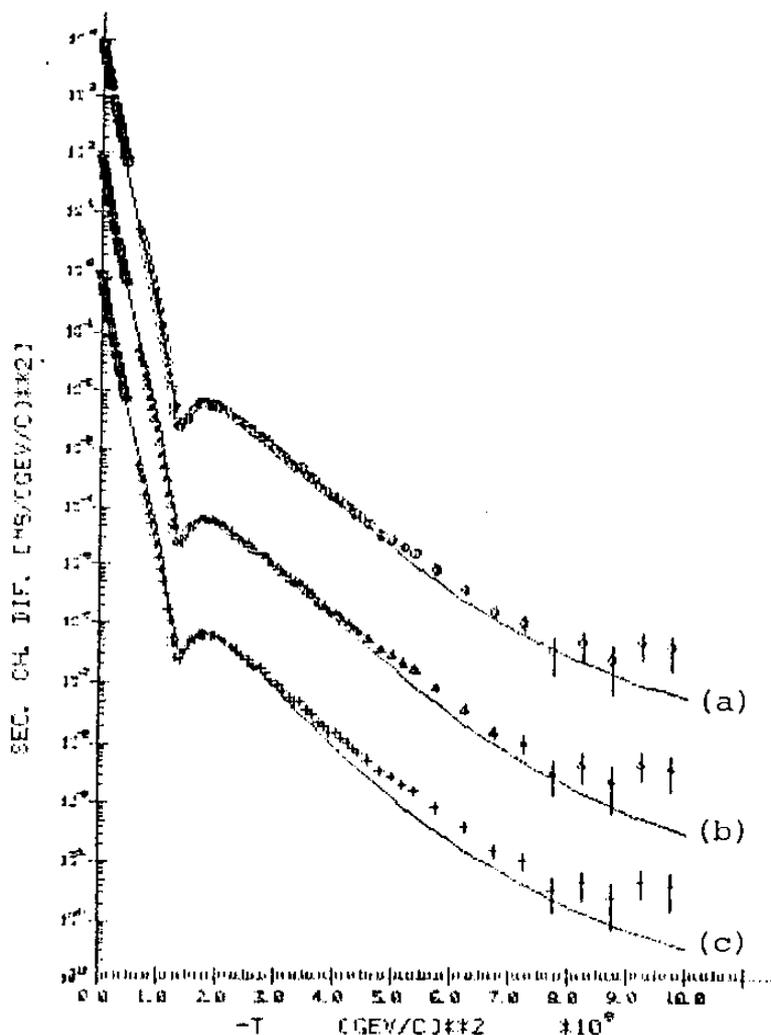


Figura 4.10. Ajustes de $d\sigma/dt$ para a reação pp em $\sqrt{s}=53$ GeV, tomando-se: (a) $a_{53}^2=3,5(\text{GeV}/c)^2$; (b) $a_{53}^2=5,9(\text{GeV}/c)^2$; (c) $a_{53}^2=8,2(\text{GeV}/c)^2$. Os valores correspondentes de α^2 , β^2 e C são mostrados na tabela 4.6. As curvas e os dados das partes (a) e (c) foram multiplicados respectivamente por 10^2 e 10^{-2} .

Partindo-se desses ajustes, na seção seguinte procura-se reproduzir os dados experimentais nas outras energias variando-se somente a^2 e na seção 4.2.2, somente α^2 . Em cada seção apresenta-se os ajustes e resultados e a seguir a interpretação física da dependência energética obtida.

4.2.1. Variação do Parâmetro a^2

4.2.1.1. Ajustes e resultados

Para cada um dos valores de a_{53}^2 fixou-se α^2 e β^2 e procurou-se o valor de a^2 que melhor reproduzisse os dados de $d\sigma/dt$ para cada energia analisada. A figura 4.11 mostra os resultados dos ajustes e a tabela 4.7 os valores dos parâmetros. Na figura 4.12 vê-se o comportamento dos parâmetros a^2 e C em função da energia.

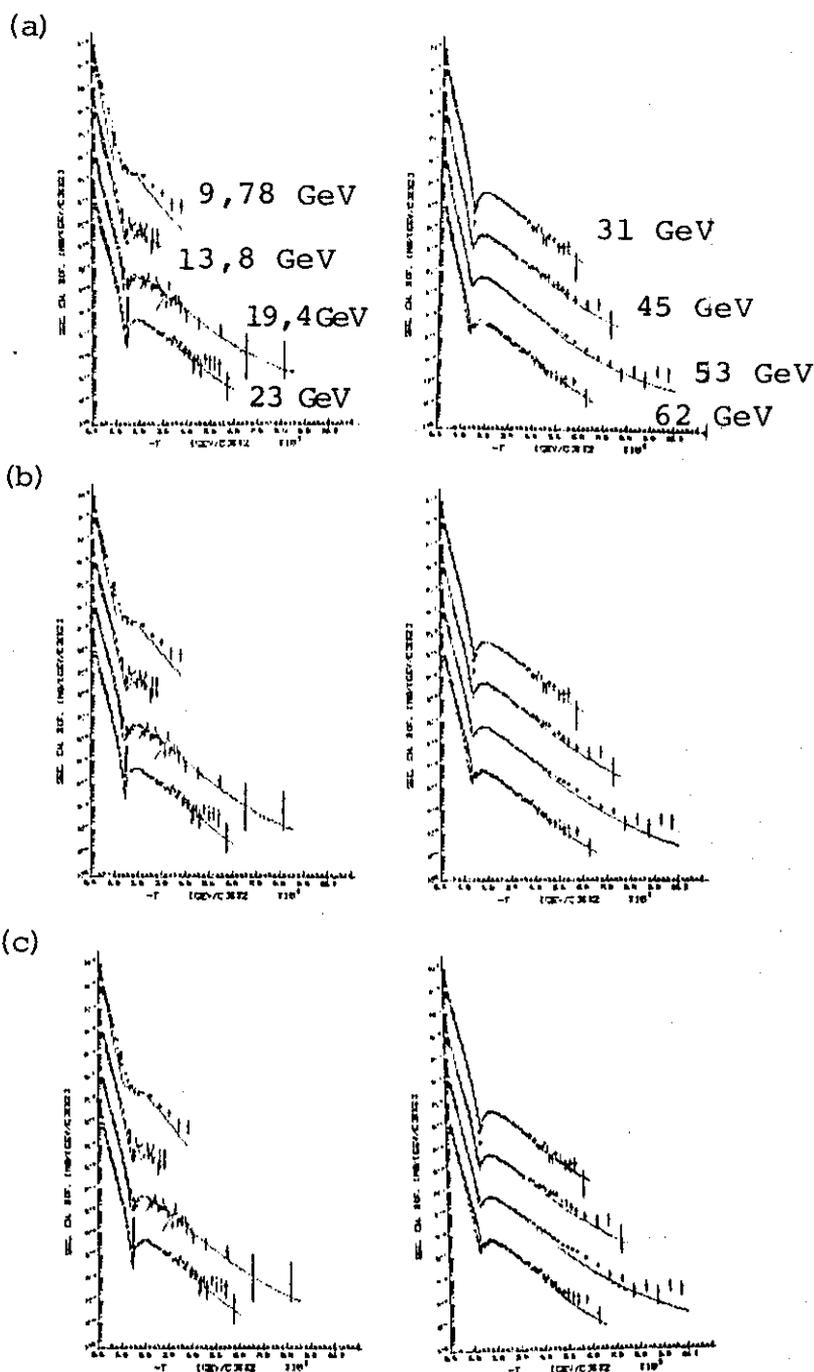


Figura 4.11. Ajuste de $d\sigma/dt$ variando-se somente o parâmetro a^2 com a energia para três valores do zero na energia de 53 GeV: (a) $a_{53}^2 = 3,5(\text{GeV}/c)^2$; (b) $a_{53}^2 = 5,9(\text{GeV}/c)^2$; (c) $a_{53}^2 = 8,2(\text{GeV}/c)^2$. Nas partes (b) e (c) as energias são as mesmas indicadas na parte (a). As curvas e os dados nas energias de 9,78 GeV e 31 GeV, 13,8 GeV e 45 GeV, 23 GeV e 62 GeV foram multiplicados respectivamente por 10^4 , 10^2 e 10^{-2} .

\sqrt{s} (GeV)	$\alpha^2 = 0,315 \text{ (GeV/c)}^2$ $\beta^2 = 3,0 \text{ (GeV/c)}^2$			$\alpha^2 = 0,39 \text{ (GeV/c)}^2$ $\beta^2 = 2,0 \text{ (GeV/c)}^2$			$\alpha^2 = 0,42 \text{ (GeV/c)}^2$ $\beta^2 = 1,8 \text{ (GeV/c)}^2$		
	a^2 (GeV/c) ²	C (GeV/c) ⁻²	$\frac{(\sigma_e)_{\text{teo}}}{(\sigma_T)_{\text{exp}}}$ (mb)	a^2 (GeV/c) ²	C (GeV/c) ⁻²	$\frac{(\sigma_e)_{\text{teo}}}{(\sigma_T)_{\text{exp}}}$ (mb)	a^2 (GeV/c) ²	C (GeV/c) ⁻²	$\frac{(\sigma_e)_{\text{teo}}}{(\sigma_T)_{\text{exp}}}$ (mb)
9,78	1,50	9,161	4,957	2,0	9,403	5,570	2,2	9,485	5,770
13,8	3,20	9,371	5,279	4,5	9,618	5,867	5,0	9,703	6,059
19,4	3,20	9,522	5,386	4,6	9,780	5,988	5,5	9,875	6,196
23	3,10	9,507	5,368	4,5	9,765	5,973	5,3	9,857	6,177
31	3,30	9,867	5,693	5,3	10,155	6,345	6,5	10,260	6,565
45	3,38	10,363	6,137	5,5	10,680	6,831	7,6	10,805	7,081
53	3,50	10,633	6,387	5,9	10,970	7,109	8,2	11,100	7,364
62	3,50	10,830	6,571	6,5	11,190	7,328	9,0	11,325	7,587

Tabela 4.7. Parâmetros de ajuste e valores calculados de $(\sigma_e)_{\text{teo}}$ e $(\sigma_e)_{\text{teo}}/(\sigma_T)_{\text{exp}}$ variando-se a^2 com a energia, para três posições do zero na energia de 53 GeV.

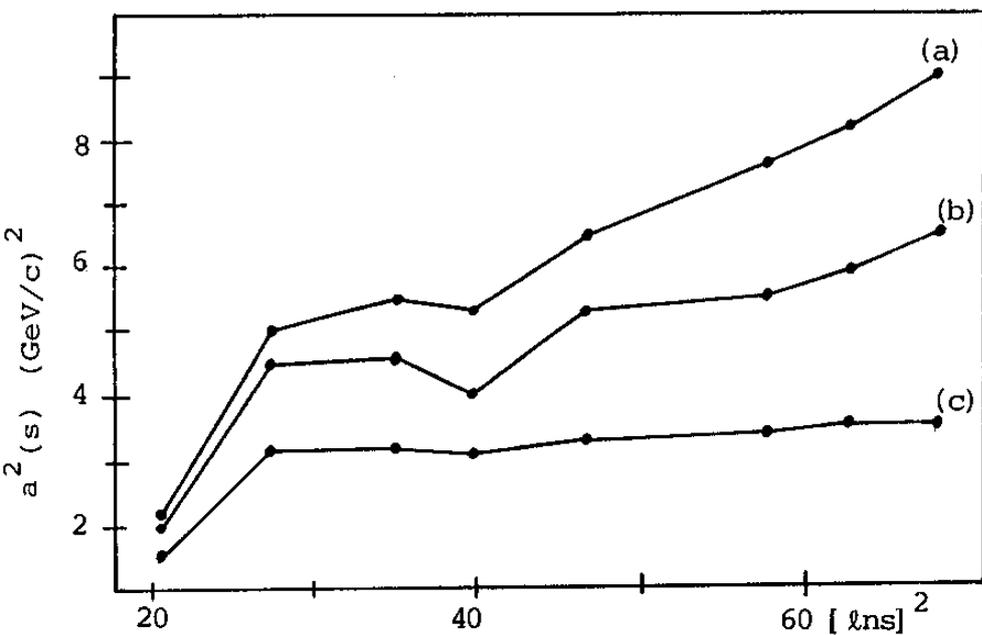
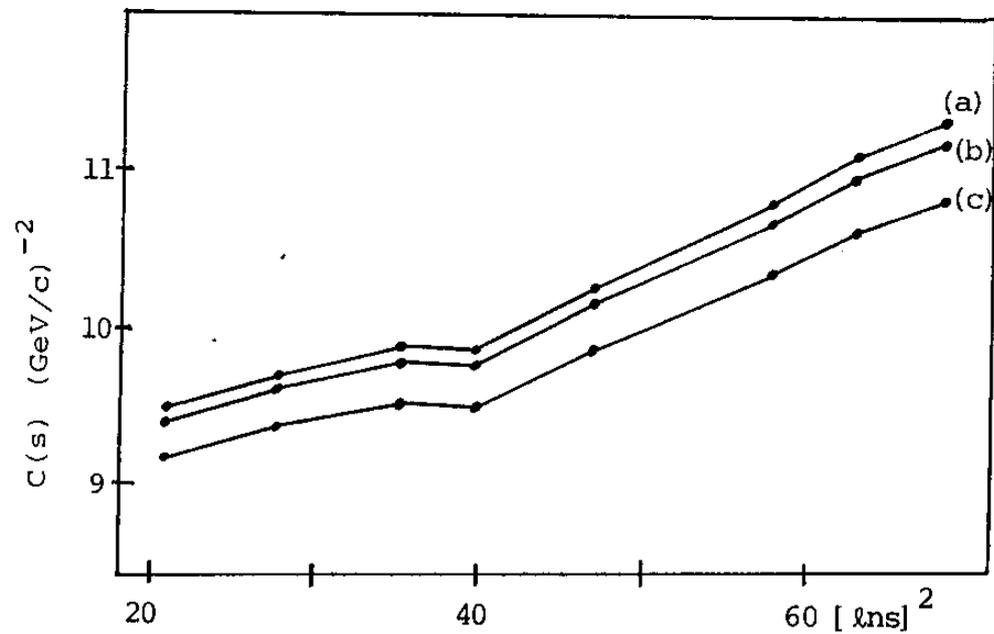


Figura 4.12. Comportamento de C e a^2 em função da energia: (a) $a_{53}^2 = 8,2(\text{GeV}/c)^2$; (b) $a_{53}^2 = 5,9(\text{GeV}/c)^2$; (c) $a_{53}^2 = 3,5(\text{GeV}/c)^2$. Os valores dos parâmetros são mostrados na tabela 4.7.

O valor experimental da inclinação, $B \equiv (d/dt) (\ln(d\sigma/dt))$, é uma grandeza local e levando-se em conta todos os dados aqui analisados de pp e $\bar{p}p$, não há uma uniformidade de valores medidos. Na região do ISR, Castaldi e Sanguinetti⁽⁶⁵⁾ fornecem valores da inclinação nas regiões:

$$0,01 \leq -t \leq 0,15 \text{ (GeV/c)}^2$$

$$0,15 \leq -t \leq 0,50 \text{ (GeV/c)}^2 .$$

A figura 4.13 mostra as previsões do modelo no caso de $a_{53}^2 = 5,9 \text{ (GeV/c)}^2$, comparadas com os dados experimentais. Por outro lado, na figura 4.14 apresenta-se os resultados da seção

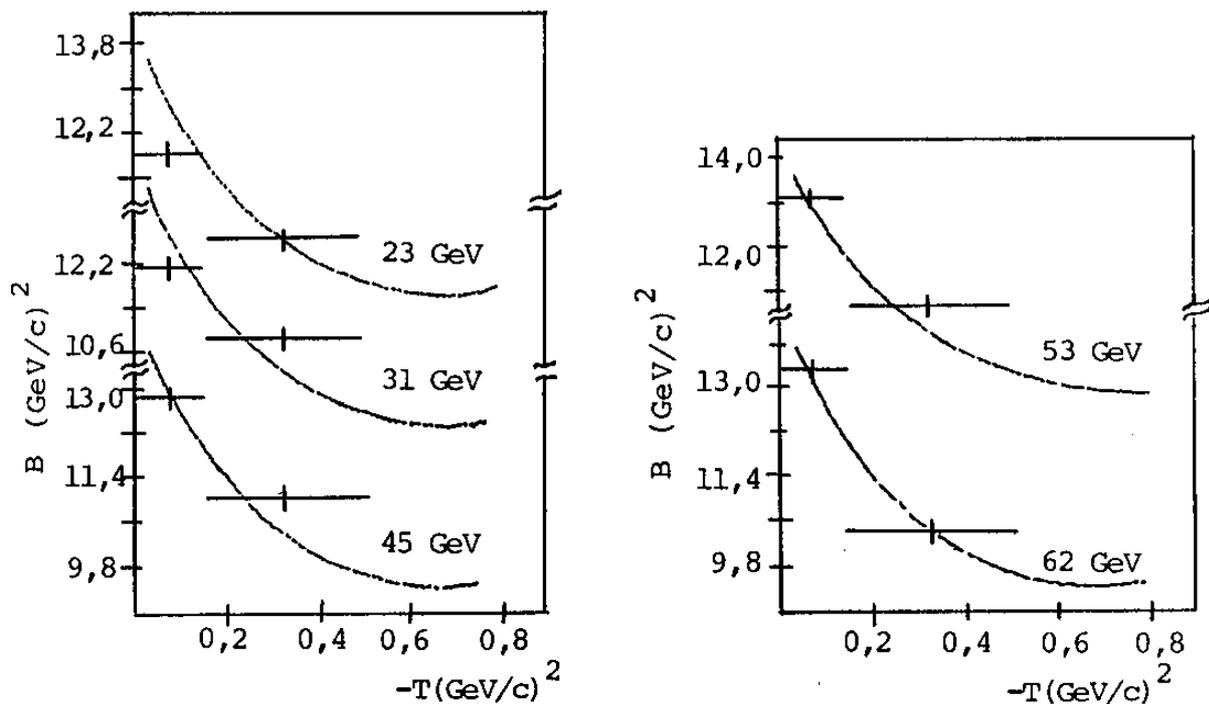


Figura 4.13. Inclinação para a reação pp na região ISR, tomando-se $a_{53}^2 = 5,9 \text{ (GeV/c)}^2$, $\alpha^2 = 0,39 \text{ (GeV/c)}^2$, $\beta^2 = 2,0 \text{ (GeV/c)}^2$ e variando-se a^2 com a energia (tabela 4.7). Os dados experimentais são os mostrados na tabela 3.1.

de choque diferencial na região do pico de difração para os três valores de a_{53}^2 . Comparando a figura 4.13 com a parte (b) da figura 4.14, onde $a_{53}^2 = 5,9 (\text{GeV}/c)^2$, vê-se que a análise do pico fornece uma estrutura mais fina que a da inclinação. Por isso e pelo fato de não haver uma uniformidade no conjunto dos dados experimentais de inclinação para as reações pp e $\bar{p}p$ preferiu-se, neste trabalho, testar os resultados através do pico de difração.

Para cada conjunto de parâmetros calculou-se a seção de choque elástica, $(\sigma_e)_{\text{teo}}$, e a razão desta com o valor experimental da seção de choque total. Os resultados para as oito energias analisadas na reação pp são mostrados na figura 4.15 junto com os dados experimentais.

Dos resultados apresentados vê-se que:

a) em termos de $d\sigma/dt$:

- 1) a energia de 9,78 GeV não é reproduzida com a presente análise e a de 13,8 GeV é parcialmente reproduzida;
- 2) o pico de difração é melhor reproduzido para $a_{53}^2 = 8,2 (\text{GeV}/c)^2$;
- 3) a região de grande momento transferido é melhor reproduzida para $a_{53}^2 = 3,5 (\text{GeV}/c)^2$.

b) em termos de $(\sigma_e)_{\text{teo}}$ e $(\sigma_e)_{\text{teo}}/(\sigma_T)_{\text{exp}}$:

- 1) quanto maior a posição do zero na energia de 53 GeV, melhor é a reprodução dos dados experimentais;

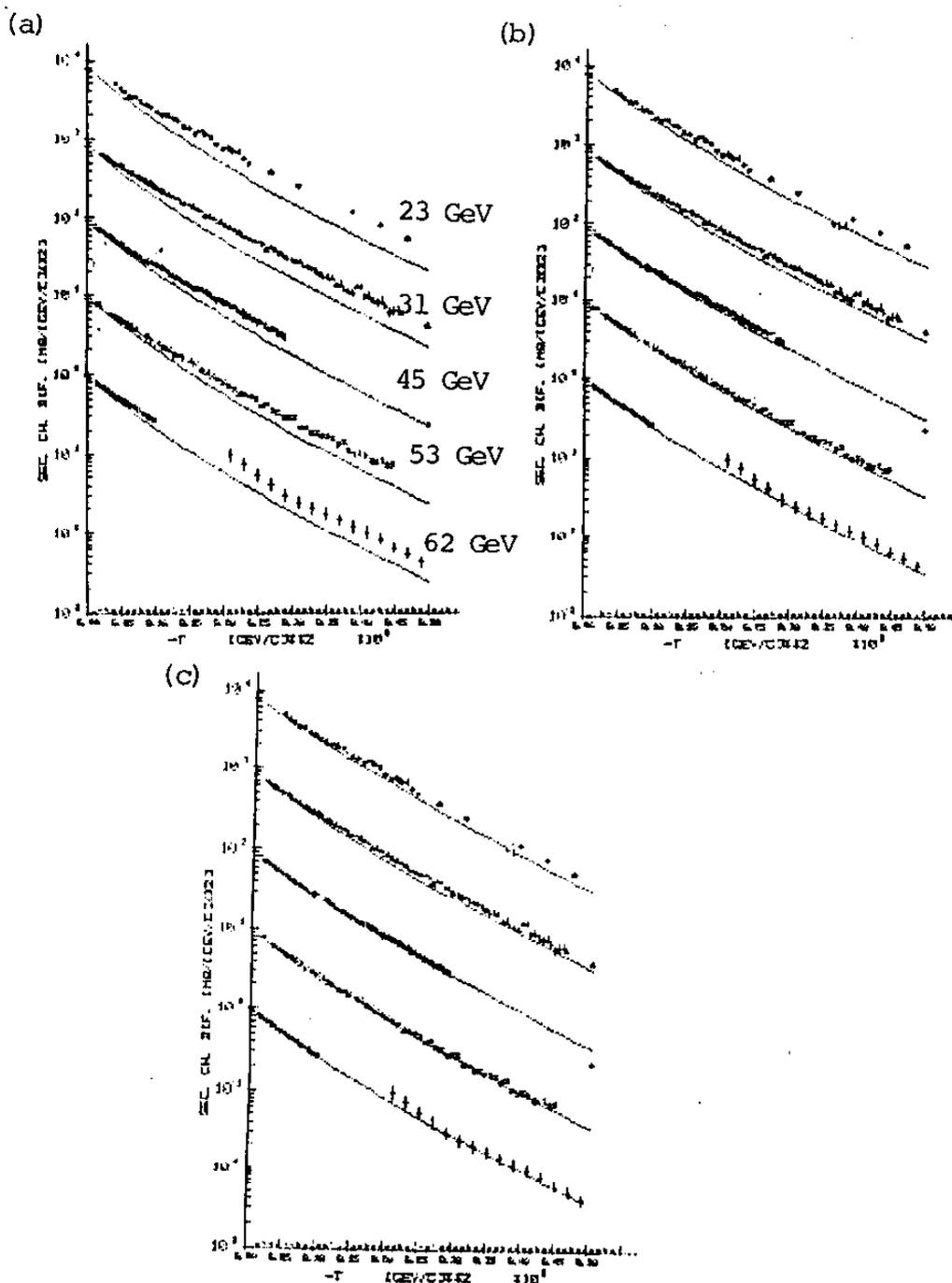


Figura 4.14. Picos de difração na região ISR calculados com os parâmetros da tabela 4.7: (a) $a_{53}^2 = 3,5(\text{GeV}/c)^2$; (b) $a_{53}^2 = 5,9(\text{GeV}/c)^2$; (c) $a_{53}^2 = 8,2(\text{GeV}/c)^2$. Nas partes (b) e (c) as energias são as mesmas indicadas na parte (a). As curvas e os dados nas energias de 23 GeV, 31 GeV, 53 GeV e 62 GeV foram multiplicados respectivamente por 10^2 , 10 , 10^{-1} e 10^{-2} .

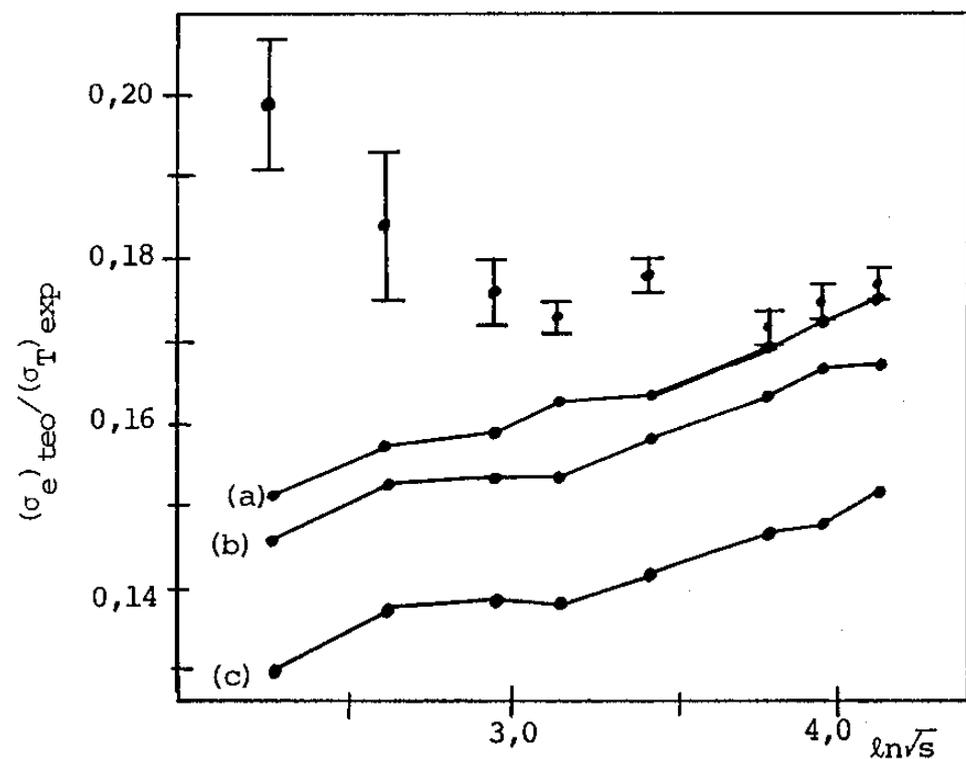
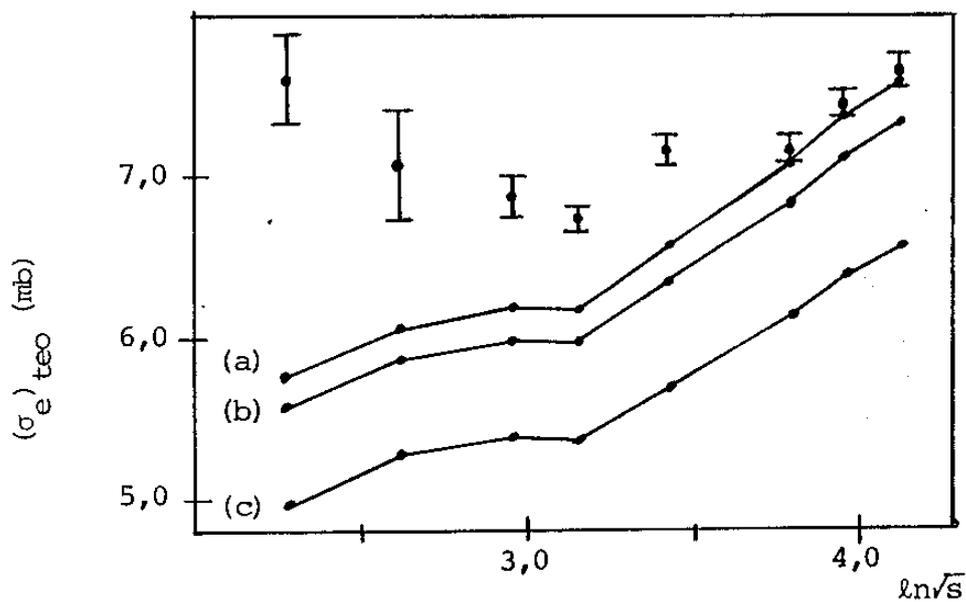


Figura 4.15. Valores calculados da seção de choque elástica e da sua razão com o valor experimental da seção de choque total (tabela 4.14): (a) $a_{53}^2 = 8,2(\text{GeV}/c)^2$; (b) $a_{53}^2 = 5,9(\text{GeV}/c)^2$; (c) $a_{53}^2 = 3,5(\text{GeV}/c)^2$. Os dados experimentais são os da tabela 3.1.

- 2) para energias maiores os resultados são mais consistentes.

Conclui-se assim que o melhor resultado é para:

$$a_{5.3}^2 = 8,2 (\text{GeV}/c)^2 \quad \alpha^2 = 0,42 (\text{GeV}/c)^2$$

$$\beta^2 = 1,8 (\text{GeV}/c)^2 \quad C_{pp} = 11,100 (\text{GeV}/c)^{-2} .$$

4.2.1.2. Interpretação Física da dependência energética

Da figura 4.12 vê-se que, na região do ISR, a constante de absorção cresce linearmente com $[\ln s]^2$ e que o parâmetro a^2 apresenta uma tendência a esse mesmo tipo de variação.

Com base nesses resultados e assumindo-se que a função de interação proposta na equação (2.35) descreve a interação entre constituintes, conclui-se que com o aumento da energia, o comportamento apresentado pelos dados experimentais é devido ao aumento da localidade na interação entre constituintes, juntamente com o crescimento da intensidade dessa interação. Se essas tendências continuam válidas em energias mais altas que as analisadas, tem-se $q^2/a^2 \rightarrow 0$ e portanto $L_{AB} \rightarrow 1$, recaindo-se no modelo original de Chou-Yang.

4.2.2. Variação do Parâmetro α^2 .

4.2.2.1. Ajustes e Resultados

Com um procedimento análogo ao da seção 4.2.1, partindo-se dos três ajustes na energia de 53 GeV, mostrados na figura 4.10 ($a_{53}^2 = 3,5 \text{ (GeV/c)}^2$, $a_{53}^2 = 5,9 \text{ (GeV/c)}^2$, $a_{53}^2 = 8,2 \text{ (GeV/c)}^2$), fixa-se agora os parâmetros a^2 e β^2 e procura-se, para cada energia, o valor de α^2 que melhor reproduz os dados da seção de choque diferencial em função do momento transferido. As figuras 4.16 e 4.17 mostram as curvas de ajuste e a tabela 4.8, os parâmetros correspondentes e as previsões da seção de choque elástica e da sua razão com a seção de choque total. Na figura 4.18 apresenta-se os valores de α^2 e C em função da energia e na 4.19 os valores calculados de $(\sigma_e)_{\text{teo}}$ e $(\sigma_e)_{\text{teo}}/(\sigma_T)_{\text{exp}}$, comparados com os dados experimentais.

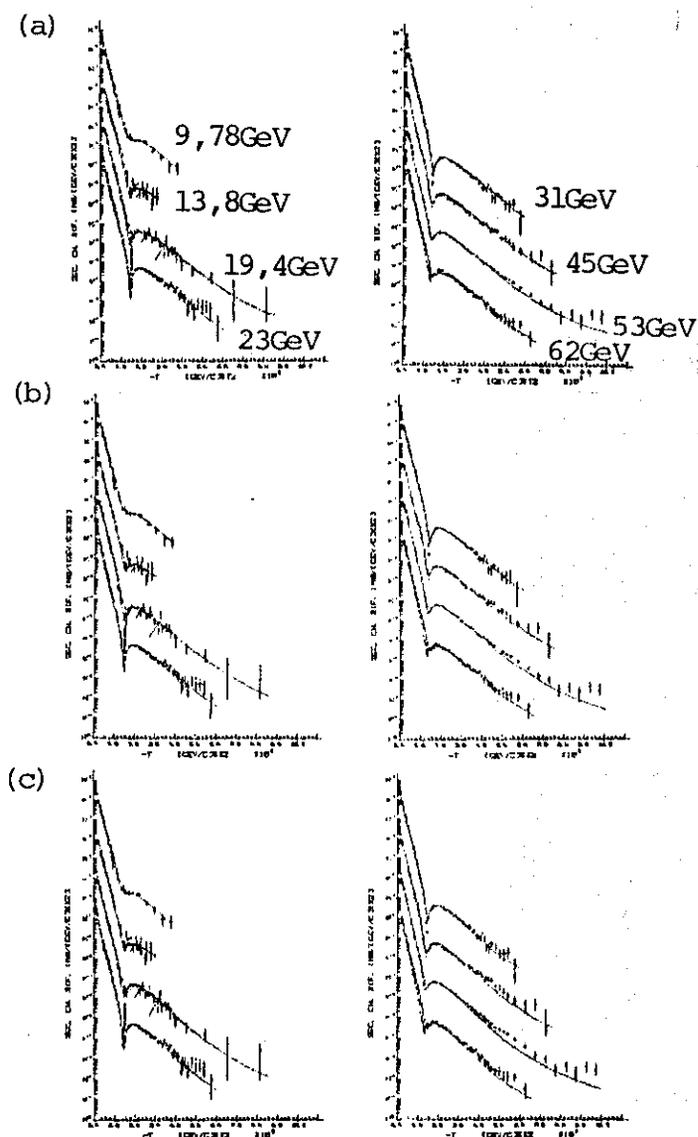


Figura 4.16. Ajuste de $d\sigma/dt$ variando-se somente o parâmetro α^2 com a energia, para três valores do zero na energia de 53 GeV: (a) $a_{53}^2 = 3,5 (\text{GeV}/c)^2$; (b) $a_{53}^2 = 5,9 (\text{GeV}/c)^2$; (c) $a_{53}^2 = 8,2 (\text{GeV}/c)^2$. Nas partes (b) e (c) as energias são as mesmas indicadas na parte (a). Os fatores de escala são explicados na figura 4.11.

\sqrt{s} (GeV)	$\alpha^2 = 3,5 \text{ (GeV/c)}^2$ $\beta^2 = 3,0 \text{ (GeV/c)}^2$				$\alpha^2 = 5,9 \text{ (GeV/c)}^2$ $\beta^2 = 2,0 \text{ (GeV/c)}^2$				$\alpha^2 = 8,2 \text{ (GeV/c)}^2$ $\beta^2 = 1,8 \text{ (GeV/c)}^2$			
	α^2 (GeV/c) ²	C (GeV/c) ⁻²	$(\sigma_e)_{\text{teo}} / (\sigma_{\text{T}})_{\text{exp}}$ (mb)	$(\sigma_e)_{\text{teo}} / (\sigma_{\text{T}})_{\text{exp}}$ (mb)	α^2 (GeV/c) ²	C (GeV/c) ⁻²	$(\sigma_e)_{\text{teo}}$ (mb)	$(\sigma_e)_{\text{teo}} / (\sigma_{\text{T}})_{\text{exp}}$ (mb)	α^2 (GeV/c) ²	C (GeV/c) ⁻²	$(\sigma_e)_{\text{teo}}$ (mb)	$(\sigma_e)_{\text{teo}} / (\sigma_{\text{T}})_{\text{exp}}$ (mb)
9,78	0,410	9,752	6,280	0,1644	0,510	10,058	6,901	0,1807	0,540	10,141	7,050	0,1846
13,8	0,350	9,546	5,691	0,1480	0,440	9,857	6,368	0,1656	0,480	9,991	6,339	0,1725
19,4	0,330	9,607	5,582	0,1432	0,420	9,935	6,313	0,1619	0,462	10,087	6,617	0,1697
23	0,335	9,618	5,627	0,1445	0,425	9,945	6,347	0,1630	0,460	10,065	6,588	0,1692
31	0,321	9,907	5,782	0,1441	0,402	10,223	6,483	0,1615	0,438	10,360	6,761	0,1684
45	0,320	10,397	6,211	0,1486	0,395	10,713	6,896	0,1650	0,430	10,863	7,190	0,1721
53	0,315	10,633	6,387	0,1497	0,390	10,970	7,109	0,1666	0,420	11,100	7,364	0,1726
62	0,310	10,800	6,502	0,1501	0,380	11,121	7,195	0,1661	0,410	11,260	7,467	0,724

Tabela 4.8. Parâmetros de ajuste e valores calculados de $(\sigma_e)_{\text{teo}}$ e $(\sigma_e)_{\text{teo}} / (\sigma_{\text{T}})_{\text{exp}}$, variando-se α^2 com a energia, para três posições do zero na energia de 53 GeV.

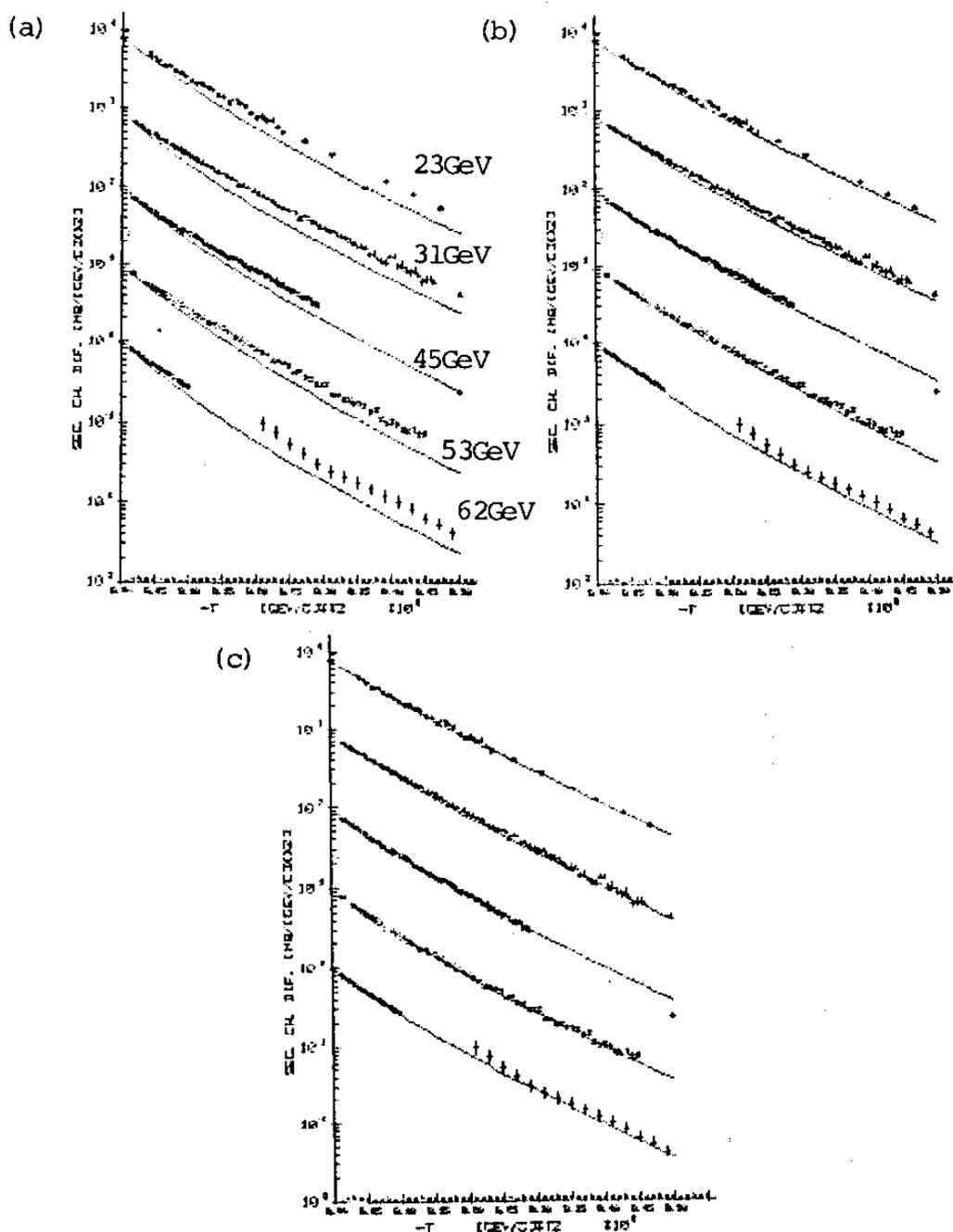


Figura 4.17. Picos de difração na região do ISR calculados com os parâmetros da tabela 4.8: (a) $a_{53}^2 = 3,5(\text{GeV}/c)^2$; (b) $a_{53}^2 = 5,9(\text{GeV}/c)^2$; (c) $a_{53}^2 = 8,2(\text{GeV}/c)^2$. Nas partes (b) e (c) as energias são as mesmas indicadas na parte (a). Os fatores de escala são explicados na figura 4.14.

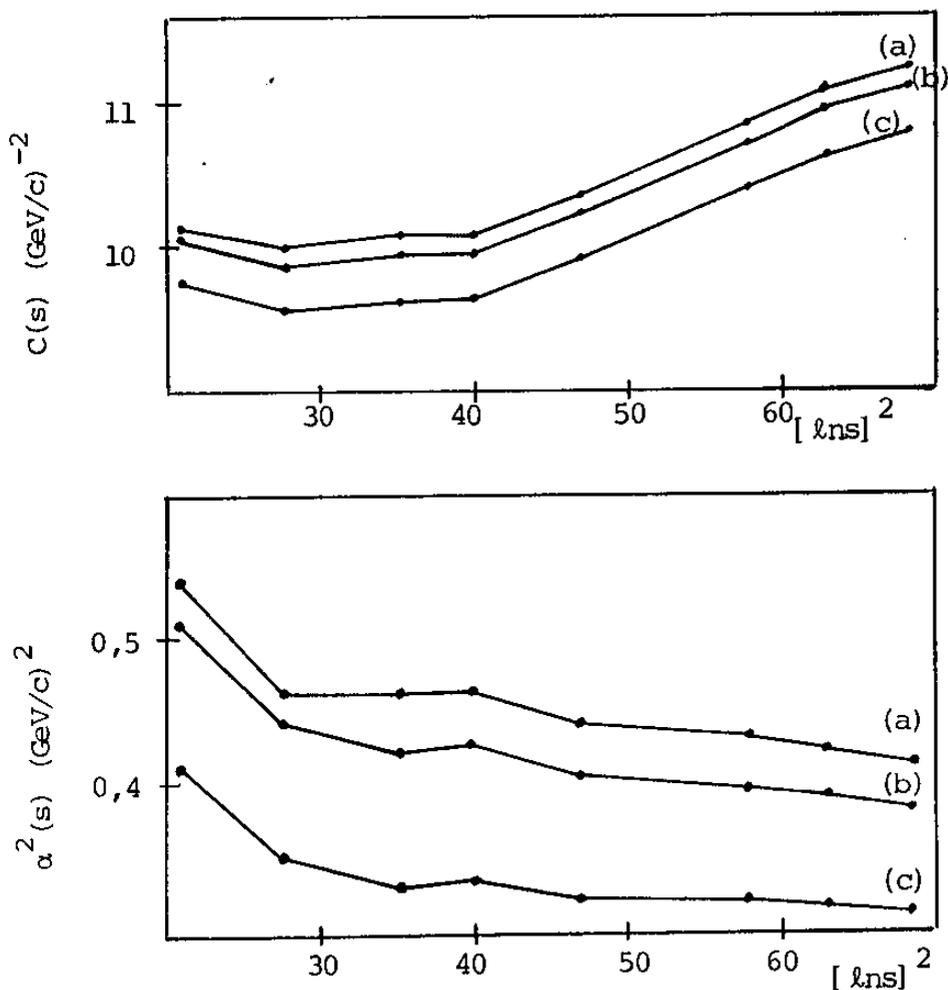


Figura 4.18. Comportamento de C e α^2 em função da energia: (a) $a_{53}^2 = 8,2(\text{GeV}/c)^2$; (b) $a_{53}^2 = 5,9(\text{GeV}/c)^2$; (c) $a_{53}^2 = 3,5(\text{GeV}/c)^2$. Os valores dos parâmetros são mostrados na tabela 4.8.

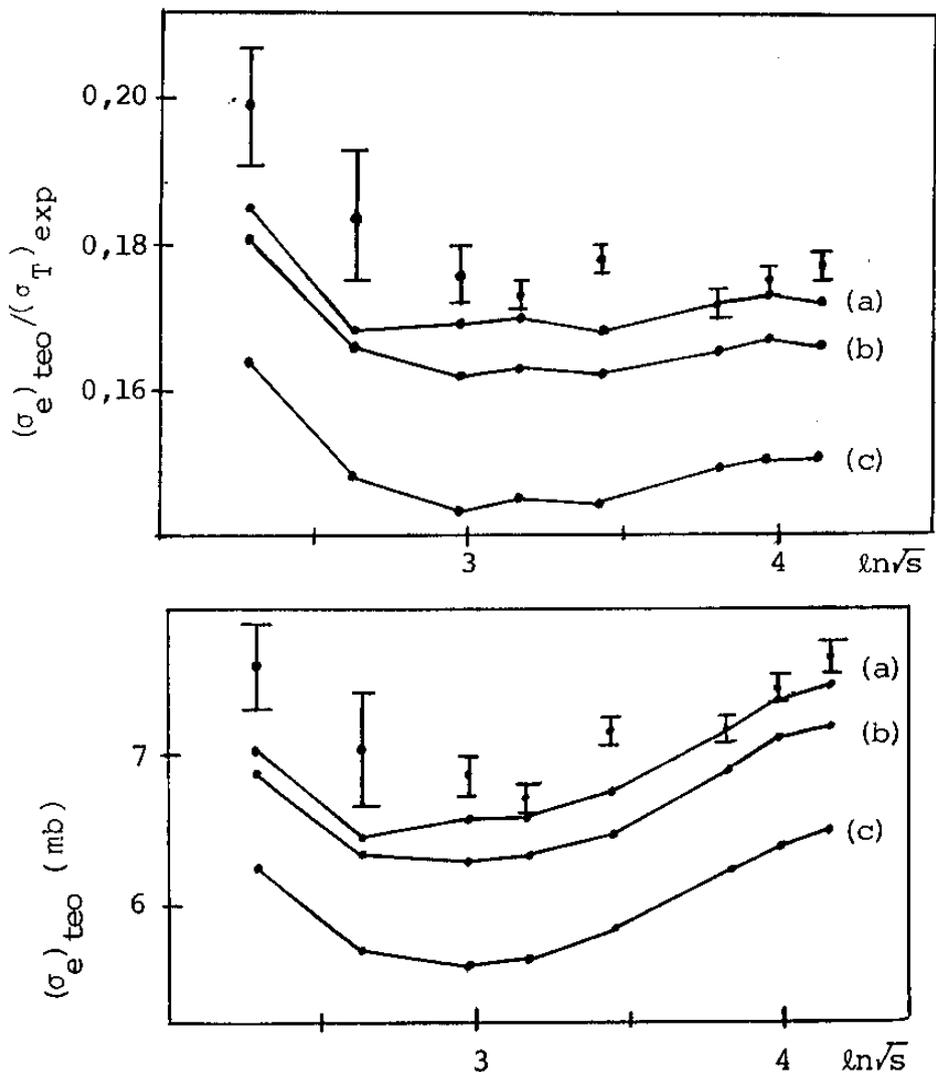


Figura 4.19. Valores calculados da seção de choque elástica e da sua razão com o valor experimental da seção de choque total (tabela 4.8): (a) $a_{53}^2 = 8,2(\text{GeV}/c)^2$; (b) $a_{53}^2 = 5,9(\text{GeV}/c)^2$; (c) $a_{53}^2 = 3,5(\text{GeV}/c)^2$. Os dados experimentais são os da tabela 3.1.

Os resultados para o pico de difração e para a seção de choque elástica sugerem que um valor maior de α^2 pode reproduzir melhor os dados experimentais. Por isso fez-se um teste com $\alpha^2 = 10,0(\text{GeV}/c)^2$. A figura 4.20 mostra os ajustes da seção de choque diferencial, a 4.21 os valores de $C(s)$ e $\alpha^2(s)$ e a 4.22 as previsões de σ_e e σ_e/σ_T . Neste caso tem-se $\beta^2 = 1,65(\text{GeV}/c)^2$. Os valores dos parâmetros de ajuste e os valores de $(\sigma_e)_{\text{teo}}$ e $(\sigma_e)_{\text{teo}}/(\sigma_T)_{\text{exp}}$ são mostrados na tabela 4.9.

\sqrt{s} (GeV)	α^2 (GeV/c) ²	C (GeV/c) ⁻²	$(\sigma_e)_{\text{teo}}$ (mb)	$(\sigma_e)_{\text{teo}}/(\sigma_T)_{\text{exp}}$
9,78	0,580	10,237	7,226	0,1892
13,8	0,505	10,044	6,741	0,1753
19,4	0,483	10,131	6,705	0,1720
23	0,478	10,098	6,654	0,1709
31	0,455	10,393	6,830	0,1702
45	0,443	10,881	7,230	0,1730
53	0,435	11,133	7,431	0,1740
62	0,425	11,298	7,543	0,1741

Tabela 4.9. Valores dos parâmetros de ajuste e valores calculados de $(\sigma_e)_{\text{teo}}$ e $(\sigma_e)_{\text{teo}}/(\sigma_T)_{\text{exp}}$, variando-se α^2 com a energia, para $\alpha^2 = 10,0(\text{GeV}/c)^2$ e $\beta^2 = 1,65(\text{GeV}/c)^2$.

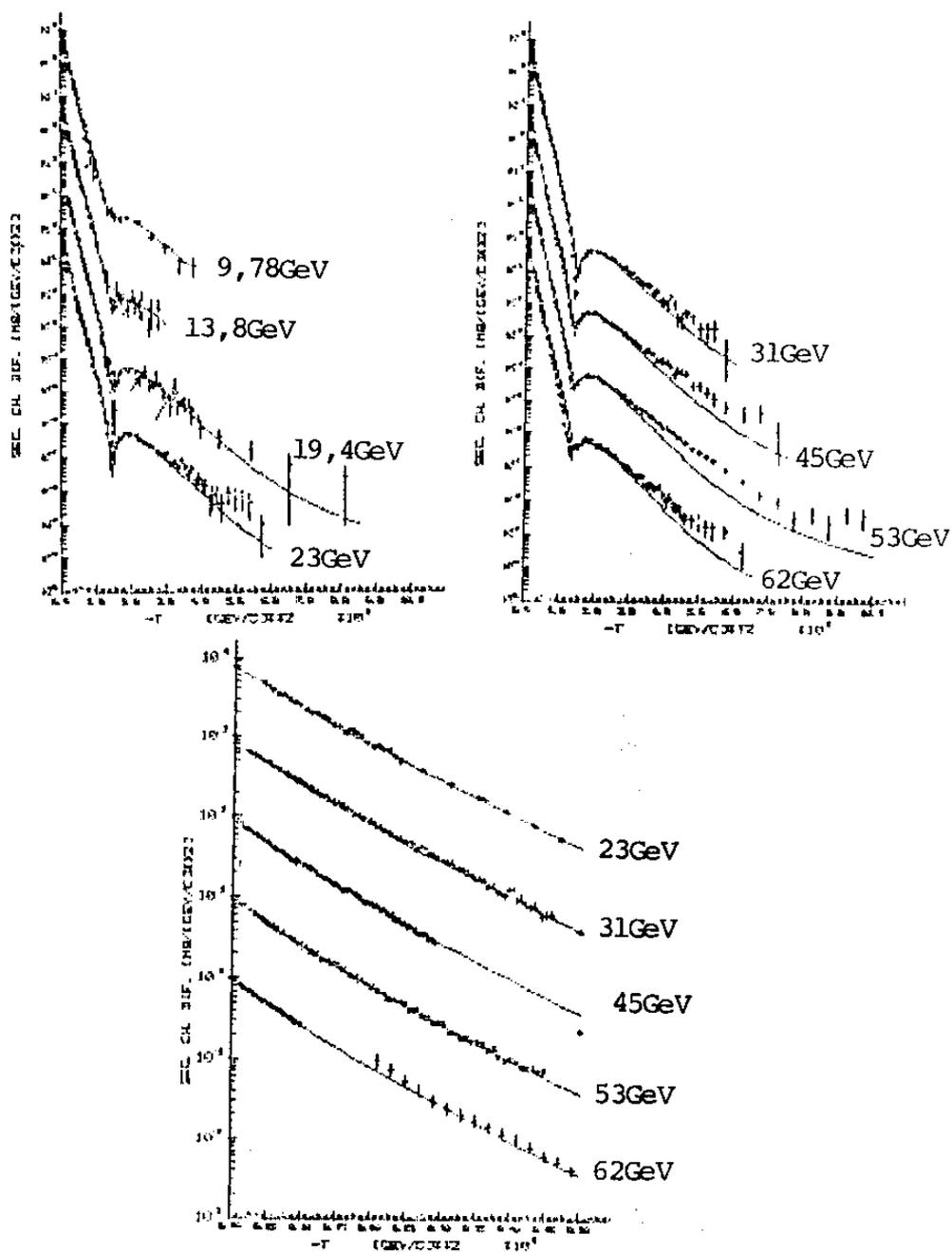


Figura 4.20. Ajuste da seção de choque diferencial para $a^2=10,0(\text{GeV}/c)^2$; $\beta^2=1,65(\text{GeV}/c)^2$; $\alpha^2(s)$ e $C(s)$. Os fatores de escala são explicados nas figuras 4.11 e 4.14.

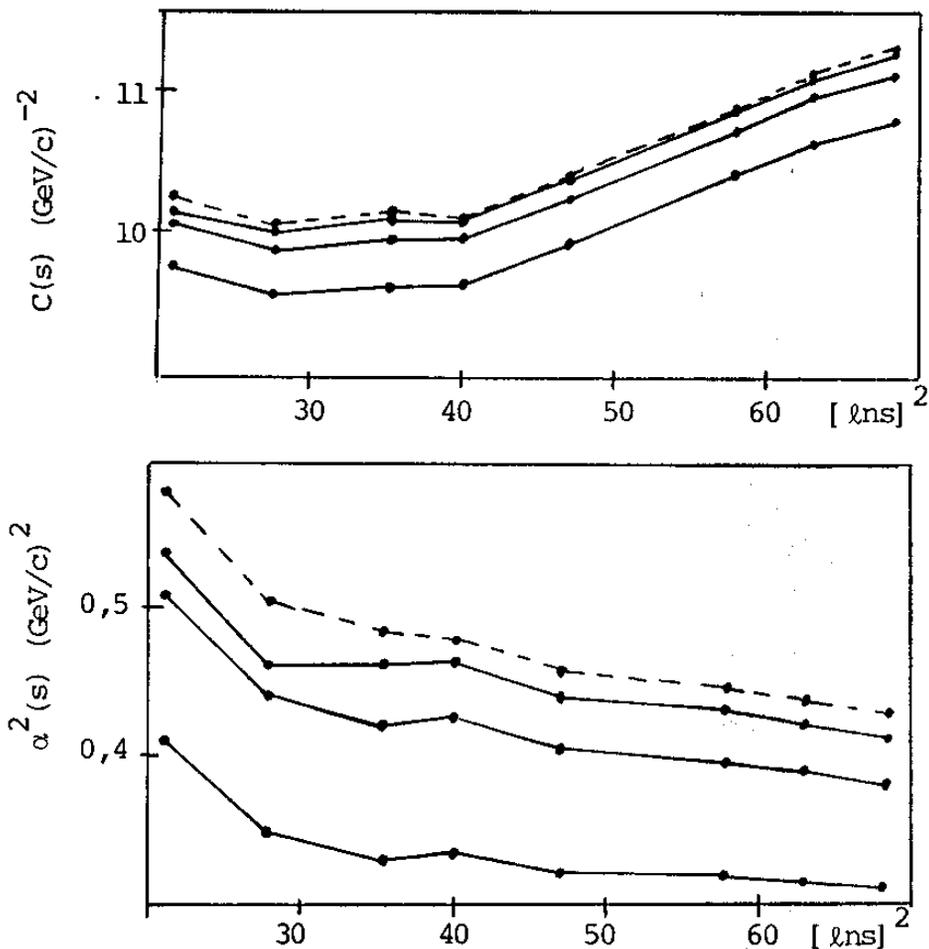


Figura 4.21. Resultados da figura 4.18, incluindo-se os resultados para $a^2 = 10,0 (\text{GeV}/c)^2$ (linha tracejada).

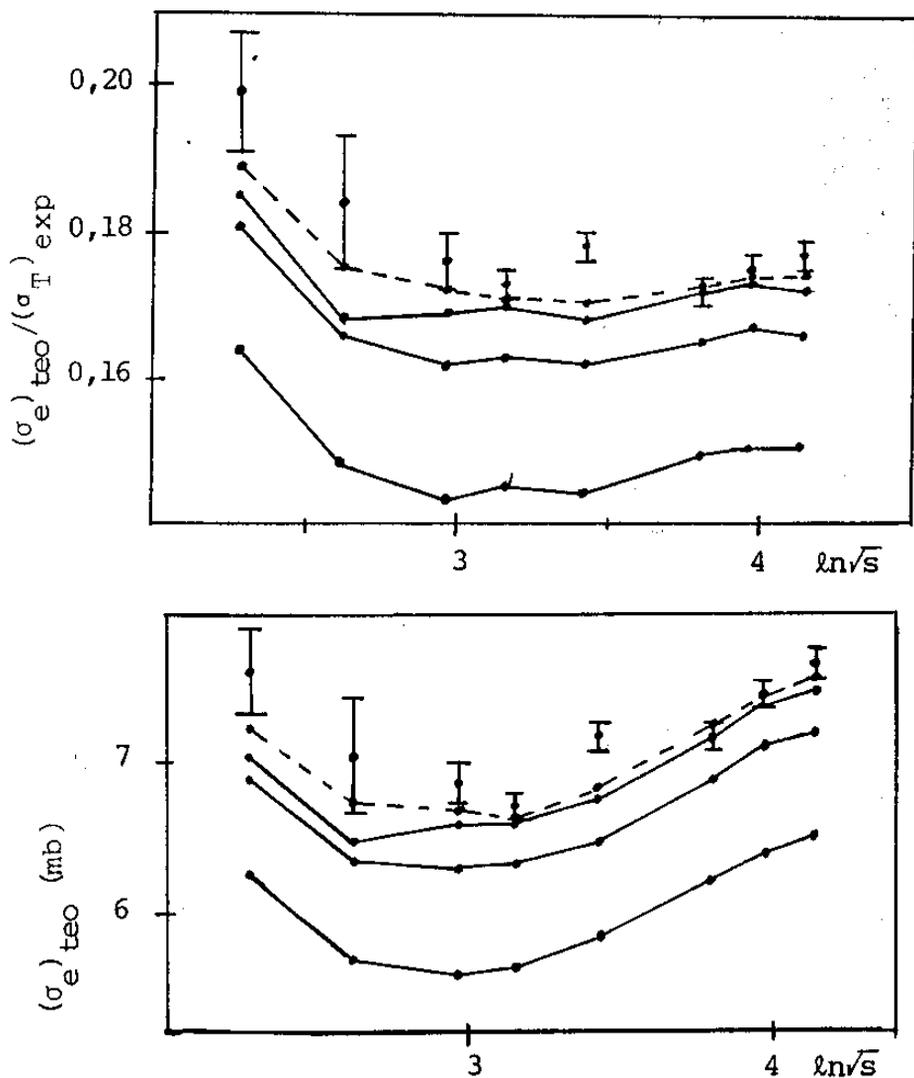


Figura 4.22. Resultados da figura 4.19, incluindo-se os resultados para $a^2=10,0 \text{ (GeV/c)}^2$ (linha tracejada).

Dos resultados apresentandos vê-se que:

a) em termos de $d\sigma/dt$:

- 1) todas as energias são reproduzidas;
- 2) o pico de difração é melhor reproduzido para $a^2 = 8,2 (\text{GeV}/c)^2$ e $a^2 = 10,0 (\text{GeV}/c)^2$;
- 3) a região de grande momento transferido é melhor reproduzida para $a^2 = 3,5 (\text{GeV}/c)^2$, o que não acontece para os valores mais altos de a^2 .

b) em termos de σ_e e σ_e/σ_T :

- 1) quanto maior a posição do zero, melhores são os resultados;
- 2) o comportamento geral na região estudada é bem reproduzido para valores mais altos do zero.

Disso conclui-se que a melhor escolha é para:

$$a^2 \approx 8 \sim 10 (\text{GeV}/c)^2$$

4.2.2.2. Interpretação física da dependência energética

Da figura 4.21 vê-se que, na faixa do ISR, a constante de absorção cresce linearmente com $(\ln s)^2$, enquanto que α^2 decresce linearmente.

Do ponto de vista geométrico, considerando-se que no espalhamento o próton se comporta como um disco negro, a

seção de choque total é proporcional ao quadrado do raio⁽⁷⁾:

$$\sigma_T \approx 2\pi \overline{r^2} . \quad (4.1)$$

Como o raio médio se relaciona com o fator de forma através de⁽⁵²⁾:

$$\overline{r^2} = -6\hbar^2 \left. \frac{dF(q^2)}{dq^2} \right|_{q^2=0} \quad (4.2)$$

e para

$$F_p(q^2) = \left(1 + \frac{q^2}{\alpha^2}\right)^{-1} \left(1 + \frac{q^2}{\beta^2}\right)^{-1} \quad (4.3)$$

obtêm-se

$$\overline{r^2} \propto \left(\frac{1}{\alpha^2} + \frac{1}{\beta^2}\right) \quad (4.4)$$

e portanto

$$\sigma_T \propto \frac{1}{\alpha^2} + \frac{1}{\beta^2} \quad (4.5)$$

Assim, o crescimento de σ_T com $(\ln s)^2$, observado experimentalmente na região estudada, pode ser explicado através do crescimento do raio médio do próton. Como o parâmetro a^2 é constante, nesse formalismo, o alcance da interação não depende da energia enquanto que a intensidade da interação cresce linearmente com σ_T na região ISR.

4.2.3. CONCLUSÕES

Como discutido na seção 4.1.3 neste trabalho estuda-se somente a variação individual de cada parâmetro com a energia. As duas abordagens, de variação somente de a^2 ou de α^2 com a energia, levam a interpretações físicas distintas. Isso não implica numa inconsistência do formalismo pois o tipo de análise feita, para o conjunto padrão de dados, fornece a garantia de melhor ajuste e portanto de opção por um ou outro formalismo. De fato, comparando-se as figuras 4.11, 4.14 com 4.16, 4.17 e também 4.15 com 4.19, observa-se que:

- 1) tanto para $a^2(s)$ como para $\alpha^2(s)$ o melhor resultado é para a_{53}^2 acima da região do "zero experimental" , isto é, $a_{53}^2 \approx 8 \sim 10 (\text{GeV}/c)^2$;
- 2) o formalismo com $\alpha^2(s)$ reproduz melhor o conjunto dos dados do que o formalismo com $a^2(s)$;
- 3) no formalismo com $\alpha^2(s)$ os dados de σ_e são melhor reprodzidos para $a^2 = 10,0 (\text{GeV}/c)^2$ e a região de grande momento transferido em $d\sigma/dt$, para $a^2 = 3,5 (\text{GeV}/c)^2$.

Assim, considera-se mais adequado o formalismo com $\alpha^2(s)$. Para se optar pela posição do zero, outras considerações devem ser levadas em conta:

Como o modelo é eminentemente difrativo, espera-se uma boa descrição dos dados até a região do segundo máximo, o que é conseguido para a posição do zero tanto em

$8,2(\text{GeV}/c)^2$ como $10,0(\text{GeV}/c)^2$. A região de grande momento transferido está associada à parte "semi-hard" ou "hard" e, portanto, à informações sobre a estrutura mais interna dos hádrons. Com a finalidade de se buscar o maior número de informações possíveis, incluindo a região de espalhamento não difrativo, optou-se pela posição do zero em $8,2(\text{GeV}/c)^2$ pois descreve melhor $d\sigma/dt$ a grandes momentos transferidos.

Num trabalho posterior pretende-se, com essas informações, fazer a análise só da parte difrativa com $a^2 \gtrsim 10 (\text{GeV}/c)^2$ e incluir na opacidade a parte não difrativa, através de modelos de QCD. A tendência apresentada pelos resultados para $a^2 \gtrsim 10 (\text{GeV}/c)^2$ é consistente com as considerações feitas em trabalho recente por Isgur, Karl e Soffer⁽⁸⁸⁾, no qual discutem a posição do zero através do modelo a quarks.

Resumindo, da análise do conjunto padrão de dados, considera-se que o formalismo que melhor descreve globalmente os dados experimentais é o formalismo com $\alpha^2(s)$ e a posição do zero em $8,2(\text{GeV}/c)^2$.

Nas seções seguintes obtêm-se as parametrizações de $\alpha^2(s)$, $C(s)$, $\alpha^2(\sigma_T)$, $C(\sigma_T)$ e testa-se com os dados experimentais.

4.3. TESTES DE PARAMETRIZAÇÕES

4.3.1. Fator Estatístico

Um fator estatístico que fornece informações sobre a qualidade de uma parametrização é o qui-quadrado por grau de liberdade. Para calculá-lo é necessário o erro na variável independente. No presente trabalho, o parâmetro α^2 na forma como é determinado é um parâmetro teórico, não sendo afetado por erro. Também a energia não tem erro associado, de modo que em parametrizações de α^2 em função de \sqrt{s} não é possível utilizar o teste de qui-quadrado.

Um fator com menos informação estatística, mas que fornece, junto com uma verificação visual, alguma idéia sobre a qualidade da reprodução dos dados é o coeficiente de correlação. Ele se aplica a uma dependência linear valendo ± 1 se os dados caem exatamente sobre uma reta e zero se os dados não podem ser representados por uma reta.

Nas seções seguintes testa-se diferentes funções de parametrização através do método de regressão linear. A comparação entre diferentes testes é feita visualmente e através do coeficiente de correlação (CC), indicado ao lado de cada função de parametrização.

4.3.2. Parametrizações em Função da Energia

4.3.2.1. Resultados

Os valores de $\alpha^2(s)$ para $a_{53}^2 = 8,2(\text{GeV}/c)^2$ sugerem (figura 4.18), à excessão de $\sqrt{s} = 9,78 \text{ GeV}$, parametrização tipo exponencial para $C(s)$ e tipo exponencial ou potência para $\alpha^2(s)$. Testou-se, excluindo-se a energia de $9,78 \text{ GeV}$, as duas possibilidades:

$$C(s) = (9,007) \exp\{(0,003225) (\ln s)^2\}, \quad CC = 0,98 \quad (4.6)$$

$$\alpha^2(s) = (0,5293) \exp\{-(0,003721) (\ln s)^2\}, \quad CC = 0,99 \quad (4.7)$$

$$\alpha^2(s) = (0,8459) [\ln s]^{-(0,3386)}, \quad CC = 0,99 \quad (4.8)$$

A figura 4.23 mostra os gráficos das parametrizações. Foi incluído nos gráficos, para comparação, os pontos correspondentes à energia de $9,78 \text{ GeV}$. Com a parametrização de $C(s)$ (equação 4.6) e individualmente as de $\alpha^2(s)$ tipo exponencial (equação 4.7) e tipo potência (equação 4.8), calculou-se $d\sigma/dt$ e σ_e para cada conjunto. Os resultados são mostrados nas figuras 4.24, 4.25 e 4.26.

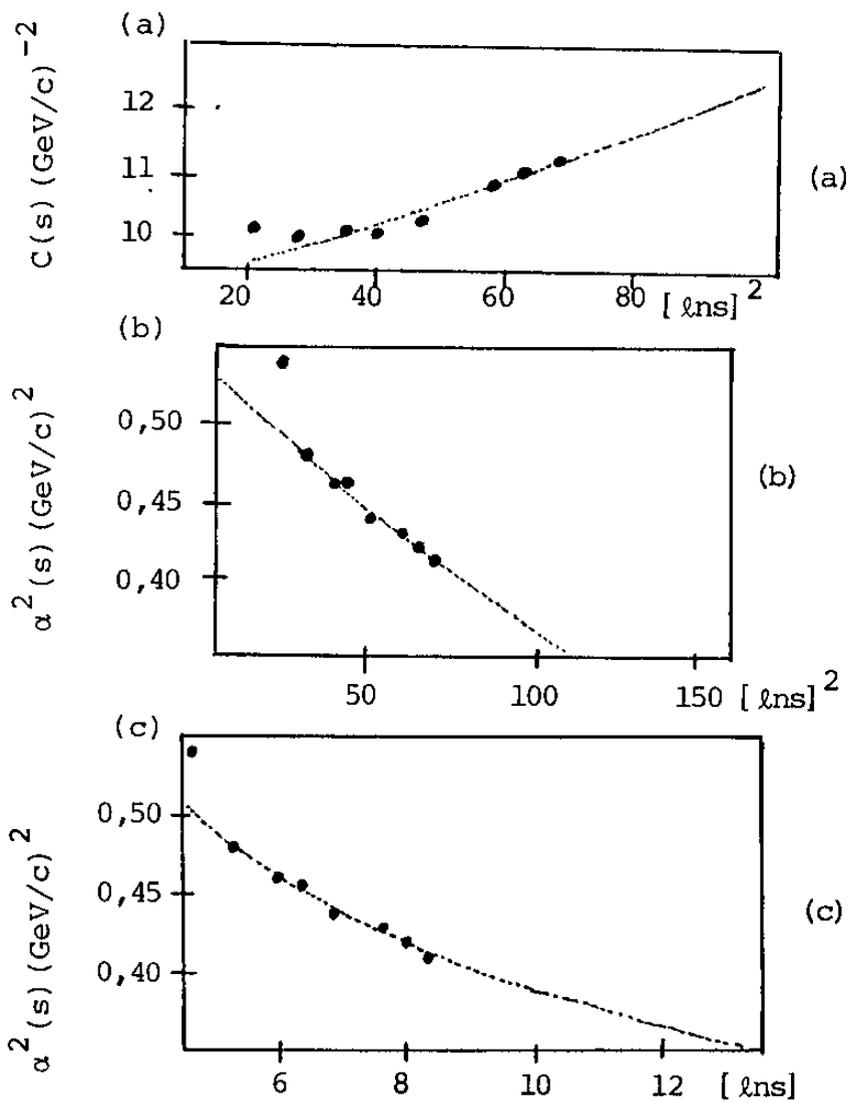


Figura 4.23. Parametrizações: (a) tipo potência para $C(s)$ (equação 4.6); (b) tipo exponencial para $\alpha^2(s)$ (equação 4.7); (c) tipo potência para $\alpha^2(s)$ (equação 4.8).

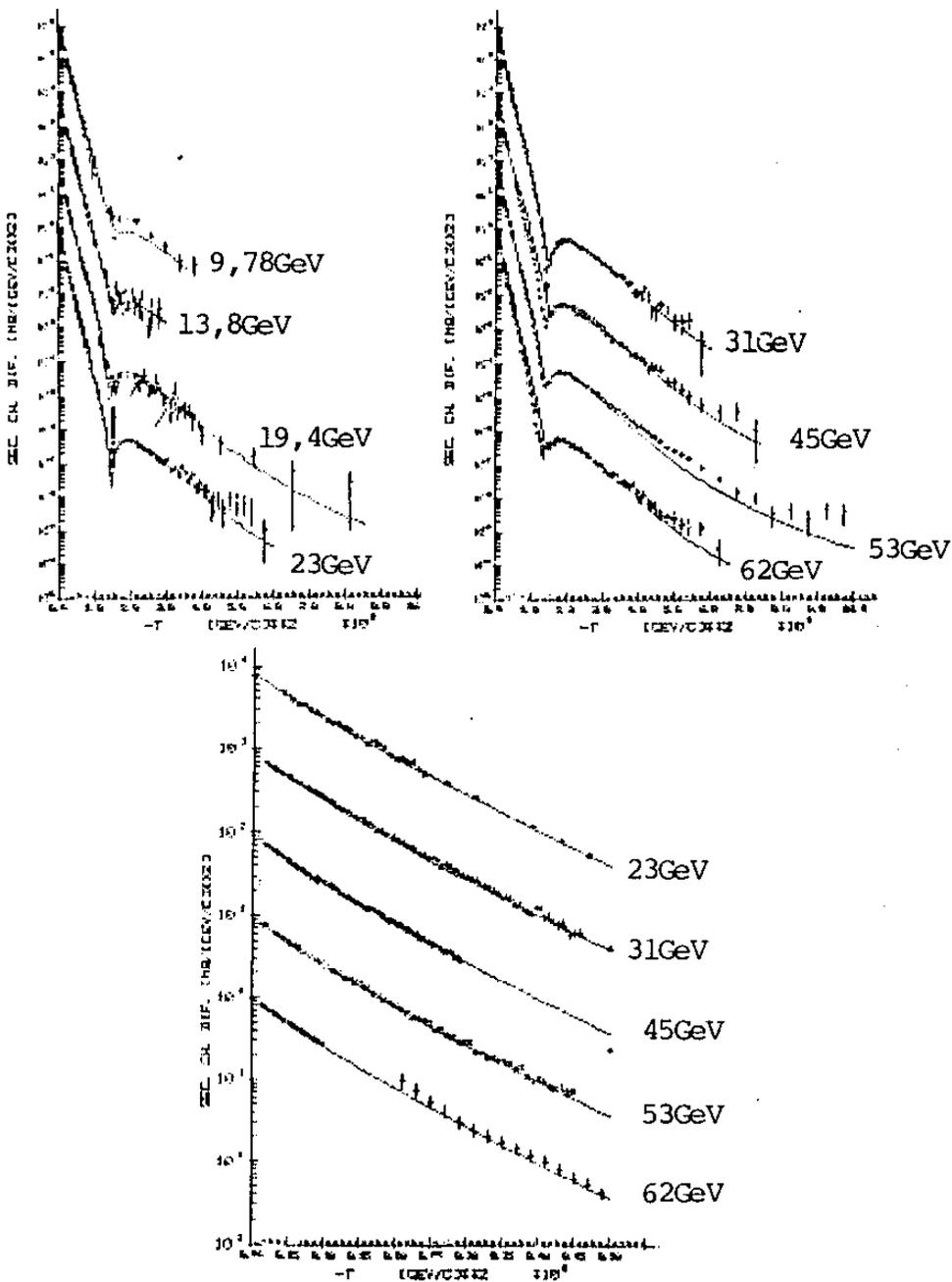


Figura 4.24. Seção de choque diferencial para $a^2 = 8,2 (\text{GeV}/c)^2$, $\beta^2 = 1,8 (\text{GeV}/c)^2$
 $C(s) = (9,007) \exp\{(0,003225) (\ln s)^2\}$ (equação 4.6) e $\alpha^2(s) =$
 $= (0,5293) \exp\{-(0,003721) (\ln s)^2\}$ (equação 4.7). Os fatores de
 escala são explicados nas figuras 4.11 e 4.14.

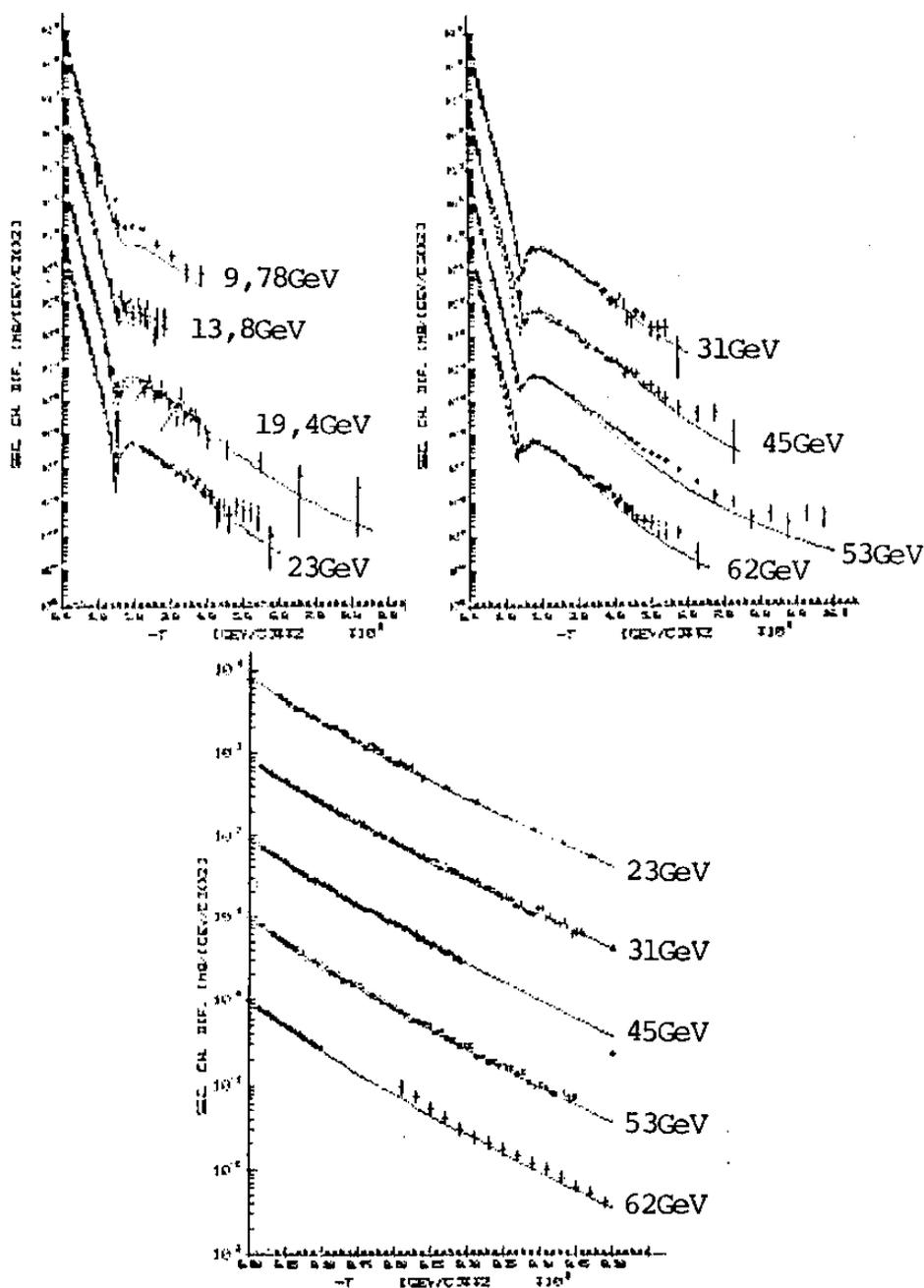


Figura 4.25. Seção de choque diferencial para $a^2 = 8,2(\text{GeV}/c)^2$, $\beta^2 = 1,8(\text{GeV}/c)^2$, $C(s) = (9,007)\exp\{(0,003225)(\ln s)^2\}$ (equação 4.6) e $\alpha^2(s) = (0,8459)[\ln s]^{-0,3386}$ (equação 4.8). Os fatores de escala são explicados nas figuras 4.11 e 4.14.

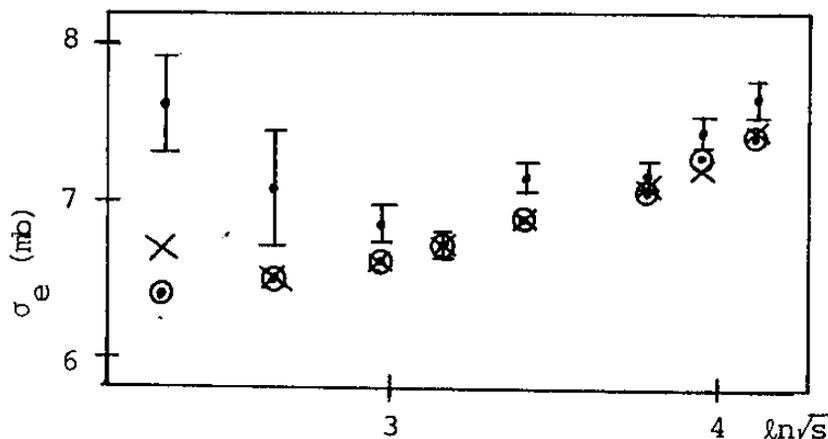


Figura 4.26. Seção de choque elástica para $a^2=8,2(\text{GeV}/c)^2$, $\beta^2=1,8(\text{GeV}/c)^2$, $C(s)$ da equação 4.6, com $\alpha^2(s)$ da equação 4.7 (⊙) e $\alpha^2(s)$ da equação 4.8 (X).

4.3.2.2. Função de Perfil e de Recobrimento Inelástica

A condição de unitaridade no espaço de parâmetro de impacto relaciona a função de perfil, $\Gamma(s,b)$, e a função de recobrimento inelástica, $G_{in}(s,b)$, através de⁽⁸⁹⁾:

$$2\text{Re}\Gamma(s,b) = |\Gamma(s,b)|^2 + G_{in}(s,b) \quad (4.9)$$

onde

$$\Gamma(s,b) = i \langle f(s,q) \rangle_{(b)} = 1 - e^{-\Omega(s,b)} \quad (4.10)$$

No presente formalismo a opacidade dada pela equação 2.29 é real. Pode-se calcular a função de perfil através da equação (4.10) e a função de recobrimento pela (4.9) que neste caso, de $\Gamma(s,b)$ real, se escreve:

$$G_{in}(s,b) = 2\Gamma(s,b) - \Gamma^2(s,b). \quad (4.11)$$

O valor de Γ em $b = 0$ representa a opacidade central do $\underline{h\bar{a}}$ dron. Com as parametrizações da seção anterior para $\alpha^2(s)$ e $C(s)$, calcula-se $\Gamma(s,0)$ e $G_{in}(s,0)$. A figura 4.27 mostra esses resultados e a figura 4.28 os valores obtidos através das análises de Chou⁽³²⁾ e de Amaldi e Schubert⁽⁴³⁾ para a reação pp . Tanto Chou como Amaldi e Schubert parametrizam dados experimentais de $d\sigma/dt$ e obtêm a função de perfil através da transformada da amplitude. Os resultados de Amaldi e Schubert prevêem que com o aumento da energia a opacidade central diminui e tende a um valor constante e os resultados de Chou, que essa opacidade cresce (figura 4.28).

Com as duas parametrizações de α^2 a previsão do modelo presente é que, acima de $\sqrt{s} \sim 10\text{GeV}$, a opacidade central cresce com a energia. Comparando-se as figuras 4.27 e 4.28 vê-se que esse crescimento é bem mais lento que o previsto por Chou.

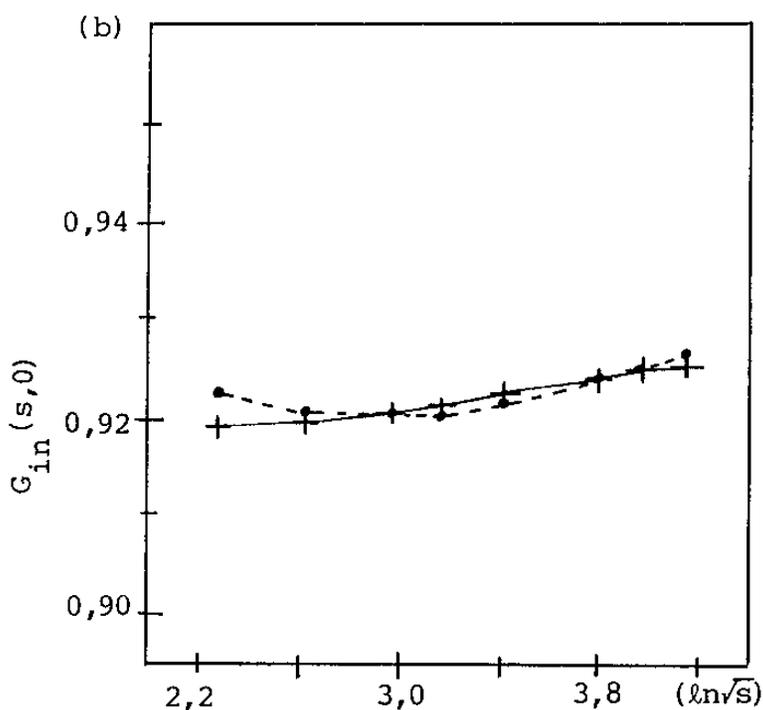
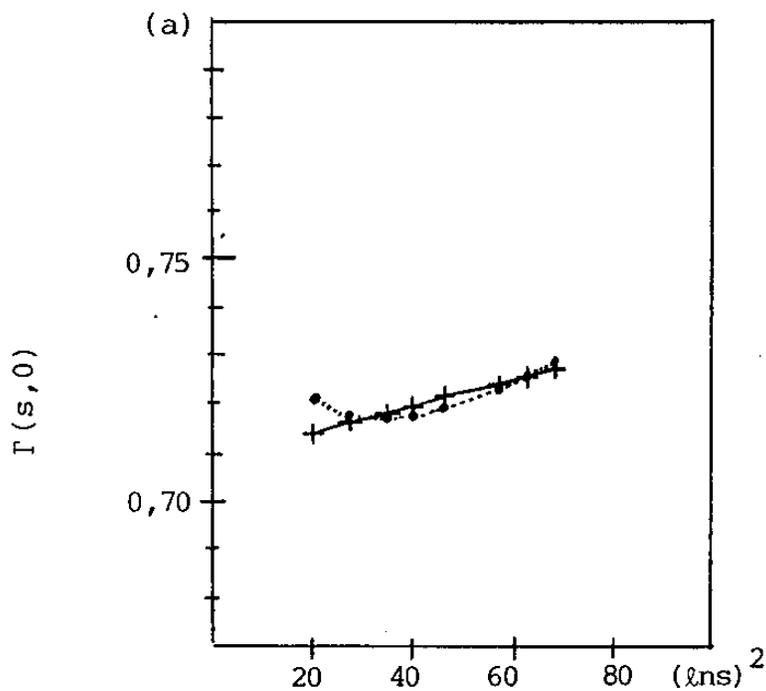


Figura 4.27. Função de Perfil (a) e função de Recobrimento (b) em $b = 0$ previstas pelo formalismo com $a^2 = 8,2(\text{GeV}/c)^2$, $\beta^2 = 1,8(\text{GeV}/c)^2$, $C(s)$ da equação 4.6 e $\alpha^2(s)$ da equação 4.7(+) e equação 4.8(-).

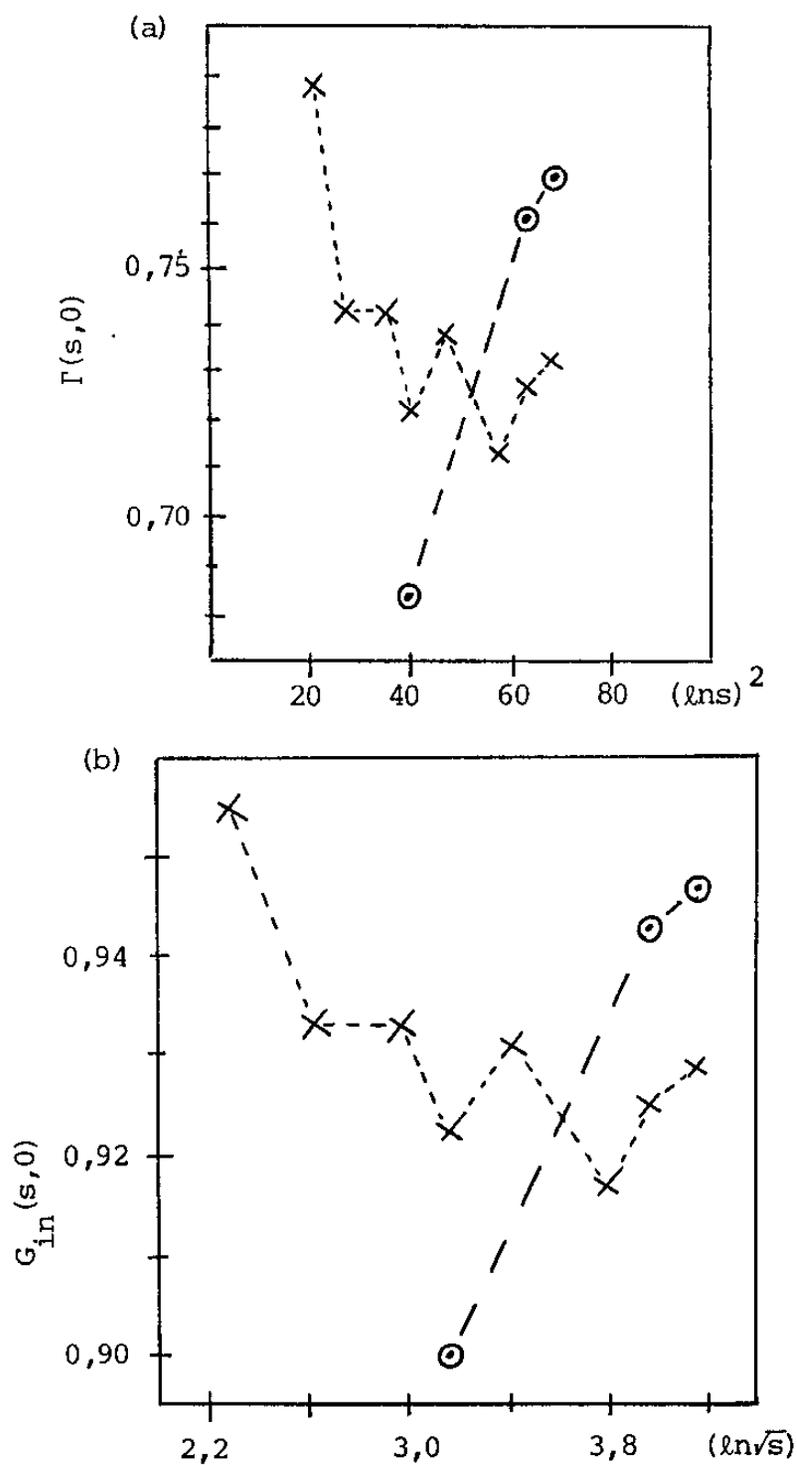


Figura 4.28. Função de Perfil (a) e de Recobrimento (b) em $b = 0$ previstas por Chou⁽³²⁾ \odot e Amaldi e Schubert⁽⁴³⁾ \times .

4.3.3. Parametrizações em função da seção de choque total

4.3.3.1. Resultados

Da tabela 4.10 e figura 4.29 vê-se que, à excessão da energia de 9,78 GeV, a relação entre $\sigma_T \alpha^2$ e $(\ln s)^2$ é uma constante. Excluindo-se a energia de 9,78 GeV o valor médio e desvio padrão para as demais energias é:

$$\overline{\sigma_T \alpha^2} \pm \Delta(\sigma_T \alpha^2) = 17,94 \pm 0,27 \text{ mb}(\text{GeV}/c)^2 \quad (4.12)$$

Com isso têm-se a parametrização

$$\alpha^2(\sigma_T) = \frac{\overline{\sigma_T \alpha^2}}{\sigma_T} \quad (4.13)$$

e

$$\Delta \alpha^2 = \alpha^2 \left[\frac{\Delta(\sigma_T \alpha^2)}{\sigma_T \alpha^2} + \frac{\Delta \sigma_T}{\sigma_T} \right] \quad (4.14)$$

O erro $\Delta \alpha^2$ está associado à parametrização escolhida e não diretamente ao parâmetro α^2 .

\sqrt{s} (GeV)	9,78	13,8	19,4	23	31	45	53	62
α^2 (GeV/c) ²	0,540	0,480	0,462	0,460	0,438	0,430	0,420	0,410
σ_T (mb)	38,2 ± 0,05	38,46 ± 0,04	38,98 ± 0,04	38,94 ± 0,17	40,14 ± 0,17	41,79 ± 0,16	42,67 ± 0,19	43,32 ± 0,23
$\sigma_T \alpha^2$ [mb(GeV/c) ²]	20,63	18,46	18,01	17,91	17,58	17,97	17,92	17,76

Tabela 4.10. Valores de $\sigma_T \alpha^2$ obtidos com os dados experimentais da tabela 3.1 e valores de $\alpha^2(s)$ da tabela 4.7 para $a^2=8,2(\text{GeV}/c)^2$ e $\beta^2=1,8(\text{GeV}/c)^2$.

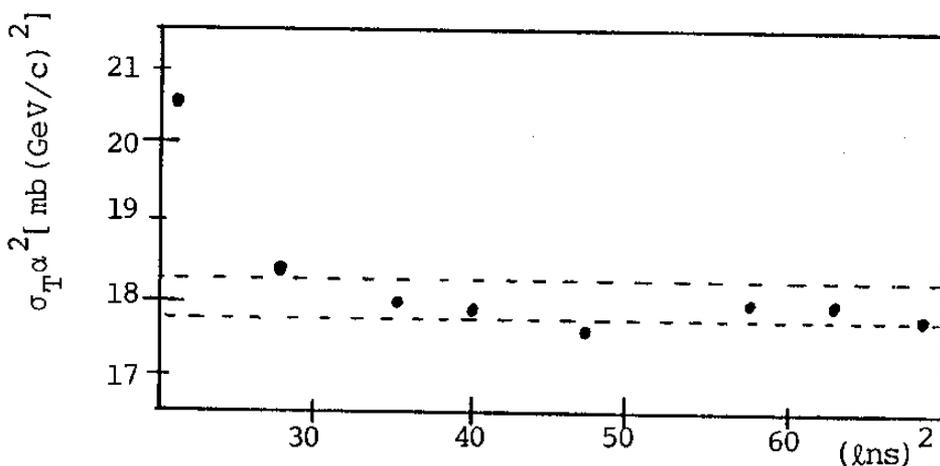


Figura 4.29. Valores da grandeza $\sigma_T \alpha^2$ em função da energia (tabela 4.8). Indicado na figura o desvio padrão da equação (4.12) (linhas tracejadas).

Por outro lado, do gráfico da constante de absorção em função da seção de choque total (figura 4.30), obtêm-se para o mesmo conjunto de dados, a parametrização:

$$C(\sigma_T) = (-0,4337) + (0,2700)\sigma_T \quad (4.15)$$

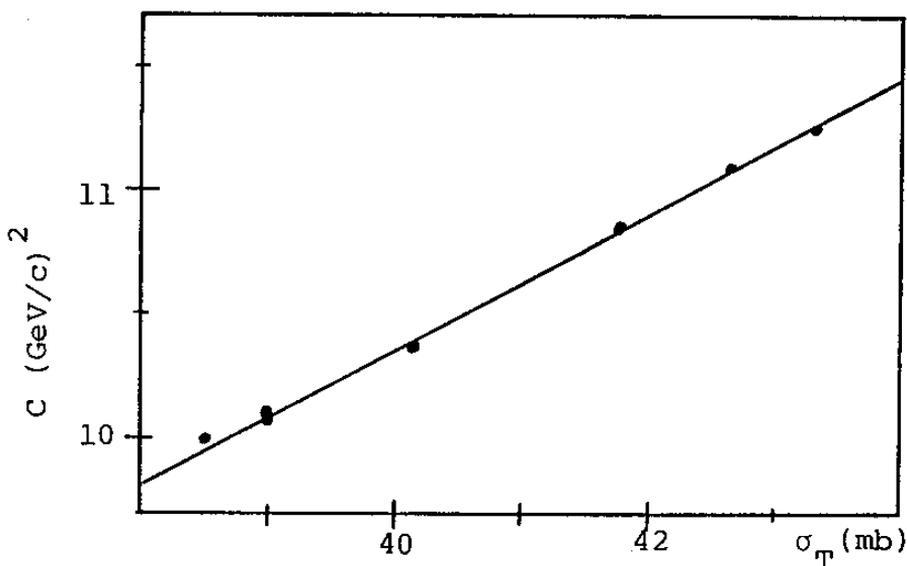


Figura 4.30. Valores da constante de absorção em função da seção de choque total para $a^2 = 8,2(\text{GeV}/c)^2$ (tabela 4.8), nas energias: $\sqrt{s} = 13,8\text{GeV}, 19,4\text{GeV}, 23\text{GeV}, 31\text{GeV}, 45\text{GeV}, 53\text{GeV}, 62\text{GeV}$. A curva é obtida da equação 4.15.

Para $a^2 = 8,2(\text{GeV}/c)^2$, $\beta^2 = 1,8(\text{GeV}/c)^2$, $\alpha^2(\sigma_T)$ das equações 4.12 e 4.13 e $C(\sigma_T)$ da equação 4.15 determina-se $d\sigma/dt$, $(\sigma_e)_{\text{teo}}$ e $(\sigma_e)_{\text{teo}}/(\sigma_T)_{\text{exp}}$, mostrados na tabela 4.11 e figuras 4.31 e 4.32.

\sqrt{s} (GeV)	σ_T (mb)	$\alpha^2(\sigma_T) \pm \Delta\alpha$ (GeV/c) ²	$C(\sigma_T)$ (GeV/c) ⁻²	$(\sigma_e)_{\text{teo}}$ (mb)	$(\sigma_e)_{\text{teo}}/(\sigma_T)_{\text{exp}}$
13,8	38,46 ± 0,04	0,466 ± 0,007	9,951	6,525	0,1697
19,4	38,98 ± 0,04	0,460 ± 0,007	10,091	6,612	0,1696
23	38,94 ± 0,17	0,461 ± 0,009	10,080	6,606	0,1696
31	40,14 ± 0,17	0,447 ± 0,009	10,404	6,844	0,1705
45	41,79 ± 0,16	0,429 ± 0,008	10,850	7,173	0,1717
53	42,67 ± 0,19	0,420 ± 0,008	11,087	7,352	0,1723
62	43,32 ± 0,23	0,414 ± 0,008	11,263	7,492	0,1729

Tabela 4.11. Valores de $\alpha^2(\sigma_T)$, $C(\sigma_T)$ obtidos das equações 4.12, 4.13, 4.15, com $a^2 = 8,2(\text{GeV}/c)^2$, $\beta^2 = 1,8(\text{GeV}/c)^2$ e valores calculados de $(\sigma_e)_{\text{teo}}$ e $(\sigma_e)_{\text{teo}}/(\sigma_T)_{\text{exp}}$ através desses parâmetros. Os valores de σ_T são os da tabela 3.1.

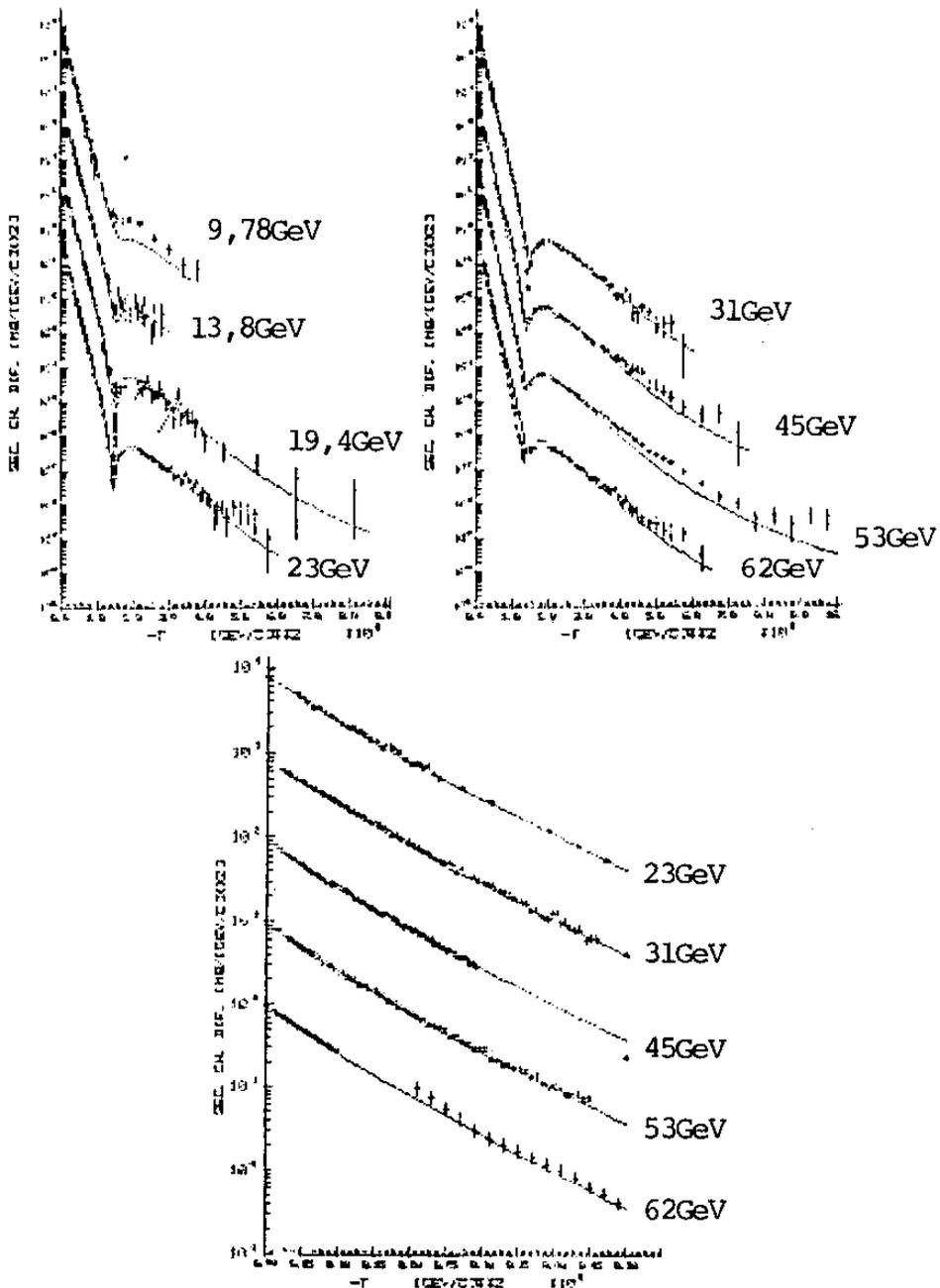


Figura 4.31. Seção de choque diferencial obtida com as parametrizações das equações 4.12, 4.13, 4.15 e para $a^2 = 8,2(\text{GeV}/c)^2$, $\beta^2 = 1,8(\text{GeV}/c)^2$. Os fatores de escala são explicados nas figuras 4.11 e 4.14.

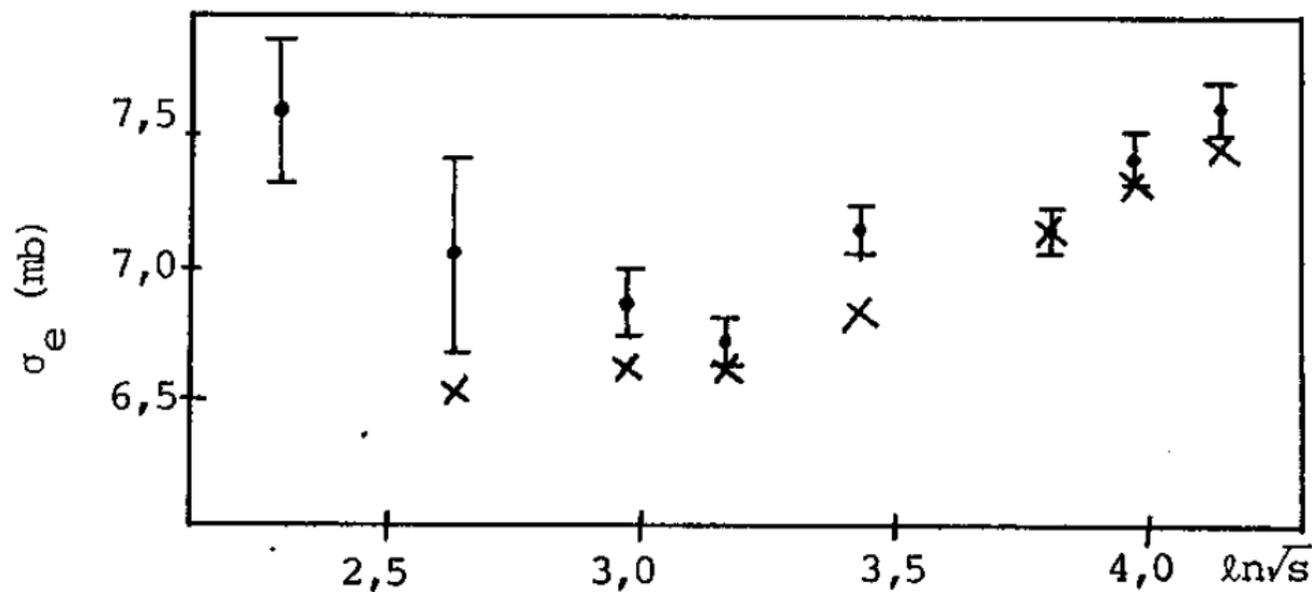


Figura 4.32. Seção de choque elástica obtida com as parametrizações das equações 4.12, 4.13, 4.15 e para $a^2 = 8,2(\text{GeV}/c)^2$. $\beta^2 = 1,8(\text{GeV}/c)^2$. Os dados experimentais são os da tabela 3.1.

4.3.3.2. Raio do Próton

O raio do próton pode ser calculado através das equações 4.2 e 4.3. Obtêm-se:

$$\sqrt{r^2} = (0,48336) \left[\frac{1}{\alpha} + \frac{1}{\beta^2} \right]^{1/2} \text{ (fm)} \quad (4.16)$$

Com $\beta^2 = 1,8(\text{GeV}/c)^2$ e $\alpha^2(\sigma_T)$ das equações 4.12 e 4.13 (tabela 4.11), obtêm-se os resultados mostrados na tabela 4.12 e figura 4.33.

\sqrt{s} (GeV)	13,8	19,4	23	31	45	53	62
$\sqrt{r^2}$ (fm)	0,794	0,799	0,798	0,808	0,821	0,828	0,833

Tabela 4.12. Raiz quadrada do raio quadrático médio do próton obtido da equação 4.16, com $\beta^2=1,8(\text{GeV}/c)^2$ e $\alpha^2(\sigma_T)$ das equações 4.12 e 4.13.

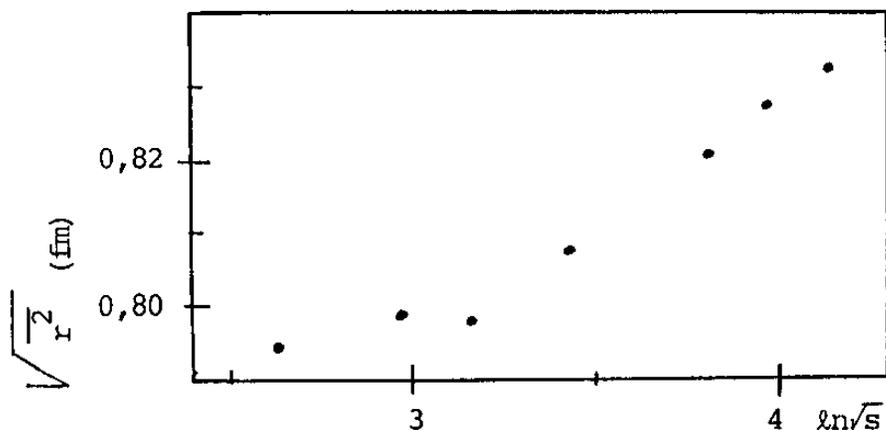


Figura 4.33. Raiz quadrada do raio quadrático médio do próton em função da energia. Resultados da Tabela 4.12.

A previsão do formalismo é que há um crescimento linear de $\sqrt{r^2}$ com $\ln\sqrt{s}$ na região do ISR. A média aritmética e o desvio padrão do raio para os valores da tabela 4.12 são:

$$\sqrt{r^2} = 0,812 \pm 0,016 \text{ fm} .$$

Uma média global considerando-se a distribuição de carga do próton fornece⁽¹⁰⁰⁾:

$$R = 0,814 \pm 0,015 \text{ fm} .$$

Essa coincidência nos valores obtidos, em princípio, não é conclusiva pois tratam-se de raios hadrônico e eletromagnético⁽⁴¹⁾.

CAPÍTULO V

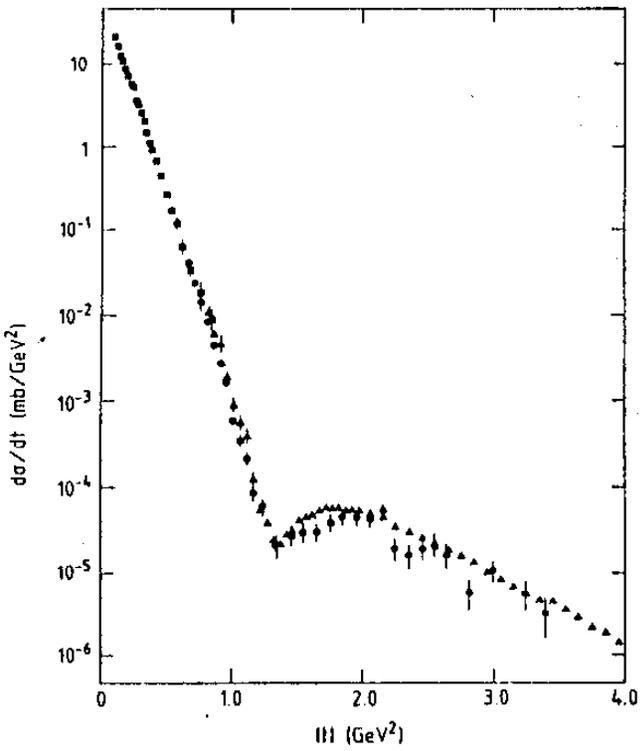
ANÁLISE CONJUNTA PROTÓN-PRÓTON E ANTIPROTÓN-PRÓTON

Obtidas as indicações através do conjunto padrão de análise pp , passa-se ao estudo da reacção $\bar{p}p$. Nessa reacção o conjunto de dados é muito escasso como mostra a figura 3.2. Por isso, o que se pretende neste capítulo é verificar se o conjunto obedece estatisticamente as tendências obtidas, na região do ISR, para pp . Inicialmente apresenta-se uma discussão sobre a normalização de dados da secção de choque diferencial e sobre as limitações de uma análise conjunta, devidas às incertezas inerentes à parte experimental. Mostra-se a seguir que os dados da secção de choque diferencial e secção de choque elástica podem ser bem reproduzidos para $a^2 = 8,2$ $(\text{GeV}/c)^2$, $\beta^2 = 1,55(\text{GeV}/c)^2$ e variando-se α^2 e C com a energia. Como no capítulo anterior, obtém-se parametrizações de α^2 e C em função da energia e da secção de choque total. Na região do SPS observa-se uma saturação no crescimento do raio hadrónico. O resultado da análise conjunta pp e $\bar{p}p$ é favorável às parametrizações em função da secção de choque total. Na última secção, com base nesse formalismo apresenta-se as previsões de várias características das reacções pp e $\bar{p}p$, relacionando-se a saturação do raio hadrónico com a produção de minijatos.

5.1. CONSIDERAÇÕES SOBRE A NORMALIZAÇÃO

Para se estudar conjuntamente as reações pp e $\bar{p}p$ deve-se levar em conta as diferenças inerentes à normalização e às características de cada experiência. Na energia de 53GeV os dados da seção de choque diferencial da reação $\bar{p}p$ utilizados atualmente, foram obtidos por Breakstone et.al.⁽⁶⁹⁾ no ISR-CERN em 1985. Com a mesma montagem mediu-se também a seção de choque diferencial para a reação pp . Por outro lado, os dados analisados por Amaldi e Schubert da reação pp , na energia de 53GeV, foram obtidos, numa experiência mais precisa⁽⁶⁹⁾, por Nagy et. al.⁽¹⁰¹⁾ em 1979, no mesmo acelerador. Comparando-se os dados de Breakstone et.al. e Nagy et.al. para a reação pp nessa energia vê-se, como mostra a figura 5.1, que apresentam diferenças na região do segundo máximo e de $-t$ grande. As figuras 5.2 e 5.3 mostram os dados analisados por Amaldi e Schubert e os de Breakstone et. al. para as reações pp e $\bar{p}p$. Conclui-se que as diferenças na reação pp são devidas principalmente às diferenças na normalização de cada experiência.

Como foi visto no Capítulo IV, do ponto de vista do formalismo proposto, os valores dos parâmetros de ajuste são bastante sensíveis na região do segundo máximo. Desse modo, não é de se esperar que os parâmetros α^2 , β^2 , a^2 e C obtidos para pp a 53GeV, com os dados de Amaldi e Schubert, reproduzam os dados de $\bar{p}p$ nessa energia, com os valores correspondentes de ρ e σ_T . Para se levar em conta essa



(b)

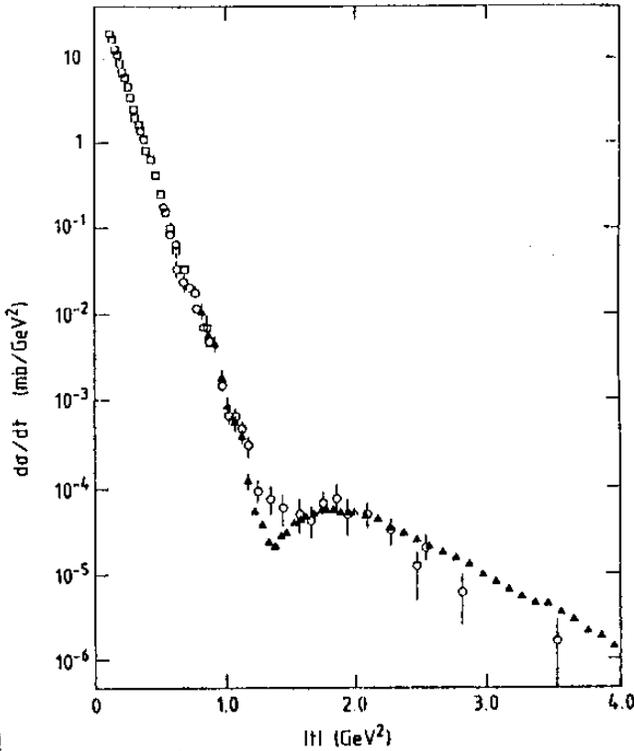


Figura 5.1. Seção de choque diferencial na energia de 53 GeV⁽⁶⁹⁾. Parte (a): reação pp (•: Breakstone et. al.⁽⁶⁹⁾; ▲: Nagy et.al.⁽¹⁰¹⁾; ■: Breakstone et.al.⁽⁷⁰⁾); parte (b): comparação das reações pp (▲: Nagy et.al.⁽¹⁰¹⁾) e $\bar{p}p$ (o: Breakstone et.al.⁽⁶⁹⁾; □: Breakstone et.al.⁽⁷⁰⁾).

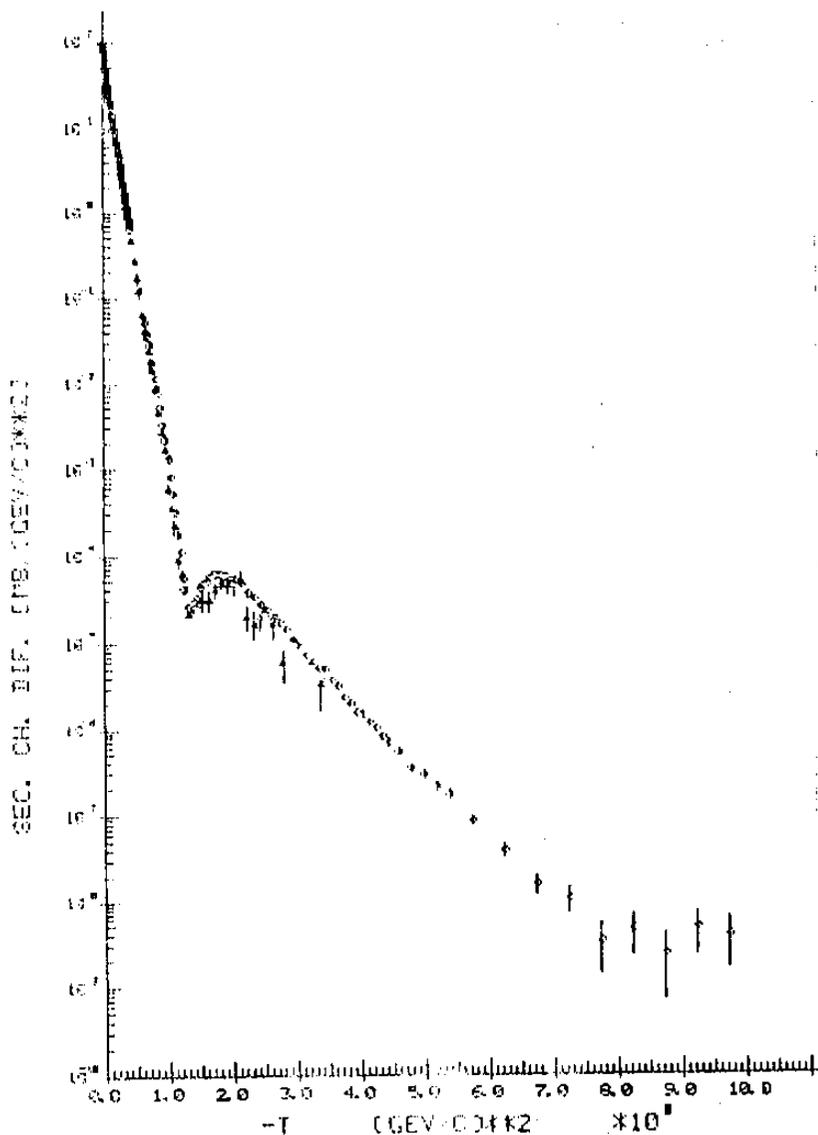


Figura 5.2. Reação pp em $\sqrt{s} = 53$ GeV: dados normalizados por Amaldi e Schubert⁽⁴³⁾ (o); dados de Breakstone et.al.⁽⁶⁹⁾ (▲).

diferença de normalização utilizou-se o seguinte procedimento na energia de 53 GeV:

- 1) Comparou-se a curva obtida com os dados de Amaldi para a reação pp, com os dados experimentais de Breakstone et.al., para a mesma reação (parte (a) da figura 5.4).

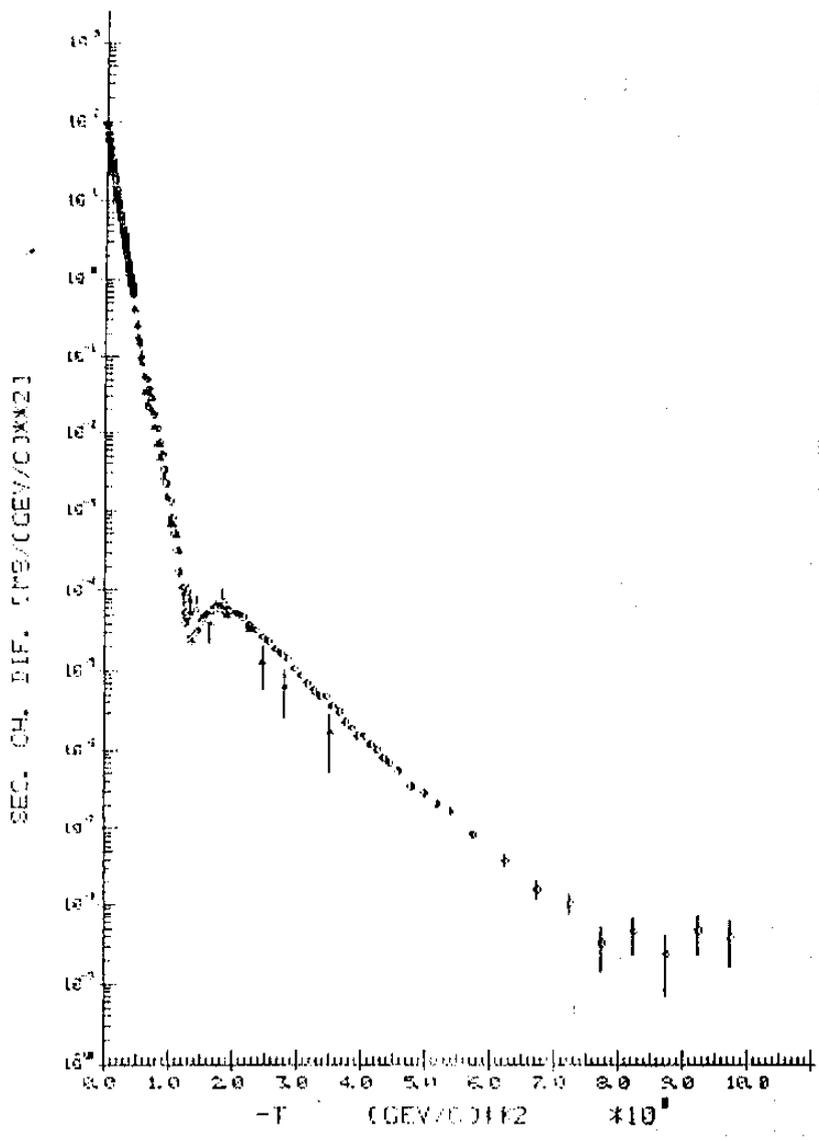


Figura 5.3. Comparação das reações pp e $\bar{p}\bar{p}$: dados analisados por Amaldi e Schubert ⁽⁴³⁾ para a reação pp (o); dados de Breakstone et.al. ⁽⁶⁹⁾ para a reação $\bar{p}\bar{p}$ (\blacktriangle).

2) Mantendo-se $a^2 = 8,2(\text{GeV}/c)^2$ ajustou-se os parâmetros α^2 , β^2 e C de modo a se obter a melhor reprodução dos dados de Breakstone et.al., para a reação pp (parte b da figura 5.4). Considera-se que essa mudança nos parâmetros se deve somente à diferença de normalização das duas experiências.

3) Com esses valores de α^2 , β^2 , a^2 e com os valores de ρ e σ_T da reação $\bar{p}p$ calculou-se a constante de absorção e a seção de choque diferencial. A parte c da figura 5.4 mostra a curva obtida junto com os dados experimentais de Breakstone et. al. para a reação $\bar{p}p$.

Na tabela 5.1 indica-se um esquema do procedimento e os valores correspondentes dos parâmetros associados às curvas (a), (b) e (c) da figura 5.4.

	ρ	σ_T (mb)	α^2 (GeV/c) ²	β^2 (GeV/c) ²	a^2 (GeV/c) ²	c (GeV/c) ⁻²	curva Ja fig.5.4
parâmetros pp para dados de Analdi-Schubert	0,078	42,67	0,420	1,80	8,2	11,100	a
parâmetros pp para dados de Breakstone et.al.	0,078	42,67	0,415	1,55	8,2	10,973	b
parâmetros $\bar{p}p$ para dados de Breakstone et.al.	0,101	43,65	0,415	1,55	8,2	11,293	c

Tabela 5.1. Parâmetros de normalização $pp - \bar{p}p$.

Vê-se que com esse procedimento é possível reproduzir bem os dados de $\bar{p}p$ a 53GeV. Como a^2 tem o mesmo valor para pp e $\bar{p}p$, a localidade na interação é a mesma para partícula e antipartícula. A diferença nos parâmetros associados ao fator de forma (α^2, β^2) é devida à diferença de normalização das duas experiências, não estando associada a fatores de forma distintos de partícula e antipartícula. Assim,

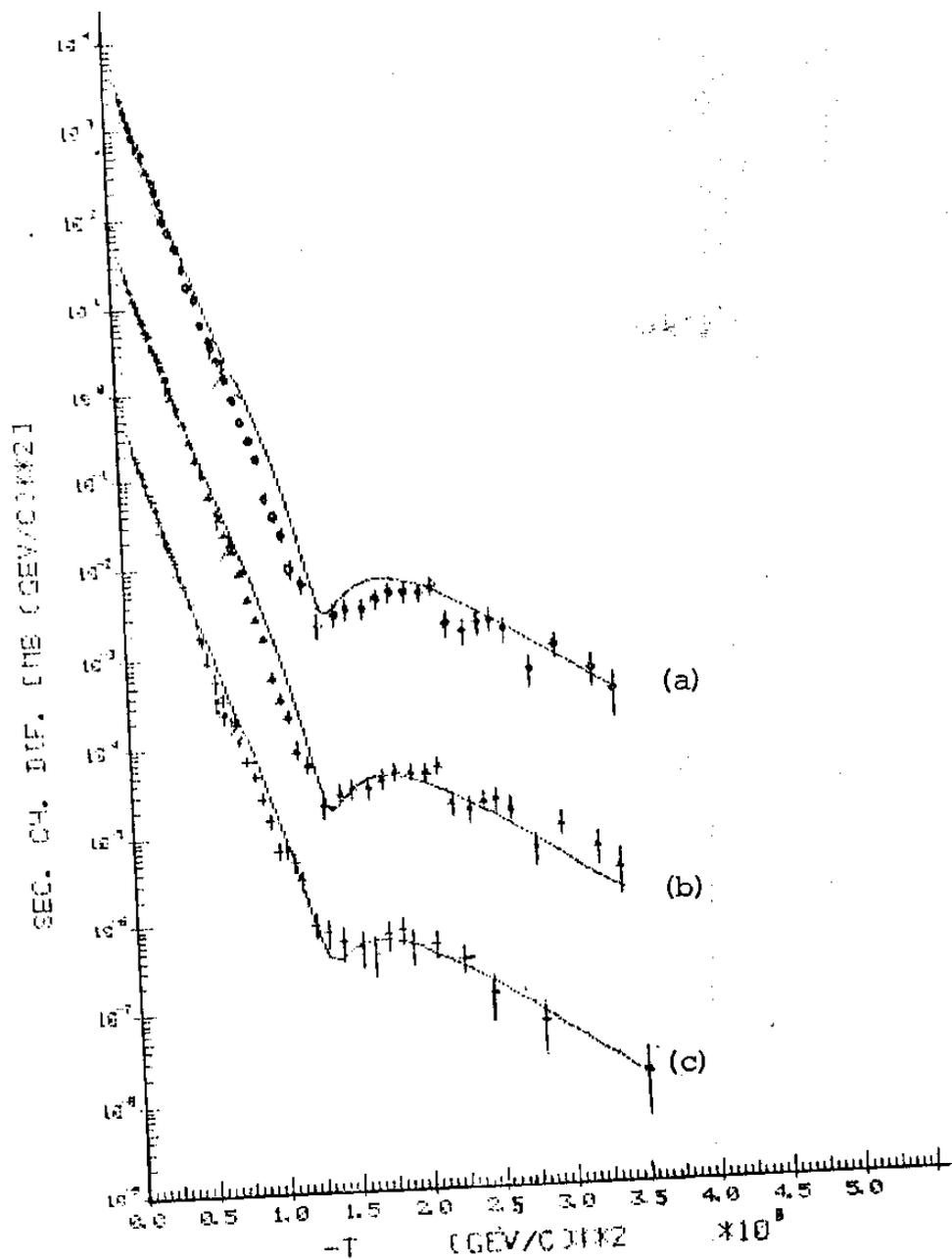


Figura 5.4. Ajustes pp e $\bar{p}p$ a 53GeV: dados de Breakstone et. al. para a reação pp (partes (a) e (b)) e para a reação $\bar{p}p$ (parte (c)). As curvas são explicadas na tabela 5.1. Os dados e as curvas das partes (a) e (c) foram multiplicadas respectivamente por 10^2 e 10^{-2} .

neste formalismo, as diferenças entre as reações pp e $\bar{p}p$ são devidas somente aos valores correspondentes de ρ e σ_T . Quanto à constante de absorção, como ela depende dos valores de α^2 e β^2 , não é claro se $C_{pp} \neq C_{\bar{p}p}$ é devido a diferentes valores de σ_T e ρ ou ao problema de normalização.

O procedimento descrito nesta seção foi escolhido com base nas seguintes verificações:

- 1) Uma análise mantendo-se o mesmo valor da constante de absorção para as reações pp e $\bar{p}p$ mostrou que não é possível a reprodução dos dados da seção de choque diferencial para a reação $\bar{p}p$.
- 2) Para se levar em conta as diferenças de normalização é possível variar somente o parâmetro β^2 . Entretanto os resultados não diferem significativamente dos obtidos com a variação conjunta de α^2 e β^2 .

A diferença entre as reações pp e $\bar{p}p$ é explicada, no modelo do "geometrical scaling", como devida aos diferentes valores da parte real da amplitude de espalhamento, enquanto que no modelo de Chou-Yang, pela diferença na seção de choque total⁽¹⁵⁾. Vê-se que no presente formalismo os dois efeitos são os responsáveis por essas diferenças.

Em resumo, do procedimento descrito, toma-se para a reação $\bar{p}p$ a 53GeV os seguintes valores:

$$\begin{aligned} \alpha^2 &= 0,415 (\text{GeV}/c)^2 & \beta^2 &= 1,55 (\text{GeV}/c)^2 \\ a^2 &= 8,2 (\text{GeV}/c)^2 & C &= 11,293 (\text{GeV}/c)^{-2} \end{aligned}$$

5.2. ANÁLISE ANTIPRÓTON-PRÓTON

Como no caso da reação pp , também para $\bar{p}p$ a energia de 53GeV é o ponto de partida para a análise. Do estudo de reação pp , obteve-se uma melhor reprodução dos dados experimentais (conjunto padrão de análise) variando-se somente o parâmetro α^2 . Por isso, no caso de $\bar{p}p$ testa-se o mesmo procedimento: fixa-se os parâmetros $a^2 = 8,2(\text{GeV}/c)^2$, $\beta^2 = 1,55(\text{GeV}/c)^2$ e procura-se o valor de α^2 que melhor reproduz os dados da seção de choque diferencial.

Como justificado na seção 3.1.2.b para as energias de 546 e 630GeV utiliza-se dois conjuntos de dados de entrada, σ_T e ρ , indicados na tabela 5.2. Esses incluem as previsões de Amaldi e os dados experimentais de 546GeV e estimados de 630GeV. As curvas obtidas com esses valores são indicadas na figura 5.5. Vê-se que os melhores resultados são obtidos com os valores previstos por Amaldi. A figura 5.6 mostra os ajustes para as demais energias incluindo os resultados com as previsões de Amaldi para 546 e 630GeV. Não foi possível reproduzir a energia de 9,78GeV e por isso é excluída da análise presente.

\sqrt{s} (GeV)	σ_T (mb)	ρ
546 experimental	60 ± 2	$0,24 \pm 0,04$
Amaldi	$61,9 \pm 1,5$	0,15
630 estimado	61,46	0,24
Amaldi	64,0	0,15

Tabela 5.2. Valores utilizados de ρ e σ_T nas energias de 546 e 630 GeV.

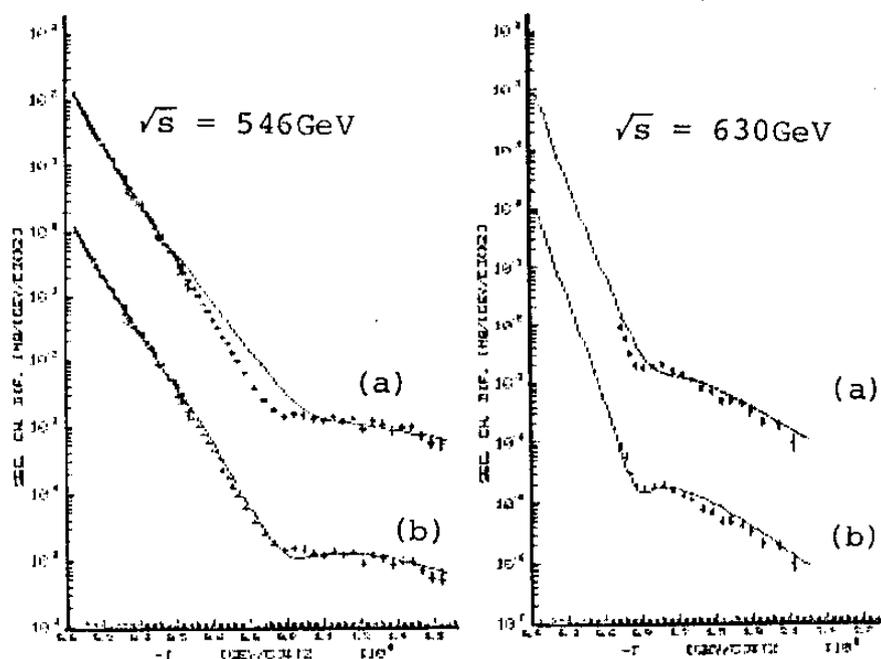


Figura 5.5. Ajustes na região do SPS com os valores de ρ e σ_T da tabela 5.2: (a) valores experimental e estimado; (b) previsões de Amaldi. Os dados e as curvas (b) foram multiplicados por 10^{-2} .

Na tabela 5.3 são mostrados os valores dos dados de entrada, σ_T e ρ , os valores correspondentes dos parâmetros α^2 e C obtidos do ajuste de $d\sigma/dt$ (figura 5.6) e as previsões para $(\sigma_e)_{teo}$, $(\sigma_e)_{teo}/(\sigma_T)_{exp}$ e $(\sigma_T)_{exp}\alpha^2$.

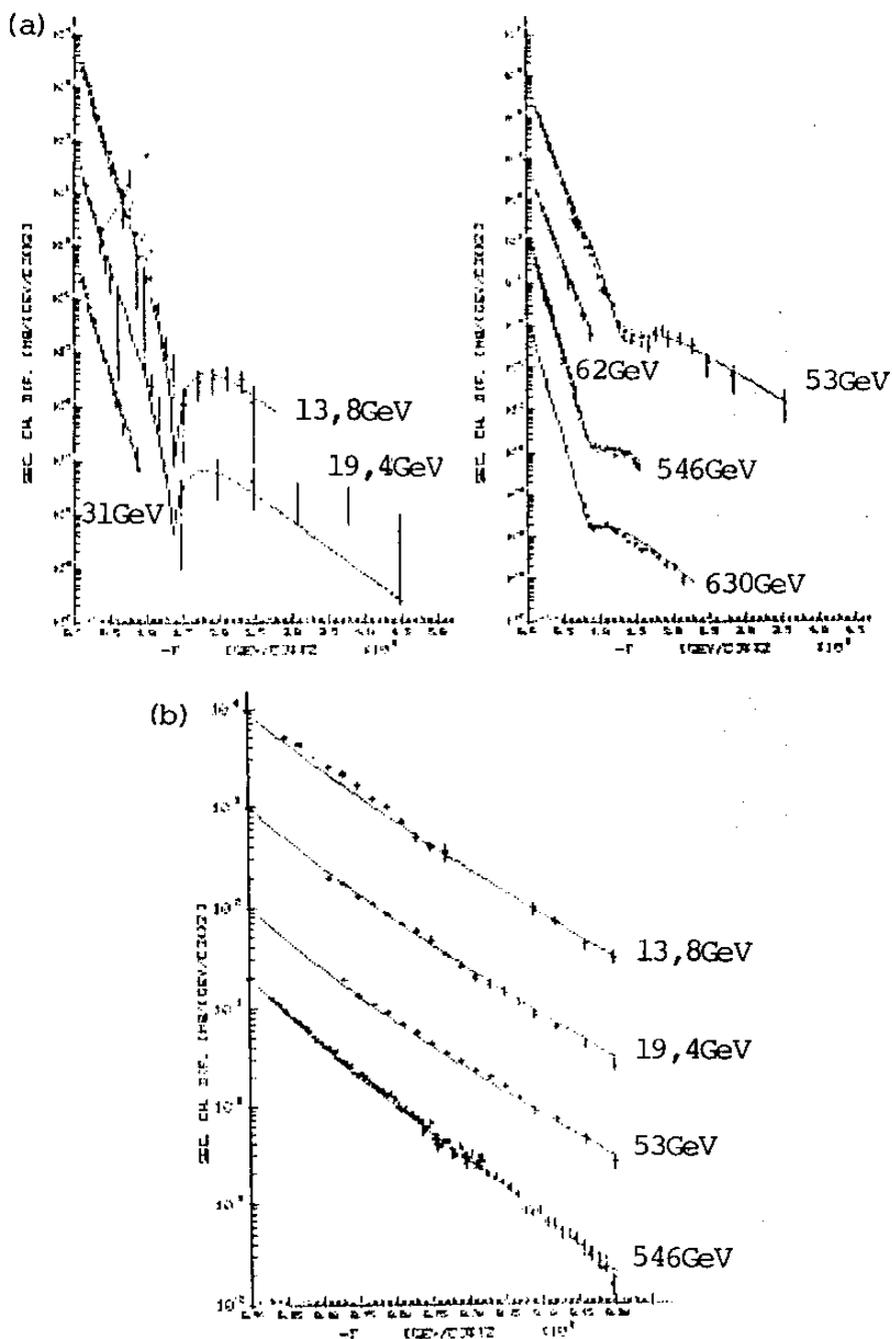


Figura 5.6. Parametrizações $\bar{p}p$ para $\alpha^2(s)$ (tabela 5.3). Para 546 e 630 GeV foram utilizadas as previsões de Amaldi de σ_T e ρ . Os fatores de escala são análogos aos das figuras 4.11 e 4.14.

\sqrt{s} (GeV)	σ_T (mb)	ρ	α^2 (GeV/c) ²	C (GeV/c) ⁻²	$(\sigma_T)_{\text{exp}} \alpha^2$ [mb (GeV/c) ²]	$(\sigma_e)_{\text{teo}}$ (mb)	$(\sigma_e)_{\text{teo}} / (\sigma_T)_{\text{exp}}$
13,8	42,04	0,014	0,420	10,794	17,657	6,973	0,1659
19,4	41,51	0,029	0,450	10,762	18,680	7,093	0,1709
31	42,0	0,065	0,420	10,784	17,640	6,977	0,1661
53	43,65	0,101	0,415	11,293	18,115	7,438	0,1704
62	43,90	0,12	0,400	11,293	17,560	7,368	0,1679
546	"EXPERIMENTAL"	0,24	0,370	16,663	22,200	12,394	0,2066
	ANALDI	0,15	0,365	17,318	22,594	12,756	0,2061
630	ESTIMADO	0,24	0,370	17,211	22,740	12,907	0,2100
	Analdi	0,15	0,365	18,126	23,360	13,495	0,2109

Tabela 5.3. Análise $\bar{p}p$ para $a^2 = 8,2 (\text{GeV}/c)^2$ e $\beta^2 = 1,55 (\text{GeV}/c)^2$

A figura 5.7 mostra os valores previstos de $(\sigma_e)_{\text{teo}}$ e $(\sigma_e)_{\text{teo}}/(\sigma_T)_{\text{exp}}$, comparados com os dados experimentais e a figura 5.8, os valores de α^2 , C e $(\sigma_T)_{\text{exp}}\alpha^2$ em função da energia. São incluídos para comparação os resultados obtidos, no capítulo anterior, para a reação pp.

Das figuras 5.7 e 5.8 vê-se que as diferenças entre os resultados obtidos utilizando-se ρ e σ_T previstos por Amaldi e os valores estimados e experimentais, não são significativas numa análise global. Nos dois casos os resultados apresentam a mesma tendência. Por outro lado, em termos da seção de choque diferencial (figura 5.5), as diferenças são marcantes na região $0,5 \lesssim -t \lesssim 1,2 (\text{GeV}/c)^2$ e os resultados são favoráveis ao ajuste com ρ e σ_T previstos por Amaldi. Devido ao fato de o valor medido de ρ depender da parametrização utilizada na região de interferência coulombiana^(102,103) e por não haver, até o momento, confirmação experimental de $\rho = 0,24$, optou-se em se fazer a análise, na região do SPS, somente com os valores de ρ e σ_T previstos por Amaldi.

Deve-se notar, entretanto, que nos dois casos os melhores ajustes na seção de choque diferencial são obtidos com o mesmo valor de α^2 nas energias de 546 e 630 GeV. Isso tem implicações físicas importantes que serão discutidas na seção 5.3.3.

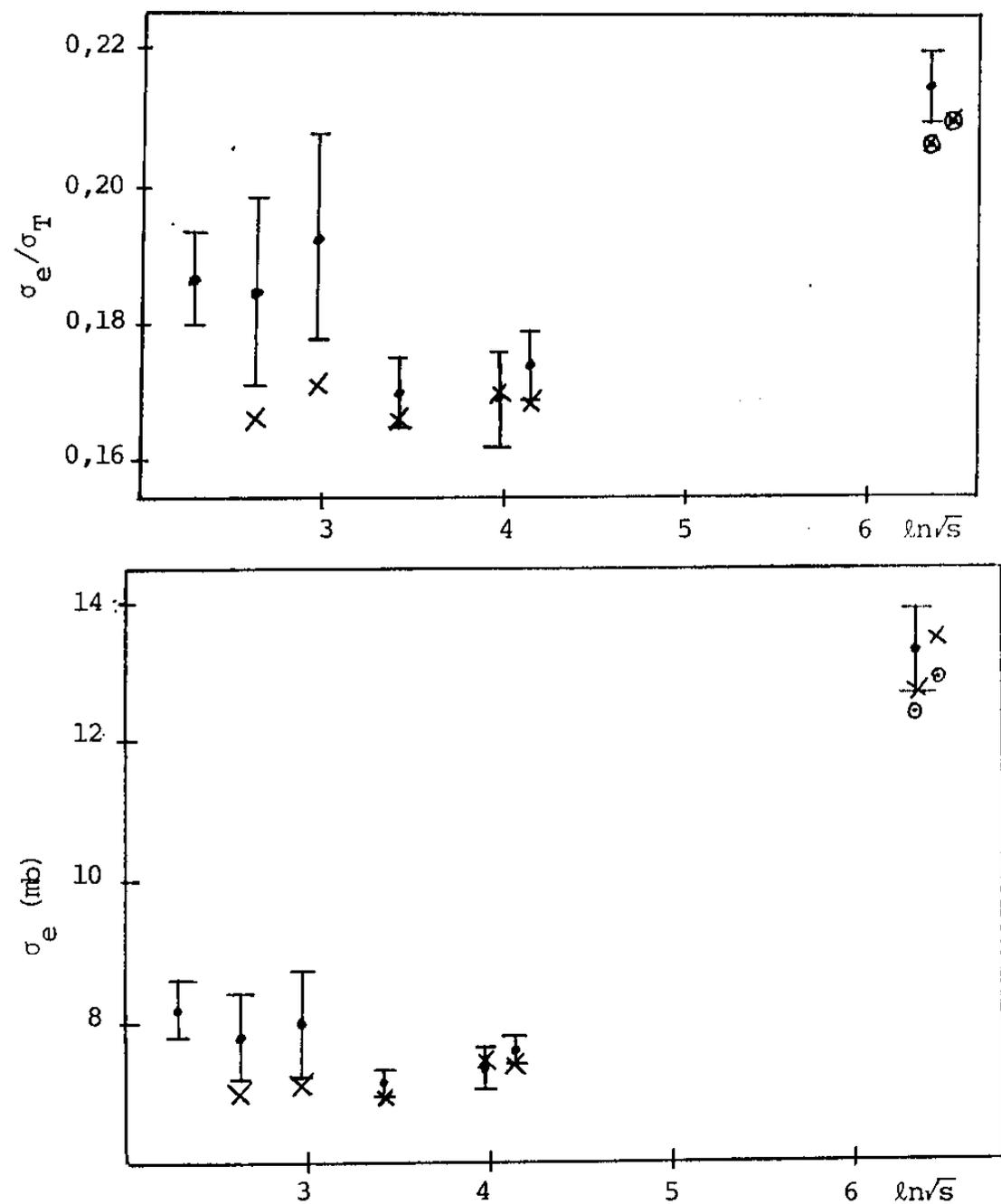


Figura 5.7. Valores de $(\sigma_e)_{\text{teo}}$ e $(\sigma_e)_{\text{teo}}/(\sigma_T)_{\text{exp}}$ comparados com os dados experimentais (tabela 3.4). Para as energias de 546 e 630 GeV mostra-se os valores obtidos, utilizando-se σ_T e ρ previstos por Amaldi (X) e estimados e experimentais (⊗).

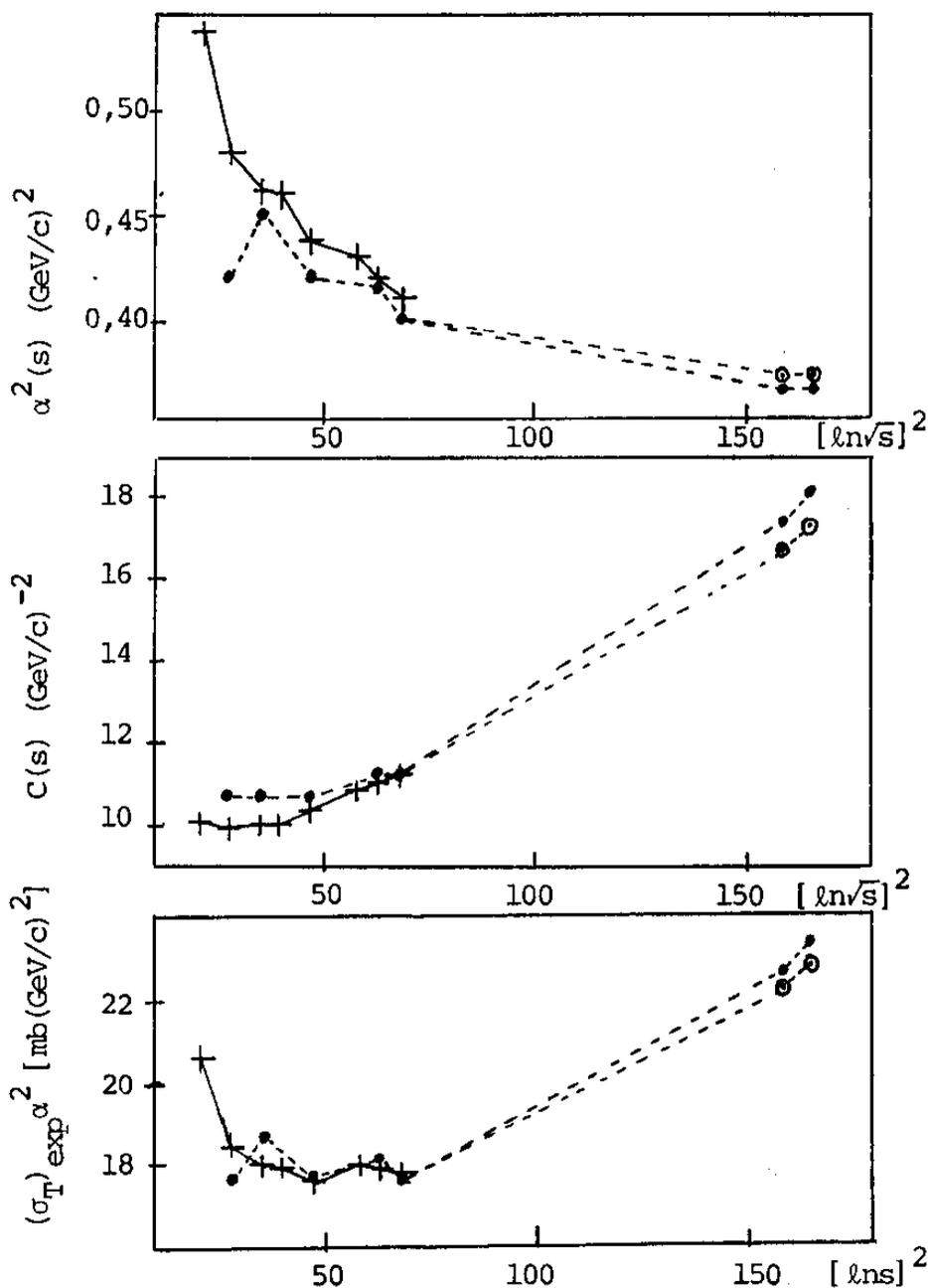


Figura 5.8. Valores de $\alpha^2(s)$, $C(s)$, $(\sigma_T)_{\text{exp}} \alpha^2(s)$ para as reações $pp(+)$ e $p\bar{p}(-)$. Para as energias de 546 e 630 GeV, da reação $p\bar{p}(-)$, mostra-se os valores obtidos utilizando-se ρ e σ_T previstos por Amaldi (\bullet) e estimados e experimentais (\odot).

5.3. TESTES DE PARAMETRIZAÇÕES

Como comentado anteriormente, dada a escassez de dados na reação $\bar{p}p$, o que se busca é, com base nas parametrizações obtidas para o conjunto padrão de dados da reação pp , reproduzir as mesmas tendências para a reação $\bar{p}p$. Desse modo testa-se a seguir, para essa reação, os comportamentos de α^2 e C obtidos no capítulo IV, para a reação pp . Como antes, as parametrizações são feitas em função da energia e a seguir em função da seção de choque total.

5.3.1. Parametrizações em função da energia

5.3.1.1. Resultados

Da seção 4.3.2, excluindo-se a energia de 9,78 GeV, obteve-se para a reação pp uma parametrização tipo exponencial para a constante de absorção (equação 4.6):

$$C_{pp}(s) = (9,007) \exp\{(0,003225) (\ln s)^2\}$$

e para o parâmetro α^2 , testou-se duas parametrizações, uma tipo exponencial (equação 4.7) e outra tipo potência (equação 4.8):

$$\alpha_{pp}^2(s) = (0,5293) \exp\{-(0,003721) (\ln s)^2\}$$

$$\alpha_{pp}^2(s) = (0,8459) [\ln s]^{-(0,3386)}$$

Do mesmo modo, excluindo-se a energia de 9,78 GeV e utilizando-se as previsões de Amaldi para ρ e σ_T nas energias de 546 e 630 GeV, obteve-se as seguintes parametrizações para a reação $\bar{p}p$:

$$C_{\bar{p}p}(s) = (9,1030) \exp\{(0,004010) (\ln s)^2\}, \quad CC = 0,99 \quad (5.1)$$

$$\alpha_{\bar{p}p}^2(s) = (0,4474) \exp\{-(0,001266) (\ln s)^2\}, \quad CC = 0,94 \quad (5.2)$$

$$\alpha_{\bar{p}p}^2(s) = (0,6210) [\ln s]^{-(0,2057)}, \quad CC = 0,93 \quad (5.3)$$

Para cada equação indica-se, ao lado, o respectivo coeficiente de correlação (seção 4.3.1). A figura 5.9 mostra os gráficos dessas parametrizações junto com os anteriormente obtidos para a reação pp . Com os valores de C e α^2 fornecidos pelas equações 5.1, 5.2 e 5.3 e para $\beta^2 = 1,55(\text{GeV}/c)^2$ e $a^2 = 8,2(\text{GeV}/c)^2$, calculou-se a seção de choque diferencial e a seção de choque elástica para cada energia analisada da reação $\bar{p}p$. As figuras 5.10, 5.11 e 5.12 mostram os resultados comparados com os dados experimentais.

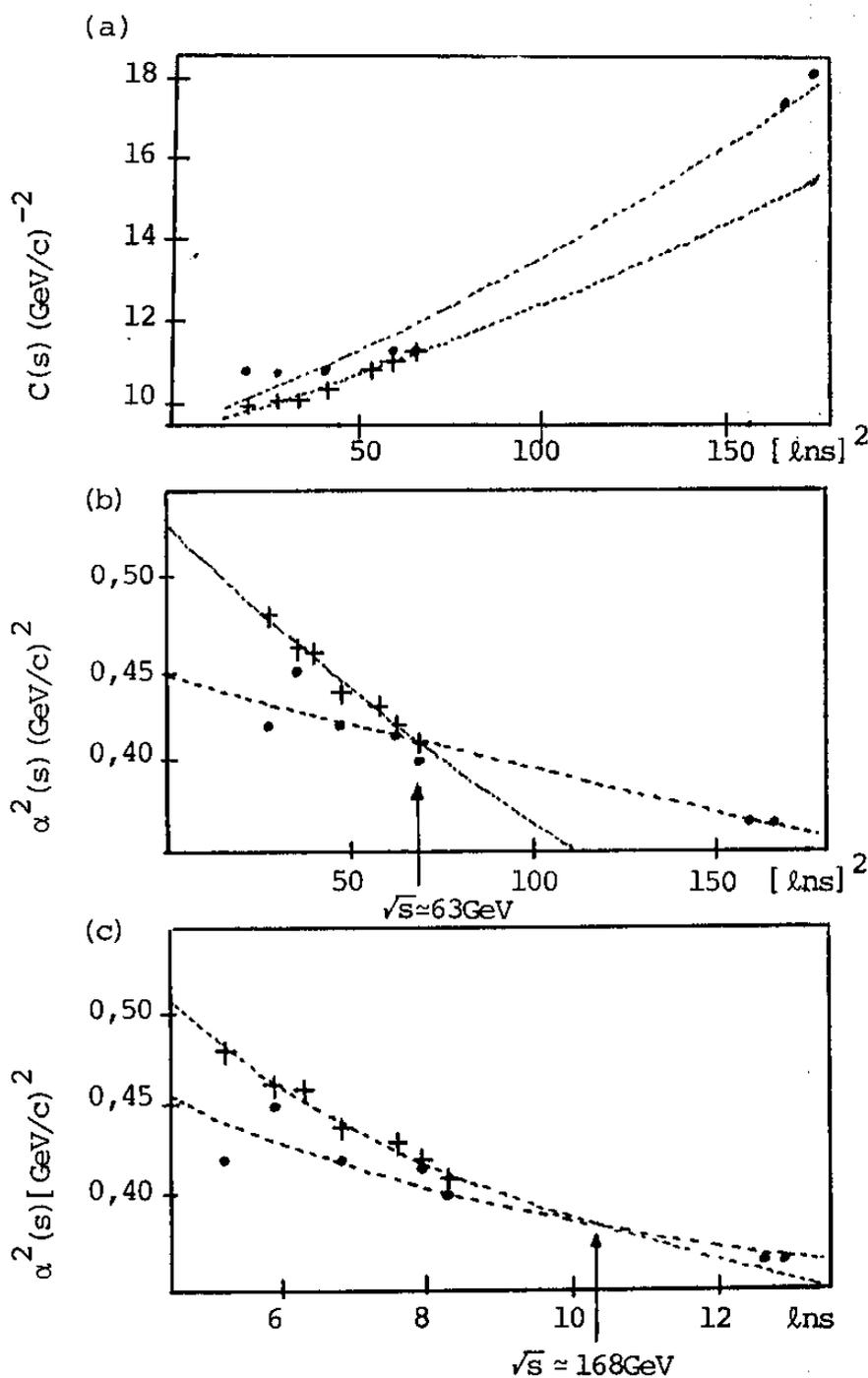


Figura 5.9. Parametrizações de C e α^2 para pp (+) e $\bar{p}p$ (\bullet). Parte a: equações 4.6 e 5.1; parte b: equações 4.7 e 5.2; parte c: equações 4.8 e 5.3. Nas partes b e c são indicados os valores da energia no ponto de cruzamento das parametrizações de α^2 para pp e $\bar{p}p$.

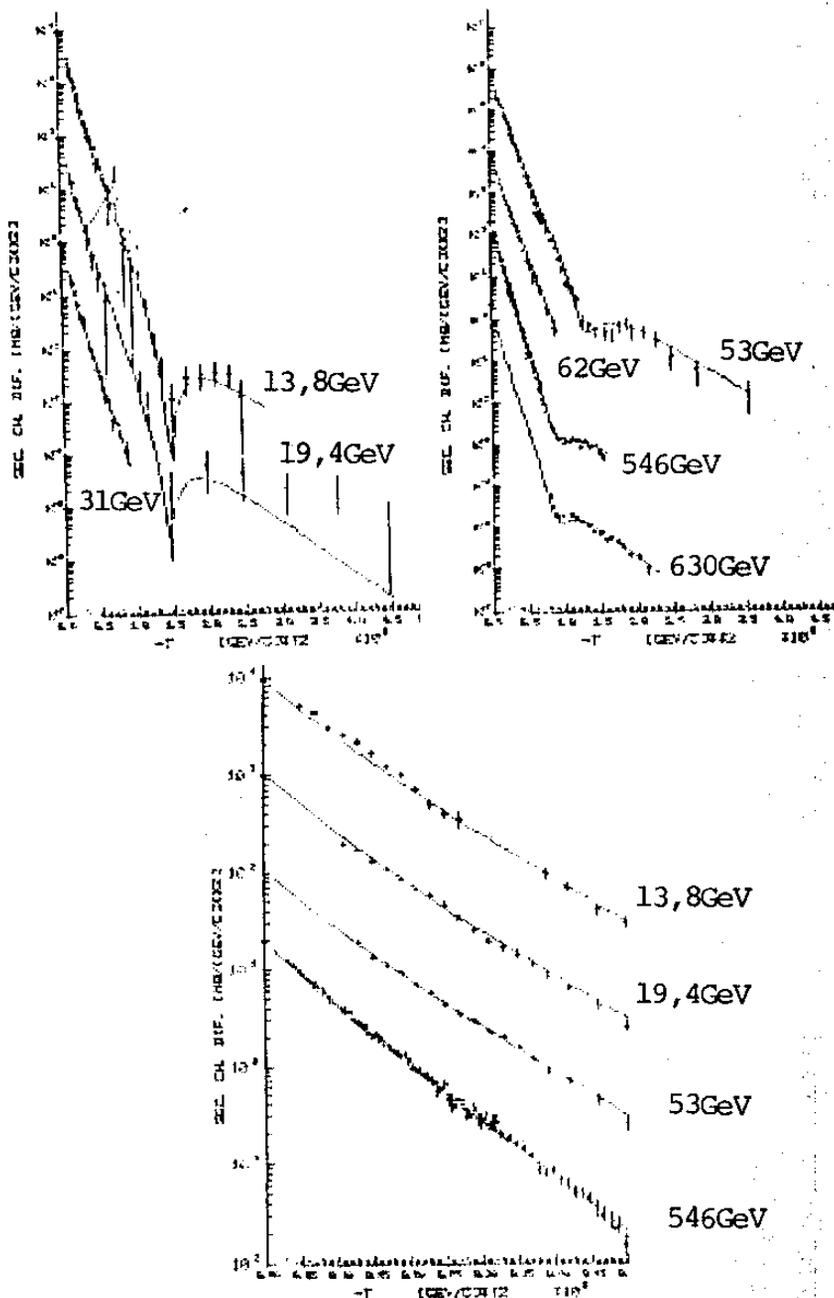


Figura 5.10. Seção de choque diferencial obtida através das parametrizações: $C_{pp} = (9,1030) \exp\{(0,004010) (\ln s)^2\}$ (equação 5.1), $\alpha_{pp}^2 = (0,4474) \exp\{-(0,001266) (\ln s)^2\}$ (equação 5.2) e para $\beta^2 = 1,55 (\text{GeV}/c)^2$ e $a^2 = 8,2 (\text{GeV}/c)^2$. Os fatores de escala são análogos aos das figuras 4.11 e 4.14.

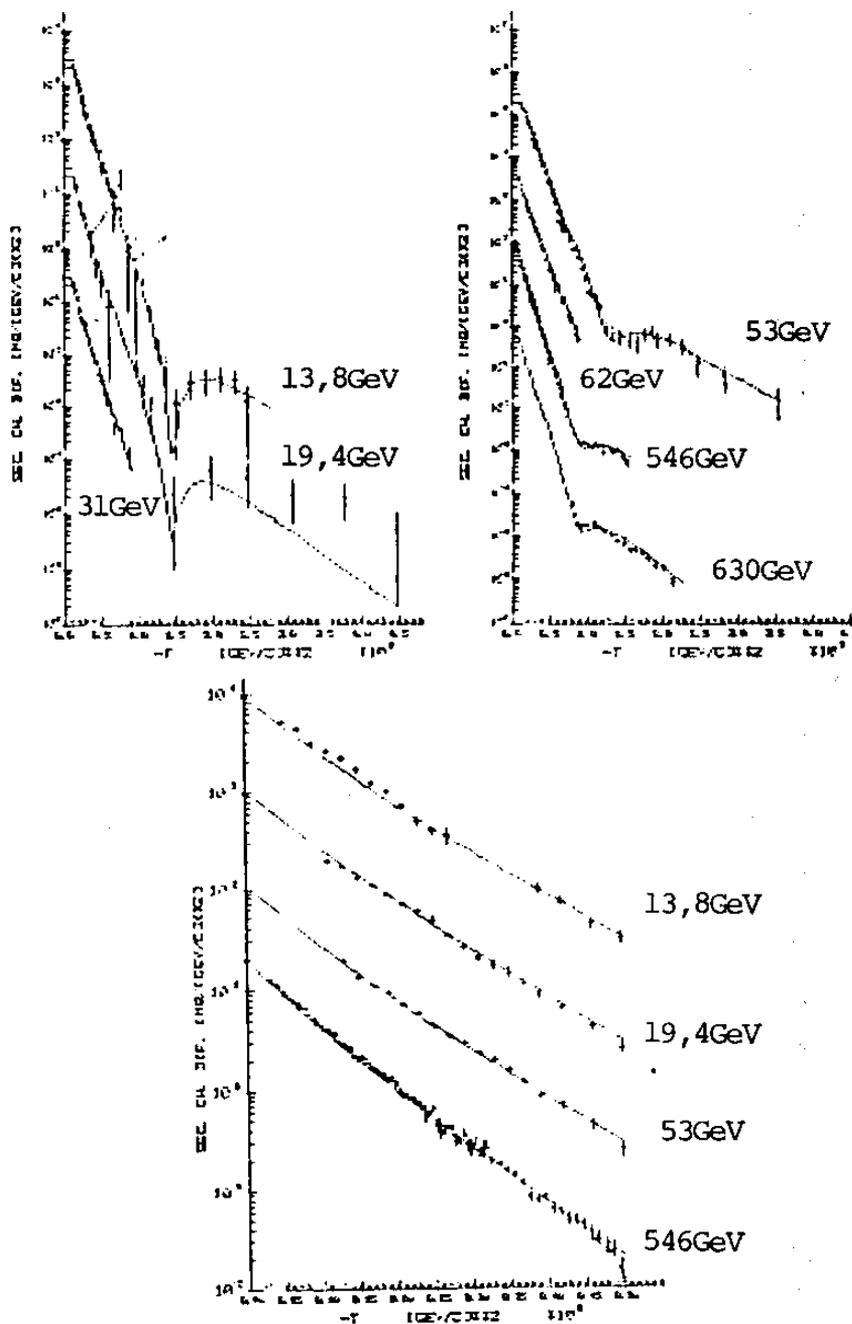


Figura 5.11. Seção de choque diferencial obtida através das parametrizações: $C_{pp} = (9,1030) \exp\{(0,004010) (\ln s)^2\}$ (equação 5.1), $\alpha_{pp}^2 = (0,8459) (\ln s) - (0,3386)$ (equação 5.3) e para $\beta^2 = 1,55$ $(\text{GeV}/c)^2$ e $a^2 = 8,2 (\text{GeV}/c)^2$. Os fatores de escala são análogos aos das figuras 4.11 e 4.14.

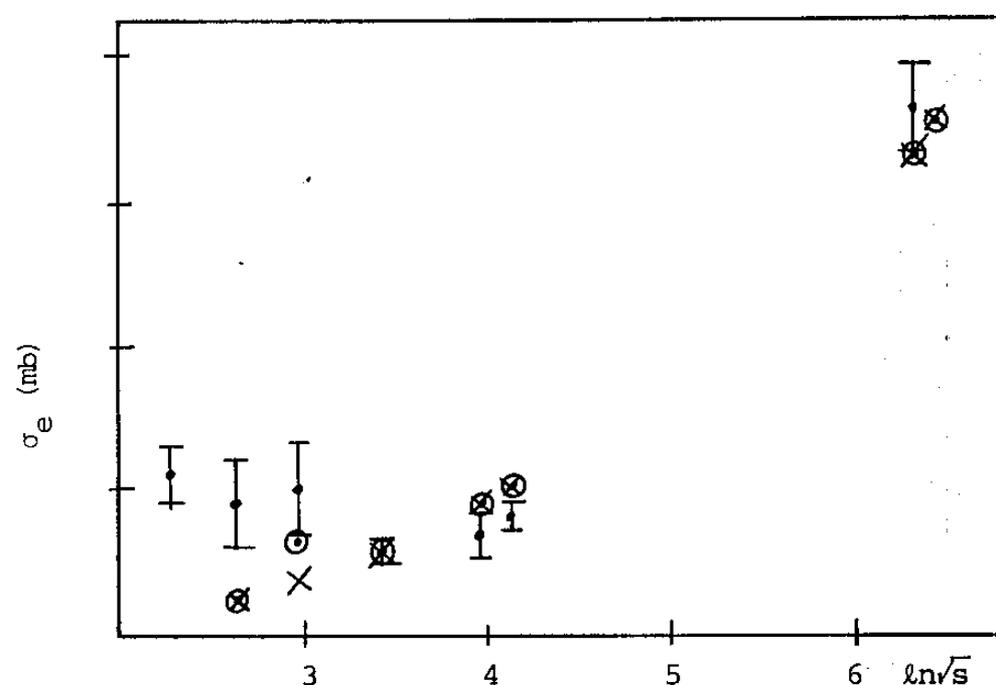


Figura 5.12. Valores previstos da seção de choque elástica para $\beta^2 = 1,55$ $(\text{GeV}/c)^2$, $a^2 = 8,2 (\text{GeV}/c)^2$, $C(s)$ da equação 5.1 e $\alpha^2(s)$ das equações 5.2(X) e 5.3(O).

Comparados com os dados experimentais os resultados, tanto para $d\sigma/dt$ como σ_e , não apresentam diferenças significativas para parametrizações de α^2 tipo exponencial ou tipo potência. A diferença está no ponto de cruzamento das curvas de parametrizações de α^2 para as reações pp e $\bar{p}p$, como mostram as partes (b) e (c) da figura 5.9. Esse aspecto é discutido na seção 5.3.1.3.

5.3.1.2. Função de Perfil

Através da equação (4.10) calculou-se a função de

perfil em $b = 0$, para as duas parametrizações de α^2 . A figura 5.13 mostra os resultados juntamente com os obtidos para a reação pp (capítulo IV). No caso dessa reação os resultados foram comparados com os obtidos por Amaldi-Schubert e Chou (figuras 4.27 e 4.28). Para a reação $\bar{p}p$ os valores de $P(0)$ obtidos por Fearnley⁽⁹⁰⁾ para as energias de 9,78GeV, 53 GeV e 546GeV, através do ajuste da seção de choque diferencial, são mostrados na figura 5.14. Vê-se que os resultados são consistentes, a menos da energia de 9,78GeV que não entra na análise presente.

5.3.1.3. Sobre o cruzamento de $\alpha^2(s)$ para pp e $\bar{p}p$

Da figura 5.9 vê-se que para as duas parametrizações de α^2 em função da energia há um cruzamento das curvas correspondentes às reações pp e $\bar{p}p$. A diferença está no ponto de cruzamento:

$$(\sqrt{s})_{\text{cruz.}} \approx 63 \text{ GeV para } \alpha^2(s) \text{ tipo exponencial}$$

$$(\sqrt{s})_{\text{cruz.}} \approx 168 \text{ GeV para } \alpha^2(s) \text{ tipo potência.}$$

Da equação (4.5), $r^2 \propto 1/\alpha^2$ e do ponto de vista geométrico $\sigma_T \propto r^2$ (equação 4.1). Embora essa proporcionalidade entre σ_T e r^2 não seja verificada para as energias acima do ISR, o cruzamento de $\alpha_{pp}^2(s)$ e $\alpha_{\bar{p}p}^2(s)$ pode indicar um cruzamento em algum ponto de σ_T^{pp} e $\sigma_T^{\bar{p}p}$ em função de $\ln\sqrt{s}$.

Para verificar se esse cruzamento é devido a uma

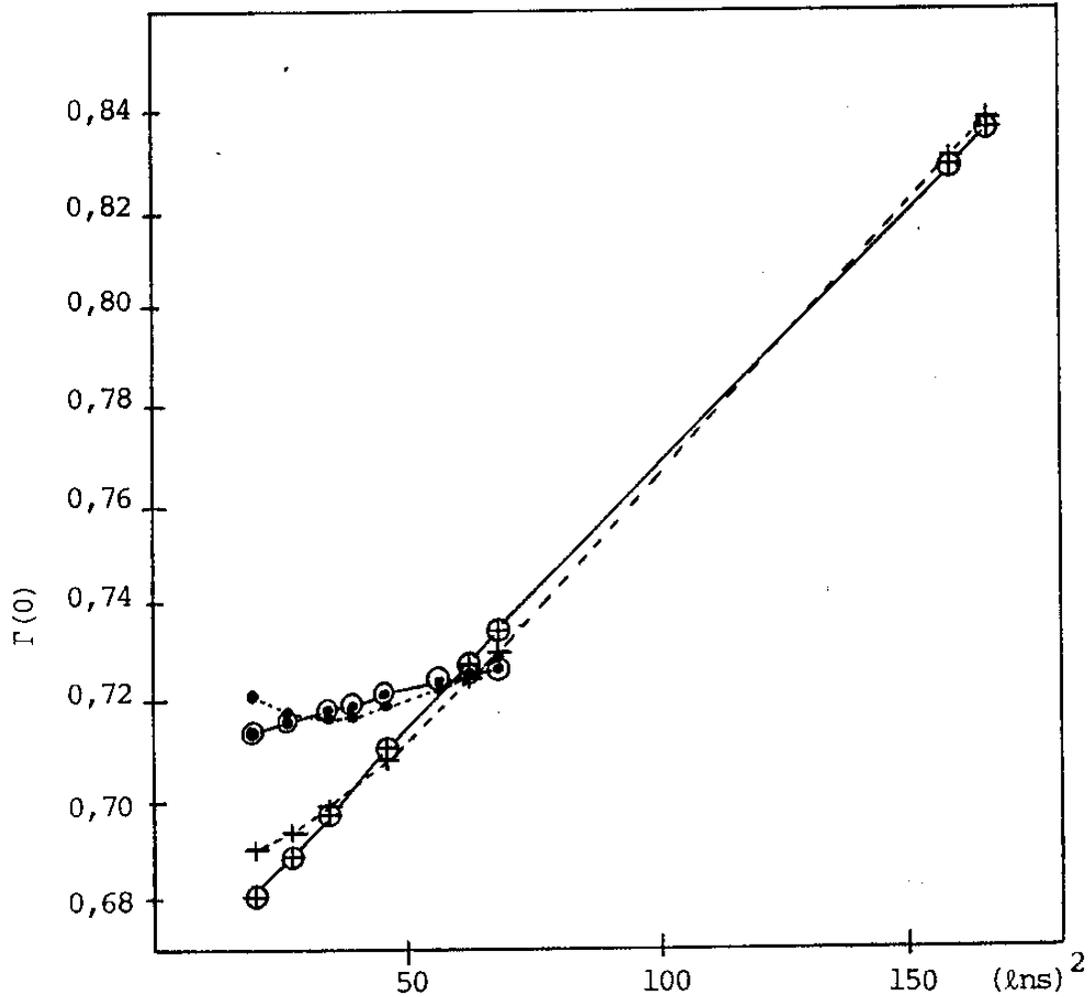


Figura 5.13. Função de perfil em $b=0$: reação $\bar{p}p$ com $\alpha^2(s)$ tipo exponencial (\ominus , —) e tipo potência (+, - - - -); reação pp com $\alpha^2(s)$ tipo exponencial (\ominus , —) e tipo potência (\bullet , - - - -). C_{pp}^- e C_{pp} são obtidas, respectivamente, das equações 5.1 e 4.6 e tem-se $\beta_{pp}^2 = 1,8 (\text{GeV}/c)^2$, $\beta_{\bar{p}p}^2 = 1,55 (\text{GeV}/c)^2$, $a_{pp}^2 = a_{\bar{p}p}^2 = 8,2 (\text{GeV}/c)^2$.

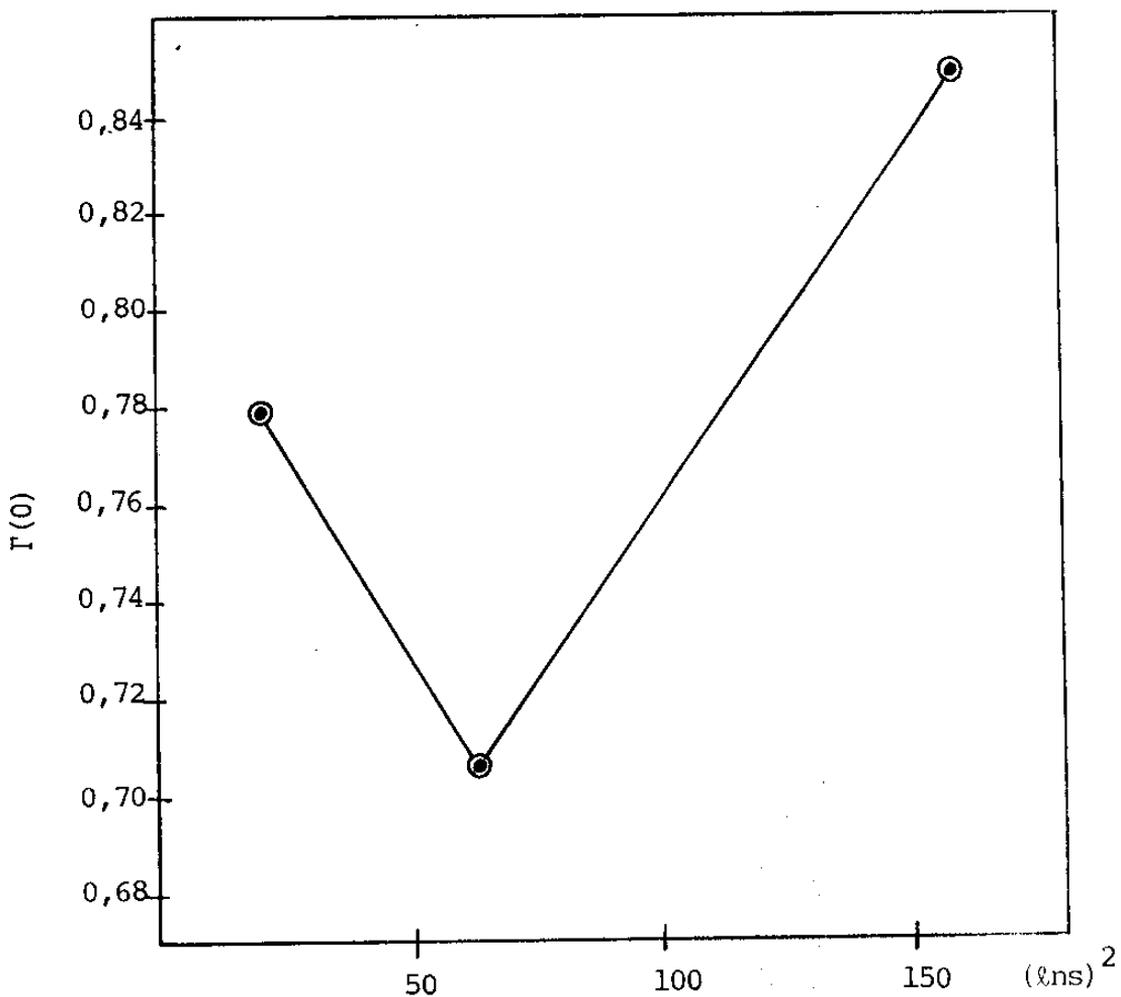


Figura 5.14. Valores da função de perfil em $b=0$ obtidos por Beamley⁽⁹⁰⁾ através de ajuste da seção de choque diferencial para as energias de 9,78GeV, 53GeV e 546GeV.

escolha inadequada do conjunto de pontos parametrizados, tes
 tou-se quatro seleções diferentes de valores de α^2 e C:

1. Pontos sã para $\sqrt{s} \geq 23\text{GeV}$ (ISR + SPS)

1.1. Valores de ρ e σ_T previstos por Amaldi para $\bar{p}p$
 na região do SPS.

1.2. Valores experimentais e estimados de ρ e σ_T pa
 ra $\bar{p}p$ na região do SPS.

2. Parametrizações em função de $\ln\sqrt{s}$

2.1. Exclusão somente de $\sqrt{s} = 9,78\text{GeV}$ para pp e $\bar{p}p$.

2.2. Exclusão de $\sqrt{s} = 13,8\text{GeV}$ para $\bar{p}p$ e inclusão dos
 valores de α^2 de $\bar{p}p$ em $\sqrt{s} = 546$ e 630GeV na pa-
 rametrização de pp.

A respeito da seleção 2.2, a razão para a exclusão
 da energia de $13,8\text{GeV}$ para $\bar{p}p$ é baseada na proporcionalida
 de entre $1/\alpha^2$ e σ_T na região do ISR. Considerando-se a para
 metrização de Amaldi⁽⁹¹⁾ (figura 5.18), há uma aproximação
 suave entre σ_T^{pp} e $\sigma_T^{\bar{p}p}$, de modo que o mesmo se espera de
 α_{pp}^2 e $\alpha_{\bar{p}p}^2$. A energia de $13,8\text{GeV}$ é a única que foge a tal
 tendência. Por outro lado, sobre a inclusão dos valores de
 $\alpha_{\bar{p}p}^2$ a 546 e 630GeV na parametrização do pp, não se pode es-
 timar α_{pp}^2 só com o valor da seção de choque total previsto
 por Amaldi: α^2 é determinado através do ajuste da seção de
 choque diferencial e não existem dados da reação pp na região

do SPS. Por isso, uma estimativa possível é a inclusão do valor obtido para α^2 da reação $\bar{p}p$ a 546 e 630 GeV na parametrização de pp .

A seguir apresenta-se as análises baseadas nessas seções.

1. Pontos para $\sqrt{s} \geq 23 \text{ GeV}$

Para esse conjunto as tendências sugeridas pelos valores de α^2 e C para a reação pp na região do ISR fornecem:

$$\alpha_{pp}^2 = (0,5195) - (0,001593) (\ln s)^2, \quad CC = 0,98 \quad (5.4)$$

$$C_{pp} = (8,352) + (0,0431) (\ln s)^2, \quad CC = 1,0 \quad (5.5)$$

Para a reação $\bar{p}p$ testou-se as mesmas tendências. Utilizando-se as previsões de Amaldi para ρ e σ_T na região do SPS obteve-se:

$$\alpha_{\bar{p}p}^2 = (0,4391) - (0,0004580) (\ln s)^2, \quad CC = 0,98 \quad (5.6)$$

$$C_{\bar{p}p} = (7,3870) + (0,06330) (\ln s)^2, \quad CC = 1,0 \quad (5.7)$$

Por outro lado, com os valores experimental e estimado de ρ e σ_T , na região do SPS:

$$\alpha_{pp}^2 = (0,4363) - (0,0004106) (\ln s)^2, \quad CC = 0,98 \quad (5.8)$$

$$C_{pp} = (7,8302) + (0,05580) (\ln s)^2, \quad CC = 1,0. \quad (5.9)$$

A figura 5.15 mostra as curvas correspondentes a essas parametrizações. Nota-se que o cruzamento também ocorre e, neste caso, para \sqrt{s} no final da região do ISR.

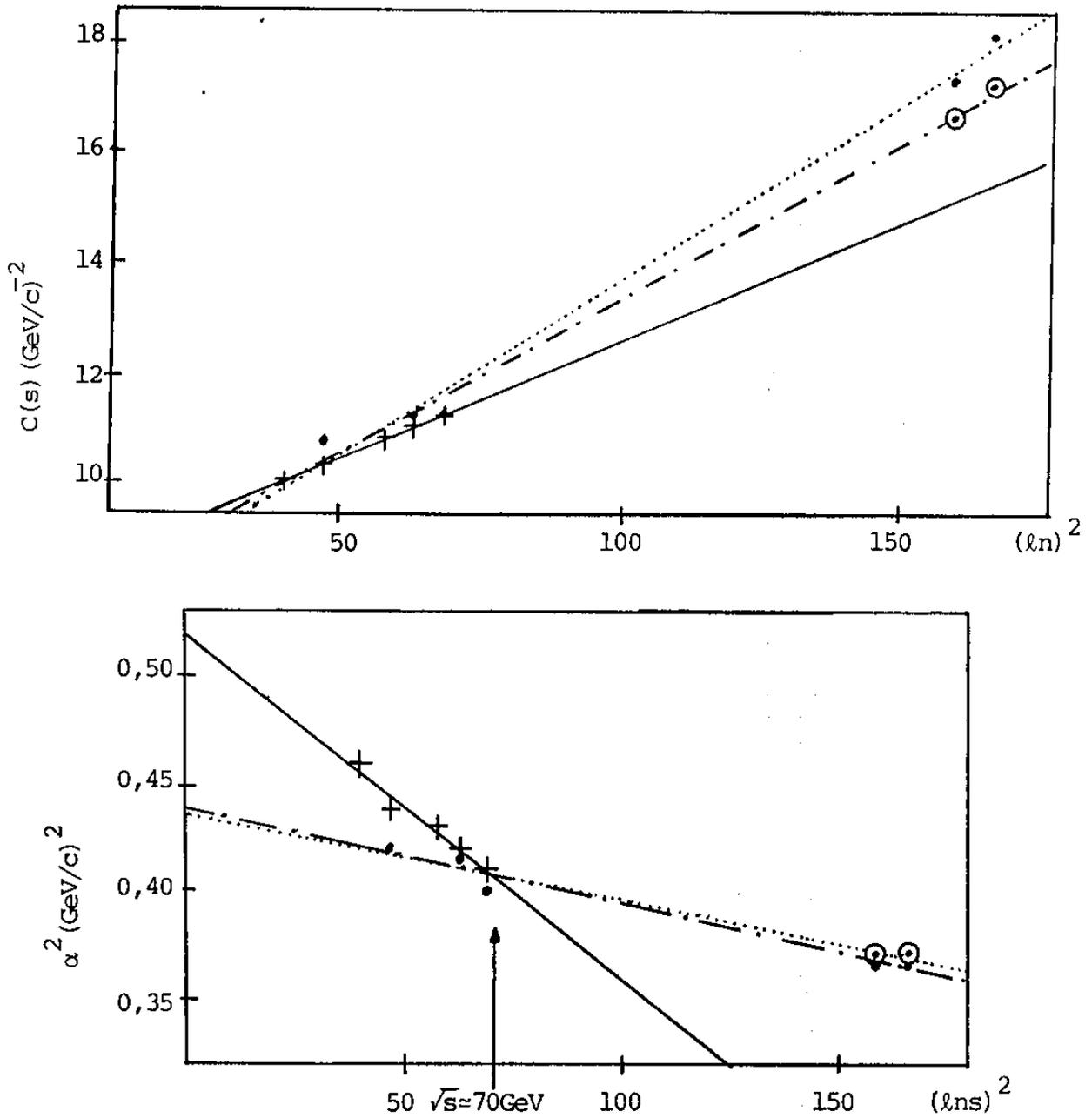


Figura 5.15. Parametrizações de pontos com $\sqrt{s} \geq 23 \text{ GeV}$ para as reações $pp(+)$ e $\bar{p}p(\bullet, \circ)$: equações 5.4 e 5.5 (—); equações 5.6 e 5.7 (— · — ·); equações 5.8 e 5.9 (····). Na região do SPS utilizou-se para ρ e σ_T as previsões de Amaldi (\bullet) e os valores experimental e estimado (\circ).

2. Parametrizações em função de $\ln\sqrt{s}$

2.1. Exclusão somente de $\sqrt{s} = 9,8\text{GeV}$ para pp e $\bar{p}p$ e previsões de Amaldi para $\bar{p}p$ no SPS.

Obteve-se para α^2 as seguintes parametrizações:

$$\alpha_{pp}^2 = (0,6691) (\ln\sqrt{s})^{-(0,3387)} , \quad CC = 0,99 \quad (5.10)$$

$$\alpha_{\bar{p}p}^2 = (0,5385) (\ln\sqrt{s})^{-(0,2057)} , \quad CC = 0,93 \quad (5.11)$$

As curvas correspondentes são mostradas na figura 5.16. O cruzamento ocorre em $\sqrt{s} \approx 150\text{GeV}$.

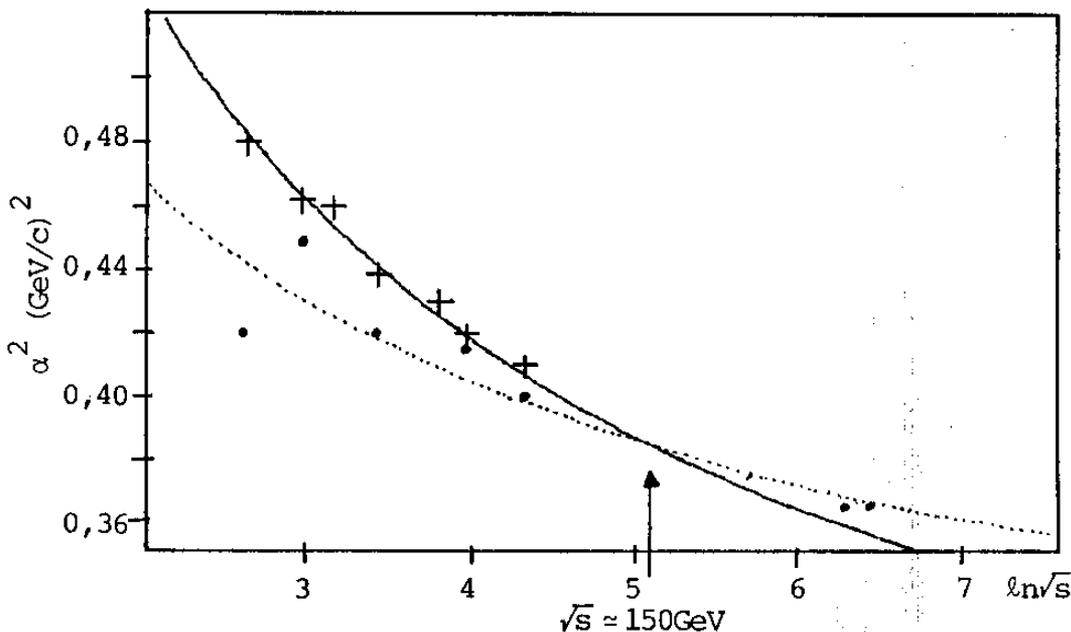


Figura 5.16. Parametrizações de α^2 para $\sqrt{s} > 10\text{GeV}$, para reações $pp(+)$ e $\bar{p}p(\cdot)$: equação 5.10(—), equação 5.11(.....).

2.2. Exclusão de $\sqrt{s} = 13,8\text{GeV}$ para $\bar{p}p$ e inclusão de α^2 do $\bar{p}p$ na parametrização de pp .

A figura 5.17 mostra as parametrizações obtidas para $\alpha^2(s)$ e $C(s)$. As parametrizações de $\alpha^2(s)$ para pp e $\bar{p}p$ estão de acordo, até $\sqrt{s} \sim 630\text{GeV}$, com as previsões do modelo geométrico ($\sigma_T \propto 1/\alpha^2$), se é aceita a parametrização de Amaldi (curva contínua na figura 5.17) como representante real dos dados experimentais. Entretanto, há um cruzamento em $\sqrt{s} \sim 650\text{GeV}$ e um cruzamento em $C(s)$ para $\sqrt{s} \sim 150\text{GeV}$.

DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

O teorema de Pomeranchuk prevê que a energias suficientemente altas, a seção de choque total de reações partícula-partícula e partícula-antipartícula se aproximam assintoticamente do mesmo limite:

$$\sigma_T^{pp} - \sigma_T^{\bar{p}p} \xrightarrow{s \rightarrow \infty} 0 .$$

Se se considera que esse limite esteja sendo atingido na região do SPS os resultados obtidos são discrepantes com o teorema. Entretanto, pode-se especular sobre as implicações de alguns resultados experimentais. A figura 5.18 mostra⁽¹⁾ os dados experimentais da seção do choque total junto com parametrizações de Amaldi, Baumel e Block e Cahn e um dado da radiação cósmica, publicado por Gaisser⁽⁹²⁾ em 1981:

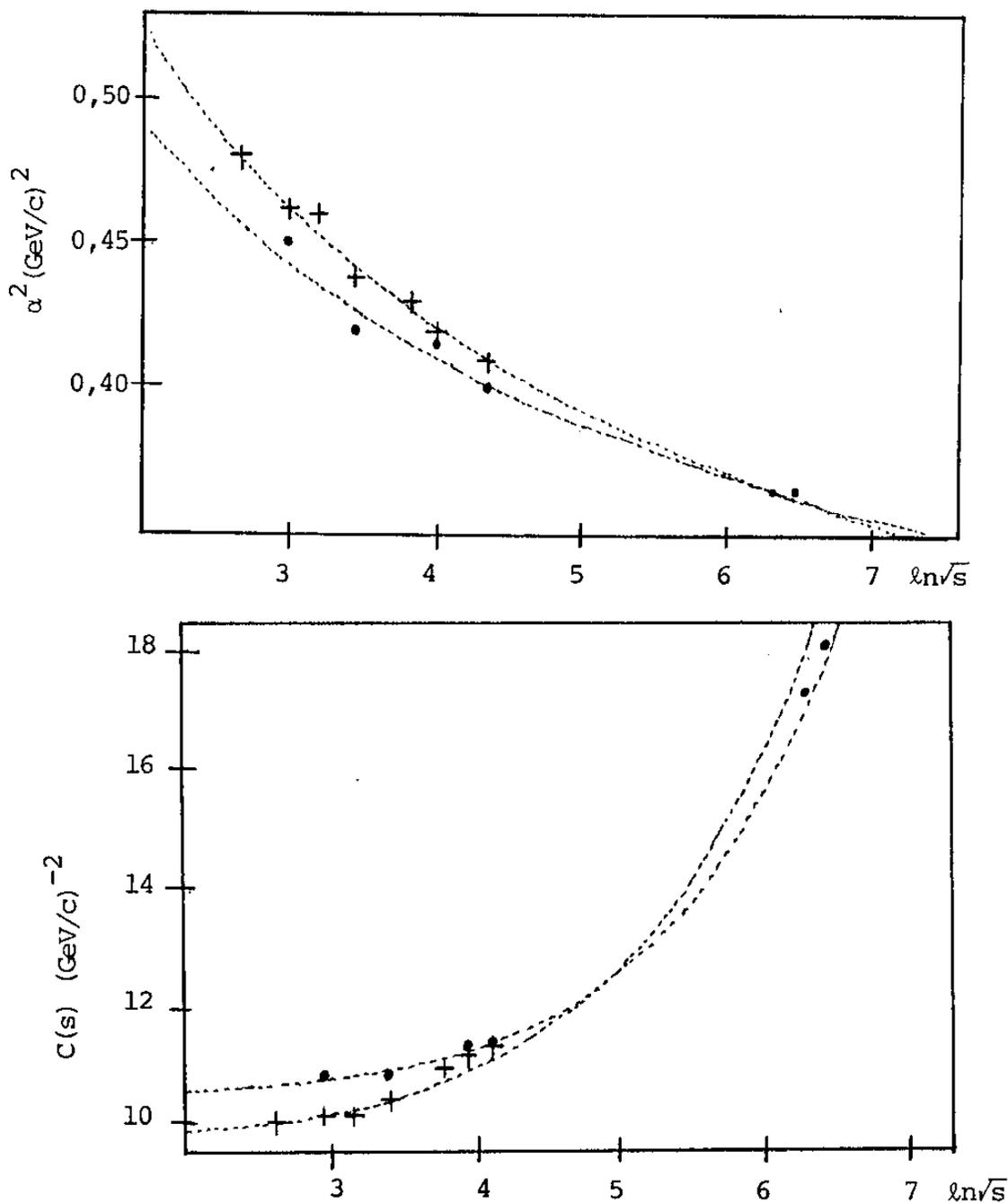


Figura 5.17. Parametrizações de α^2 e C para as reações pp (+) e $\bar{p}p$ (•) excluindo-se $\sqrt{s} = 13,8 \text{ GeV}$ do pp e incluindo-se nessa parametrização os valores de α^2 e C obtidos para $\bar{p}p$ na região do SPS.

$$\sigma_T^{pp} = 70 \pm 10 \text{ mb} .$$

Incluindo na figura o valor $\sigma_T^{\bar{p}p} = 60,0 \text{ mb}$ obtido para $\rho = 0,24$ vê-se que não é inconsistente a possibilidade de um cruzamento para algum valor de $\sqrt{s} \gtrsim 100 \text{ GeV}$, de modo que σ_T^{pp} se torne maior que $\sigma_T^{\bar{p}p}$. Por outro lado, Kluit e Timmermans⁽⁹³⁾ recentemente fizeram uma análise, através de relações de dispersão, da medida $\rho = 0,24 \pm 0,04$. Obtêm várias parametrizações de σ_T e ρ , considerando dois casos: σ_T^{pp} e $\sigma_T^{\bar{p}p}$ assintoticamente iguais e assintoticamente diferentes. Uma das parametrizações prevê um cruzamento em $\sigma_T \times \ln \sqrt{s}$,

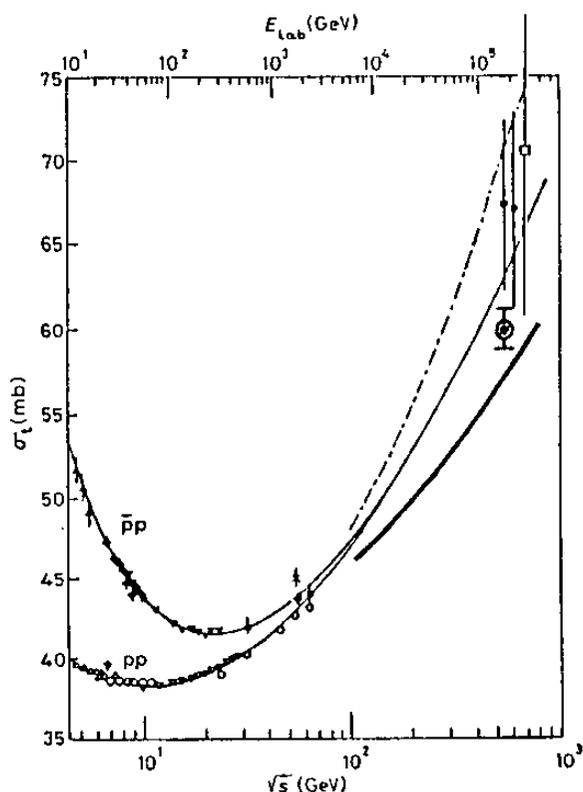


Figura 5.18. Seção de choque total das reações pp e $\bar{p}p$ ⁽¹⁾. Curvas: parametrizações de Amaldi^(91,104) (—), Baumel⁽¹⁰⁵⁾ (---) e Block e Cahn^(106,107) (- . -). Incluído na figura o valor $\sigma_T = 60,0 \pm 2,0 \text{ mb}$ (\odot).

em torno de $\sqrt{s} = 90\text{GeV}$, como mostra a figura 5.19.

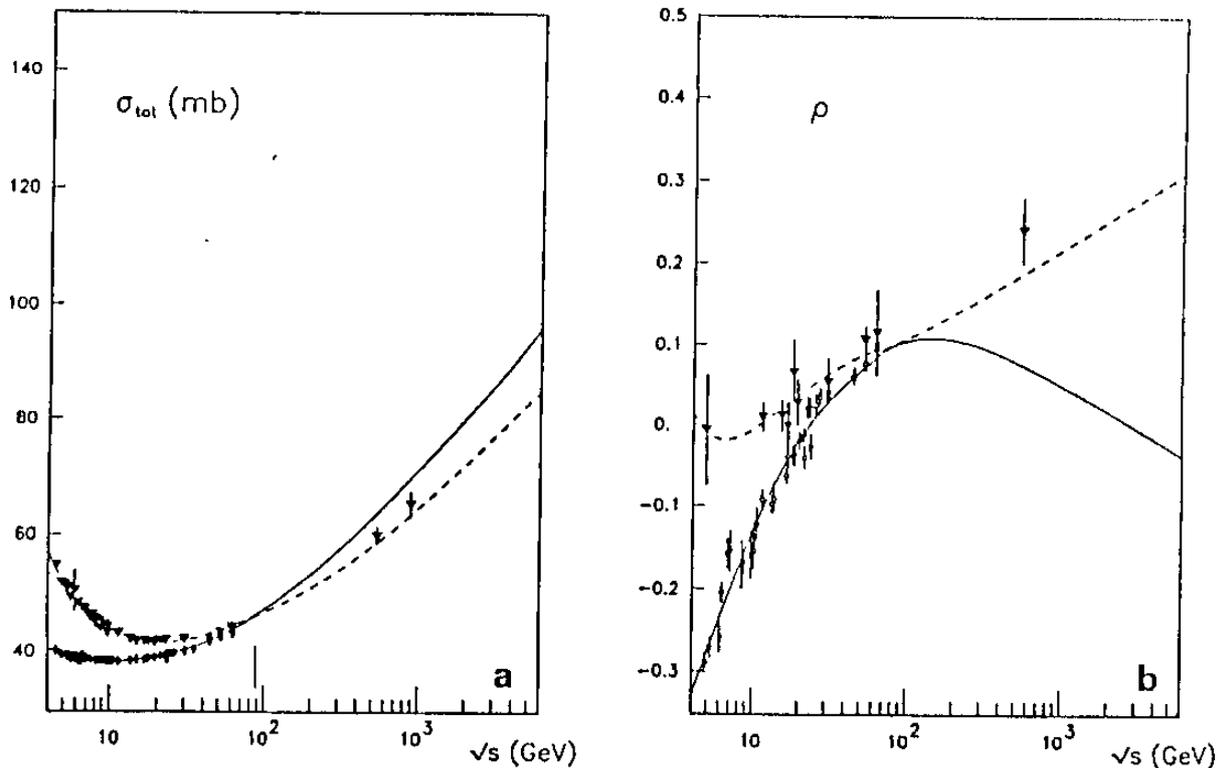


Figura 5.19. Parametrizações de Timmermans e Kluit⁽⁹³⁾ para σ_T e ρ .

Como discutido no final da seção 5.2, existem incertezas a respeito do valor $\rho = 0,24$, o que torna os resultados de Kluit e Timmermans questionáveis. Entretanto, o que se pode dizer é que existem indicações a respeito do cruzamento de σ_T^{pp} e $\sigma_T^{\bar{p}p}$ em função da energia. Essas indicações são também previstas no formalismo presente.

Em termos dos objetivos deste trabalho, os problemas "patológicos" entre σ_T e \sqrt{s} podem ser evitados buscando-se parametrizações de α^2 e C em função de σ_T , o que é feito na seção seguinte.

5.3.2. Parametrizações em função da seção de choque total

No caso da reação pp , a parametrização de α^2 em função de σ_T foi feita observando-se que para $\sqrt{s} > 10\text{GeV}$, $\sigma_T \alpha^2 \sim$ constante (equações 4.12 e 4.13). Entretanto, da tabela 5.3 e figura 5.8, na passagem do ISR para o SPS, α^2 tende a um valor constante, enquanto σ_T cresce com a energia. Os valores de $\sigma_T \alpha^2$ para a reação $\bar{p}p$ são mostrados na tabela 5.3. Desse modo o procedimento do capítulo IV não pode ser utilizado. Por outro lado, o gráfico dos valores de α^2 e C para pp e $\bar{p}p$ (tabelas 4.7 e 5.3) em função de σ_T mostra que, à exceção dos valores correspondentes à energia de 9,78GeV, todos os demais pontos apresentam uma mesma tendência (figura 5.20). Excluindo-se essa energia obteve-se as seguintes parametrizações, que descrevem conjuntamente as duas reações:

$$C_{\text{par}}(\sigma_T) = (0,12972)\sigma_T^{(1,1858)}, \quad CC = 0,999 \quad (5.12)$$

$$\alpha_{\text{par}}^2(\sigma_T) = \{(2,75)[1 - (193,344)e^{-(0,17236)\sigma_T^{-1}}]\}, \quad CC=0,996 \quad (5.13)$$

A figura 5.21 mostra as curvas correspondentes a essas equações, junto com os valores de ajuste de α^2 e C .

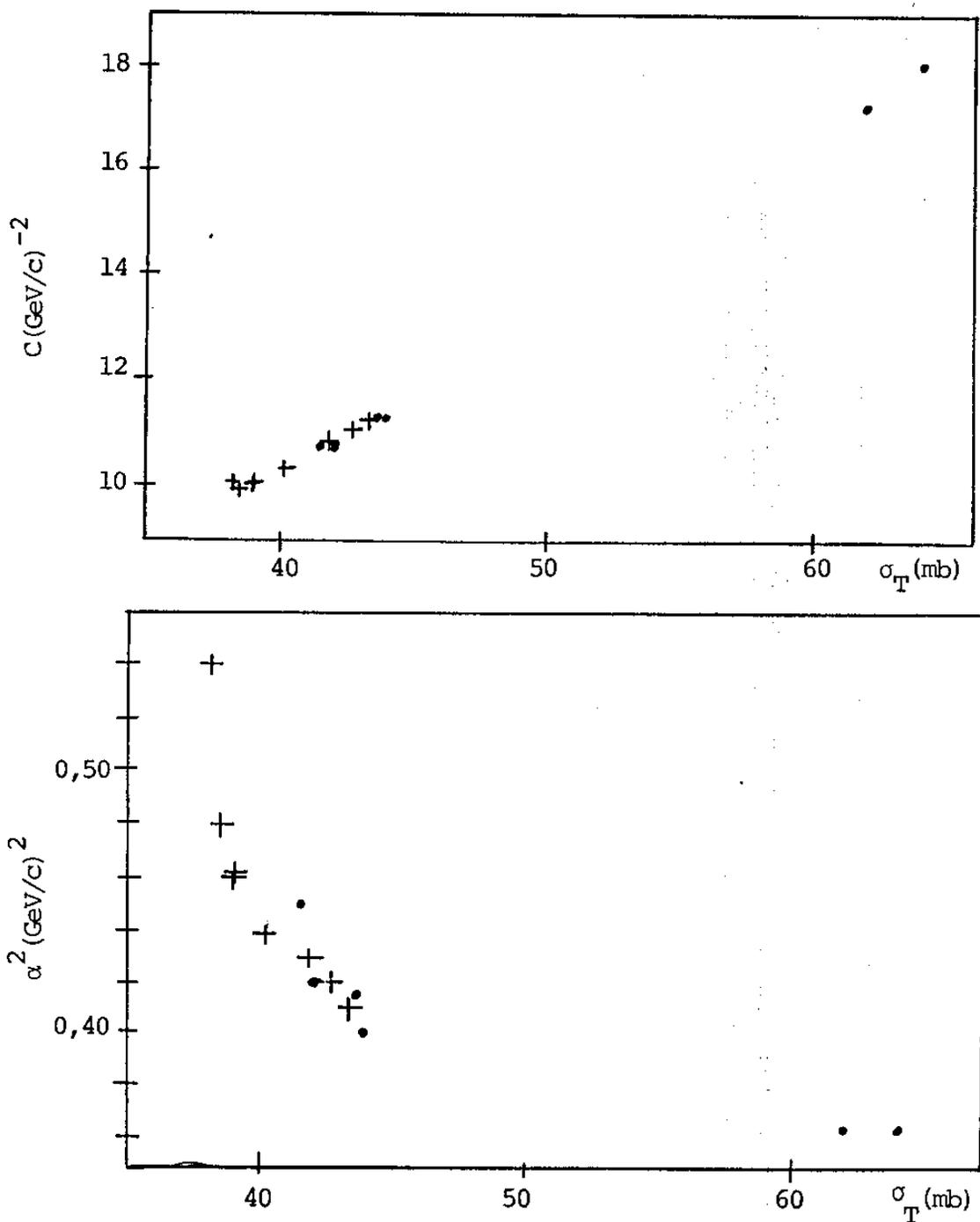


Figura 5.20. Valores de C e α^2 (tabela 4.7 para $a^2=8,2(\text{GeV}/c)^2$ e tabela 5.2) em função de σ_T para as reações pp (+) e $\bar{p}p$ (*). Os pontos na região do SPS são os obtidos com as previsões de Amaldi para σ_T e ρ .

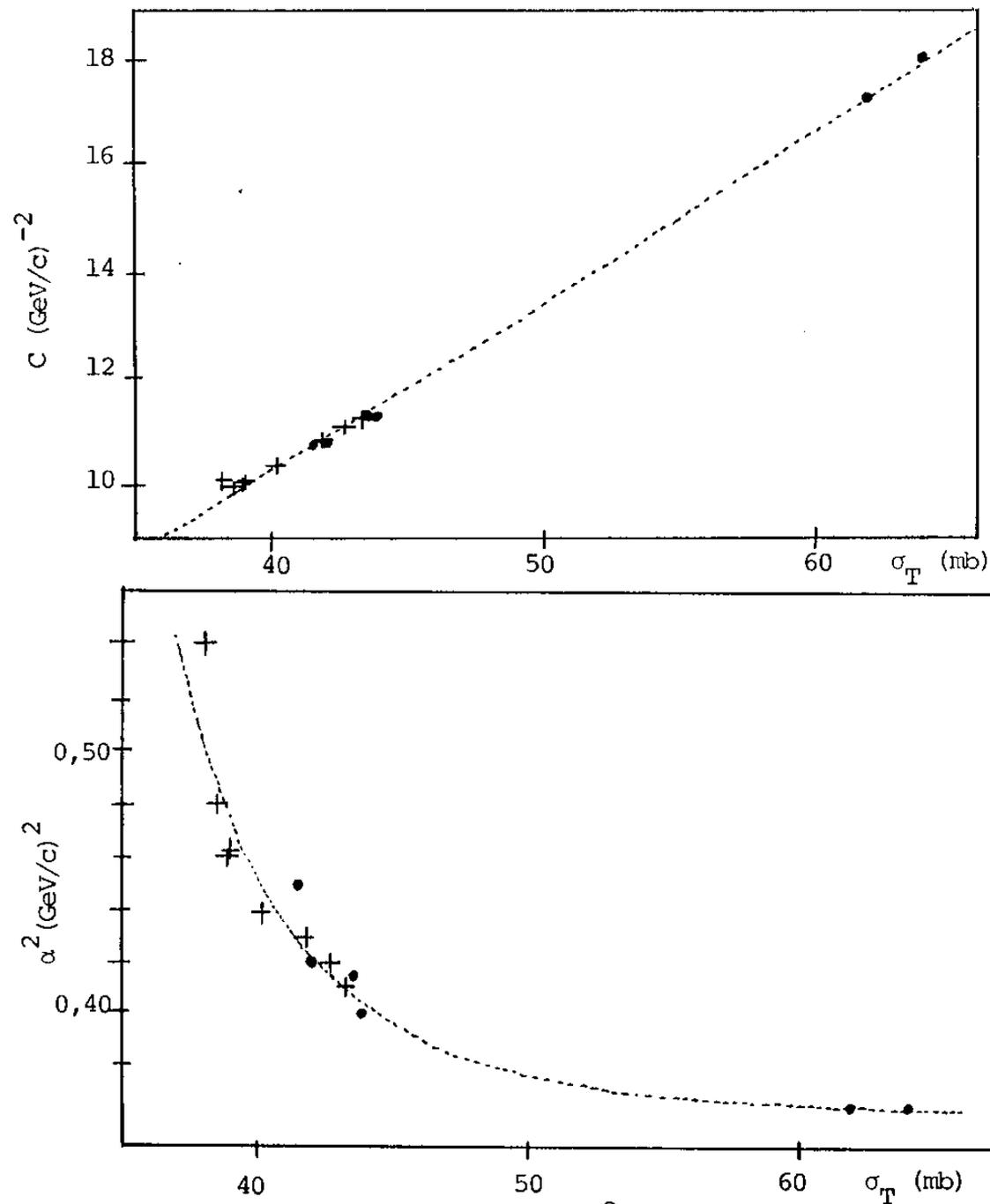


Figura 5.21. Parametrizações de C e α^2 em função da seção de choque total para as reações pp (+) e $\bar{p}p$ (•). As curvas são obtidas das equações 5.12 e 5.13.

Com esse formalismo, para as reações pp e $\bar{p}p$, na região $10 \lesssim \sqrt{s} \lesssim 630\text{GeV}$, tem-se:

$$a_{pp}^2 = a_{\bar{p}p}^2 = 8,2(\text{GeV}/c)^2$$

$$\beta_{pp}^2 = 1,8(\text{GeV}/c)^2$$

$$\beta_{\bar{p}p}^2 = 1,55(\text{GeV}/c)^2$$

$$(\sigma_T)_{\text{exp}} \xrightarrow{\text{equações 5.12 e 5.13}} \frac{\alpha^2}{c}$$

Nas tabelas 5.4 e 5.5 são mostrados os valores de "entrada" (σ_T, ρ) , os valores de α_{par}^2 e c_{par} , obtidos das equações 5.12 e 5.13 e as previsões para $(\sigma_e)_{\text{teo}}$, $(\sigma_e)_{\text{teo}}/(\sigma_T)_{\text{exp}}$, $\Gamma(0)$, $\sqrt{r^2}$, $(\sigma_T)_{\text{exp}}\alpha_{\text{par}}^2$ e $(\sigma_T)_{\text{exp}}/\overline{r^2}$, que serão utilizados nas seções seguintes. Para comparação, calculou-se também os valores previstos para a energia de 9,78GeV. Nas figuras 5.22 a 5.26 compara-se as previsões com os dados experimentais.

\sqrt{s} (GeV)	"entradas"		α_{par}^2 (GeV/c) ²	C_{par} (GeV/c) ⁻²	$(\sigma_e)_{\text{teo}}$ (mb)	$\frac{(\sigma_e)_{\text{teo}}}{(\sigma_T)_{\text{exp}}}$	$(\sigma_T)_{\text{exp}} \alpha_{\text{par}}^2$ [mb(GeV/c) ²]	$\Gamma(0)$	$\sqrt{r^2}$ (fm)	$(\sigma_T)_{\text{exp}} / r^2$ (mb / fm ²)
	σ_T (mb)	ρ								
9,78	38,2	0,16	0,496	9,750	6,523	0,1708	18,947	0,7212	0,775	63,60
13,8	38,46	0,074	0,488	9,829	6,517	0,1695	18,768	0,7203	0,780	63,22
19,4	38,98	0,019	0,474	9,987	6,576	0,1687	18,477	0,7192	0,789	62,62
23	38,94	0,020	0,475	9,975	6,569	0,1687	18,497	0,7193	0,788	62,71
31	40,14	0,042	0,450	10,340	6,800	0,1694	18,060	0,7194	0,806	61,79
45	41,79	0,062	0,425	10,846	7,149	0,1711	17,761	0,7229	0,824	61,55
53	42,67	0,078	0,415	11,117	7,353	0,1723	17,708	0,7259	0,832	61,64
62	43,32	0,095	0,409	11,319	7,516	0,1735	17,718	0,7288	0,837	61,84

Tabela 5.4. Análise pp ($a^2 = 8,2(\text{GeV}/c)^2$, $\beta^2 = 1,8(\text{GeV}/c)^2$). Os valores de α_{par}^2 e C_{par} são obtidos das equações 5.12 e 5.13.

\sqrt{s} (GeV)	"entradas"		α_{par}^2 (GeV/c) ²	C_{par} (GeV/c) ⁻²	$(\sigma_e)_{\text{teo}}$ (mb)	$\frac{(\sigma_e)_{\text{teo}}}{(\sigma_T)_{\text{exp}}}$	$(\sigma_T)_{\text{exp}} \alpha_{\text{par}}^2$ [mb (GeV/c) ²]	$\Gamma(0)$	$\sqrt{r^2}$ (fm)	$(\sigma_T)_{\text{exp}} / r^2$ (mb / fm ²)
	σ_T (mb)	ρ								
9,78	43,86	0,005	0,404	11,486	7,519	0,1714	17,719	0,7165	0,854	60,14
13,8	42,04	0,014	0,422	10,923	7,101	0,1689	17,741	0,7088	0,839	59,72
19,4	41,51	0,029	0,428	10,760	6,985	0,1683	17,766	0,7067	0,835	59,54
31	42,00	0,065	0,422	10,911	7,104	0,1691	17,724	0,7084	0,839	59,67
53	43,65	0,101	0,406	11,421	7,506	0,1720	17,722	0,7156	0,853	59,99
62	43,90	0,12	0,404	11,499	7,582	0,1727	17,736	0,7169	0,854	60,19
546	61,90	0,15	0,365	17,282	12,723	0,2056	22,594	0,8300	0,889	78,32
630	64,0	0,15	0,365	17,979	13,361	0,2088	23,360	0,8417	0,889	80,98

Tabela 5.5. Análise $\bar{p}p$ ($a^2 = 8,2$ (GeV/c)², $\beta^2 = 1,55$ (GeV/c)²). Os valores de α_{par}^2 e C_{par} são os obtidos das equações 5.12 e 5.13.

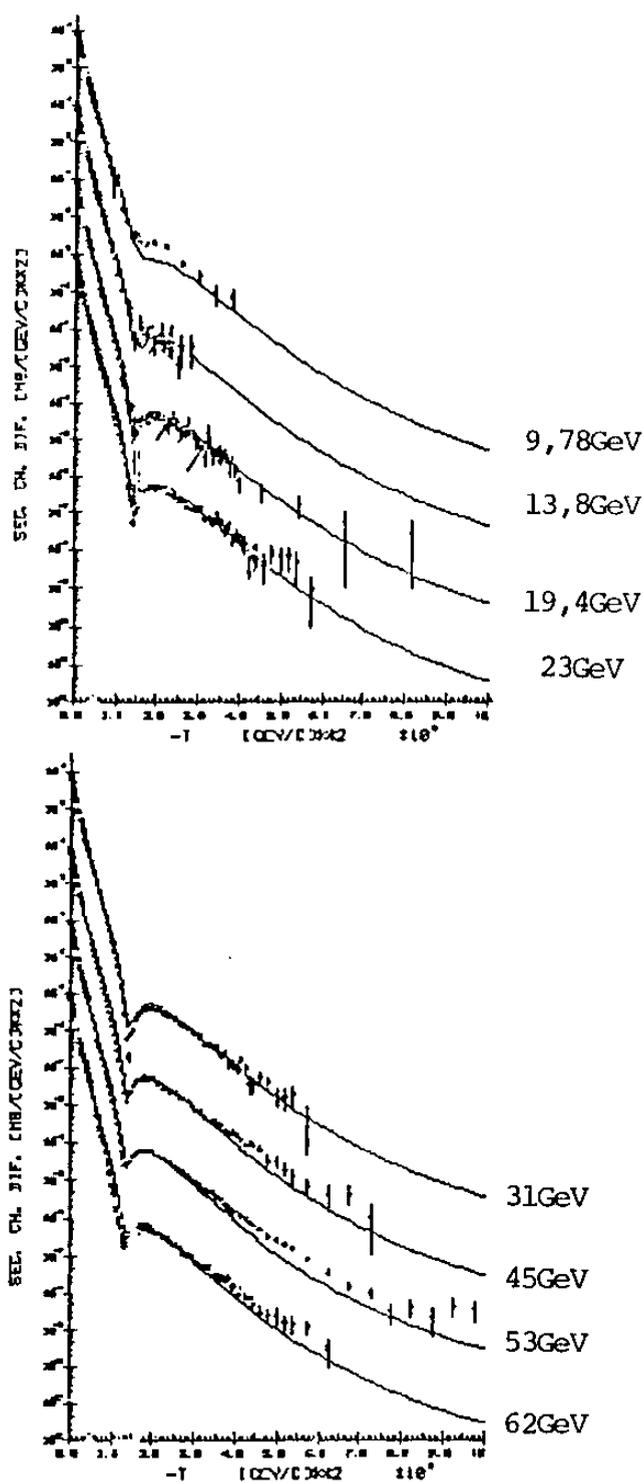


Figura 5.22. Seção de choque diferencial para a reação pp (parâmetros da tabela 5.4). Os fatores de escala são os da figura 4.11.

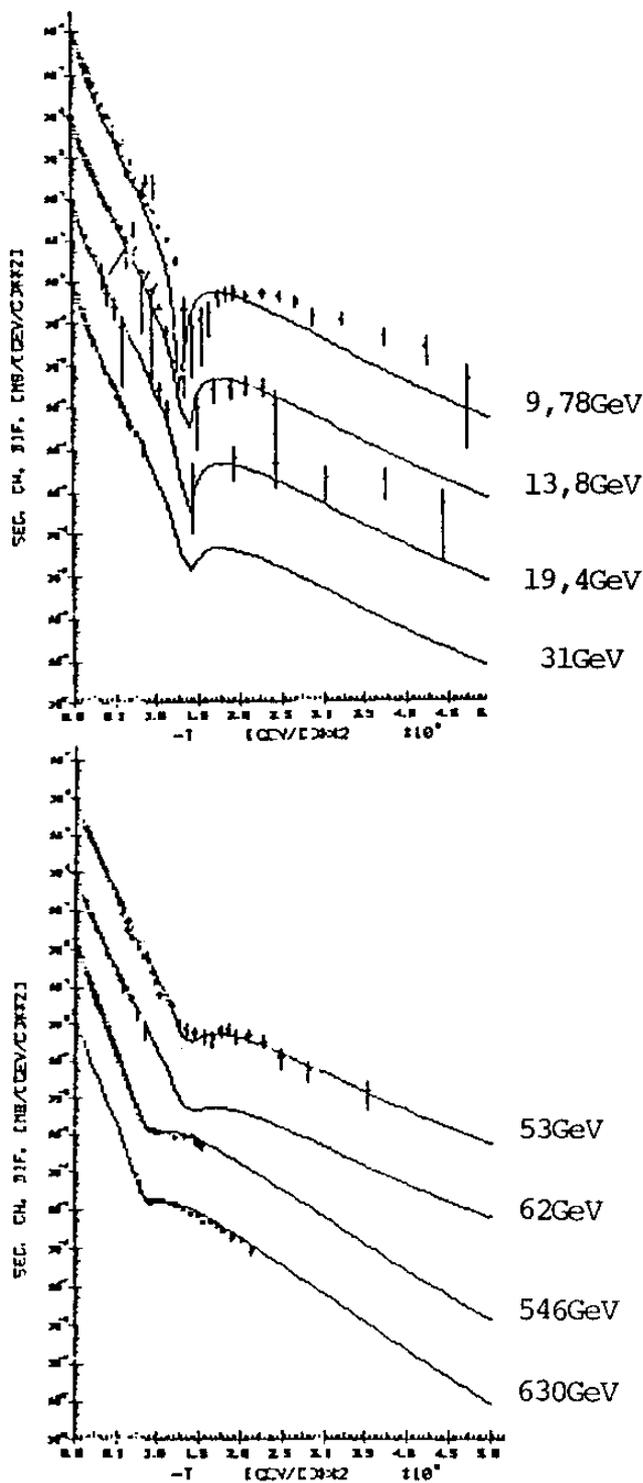


Figura 5.23. Seção de choque diferencial para a reação $\bar{p}p$ (parâmetros da tabela 5.5). Os fatores de escala são os da figura 4.11.

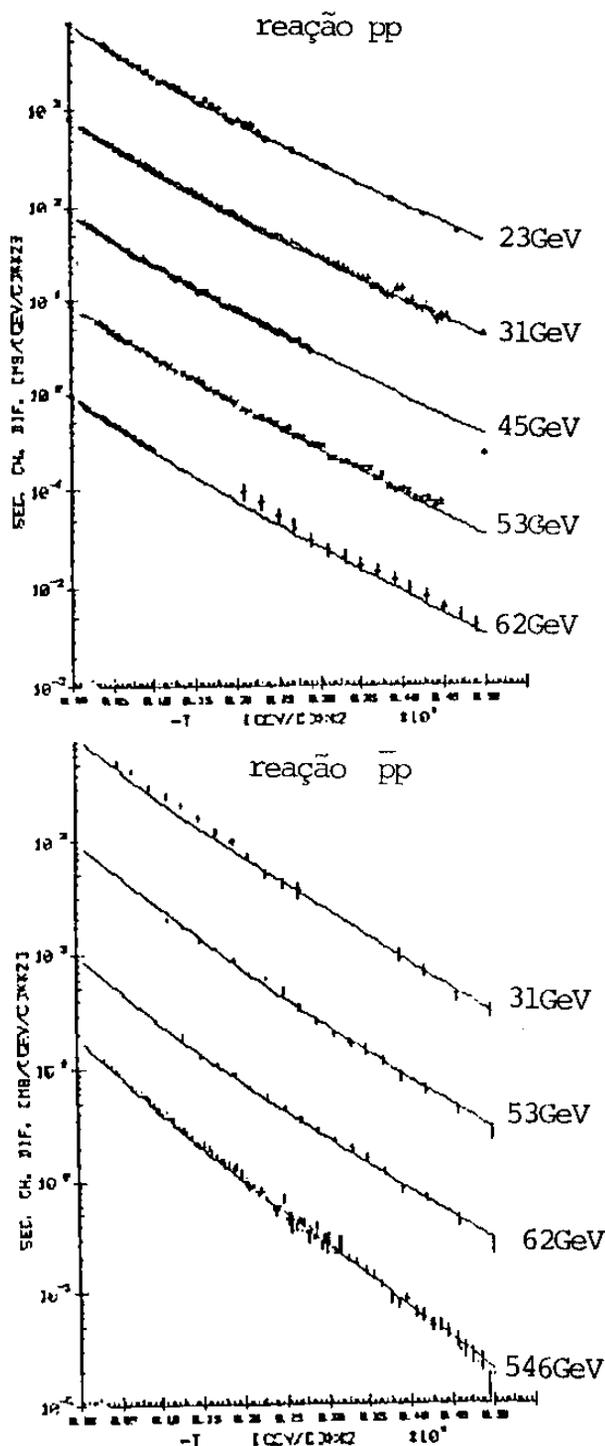


Figura 5.24. Picos de difração para as reações pp e $\bar{p}\bar{p}$ (parâmetros das equações 5.4 e 5.5). Os fatores de escala são análogos aos da equação 4.14.

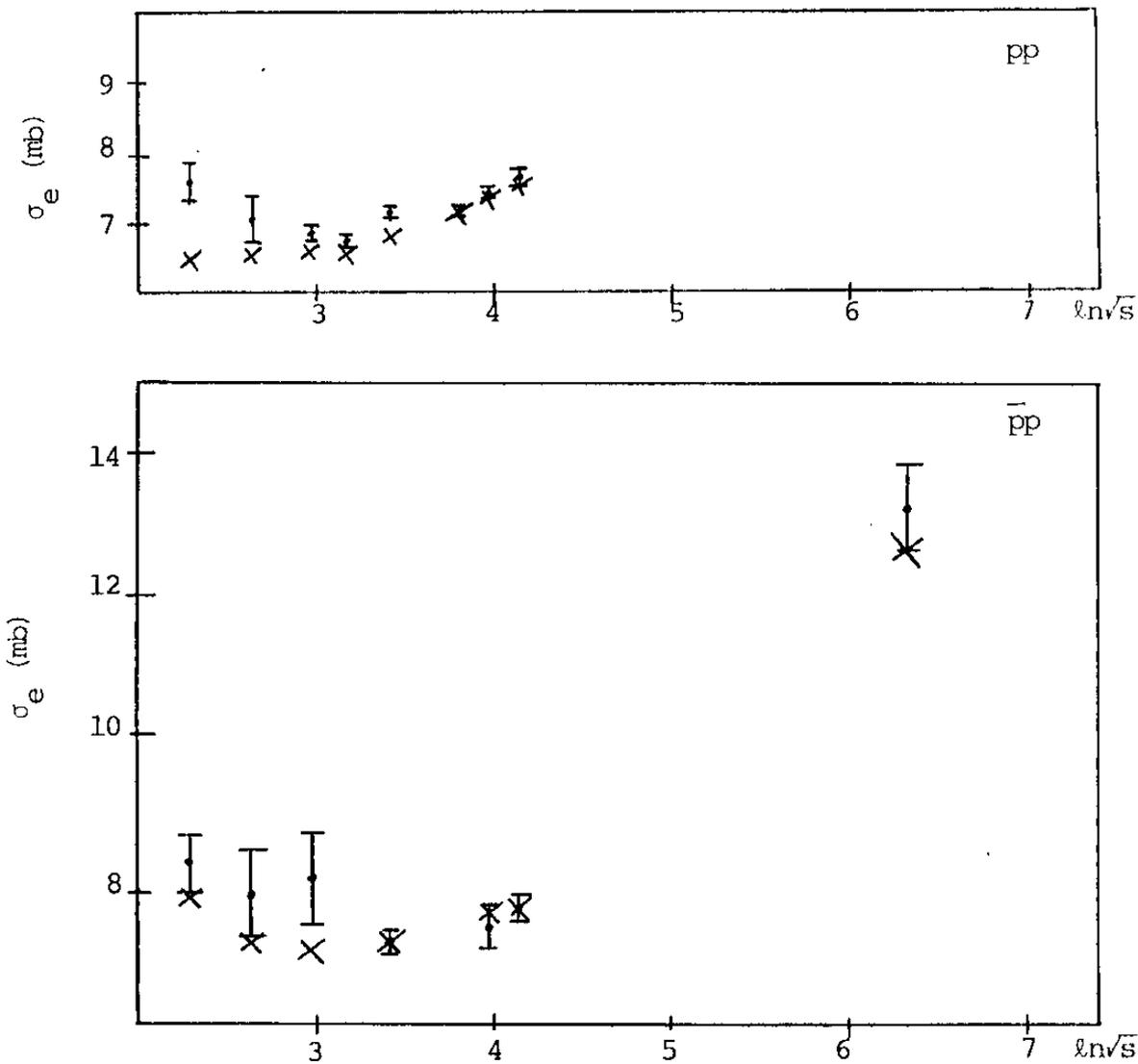


Figura 5.25. Seção de choque elástica para as reações pp e $\bar{p}p$ (parâmetros das tabelas 5.4 e 5.5).

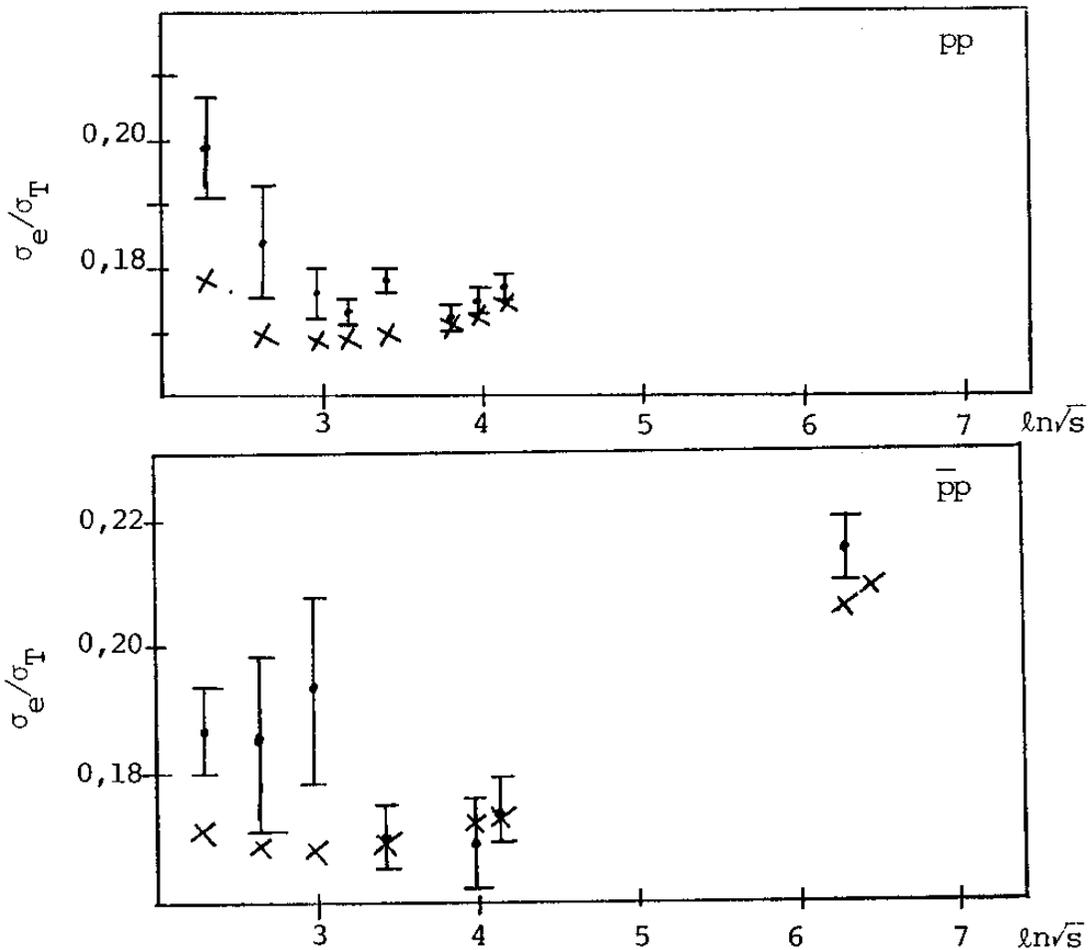


Figura 5.26. Razão entre a seção de choque elástica e a seção de choque total (parâmetros das tabelas 5.4 e 5.5).

5.3.3. CONCLUSÕES

As parametrizações de α^2 e C em função da energia, embora reproduzam bem os dados experimentais, apresentam os problemas discutidos na seção 5.3.1.3. Essas dificuldades de interpretação podem ser evitadas através das parametrizações em função da seção de choque total.

Nos dois formalismos observa-se que o parâmetro α^2 tende a um valor constante na região do SPS, o que implica numa saturação no crescimento do raio hadrônico (equação 4.16). Esse resultado será discutido nas seções seguintes.

No caso das parametrizações em função da seção de choque total, entrando-se com os valores experimentais de ρ e σ_T , em cada energia, determina-se diretamente a seção de choque diferencial. Obtêm-se assim, como mostram as figuras 5.22 a 5.26 uma descrição unificada das reações pp e $\bar{p}p$, evitando-se as incertezas a respeito do comportamento de σ_T , em função da energia. Por isso considera-se que esse formalismo é o que descreve, de forma mais consistente, os dados experimentais na região estudada.

Na seção seguinte apresenta-se algumas previsões obtidas dessas parametrizações (equações 5.12 e 5.13), para as reações pp e $\bar{p}p$.

5.4. CARACTERÍSTICAS PREVISTAS PARA AS REAÇÕES pp E $\bar{p}p$

5.4.1. Raio

A figura 5.27 mostra os valores da raiz quadrada do raio quadrático médio, obtido através da equação 4.16:

$$\sqrt{r^2} = (0,48336) \left[\frac{1}{\alpha_{\text{par}}^2} + \frac{1}{\beta^2} \right]^{1/2} \text{ (fm)}$$

onde α_{par}^2 é o fornecido pela equações 5.12 e 5.13 e $\beta_{\text{pp}}^2 = 1,8(\text{GeV}/c)^2$, $\beta_{\bar{p}p}^2 = 1,55(\text{GeV}/c)^2$.

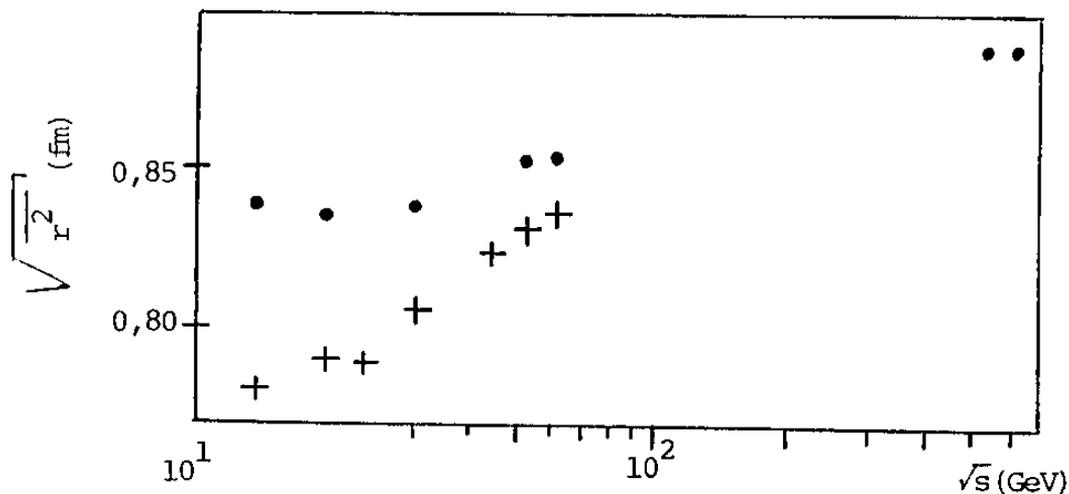


Figura 5.27. Raios associados às reações pp (+) e $\bar{p}p$ (•), calculados pela equação 4.16 com os parâmetros das tabelas 5.4 e 5.5.

Excluindo-se a energia de 9,78 GeV calculou-se a \bar{m} dia aritmética desses valores do raio. No caso da reação $\bar{p}p$, o cálculo foi feito com e sem a inclusão dos valores na região do SPS:

$$\text{excluindo SPS: } \sqrt{\bar{r}^2} = 0,844 \pm 0,009 \text{ fm}$$

$$\text{incluindo SPS: } \sqrt{\bar{r}^2} = 0,857 \pm 0,023 \text{ fm} .$$

Para o próton obtém-se:

$$\sqrt{\bar{r}^2} = 0,808 \pm 0,023 \text{ fm}$$

As figuras 5.28 e 5.29 mostram o comportamento das grandezas $\sigma_{\text{T}}\alpha^2$ e $\sigma_{\text{T}}/\bar{r}^2$ em função da seção de choque total e da energia, respectivamente.

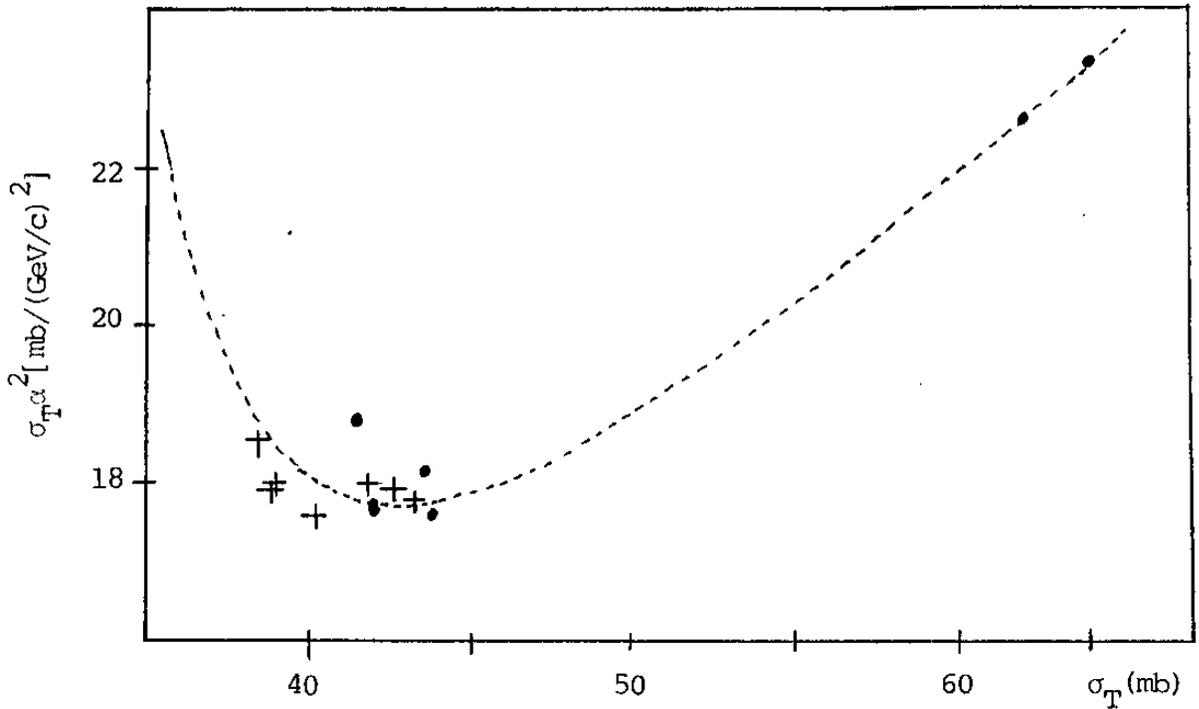


Figura 5.28. $\sigma_T \alpha^2$ em função da seção de choque. A curva é obtida através de α_{par}^2 da equação 5.13 e dos valores experimentais da seção de choque total (pp : +, $\bar{p}p$: •).

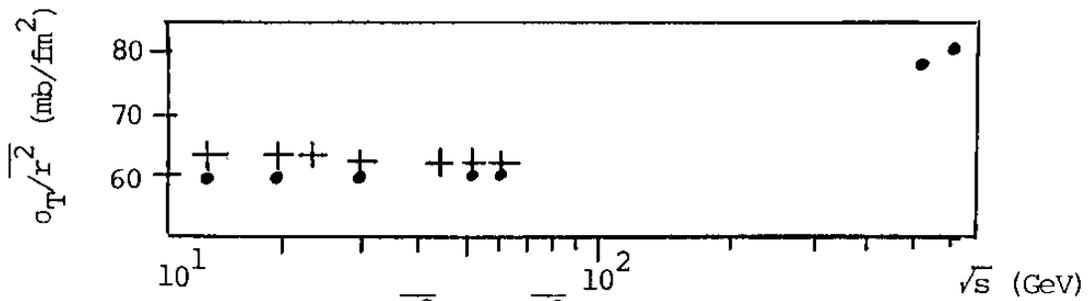


Figura 5.29. Razão σ_T/r^2 com r^2 calculado pela equação 4.16 com os parâmetros das tabelas 5.4 e 5.5 (pp : +, $\bar{p}p$: •).

Os resultados evidenciam a quebra do "scaling" geométrico na região acima do ISR e mostram que o raio tende a um valor constante na região do SPS.

5.4.2. Funções de perfil e de recobrimento inelástico

5.4.2.1. Variação com a energia

A figura 5.30 mostra a diferença entre as funções de recobrimento (equações 4.10 e 4.11) em $\sqrt{s} = 546$ e $\sqrt{s} = 53\text{GeV}$, para a reação $\bar{p}p$, em função do parâmetro de impacto:

$$\Delta G_{in} = G_{in}^{\bar{p}p}(b, 546) - G_{in}^{\bar{p}p}(b, 53) .$$

A figura 5.31 mostra o mesmo cálculo para a reação pp nas energias de 62GeV e 23GeV. Como⁽⁸⁹⁾

$$\sigma_{in}(s) = 2\pi \int_0^{\infty} G_{in}(b, s) b db \quad (5.14)$$

observa-se, nos dois casos, que o crescimento da seção de choque inelástica com a energia provém de um aumento periférico da função de recobrimento, em torno de 1,0 fermi, e de um crescimento menos acentuado na região central⁽⁹⁰⁾.

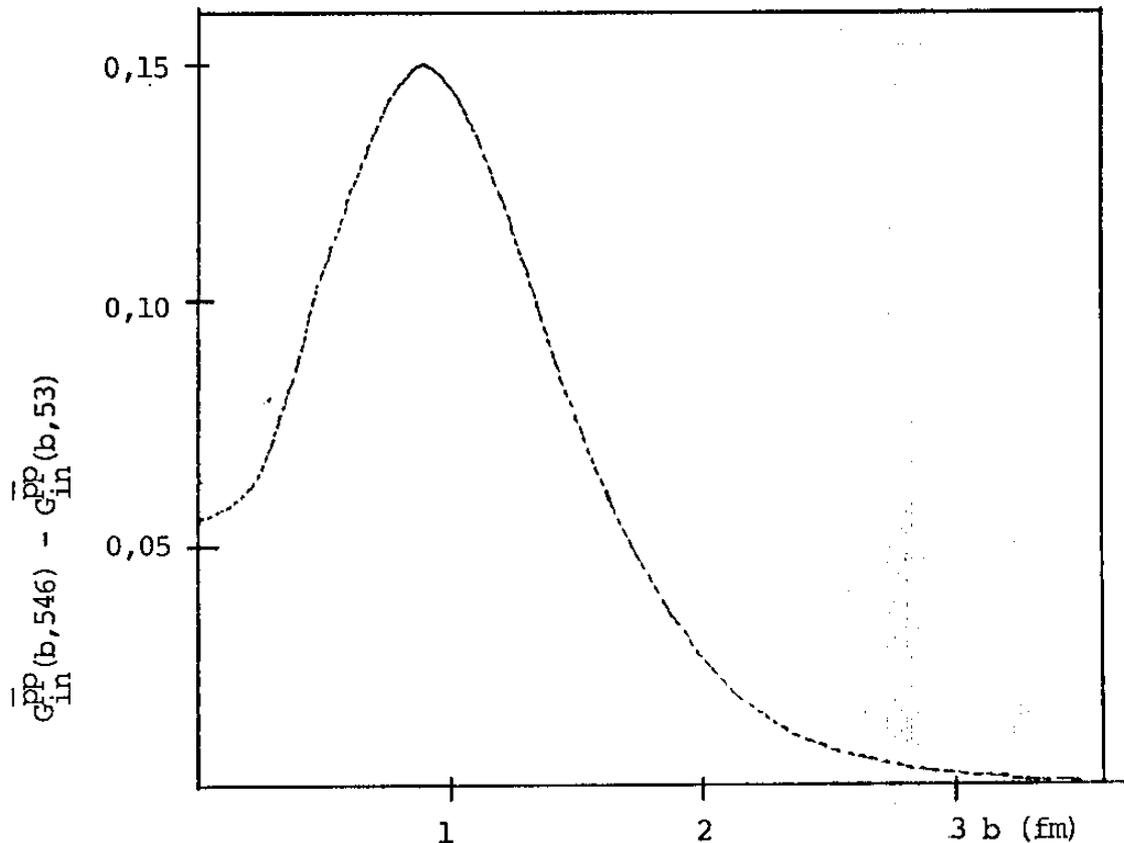


Figura 5.30. Previsão do formalismo para a diferença entre as funções de recobrimento nas energias de 546 e 53 GeV para a reação $\bar{p}p$ (parâmetros da tabela 5.5).

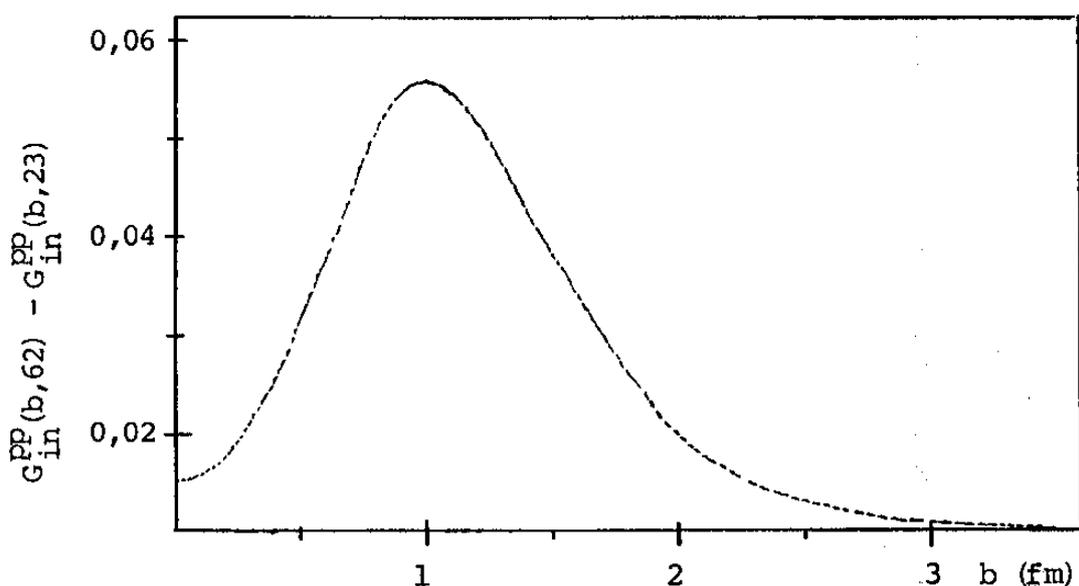


Figura 5.31. Previsão do formalismo para a diferença entre as funções de recobrimento nas energias de 62 e 23 GeV para a reação pp (parâmetros da tabela 5.4).

A figura 5.32 mostra os resultados obtidos por Fearnley⁽⁹⁰⁾ e por Henzi e Valin⁽¹⁰⁸⁾ para a reação $\bar{p}p$ e a 5.33 os resultados de Amaldi⁽⁴³⁾ para a reação pp . Fearnley obtém a função de recobrimento a partir de ajustes da seção de choque diferencial e através do formalismo de parâmetro de impacto; trata-se assim de um resultado independente de modelo. Henzi e Valin consideram a seguinte expansão para a função de recobrimento:

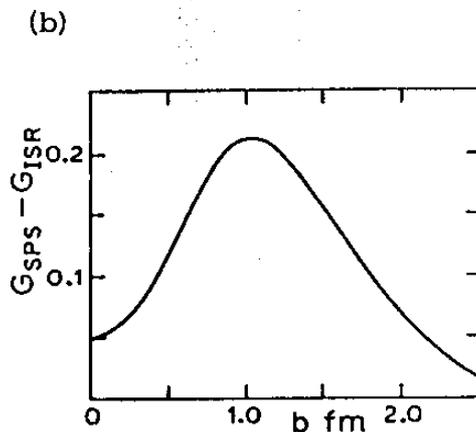
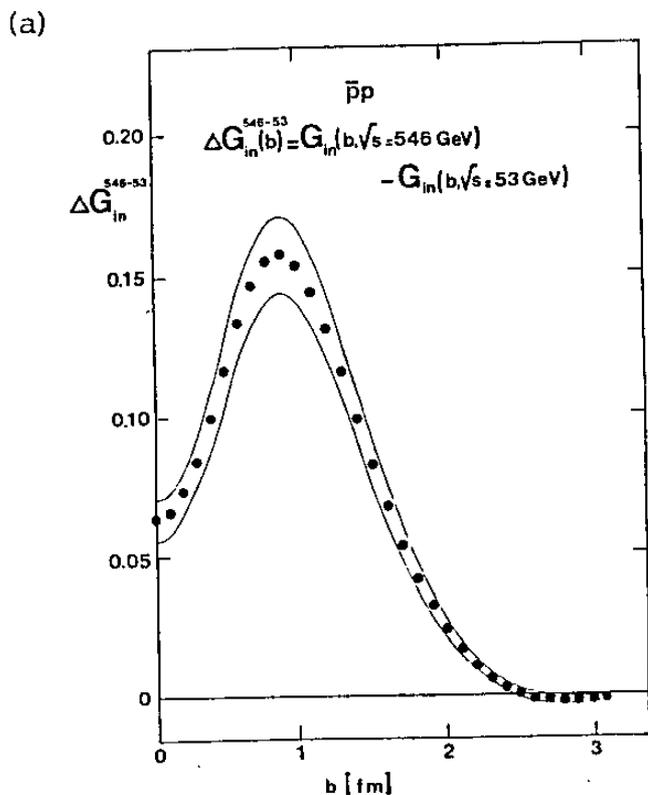


Figura 5.32. Variação de $G_{in}(b)$ para as energias de 546 e 53 GeV na reação $\bar{p}p$. Resultados de Fearnley⁽⁹⁰⁾ (a) e de Henzi e Valin⁽¹⁰⁸⁾ (b).

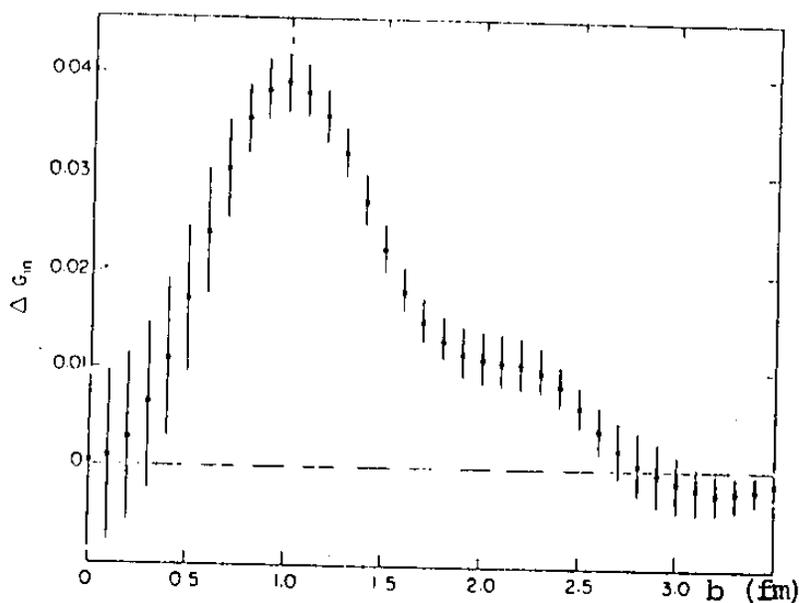


Figura 5.33. Variação de $G_{in}(b)$ para as energias de 62 e 23 GeV na reação pp. Resultados de Amaldi e Schubert⁽⁴³⁾:

$$\Delta G_{in}(b) \equiv \frac{dG_{in}(\ln s, b)}{d \ln s} \left[\ln \left(\frac{62,5}{23,5} \right) \right]$$

$$G(b, s) = P \exp(-b^2/4B) \left[\sum_{n=0}^{\infty} \delta_{2n} \{ \gamma b (2B)^{-1/2} \exp \left[\frac{1}{2} - \frac{(\gamma b)^2}{4B} \right] \} \right]^{2n} .$$

Obtêm os parâmetros através do ajuste dos dados da seção de choque diferencial⁽¹⁰⁸⁾:

$$f(s, t) = \int_0^{\infty} \{ 1 - [1 - G(b, s)]^{1/2} \} J_0(b\sqrt{-t}) b db$$

Amaldi utiliza também ajuste da seção de choque diferencial, mas com a hipótese de "scaling".

Comparando-se as figuras 5.30 com 5.32 e 5.31 com 5.33, vê-se que as previsões do formalismo presente são

consistentes com todos esses resultados. Na figura 5.34 apresenta-se as previsões para as razões da opacidade, $\Omega(b,s)$, em diferentes energias. Entre 546 e 630GeV observa-se o efeito da saturação do crescimento do raio hadrônico, com a opacidade crescendo de forma uniforme em toda a região do parâmetro de impacto.

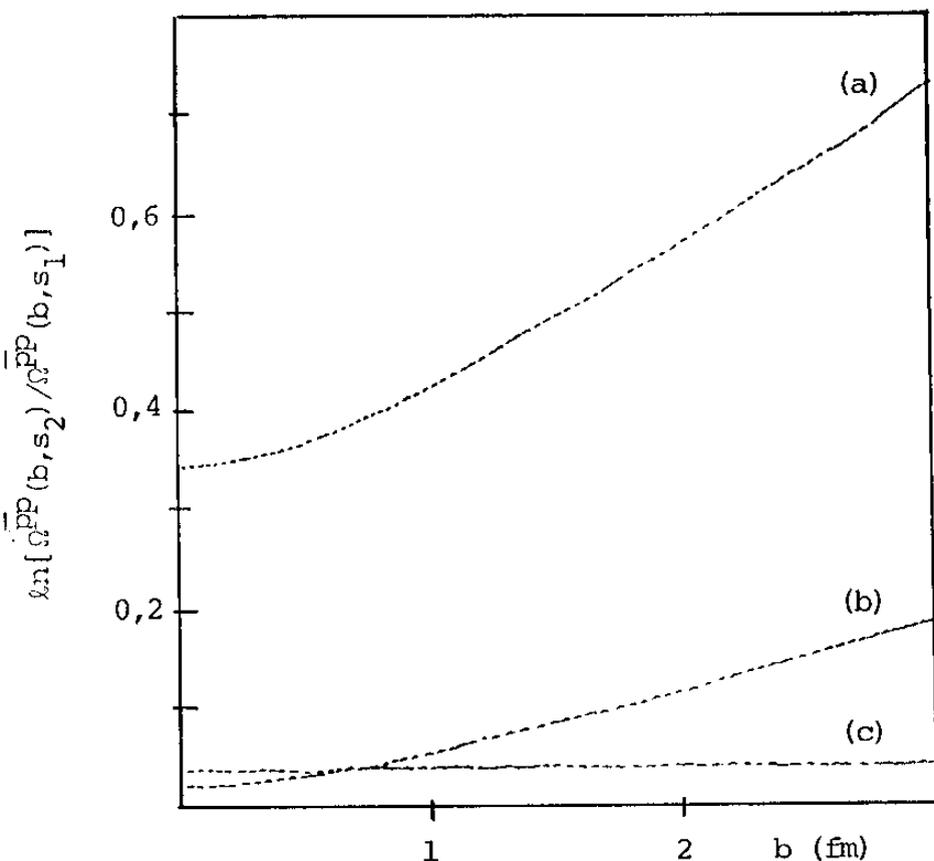


Figura 5.34. Razão entre as opacidades calculadas em diferentes energias para a reação $\bar{p}p$: (a) $s_2 = 546\text{GeV}$, $s_1 = 62\text{GeV}$; (b) $s_2 = 62\text{GeV}$, $s_1 = 13,8\text{GeV}$; (c) $s_2 = 630\text{GeV}$, $s_1 = 546\text{GeV}$. Os parâmetros são os da tabela 5.5.

5.4.2.2. Comparação pp e $\bar{p}p$

Na figura 5.35 apresenta-se a função de perfil em $b = 0$ e na 5.36 a função de recobrimento em termos da energia, para quatro valores do parâmetro de impacto, nas reações pp e $\bar{p}p$. A previsão é de que a opacidade central é maior no próton do que no antipróton e que a situação se inverte à medida que o parâmetro de impacto cresce. Esse efeito pode ser verificado com mais detalhes, calculando-se a diferença entre $G_{in}^{\bar{p}p}(b)$ e $G_{in}^{pp}(b)$. O cálculo feito para a energia de 53GeV, na qual se tem o maior conjunto de dados experimentais, é mostrado na figura 5.37. Essa função foi calculada também por Fearnley⁽⁹⁰⁾ utilizando, para a reação $\bar{p}p$, os resultados do ajuste da seção de choque diferencial e, para a reação pp , os dados tabelados da eiconal obtidos por Amaldi e Schubert⁽⁴³⁾ (figura 5.38).

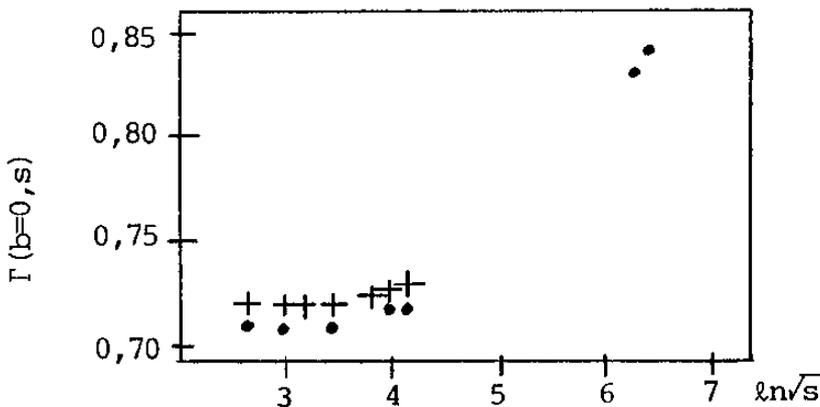


Figura 5.35. Função de perfil em $b = 0$ para as reações pp (+) e $\bar{p}p$ (•). O cálculo é feito a partir dos parâmetros das tabelas 5.4 e 5.5.

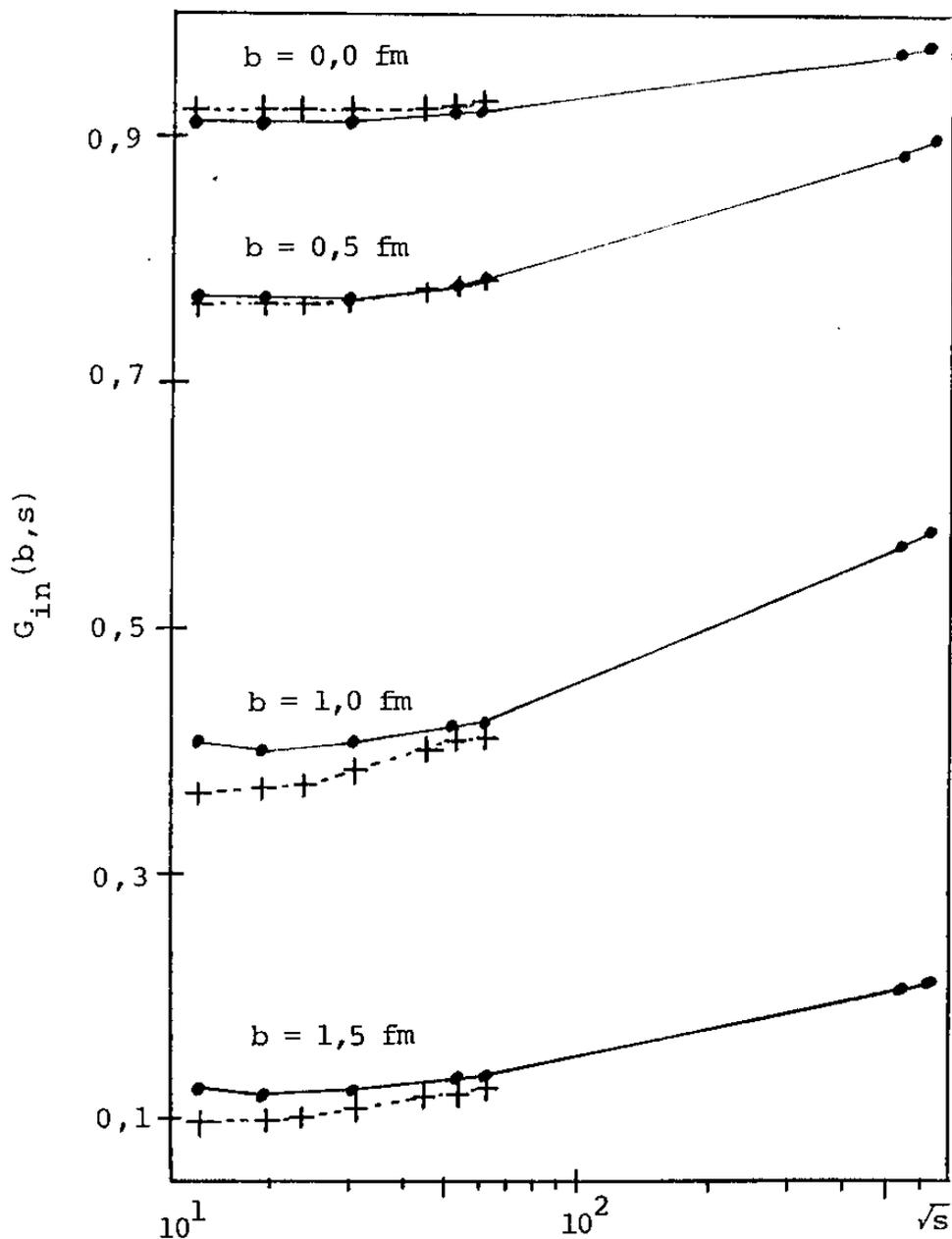


Figura 5.36. Função de recobrimento em função da energia para quatro valores do parâmetro de impacto, nas reações pp (+) e $\bar{p}p$ (\bullet). O cálculo é feito a partir dos parâmetros das tabelas 5.4 e 5.5.

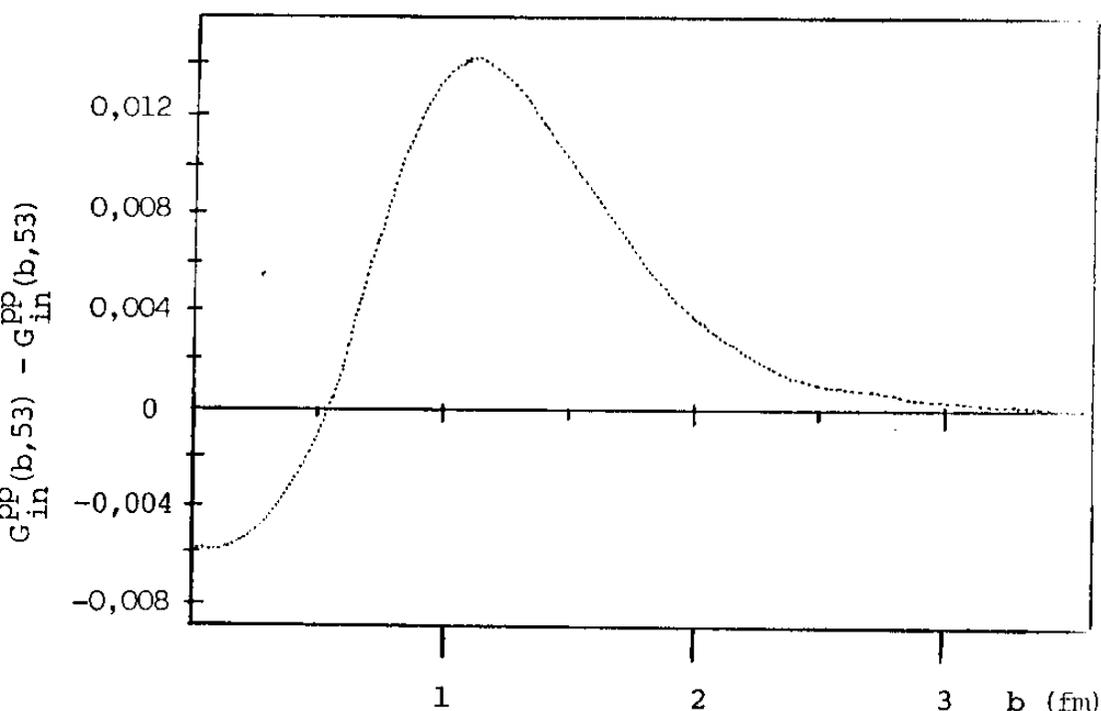


Figura 5.37. Previsões para a diferença entre as funções de recobrimento das reações pp e $\bar{p}p$, na energia de 53GeV (parâmetros das tabelas 5.4 e 5.5).

Para se compreender o crescimento observado na opacidade do próton para $b < 0,5$ fm, deve-se levar em conta as diferenças de normalização nas experiências das reações pp e $\bar{p}p$. O cálculo de Fearnley é feito a partir dos dados de Breakstone et. al. para a reação $\bar{p}p$ e dos analisados por Amaldi e Schubert para a reação pp. Também no formalismo presente os mesmos conjuntos de dados foram utilizados e, como mostram as figuras 5.37 e 5.38, os resultados são consistentes. Entretanto, como discutido na seção 5.1, há uma diferença entre os dados de Nagy et. al. (analisados por Amaldi e Schubert) e os de Breakstone et. al. na reação pp a 53 GeV, para $-t \gtrsim 1,5(\text{GeV}/c)^2$ (parte a da figura 5.1). Essa diferença,

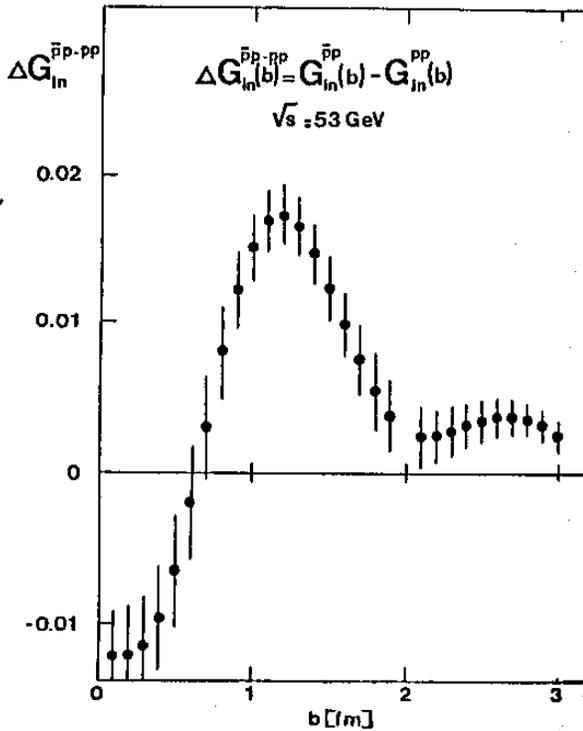


Figura 5.38. Resultados de Fearnley⁽⁹⁰⁾ para a diferença entre as funções de recobrimento das reações pp e $\bar{p}p$ na energia de 53 GeV.

a grande momento transferido, devida a problemas experimentais, pode introduzir inconsistências na região de pequeno parâmetro de impacto. Para analisar esses efeitos, calculou-se as funções de recobrimento a partir dos dados de Breakstone et. al. para as reações pp e $\bar{p}p$ (partes b e c da tabela 5.1). Como mostra a figura 5.39, a opacidade obtida para a reação $\bar{p}p$ é maior que a da reação pp para todos os valores do parâmetro de impacto. Conclui-se que o efeito observado em $b < 0,5$ fm nas figuras 5.37 e 5.38 é devido às diferenças entre os dados de Nagy et. al. e Breakstone et. al., na região de grande momento transferido.

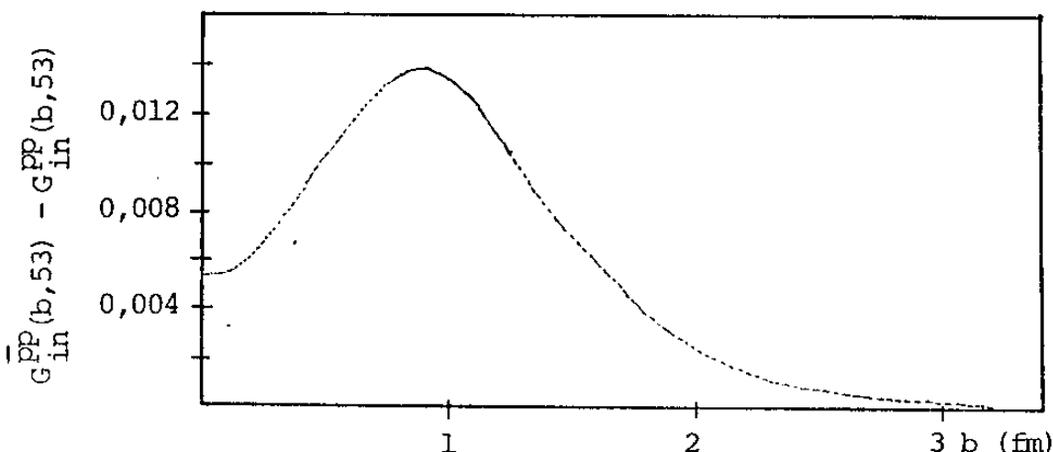


Figura 5.39. Diferença entre as funções de recobrimento das reações pp e $\bar{p}p$ na energia de 53 GeV. O cálculo é feito a partir dos parâmetros das partes (b) e (c) da tabela 5.1.

5.4.3. Produção de Minijatos

Como discutido nas seções anteriores, na região do ISR observa-se um crescimento linear do quadrado do raio hadrônico com a seção de choque total. Entre a energia mais alta do ISR e as energias do SPS há uma mudança nesse crescimento com o raio tendendo a um valor constante. Essa saturação do raio sugere uma mudança na dinâmica da interação. Pela unitaridade, espera-se que um efeito observado em espalhamento elástico apresente reflexos também nos canais inelásticos. Na região de energia entre o ISR e SPS, um fenômeno observado nesses canais é a produção de minijatos, previsto pela QCD⁽⁹⁴⁾ e detectado pela colaboração UAL⁽⁹⁵⁾. É assim de se esperar que a saturação do raio prevista no formalismo presente esteja relacionada com a produção de minijatos. Tem-se duas indicações nesse sentido:

1) Na região do ISR a proporcionalidade entre $1/\alpha^2$ e σ_T permite uma parametrização conjunta para reações pp e $\bar{p}p$ do tipo feito na seção 4.3.3. Das tabelas 4.8(para $a^2=8,2(\text{GeV}/c)^2$) e 5.3 obtém-se para $\sigma_T \alpha^2$ das reações pp e $\bar{p}p$, na região do ISR, o valor médio:

$$\overline{\sigma_T \alpha^2} = 17,94 \pm 0,35 \text{ mb}(\text{GeV}/c)^2 \quad (5.15)$$

Desse modo:

$$\alpha^2(\sigma_T) \approx \frac{17,94}{\sigma_T} (\text{GeV}/c)^2 \quad (5.16)$$

A figura 5.40 mostra as curvas obtidas com essa parametrização e com a da equação 5.13, que inclui a região do SPS. Pode-se considerar que o cruzamento em $\sigma_T \approx 46 \text{ mb}$ indica o início do efeito da saturação do raio. Por outro lado, a figura 5.41 mostra as medidas da seção de choque de minijatos e os dados da seção de choque total⁽⁹⁵⁾. Vê-se da curva da seção de choque total que $\sigma_T = 46 \text{ mb}$ corresponde a $\sqrt{s} \approx 80 \text{ GeV}$, onde a extrapolação dos dados de minijatos mostra que torna-se significativa a produção desses eventos. Tem-se assim uma primeira indicação a respeito de a saturação no raio estar relacionada com a produção de minijatos.

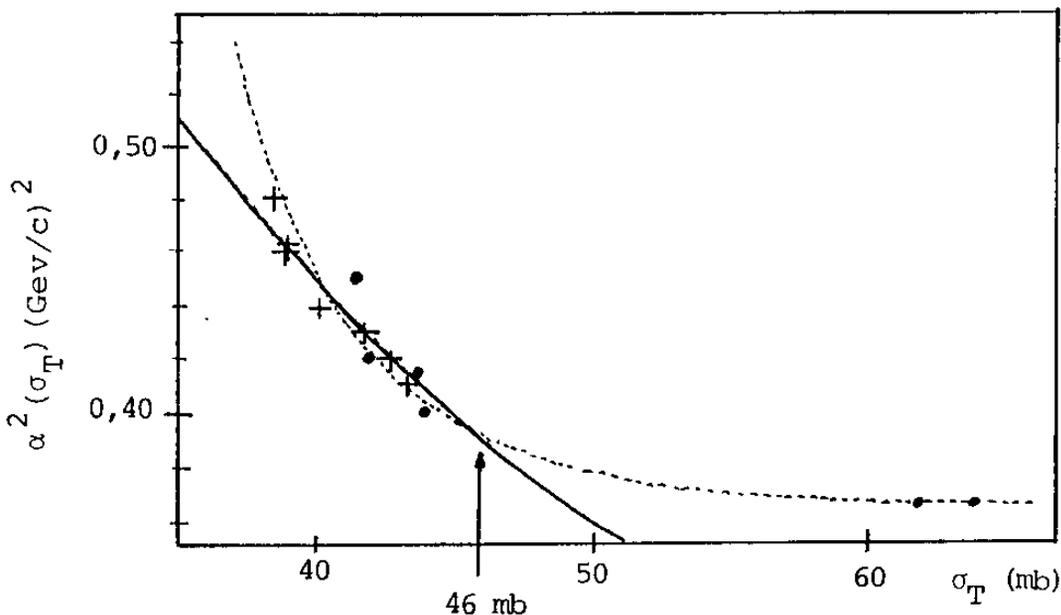


Figura 5.40. Parametrizações conjuntas de α^2 para as reações pp (+) e $\bar{p}p$ (•) em função da seção de choque total: equação 5.13, $\alpha^2 = \{ (2,75[1 - (193,344) \exp \{ (0,17236) \sigma_T \}]] \}^{-1}$ (-----) ; equação 5.16, $\alpha^2 = (17,94) / \sigma_T$ (—).

2) Uma outra indicação é obtida do estudo da dependência energética da opacidade em $b = 0$. Num trabalho recente, Dias de Deus e Kwiecinski^(96,97,98) relacionam a produção de minijatos com o comportamento dos dados experimentais da seção de choque elástica na região do ISR e SPS. Consideram na eiconal (χ) as contribuições puramente "soft" (χ_S) e puramente "semi-hard" (χ_{SH}):

$$\chi(b^2, s) = \chi_S(b^2, s) + \chi_{SH}(b^2, s)$$

Para a parte "soft" tomam os valores calculados da eiconal por Amaldi e Schubert⁽⁴³⁾, χ_S^{AS} , e para a parte imaginária

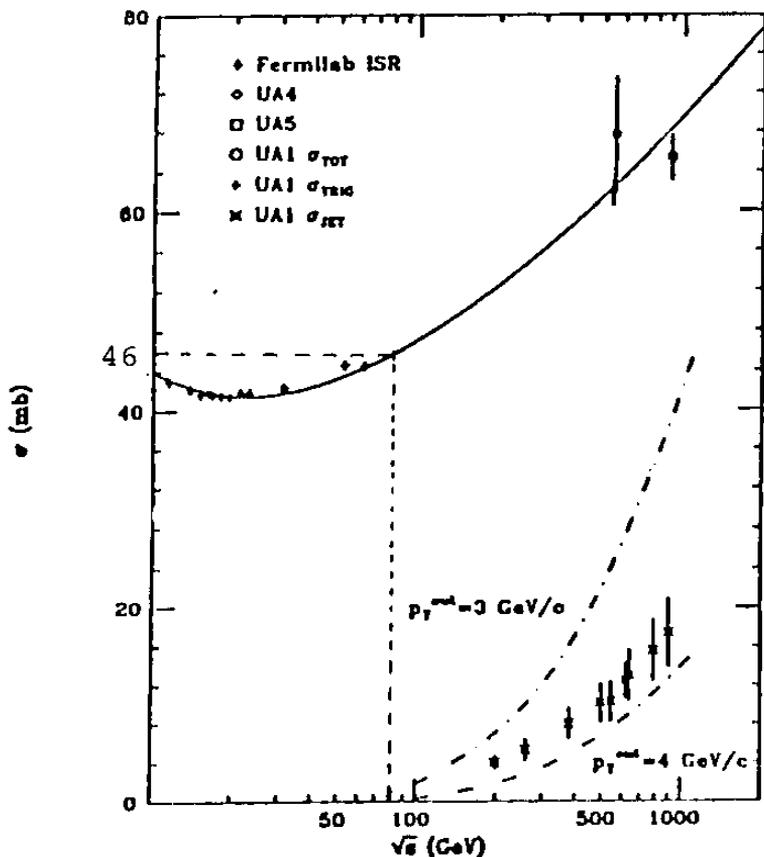


Figura 5.41. Seção de choque total e seção de choque de minijatos em função da energia⁽⁹⁵⁾. São mostrados os cálculos de QCD tomando-se como limiar $P_T^{\text{cut}} = 3 \text{ GeV}/c$ e $P_T^{\text{cut}} = 4 \text{ GeV}/c$ (----).

da contribuição "semi-hard", a expressão fatorizada:

$$\text{Im } \chi_{\text{SH}}(b^2, s) = \sigma_{\text{SH}}(s) \langle F^2(t) \rangle_{(b)}$$

onde, $F(t)$ se relaciona com o fator de forma e $\sigma_{\text{SH}}(s)$ é obtida através de uma parametrização de resultados de cálculos de QCD⁽⁹⁹⁾:

$$\sigma_{\text{SH}}(s) = (0,163) s^{0,35} \left[1 - \frac{2\overline{P}_T}{\sqrt{s}} \right]^{12} \quad (5.17)$$

com $(\bar{P}_T)^2 = 8(\text{GeV}/c)^2$ (figura 5.42). Desse modo:

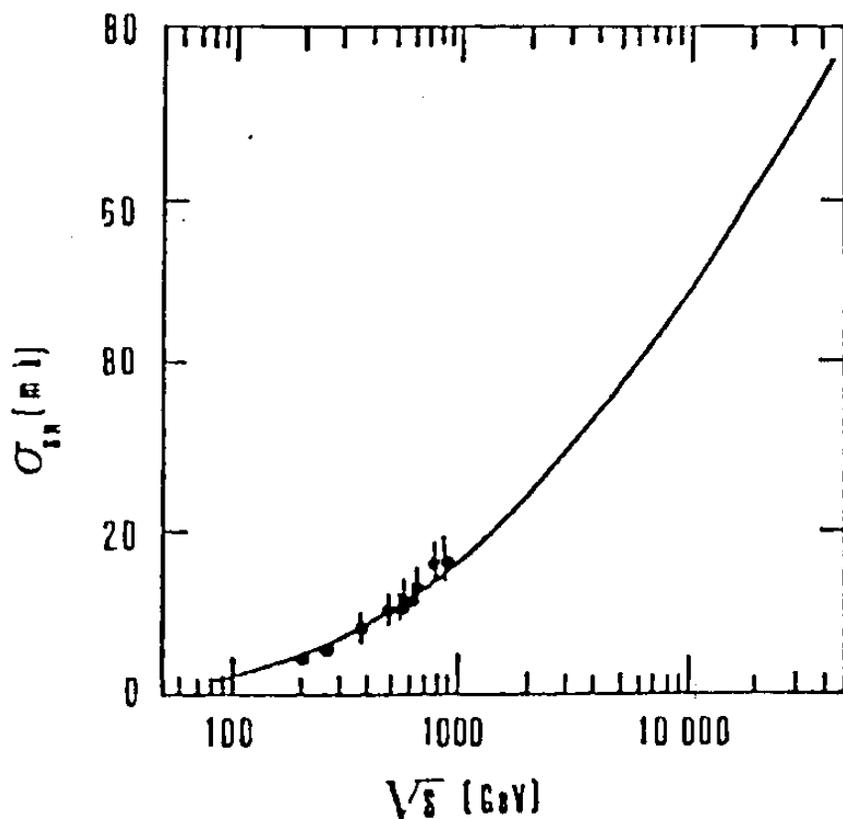


Figura 5.42. Seção de choque de minijatos e parametrização de resultados de cálculos de QCD⁽¹⁰²⁾: $\sigma_{SH}(s) = (0,163)s^{0,35} [1 - 2\bar{P}_T/\sqrt{s}]^{12}$.

$$\text{Im } \chi(b^2, s) = \text{Im } \chi_S^{AS}(b^2, s) + \sigma_{SH}(s) \langle F^2(t) \rangle. \quad (5.18)$$

Em $b = 0$, a eiconal obtida por Amaldi e Schubert é constante, de modo que para $\sqrt{s} \gtrsim 100\text{GeV}$ é de se esperar, em $b = 0$, uma dependência energética do tipo:

$$\text{Im } \chi(b=0, s) \approx A + Bs^{0,35} \quad (5.19)$$

com A e B constantes. Por outro lado, uma parametrização direta dos dados da seção de choque de minijatos, com um corte

em $\sqrt{s_0} = 50\text{GeV}$ fornece (figura 5.43):

$$\sigma_{\text{SH}}(s) = (0,0293)(s - s_0)^{0,47}$$

Substituindo-se na equação 5.18, tem-se, em $b = 0$, uma dependência do tipo:

$$\text{Im } \chi(b=0, s) \approx A + B'(s - s_0)^{0,47} \quad (5.20)$$

com A e B' constantes. O efeito da saturação no crescimento do raio foi obtido, no presente formalismo, a partir dos valores dos parâmetros α^2 e β^2 que ajustam os dados da seção

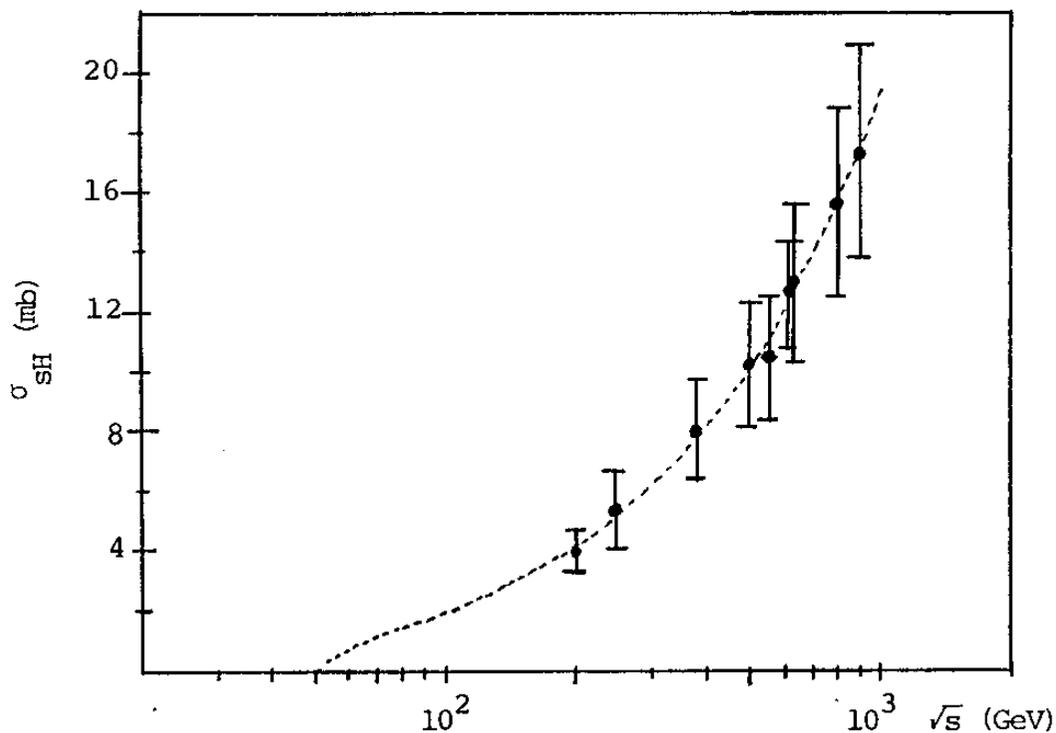


Figura 5.43. Parametrização dos dados da seção de choque de minijatos:
 $\sigma_{\text{SH}}(s) = (0,0293)(s - s_0)^{0,47}$.

de choque diferencial e, portanto, o resultado independe do tipo de parametrização de α^2 e C. Assim, se essa saturação está associada à produção de minijatos, a eiconal calculada com os valores de ajuste de α^2, β^2, a^2 e C deve apresentar uma dependência energética do tipo fornecido pelas equações 5.19 e 5.20. Do exposto do capítulo II, neste trabalho, a opacidade é real, estando associada à parte imaginária da eiconal:

$$\Omega(b,s) = \text{Im } \chi(b,s) .$$

A figura 5.44 mostra os valores calculados de $\Omega(b=0,s)$ (equação 2.29), para as reações pp e $\bar{p}p$, a partir dos valores de α^2, β^2, a^2 e C das tabelas 4.8 ($a^2 = 8,2(\text{GeV}/c)^2$) para a reação pp e 5.3 para a reação $\bar{p}p$. Os resultados podem ser parametrizados, como mostra a figura, através da expressão,

$$\Omega(b=0,s) = (1,22) + (2,65 \times 10^{-3})_s^{0,42} \quad (5.21)$$

Vê-se que essa dependência energética é, no geral, consistente com as apresentadas pelas equações 5.19 e 5.20. Desse modo a opacidade obtida contém informações não só da parte difrativa, como também, da parte "semi-hard", à qual pode-se, pelas indicações, associar à produção de minijatos. A inclusão de efeitos da região "semi-hard", foi discutida na seção 4.2.3.

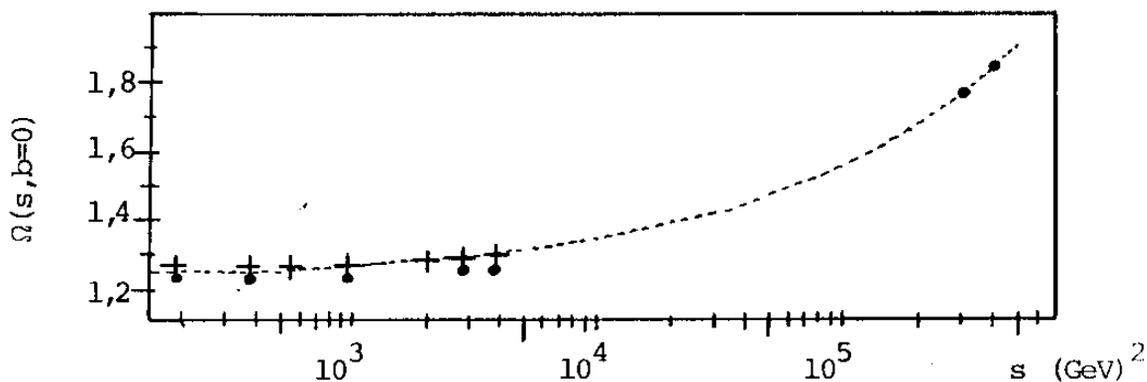


Figura 5.44. Valores da opacidade para as reações pp (+) e $\bar{p}p$ (•) calculados a partir dos resultados das tabelas 4.8 ($a^2=8,2(\text{GeV}/c)^2$) e 5.3. A curva representa uma parametrização para o conjunto dos valores (equação 5.21).

Os resultados obtidos sugerem assim que, com o formalismo apresentado neste trabalho, o comportamento dos dados experimentais de espalhamento elástico das reações pp e $\bar{p}p$, podem ser interpretados do seguinte modo:

1) na região de $10 < \sqrt{s} \lesssim 80\text{GeV}$, o crescimento da seção de choque total é devido ao aumento do raio médio do hádron, junto com a intensidade da interação entre constituintes;

2) na região de $80 \lesssim \sqrt{s} \lesssim 630\text{GeV}$ há uma mudança na dinâmica da interação; o raio tende a um valor constante e o crescimento da seção de choque passa a ser devido ao aumento da interação entre constituintes. Esses dois últimos efeitos combinados originam, no canal inelástico, a produção de minijatos.

CAPÍTULO VI

CONCLUSÕES

Neste trabalho apresenta-se e testa-se um formalismo no qual é assumida a não localidade na interação entre constituintes. No contexto do modelo de Chou-Yang isso significa que na colisão entre dois hádrons A e B, a opacidade resultante é dada pelo produto de convolução de três funções bidimensionais, duas associadas às estruturas dos hádrons (D_A e D_B) e uma à não localidade na interação entre constituintes (D_{AB}):

$$\Omega_{AB} = D_A \otimes D_B \otimes D_{AB}$$

Escrevendo-se as transformadas bidimensionais dessas funções como (28):

$$F_i(q) = \frac{\langle D_i(b) \rangle}{2\pi} (q) = \left(1 + \frac{q^2}{\alpha_i^2}\right)^{-1} \left(1 + \frac{q^2}{\beta_i^2}\right)^{-1}, \quad i = A, B$$

$$I_{AB}(q) = \frac{\langle D_{AB}(b) \rangle}{2\pi} (q) = C_{AB} \left[\frac{1 - (q^2/a^2)}{1 + (q^2/a^2)} \right]^2 \equiv C_{AB} I_{\Delta B}$$

a opacidade, para a reação pp, é função de quatro parâmetros livres, α^2 , β^2 , a^2 e C:

$$\Omega_{pp}(b) = C_{pp} \langle F_p^2(q) L_{pp}(b) \rangle .$$

Desse modo, o zero na transformada da opacidade está associado à função de interação.

Analisando-se os dados da reação pp na região $10 \leq \sqrt{s} \leq 62\text{GeV}$ e estudando-se a variação individual de cada parâmetro livre, conclui-se que os dados experimentais são melhor descritos fixando-se os parâmetros α^2 , β^2 e variando-se com a energia α^2 e C (seção 4.2.3). Esse procedimento reproduz também os dados experimentais da reação $\bar{p}p$ na região $10 \leq \sqrt{s} \leq 630\text{GeV}$. Assim, tem-se uma opacidade não fatorizável onde a dependência energética é distribuída entre a constante de absorção e o fator de forma. Nesse formalismo a localidade na interação é a mesma nas reações pp e $\bar{p}p$ e não depende da energia. Conclui-se que na região do ISR o comportamento apresentado pelos dados experimentais é devido ao aumento do raio hadrônico (excitação dos graus de liberdade dos constituintes) junto com um aumento da intensidade da interação. Incluindo-se na análise os dados da região do SPS-Collider, os resultados dos ajustes mostram uma saturação no crescimento do raio (tabela 5.3 e equação 4.16)⁽¹⁰⁹⁾.

Nas seções 4.3 e 5.3 mostra-se que os dados experimentais das reações pp e $\bar{p}p$ em $10 < \sqrt{s} \leq 630\text{GeV}$, podem ser bem reproduzidos através de várias parametrizações de α^2 e C em função da energia (equações 4.6, 4.7, 4.8, 5.1, 5.2, 5.3) e da seção de choque total (equações 4.12, 4.13, 5.12 e 5.13).

No primeiro caso discute-se as implicações do cruzamento $\alpha_{pp}^2(s)$ e $\alpha_{\bar{p}p}^2(s)$, mostrando-se que as possíveis conclusões dependem de confirmações experimentais a respeito do valor de ρ , na energia de 546GeV (seção 5.3.1.3). No segundo caso obtém-se uma parametrização unificada para as reações pp e $\bar{p}p$ e independente dos problemas da dependência energética de σ_T . Com base nessa parametrização mostra-se que, para ambas as reações, o crescimento da seção de choque inelástica com a energia é devido a um aumento periférico da função de recobrimento junto com um aumento central menos pronunciado⁽¹¹⁰⁾. Do estudo dessa função para as reações pp e $\bar{p}p$ conclui-se que o antipróton é mais opaco que o próton em toda região do parâmetro de impacto⁽¹¹¹⁾.

Na seção 5.4.3 discute-se a relação possível entre a saturação do raio hadrônico e a produção de minijatos. A conclusão obtida é que na região de $10 < \sqrt{s} \lesssim 80\text{GeV}$ o crescimento da seção de choque total é devido a dois efeitos combinados: aumento do raio hadrônico e da intensidade da interação. Na região $80 \lesssim \sqrt{s} \leq 630\text{GeV}$ há uma saturação no crescimento do raio, o que, junto com o aumento da intensidade da interação entre constituintes origina, no canal inelástico, a produção de minijatos⁽¹¹⁰⁾.

Um problema inerente a qualquer análise conjunta e que não pode ser desprezado, é o da diferença de normalização de dados em experiências diferentes. Por exemplo, os dados da seção de choque diferencial da reação pp em $\sqrt{s} = 53\text{GeV}$ obtidos por Nagy et. al. e Breakstone et. al. (seção 5.1), têm

uma diferença de normalização de 30%. No presente trabalho essas diferenças foram levadas em conta através da mudança nos valores dos parâmetros α^2 e β^2 para as reações pp e $\bar{p}p$ na energia de 53GeV (tabela 5.1). Assim, as grandezas obtidas neste formalismo, associadas a essas reações, trazem embutidas as diferenças de normalização.

Vários aspectos deste trabalho serão aprimorados e estendidos no futuro:

- Com a dependência energética obtida para os parâmetros α^2 e C pode-se estender o formalismo ao espalhamento elástico méson-próton e híperon-próton, buscando-se assim uma descrição unificada das interações hadrônicas para $\sqrt{s} > 10\text{GeV}$. Neste caso o formalismo apresenta 6 parâmetros livres e na análise deve-se também levar em conta as energias equivalentes no Sistema de Centro de Massa⁽³⁵⁾;

- A parte real da amplitude de espalhamento é introduzida, em primeira aproximação, via fórmula de Martin. Uma maneira de se evitar esse procedimento é considerar a constante de absorção complexa, associando-se ao seu módulo, o comportamento obtido no presente trabalho e testando-se relações entre a sua fase e ρ ;

- Verificou-se (capítulo IV) que a posição do zero em $a^2 \geq 10 (\text{GeV}/c)^2$ descreve bem a parte difrativa. Pode-se introduzir a parte "semi-hard" através de cálculos de QCD, adicionando-se o termo correspondente na opacidade;

- Neste trabalho foi feito um estudo da variação individual de cada parâmetro. Considerando-se as possibilidades acima apresentadas, pode-se testar a variação conjunta de α^2 e a^2 com a energia;

- As discussões da seção 5.4.3 sugerem que a opacidade, no formalismo presente, contém informações sobre a parte difrativa e a parte "semi-hard". Pode-se tentar separar, analiticamente, essas contribuições, por exemplo, através da expansão da função de interação utilizada neste trabalho.

De um ponto de vista estritamente fenomenológico, o formalismo proposto, com quatro parâmetros livres, não só descreve bem os dados experimentais das reações pp e $\bar{p}p$ na região $10 < \sqrt{s} \leq 630\text{GeV}$, como também fornece interpretações físicas. Os dados experimentais futuros na região de TeV fornecerão subsídios para as reanálises que poderão ser feitas.

REFERÊNCIAS

- (1) Giffon, M., Predazzi, E., La Rivista del Nuovo Cimento, V7, N5 (1984), 1.
- (2) Colaboração Brasil-Japão, Prog. Theor. Phys.-Suppl., 47, (1971), 1.
- (3) Yodh, G.B., Pal, T., Trefil, S.J., Phys. Rev. Lett., 28 (1972), 1005.
- (4) Cheng, H., Wu, T.T., Phys. Rev. Lett., 24(1970), 1456.
- (5) Colaboração Brasil-Japão, Proc. 13th Int. Cosm. Ray Conf., Denver (1973), V3, 2227, V4, 2671.
- (6) Lattes C.M.G., Fujimoto, Y., Hasegawa, S., Phys. Rep. V65, N3 (1980), 152.
- (7) "Geometrical Pictures in Hadronic Collisions", editado por S.Y. Lo, World Scientific P.C. (1986).
- (8) Fermi, E., Prog. Theor. Phys., 5 (1950), 570; Phys. Rev., 81 (1951), 683.

- (9) Wu, T.T., Yang, C.N., Phys. Rev., B137 (1965), 708.
- (10) Byers, N., Yang, C.N., Phys.Rev., 142 (1966), 976.
- (11) Chou, T.T., Yang, C.N., Proceedings of the Second International Conference on High Energy Physics and Nuclear Structure, Israel, (1967), 348.
- (12) Chou, T.T., Yang, C.N., Phys. Rev. 170, N5, (1968), 1591.
- (13) Chou, T.T., Yang, C.N., Phys. Rev. Lett. 20 (1968), 1213.
- (14) Dias de Deus, J., Nucl. Phys., B59, (1973), 231.
- (15) Asa'd, Z. et. al., Nucl. Phys., B255, (1985), 273.
- (16) Chou, T.T., Yang, C.N., Phys. Rev., D19 (1979), 3268.
- (17) Cheng, H., Walker, J.K., Wu, T.T., Phys. Lett., B44, (1973), 97.
- (18) Bourely, C., Soffer, J., Wu, T.T., Phys. Rev. D19, N11, (1979), 3249.
- (19) Buras, A.J., Dias de Deus, J., Nucl. Phys., B71, (1974), 481.

- (20) Dias de Deus, J., Kroll, P., Acta Phys. Pol., B9, (1978), 159.
- (21) Kroll, P., Z. Phys., C15, (1982), 67.
- (22) Donnachie, A., Landshoff, P.V., Phys. Lett., B123, (1983), 345; Nucl. Phys., B231 (1984), 189; Nucl. Phys., B244, (1984), 322; Z. Phys., C2, (1979), 55.
- (23) Islam, M.M., Fearnley, T., Guillaud, J.P., Nuovo Cim. A81, (1984), 737.
- (24) Heines, G.W., Islam, M.M., Nuovo Cim. A61, (1981), 149.
- (25) Islam, M.M., Guillaud, J.P., University of Connecticut, preprint (1980).
- (26) Roman, P., "Advanced Quantum Theory", Addison-Wesley, P.C. (1965).
- (27) Chou, T.T., Yang, C.N., Phys. Rev., V175, N5, (1968), 1832.
- (28) Bellandi, F., J., Covolan, R.J.M., Menon, M.J., Pimentel, B.M., Preprint TH: 4/87-DRCCAEL - IFGW - UNICAMP; Hadr. Journ. V11 (1988).

- (29) Chou, T.T., Yang, C.N., Nucl. Phys. B107 (1976), 1.
- (30) Nielsen, H.B., Olesen, P., Phys. Lett., B43, N1, (1973), 37.
- (31) Kac, N., Nucl. Phys., B62 (1973), 402.
- (32) Chou, T.T., Foundations of Physics, V8, N5,6,(1978), 319.
- (33) Bohm, A. et.al., Phys.Lett., B49, N5, (1974), 491.
- (34) Bourrely, C., Soffer, J., Wu, T.T., Nucl. Phys. B247, (1984), 15.
- (35) Sanielevici, S., Valin, P., Phys. Rev., D29, N1, (1984) , 52.
- (36) Miettinen, H.I., Thomas, G.H., Nucl. Phys. B166, (1980), 365.
- (37) França, H.M., Marques, G.C., Silva, A.J., Il Nuovo Cim., V59A, N1 (1980), 53.
- (38) Dubnicka, S., Meshcheryakov, V.A., Nucl. Phys., B83, (1974), 311.
- (39) Truong, T.N., Vinh-Mau, R., Phys. Rev., V177, N5, (1969), 2494.

- (40) Bourrely, C., Chiappetta, P., Soffer, J., Wu, T.T., Phys. Lett., 132B, N1,2,3, (1983), 191.
- (41) Franco, V., Phys. Rev. D11, N7 (1975), 1837.
- (42) Bourrely, C., Soffer, J., Wu, T.T., Z. Phys., C5,(1980), 159.
- (43) Amaldi, U., Schubert, K.R., Nucl. Phys., B166, (1980),301.
- (44) Martin, A., Lett. Nuovo Cim., V7, N16, (1973), 811.
- (45) Martin, A., Proceedings of Third Topical Workshop on $\bar{p}p$ collider Physics, Roma, (1983), 351.
- (46) Hayot, F., Sukhatme, U.P., Phys. Rev. D10, N7, (1974), 2183.
- (47) Carreras, B., White, J.N.J., Nucl. Phys. B42,(1972), 95.
- (48) White, J.N.J., Nucl. Phys., B51, (1973), 23.
- (49) Barger, V., Geer, K., Phyllips, R.J.N., Phys. Lett., V36B, N4, (1971), 350.
- (50) Bellandi F9, J., Brunetto, S.Q., Covolan, R.J.M., Menon, M.J., Pimentel, B.M., Pádua, A.B., Hadr. Journ., V10 , (1987), 95.

- (51) Bellandi F?, J., Brunetto, S.Q., Covolan, R.J.M., Me-
non, M.J., Pimentel, B.M., Padua, A.B., Hard. Journ.,
V10, (1987), 149.
- (52) Frauenfelder, H., Henley, E.M., "Subatomic Physics" ,
Prentice-Hall, Inc. N.Y., (1974).
- (53) Borkowski, F., Simon, G.G., Walther, V.H., Wendling, R.
D., Nucl. Phys., B93, (1975), 461.
- (54) Miettinen, H.I., Acta Physica Polonica, VB6,N4, (1975),
625.
- (55) Gradshteyn, I.S., Ryzhik, I.M., "Table of Integrals,
Series and Products", (1980).
- (56) Bateman Manuscript Project, Mc Graw-Hill B.C., (1954).
- (57) Schubert, K.R., "Tables on nucleon-nucleon scattering,
in Landolt-Börnstein, Numerical Data and Functional
Relationships in Science and Technology, New Series ,
Vol. I/9a, (1979).
- (58) Valin, P., Nucl. Phys., B218, (1983), 215.
- (59) Carrol, A.S. et. al., Phys. Lett., V61B, N3, (1976), 303.

- (60) Carrol, A.S. et. al., Phys. Lett., V80B, N4,5,(1979),423.
- (61) Bailly, J.L. et. al., Z. Phys., C37, (1987), 7.
- (62) Fajardo, L.A. et. al., Phys. Rev., D24, N1, (1981), 46.
- (63) Ayres, D.S. et.al,, Phys.Rev., D15, N11,(1977), 3105.
- (64) Schiz, A. et.al., Phys. Rev., D24, N1, (1981), 26.
- (65) Castaldi, R., Sanguinetti, G., Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 35, (1985), 351.
- (66) Akerlof, C.W. et.al., Phys.Rev., D14, N11, (1976), 2864.
- (67) Rubinstein, R., Phys. Rev., D30, N7, (1984), 1413.
- (68) Fidecaro, G., Phys. Lett., 105B, N4, (1981), 309.
- (69) Breakstone, A. et. al., Phys. Rev. Lett., V54, N20 , (1985), 2180.
- (70) Breakstone, A. et. al., Nucl. Phys., B248,(1984), 253.
- (71) Bozzo, M. et. al., Phys. Lett., V147B, N4,5,(1984), 385.
- (72) Battiston, R. et. al., Phys. Lett., V127B, N6, (1983), 472.

- (73) Bozzo, M. et. al., CERN/EP85-31.
- (74) Bernard, D. et al., CERN/EP86-21; Phys. Lett., 171B, (1986), 142.
- (75) Amos, N. et.al., Phys. Lett., 128B, 5, (1983), 343.
- (76) Amos, N. et.al., Phys. Lett., 120B, N4,5,6, (1983), 460.
- (77) Bozzo, M., Phys. Lett., B147, (1984), 392.
- (78) Akerlof, C.W., et. al., Phys. Rev. Lett., V35, N21, (1975), 1406.
- (79) Block, M.M., Cahn, R.N., Rev. Mod. Phys., V57, N2, (1985), 563.
- (80) Haguenuer, M. (UA4 Collaboration), "Elastic and Diffractive Scattering at the Collider and Beyond", ed. Nicolescu, B., Tran Thanh Van, J., Editions Frontières (1985), 55.
- (81) Amaldi, U., Phys. Lett., 66, N4, (1977), 390.
- (82) Bernard, D. et. al. (UA4 Collaboration), CERN/EP87-147.

- (83) Lombardi, R., "Elastic and Diffractive Scattering at the Collider and Beyond", ed. Nicolescu, B., Tran Thanh Van, J., Editions Frontières, (1985), 231.
- (84) Bevigton, P.R., "Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences", Mc Graw-Hill Book Company (1983).
- (85) Marquart, D.W., Journ. Soc. Ind. Appl. Math., V11, N2, (1983), 431.
- (86) França, H.M., Hama, Y., Phys. Rev. D19, N11, (1979), 3261.
- (87) Pádua, A.B., Tese de Mestrado, IFGW, UNICAMP, (1986).
- (88) Isgur, N., Karl, G., Soffer, J., Phys. Rev. D35, N5, (1987), 1665.
- (89) Amaldi, U., Jacob, M., Mattiiae, G., Ann. Rev. Nucl. Sci., 26, (1976), 385 .
- (90) Fearnley, T., CERN-EP/85-137.
- (91) Amaldi et. al., Phys. Lett., V66B, N4, (1977), 390.
- (92) Gaisser, T.K., Proc. Conf. on $\bar{p}p$ Collider Physics, (1981), 57.

- (93) Kluit, P.M., Timmermans, J., Phys. Lett., B202, N3, (1988), 458.
- (94) Gribov, L.V., Levin, E.M., Ryskin, M.G., Phys. Rep., V100, N1,2, (1983), 1.
- (95) UAI Collaboration, CERN-EP/87-84.
- (96) Dias de Deus, J., Kwiecinski, J., Phys. Lett. 196B, (1987), 537.
- (97) Cappela, A., Tra Thanh Van, J., Kwiecinski, J., Phys. Rev. Lett., (1987), 58.
- (98) Dias de Deus, J., Kwiecinski, J., Pimenta, M., Phys. Lett., B202, N3, (1988), 397.
- (99) Kwiecinski, J., Phys. Lett., B184, (1987), 386.
- (100) Wilson, R., Proceedings of the 1971 International Symposium on Electron and Photon Interaction at High Energy, Cornell Univ. Press, Ithaca (1972), 97.
- (101) Nagy et. al., Nucl. Phys. B150, (1979), 221.

- (102) Dias de Deus, J., "II Int. Conf. on Elastic and Diffractive Scattering, Rockefeller University, (1987); preprint IFM-1/88, Lisboa.
- (103) Bourrely, C., Soffer, J. Wu, T.T., Phys. Lett. B196, (1987), 237.
- (104) Amaldi, U. et. al., Nucl. Phys., B145 (1978), 367.
- (105) Baumel, J. Feingold, M., Moshe, M., Nucl. Phys. B198, (1982), 13.
- (106) Block, M.M., Cahn, R.N., Phys. Lett. B120, (1982), 224.
- (107) Cahn, R.N., Lectures at the SLAC Summer School, (1982).
- (108) Henzi, R., Valin, P., Phys. Lett. 132B, N4,5,6, (1983), 443.
- (109) Menon, M.J., Pimentel, B.M., preprint: DRCCAEL - IFGW-UNICAMP (em preparação)
- (110) Menon, M.J., Pimentel, B.M., preprint: IFT/P-36/88.
- (111) Menon, M.J., Pimentel, B.M., preprint: IFT (em preparação).

AGRADECIMENTOS

- Ao Prof. Bruto Max Pimentel Escobar, pela orientação e pela dedicação no desenvolvimento deste trabalho;
- Ao Prof. José Bellandi Filho, pelo seu apoio quando do meu ingresso no grupo teórico do Departamento de Raios Cômicos;
- Ao Prof. Jorge Dias de Deus, pelas discussões, críticas e sugestões.
- Aos colegas Roberto José Maria Covolan e Sergio Querino Brunetto, pelo auxílio na parte computacional e pelos programas fornecidos que foram utilizados neste trabalho;
- Ao Prof. Ngan André Bui Van pelas discussões relativas à análise de dados;
- Aos funcionários das bibliotecas do Instituto de Física Gleb Wataghin e Instituto de Física Teórica pela eficiência na obtenção do material bibliográfico;
- A Maria de Lourdes Soares da Silva pela presteza na datilografia do texto;
- Aos professores que, embora não tenham participado diretamente deste trabalho, contribuíram e/ou têm contribuído na minha formação profissional: Armando Turtelli Jr., Cesare Mansueto Giulio Lattes, Edison Hiroyuki Shibuya, José Augusto Chinellato, Kotaro Sawayanagi e Margarita Ballester Cardona Santos.