

**Análise Fenomenológica da
Produção Difrativa de W's e Dijatos em
Colisões Hadrônicas a Altas Energias**

Mara Senghi Soares

Tese apresentada ao Instituto de Física Gleb Wataghin
para obtenção do título de Doutora em Física

*Este exemplar corresponde à redação final
da Tese de Doutorado defendida pela aluna
Mara Senghi Soares e aprovada pela
Comissão Julgadora.*

[Assinatura]
26.09.2002

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Roberto J. M. Covolan – UNICAMP (orientador)

Prof. Dr. Fernando Silveira Navarra – USP

Prof. Dr. Alberto Franco de Sá Santoro – CBPF

Profa. Dra. Carola Dobrigkeit Chinellato – UNICAMP

Prof. Dr. Carlos Ourivio Escobar – UNICAMP

UNIDADE IFGW
Nº CHAMADA T/UNICAMP
Solla
V _____ EX _____
COMBO BC/ 51485
PROC 16.837/02
C _____ DX _____
PREÇO RS 11,00
DATA 12/11/02
Nº CPD _____

IF 1348

CM00176447-9

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DO IFGW - UNICAMP

818 10 266928

Solla **Soares, Mara Senghi**
 Análise fenomenológica da produção difrativa de W's
e díjetos em colisões hadrônicas a altas energias / Mara
Senghi Soares. -- Campinas, SP: [s.n.], 2001

Orientador: Roberto J. M. Covolan.

Tese (doutorado) - Universidade Estadual de Campinas,
Instituto de Física "Gleb Wataghin".

- 1. Espalhamento difrativo. 2. Partículas - Difração.**
- 3. Espalhamento (Física). I. Covolan, Roberto José**
Maria. II. Universidade Estadual de Campinas, Instituto
de Física "Gleb Wataghin". III. Título



Instituto
de Física
Gleb Wataghin

C.P. 6165
CEP: 13083-970
Tel. (19) 789-5305
e-mail: secpos@ifi.unicamp.br

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE DOUTORADO DA SRTA. MARA SENGHI SOARES - RA 955205, APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA "GLEB WATAGHIN", DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 23 DE ABRIL DE 2001.

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. Roberto José Maria Covolan (orientador)
IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. Fernando Silveira Navarra
IF/USP

Prof. Dr. Alberto Franco de Sá Santoro
CBPF/RJ

Profª. Dra. Carola Dobrigkeit Chinellato
IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. Carlos Ourivio Escobar
IFGW/UNICAMP

200254313

Agradecimentos

Durante a realização desse trabalho recebi o apoio de muita gente, a quem sou inteiramente grata. Se não fosse com toda essa ajuda, não haveria tese...

Agradeço de coração à minha família, especialmente meus pais, Luiz e Hacy, a quem eu devo totalmente a possibilidade de realização desse trabalho.

Dentre as pessoas que conviveram comigo durante todos esses anos de DRCC, gostaria de agradecer com muito carinho

primeiramente ao Roberto Covolan, orientador e amigo;

aos funcionários, sobretudo ao Mário de Castro, gerente de rede nota 10;

aos estudantes / pós-doutorandos Altem, Célio, Henrique, Hiroshi, Luiz Américo, Mirian, Montanha, Orlando, Pedro e Vítor;

aos professores que me apoiaram. Sou muito grata à Carola, que sempre ajuda a gente em tudo.

Também agradeço toda a força que recebi do Neto, Henrique, Françoise e dos demais amigos da turma de 90, com quem foi sempre bom estudar física (mesmo naquelas primeiras noites em claro estudando Mecânica Quântica)! Agradeço a todos os que dividiram casa comigo, esse tempo vai deixar saudade... E aos demais amigos que estiveram presentes nesse processo.

Agradeço à CAPES e à FAPESP pelo apoio financeiro.

I would like also to thank all the people who have helped me (a lot!) during my stay with the ZEUS - Columbia Group, specially Prof. Allen Caldwell, Prof. Henri Kowalski, Prof. Al Mueller, Prof. Frank Sculli, and the whole staff at Nevis Laboratories. To my friends there, Philippe Cros, Bruce Mellado, Stathes Paganis, An Qui and Stéphànie, thank you very much for the discussions and for the good time together!

Em um bom português,

MUITO OBRIGADA A TODOS VOCÊS!

Resumo

A ocorrência de produção difrativa *hard* em processos hadrônicos tem sido observada e analisada em experimentos de feixes colidentes há já vários anos. As taxas experimentais de produção difrativa de W 's e J/ψ 's medidas no Tevatron e as seções de choque de J/ψ 's produzidos difrativamente no experimento HERA são objeto da presente análise. Tentou-se inicialmente utilizar a função de estrutura do Pomeron, obtida dos dados do HERA através do modelo de Ingelman-Schlein, para calcular as taxas e seções de choque para esses processos. A comparação das previsões teóricas com os valores medidos revelaram algumas discrepâncias que tornaram evidentes certas dificuldades conceituais com tal modelo. Obteve-se compatibilidade entre experimento e teoria apenas quando a análise foi restrita aos dados de colisões hadrônicas do Tevatron.

Abstract

Hadronic processes in which hard diffractive production takes place have been observed and analyzed in collider experiments for several years. The experimental rates of diffractive W 's and dijets measured at the Tevatron and the cross sections of diffractively produced dijets obtained at the HERA experiment are the object of the present analysis. Firstly, it is attempted to use the Pomeron structure function obtained from HERA data by using the Ingelman-Schlein model to calculate the rates and cross sections for these processes. The comparison of theoretical predictions with the measured values revealed some discrepancies, making evident certain conceptual difficulties with such an approach. Compatibility between experiment and theory has been achieved only when the analysis was restricted to hadron collision data from the Tevatron.

Conteúdo

1	Introdução	1
2	Processos de Dissociação Hadrônica Difractiva	5
2.1	Difração mole - Modelo de Polos de Regge	5
2.2	Difração dura - Modelo de Ingelman-Schlein	8
2.2.1	Fator de fluxo padrão	11
2.2.2	Fator de fluxo renormalizado	11
3	Dados experimentais: difração no HERA e no Tevatron	15
3.1	Dados do HERA	16
3.1.1	Função de Estrutura Difractiva	16
3.1.2	Fotoprodução de dijetos	20
3.1.3	Intercepto do Pomeron	22
3.2	Dados do Tevatron	25
3.2.1	Produção de W 's	25
3.2.2	Produção de dijetos em difração simples	26
3.2.3	Dijetos em processos de troca dupla de pomerons	29
4	Fenomenologia das interações duras	31
4.1	Produção hadrônica de dijetos	31
4.1.1	Cinemática	31
4.1.2	Seção de choque	33
4.2	Produção de bósons vetoriais W^\pm	35
4.2.1	Cinemática	35
4.2.2	Seção de choque para a produção de W^\pm	37
4.3	Fotoprodução de dijetos	40
4.3.1	Componente Resolvida	43

4.3.2	Componente Direta	43
5	Estudos Preliminares	46
5.1	Seções de choque para processos difrativos	46
5.1.1	Seção de choque difrativa para a produção de dijatos	47
5.1.2	Produção de dijatos em troca dupla de pomerons	47
5.1.3	Produção difrativa de W 's	48
5.1.4	Fotoprodução difrativa de dijatos	48
5.2	Fator de fluxo e função de estrutura do pomeron	49
5.2.1	Fator de fluxo	50
5.2.2	Função de Estrutura do Pomeron	50
5.3	Resultados	53
5.3.1	Resultados para hadroprodução	54
5.3.2	Resultados para fotoprodução	55
5.3.3	Discussões sobre os resultados	57
5.4	Modelo a Partons Difrativo (<i>DIFFPM</i>)	60
5.4.1	<i>DIFFPM versus</i> Modelo de Ingelman-Schlein	61
5.4.2	<i>DIFFPM versus</i> Renormalização do fluxo	61
5.5	Resultados	62
5.5.1	Resultados para difração simples	62
5.5.2	Resultados para troca dupla de pomerons	65
5.6	Correção dependente apenas da energia	66
5.7	Dificuldades encontradas	68
5.8	Conclusões parciais	70
6	Reanálise dos dados experimentais do Tevatron	72
6.1	Função de estrutura do pomeron via produção hadrônica	73
6.1.1	Testes na produção de W 's	73
6.1.2	Testes na produção de dijatos em difração simples	76
6.1.3	Testes na produção de dijatos via troca dupla de pomerons	76
6.1.4	Distribuições em η	77
6.2	Resultados e Discussões	80
7	Conclusões	88

Lista de Figuras

2.1	Representação esquemática do modelo de Ingelman-Schlein: (a) troca de um pomeron levando à produção de um sistema hadrônico X. (b) Espalhamento duro parton-parton no sistema pomeron-próton. (c) Topologia do processo de espalhamento, vista do sistema de centro de massa dos hádrons. Na figura, p_f representa o próton difratado, J os díjetos observados e S os jatos espectadores. Figura extraída da Ref. [1].	9
2.2	Dados experimentais da seção de choque total difrativa, comparados às estimativas teóricas obtidas com o fator de fluxo padrão (linha pontilhada) e renormalizado (linha contínua). Figura extraída da Ref. [17].	13
3.1	Dados experimentais de $F_2^{D(3)}(Q^2, \xi, \beta)$ medidos pela colaboração H1. O ajuste, $F_2^{D(3)}(Q^2, x_{\mathbb{P}}, \beta) = Ax_{\mathbb{P}}^{-n}$, é comentado no texto (figura extraída de [34]).	17
3.2	O mesmo da figura anterior para a colaboração ZEUS (figura extraída de [35]).	18
3.3	Dados mais recentes de função de estrutura difrativa medidos no HERA (figura extraída da Ref. [36]). Os dados são multiplicados por ξ (ou $x_{\mathbb{P}}$, de acordo com a análise) para evidenciar as regiões onde há o desvio do padrão $F_2^{D(3)}(Q^2, x_{\mathbb{P}}, \beta) = Ax_{\mathbb{P}}^{-(1+2\epsilon_{\mathbb{P}})}$	21
3.4	Dados experimentais de fotoprodução de díjetos medidos pela Colaboração ZEUS [39]. As curvas teóricas correspondem à análise da própria colaboração. Note-se que, para a distribuição em x_{γ} , a contribuição da componente direta, devida à correção <i>Next-to-Leading Order</i> , é diferente de zero para $x_{\gamma} < 1$ e muito importante para a descrição correta dos dados.	23
3.5	Distribuição em número de eventos em função de ξ medidos na produção difrativa (simples) de díjetos pela Colaboração D0 [46].	28
3.6	Distribuição em número de eventos em função de ξ na produção de díjetos com troca dupla de pomerons. Figura extraída da Ref. [47] (Colaboração CDF).	30

3.7	Distribuição em número de eventos na produção de dijetos com troca dupla de pomerons. Os pontos são eventos TDP, linha sólida eventos difrativos simples e linha tracejada eventos não difrativos. Figura extraída da Ref. [47] (Colaboração CDF).	30
4.1	Direção preferencial da produção de e^+ (à esquerda) e e^- (à direita), provenientes do decaimento do W^\pm	39
4.2	Subprocessos elementares para a produção de W^+ (esquerda) e W^- (direita).	40
4.3	Esquema representativo dos processos de fotoprodução difrativa de dijetos, "fóton direto" (acima) e "fóton resolvido" (abaixo).	45
5.1	Esquema de um processo de troca dupla de pomerons produzindo jatos.	47
5.2	Distribuição em rapidez para os léptons resultantes do decaimento dos bósons W . As contribuições para elétron e pósitron são mostradas separadamente, como indica a figura. Em (a) são mostrados os resultados para a produção não difrativa (curvas sólidas) e para os ajustes 1 e 2, fluxo padrão. Na figura (b) os mesmos resultados para produção não difrativa são mostrados juntamente com os do fluxo renormalizado, ajustes 3 e 4. As linhas verticais mostram os limites onde são realizadas as medidas da Ref. [42].	54
5.3	Distribuição em rapidez para a produção de jatos; cortes cinemáticos dos experimentos CDF: (a) Rap-Gap [43], (b) Roman Pots [44] e D0: (c) 1800 GeV, (d) 630 GeV [45]. Comentários no texto.	57
5.4	Distribuição em rapidez em processos de fotoprodução difrativa de jatos, comparados aos dados de [39]. Cálculos com o fator de fluxo padrão (ajustes 1 e 2) e com o fator de fluxo renormalizado (ajustes 3 e 4).	58
5.5	Mesmos cálculos da figura 5.4 para outras distribuições.	59
5.6	Distribuição em rapidez em processos de fotoprodução difrativa de jatos, comparados aos dados de [39]. Os ajustes 3 e 4 correspondem às funções de estrutura do Pomeron obtidas com o fluxo renormalizado, mas no cálculo são redefinidas de acordo com o DIFFPM (ver discussão no texto). As componentes direta e resolvida da seção de choque para o ajuste 3 correspondem às áreas hachurada e sombreada, respectivamente.	63
5.7	Outras distribuições para fotoprodução difrativa de jatos, calculadas da mesma maneira da figura anterior.	65

5.8	Distribuições $d\sigma/d\langle\eta\rangle$ (normalizadas à unidade) para a produção de dijetos com troca dupla de pomerons. A linha contínua corresponde a eventos produzidos não-difrativamente, linha tracejada eventos em difração simples e os pontos correspondem a eventos de troca dupla de pomeron.	67
6.1	Tipos de distribuições iniciais de quarks e glúons no pomeron, construídas para os testes relatados no texto.	73
6.2	Acima: Seção de choque para a produção de W 's (em pb) com funções de distribuições iniciais como se segue. (1) quarks = glúons = super-dura; (2) quarks = dura, glúons = super-dura; (3) quarks = glúons = dura; (4) quarks = glúons = super-mole. Abaixo: mesmas curvas da figura anterior, focalizando a região $\xi < 0.1$. Nas duas figuras, para o caso (4) apresentam-se também as previsões para os cálculos sem evolução em Q^2 , linhas tracejadas. Em todas as figuras curvas em vermelho e em preto correspondem a $\epsilon=0.085$ e 0.25, respectivamente.	75
6.3	Produção de W 's (em pb) a partir de pomeron puramente quarkênicos em $Q_0^2 = 2 \text{ GeV}^2$. Curva sólida: super-dura, tracejada: dura, pontilhada: super-mole.	75
6.4	Distribuição em ξ (em nb) para a produção difrativa de dijetos. Os cortes experimentais praticados são os da Col. D0, jatos para frente a 1800 GeV [46]. As curvas em preto (acima) correspondem a $\epsilon = 0.25$ e as em vermelho (abaixo) $\epsilon = 0.085$. As distribuições iniciais são compostas como se segue. (1) quarks = glúons = super-dura; (2) quarks = dura, glúons = super-dura; (3) quarks = glúons = dura; (4) quarks = glúons = super-mole	77
6.5	O mesmo da figura anterior para jatos <i>centrais</i> a 1800 GeV	77
6.6	O mesmo da figura anterior para jatos para frente a 630 GeV	78
6.7	O mesmo da figura anterior para jatos <i>centrais</i> a 630 GeV	78
6.8	Distribuições em ξ (referente ao anti-próton) para a produção de dijetos em processos de troca dupla de pomerons. As indicações (1) a (4) referem-se às distribuições da Fig. 6.4.	79
6.9	Comparação entre os formatos das distribuições em $\langle\eta\rangle$ para a produção de dijetos em processos não difrativos e em troca dupla de pomerons. As indicações (1) a (4) referem-se às distribuições da Fig. 6.4.	79
6.10	Distribuição inicial (em $Q^2 = 2 \text{ GeV}^2$) para o singlete de quarks, utilizado nos cálculos dessa seção. A densidade de glúons na escala inicial é nula.	81

6.11	Distribuição em ξ em nb. para produção difrativa de díjetos com os cortes da Col. D0 [46]: (a) jatos para frente a 1800 GeV (b) centrais a 1800 GeV (c) jatos para frente a 630 GeV (d) centrais a 630 GeV. Resultados com a função de estrutura difrativa comentada no texto.	82
6.12	Distribuição em ξ do anti-próton (esquerda) e do próton (direita) para a produção de díjetos em troca dupla de pomeron, com os cortes cinemáticos da Ref. [47] (em nb). Resultados com a função de estrutura difrativa comentada no texto.	83
6.13	Distribuição em η médio na produção de díjetos para eventos não difrativos (linha sólida) difrativos simples (linha tracejada) e com troca dupla de pomerons com os cortes cinemáticos da Ref. [47]. Todas as curvas estão normalizadas à unidade.	84

Capítulo 1

Introdução

Com o desenvolvimento da Cromodinâmica Quântica (*Quantum Chromodynamics*, QCD), as interações entre os partons, constituintes dos hádrons, passaram a ser bem entendidas, pelo menos dentro do regime dito perturbativo. Consequentemente, grande parte das interações entre os hádrons, envolvendo interações entre partons, também foram solucionadas. As interações hadrônicas descritas pela QCD em termos das interações entre seus constituintes, são chamadas interações hadrônicas duras enquanto aquelas envolvendo a participação do hádron como um todo na interação são chamadas interações hadrônicas moles. Exemplos de interações duras são os processos hadrônicos levando à produção de W^\pm , Z^0 ou de jatos no estado final, bem como o *Espalhamento Inelástico Profundo*, interação elétron-próton na qual o fóton emitido interage com os partons constituintes do hádron.

Porém, uma classe especial de interações hadrônicas ainda está longe de ser bem entendida. Trata-se das interações difrativas duras, nas quais coexistem características das interações duras no estado final (como, exemplo os processos de produção acima citados) e certas características peculiares a processos difrativos (como lacuna em rapidez e a ocorrência de um hádron espalhado quase elasticamente). Tradicionalmente, as interações difrativas eram concebidas como sendo tipicamente moles, levando à produção de partículas com baixo p_T (momento transversal). Até os anos 80 essas interações eram mais comumente estudadas no contexto da fenomenologia de Regge, que data do período pré-QCD.

Porém, a possibilidade de um processo difrativo ocorrer também em regime duro foi aventada através do modelo de Ingelman-Schlein [1] e confirmada experimentalmente, poucos anos mais tarde, pela Colaboração UA8 [2]. Esta detectou pela primeira vez a produção de jatos em eventos difrativos $p\bar{p}$ no ano de 1988.

O modelo de Ingelman-Schlein, que mistura elementos da fenomenologia de Regge com elementos da QCD, acertou ao prever a ocorrência de difração dura, mas provou-se falho na sua descrição quantitativa. A partir daí, e principalmente nos últimos anos, o problema dos processos hadrônicos difrativos duros vêm sendo amplamente investigado, levando a uma série de questões teóricas importantes. Paralelamente às tentativas de solução do problema teórico, vários experimentos atuais no Tevatron (Fermilab - Batavia, Estados Unidos) e no DESY (Hamburgo, Alemanha) têm realizado novas medidas em interações difrativas duras, nas quais as estruturas partônicas das partículas envolvidas podem ser testadas, o que tem possibilitado algum avanço no estudo de tais processos.

Dentre as muitas tentativas de solução para o problema da difração dura, pode-se mencionar algumas que são amplamente discutidas hoje em dia. Primeiramente, os modelos derivados do próprio modelo de Ingelman-Schlein [1] ainda são muito utilizados atualmente. Eles são chamados de modelos fatorizáveis uma vez que o modelo de Ingelman-Schlein supõe que uma interação difrativa dura ocorra em duas etapas distintas: a emissão do agente mediador das interações difrativas, chamado pomeron, e a posterior interação dura entre o hádron e o pomeron. Dentre os vários trabalhos que têm se utilizado desse tipo de modelo destacamos os artigos recentes das Refs. [3, 4], nos quais são feitos cálculos análogos aos apresentados nessa tese, em alguns casos com resultados similares.

Outros autores [5, 6] estenderam o conceito das funções de fratura [7] para o caso difrativo, obtendo bons resultados para a fotoprodução de díjetos e função de estrutura difrativa no HERA. Grosso modo, o conceito de funções de fratura incorpora a descrição da evolução partônica durante a interação, desde a estrutura interna dos hádrons (dada normalmente pelas funções de estrutura) até sua hadronização no estado final (em geral descrita pelas funções de fragmentação). Dessa unificação das duas funções, estrutura e fragmentação, é que surge o nome função de fratura. O problema com esse modelo é que, em sua extensão para processos difrativos, ainda conta muito com a fenomenologia de Regge para introduzir, artificialmente, dependências importantes com as variáveis típicas da difração, tais como ξ e β , que são as frações de momento perdidas pelo hádron difratado e pelo parton interagente, respectivamente.

Uma abordagem bastante importante para as interações difrativas, que segue de longa data e ainda se mantém bastante atual, é o modelo de Dipolo de Cor, válido para interações ep , difrativas ou não difrativas. O conceito básico imbutido nesse modelo é que o fóton pode se abrir em "dipolos" $q\bar{q}$, que interagem com o próton, via troca de glúons ou por outro mecanismo mais complicado, gerando o estado final desejado. Nesse contexto, constam da amplitude de espalhamento a seção de choque para a interação par-próton

(“seção de choque de dipolo”), as funções de onda do fóton, além da particularização para o estado final que pode ser, por exemplo, a função de onda de um méson vetorial presente no estado final. No recente artigo de revisão [8], bem como nas referências contidas ali, são mostrados vários resultados da aplicação desse modelo. Dentre eles, destacam-se os das Refs. [9, 10], que parametrizaram a seção de choque de dipolo como uma expressão extremamente simples, mas que reproduz satisfatoriamente uma ampla gama de dados experimentais do HERA, difrativos e não difrativos. Embora o modelo de Dipolo seja, em princípio, totalmente independente da fenomenologia de Regge, a dependência em t , quadrimomento transferido quadrático no vértice difrativo, não surge naturalmente nesse modelo, sendo que alguns autores apelam para modelos de Regge para introduzi-la (veja, por exemplo, as Refs. [11, 12]).

Cabe mencionar, também, uma importante tendência atual na tentativa de se solucionar o problema da difração dura que é a modelagem da **probabilidade da sobrevivência da lacuna em rapidez**. Como foi dito anteriormente, uma das características que tipificam um evento difrativo é o lacuna em rapidez, que nada mais é do que a ausência de produção de partículas numa certa região do detector. Ora, se partículas não estão sendo produzidas, do ponto de vista da QCD a interação hadrônica deve estar sendo mediada pela troca de um singlete de cor¹. Porém, a menos do objeto trocado, outros partons espectadores podem interagir entre si, produzindo hádrons que eventualmente povoariam a lacuna em rapidez. Assim, um evento difrativo poderia estar sendo oculto experimentalmente pela ausência da lacuna, indo de encontro ao problema quantitativo que ocorre nos problemas fatorizáveis de que as expectativas teóricas sempre superestimam os resultados experimentais. Há muitos artigos a respeito desse assunto, dentre os quais destacamos as Refs. [13] a [15].

No desenvolvimento dessa tese, a abordagem ao assunto segue a linha dos modelos fatorizáveis [1, 3]. Inicialmente, focalizamos no estudo dos problemas relacionados **fator de fluxo** [16, 17], e à **função de estrutura do Pomeron**, buscando alternativas aos mais comumente utilizados. Esse trabalho iniciou-se durante o mestrado [18], e gerou as publicações [19] e [20].

Outros dois trabalhos sobre difração dura, um deles já publicado, foram completados no período compreendido pelo doutoramento. Em um deles [21], ainda no contexto dos modelos fatorizáveis, estudou-se a contribuição do charme² na função de estrutura difrativa medida no HERA. O estudo da produção de charme via fusão boson-glúon re-

¹Note-se que, no modelo de Ingelman-Schlein dir-se-ia que o pomeron é um objeto incolor.

²quark c

sultou, como principal conclusão, que a parcela de charme na função de estrutura do pomeron pode ser grande o suficiente para ser detectada experimentalmente. Confirmou-se também uma forte correlação entre a contribuição do charme e as distribuições de quarks leves, o que indica que muita informação sobre o conteúdo partônico do pomeron pode ser extraída com a medição de eventos desse tipo. No outro [22], também analisando dados medidos no HERA, aplicamos o modelo de Dipolo de Cor, mais especificamente a particularização das Refs. [9, 10], no estudo da produção “elástica” dos mésons vetoriais ϕ , ρ e J/Ψ . Observou-se que, para todos os mésons estudados, o modelo reproduz corretamente a dependência da seção de choque elástica com W , energia da reação, e também a razão σ_L/σ_T entre as seções de choque longitudinal e transversal, mesmo quando se utilizam hipóteses bastante simplificadas na construção das funções de onda desses mésons. Embora esses dois últimos trabalhos tenham tido sua importância no desenvolvimento desse programa de doutoramento, sua inclusão resultaria numa extensão inadequada da tese, visto tratarem-se de abordagens diferentes da aqui apresentada, embora igualmente complexas.

Em resumo, apresenta-se nesse trabalho de doutoramento uma análise fenomenológica da produção difrativa de W 's de díjetos em colisões hadrônicas, utilizando-se como ponto de partida o modelo de Ingelman-Schlein. Ao longo de seu desenvolvimento, foram também analisados processos de produção difrativa de díjetos em colisões elétron-próton, através de dados do HERA.

No Cap. 2, apresenta-se, de forma breve, os fundamentos teóricos para o estudo de difração mole e dura no contexto do modelo de polos de Regge. A seguir, no Cap. 3, são apresentados os dados experimentais utilizados nesse trabalho, enquanto que no Cap. 4 se faz a descrição teórica dos processos elementares correspondentes às interações estudadas, através da QCD Perturbativa e da Teoria Eletrofraca. Essa descrição teórica é estendida aos processos difrativos correspondentes no Cap. 5. Também nesse capítulo, são apresentados e discutidos diversos estudos realizados durante o doutorado a respeito do tema da tese. Uma análise final, restrita aos dados experimentais de colisões hadrônicas obtidos no Tevatron é apresentado no Cap. 6. No Cap. 7, são apresentadas as conclusões finais desse trabalho.

Capítulo 2

Processos de Dissociação Hadrônica Difrativa

Uma vez que se pretende estudar as interações difrativas duras, uma apresentação em detalhes da teoria de polos de Regge aplicada às interações moles (aquelas nas quais não há indícios de atividade partônica), está além do escopo dessa tese. Isto é feito com muita propriedade na Ref. [23]. Entretanto, o modelo de Ingelman-Schlein, que é a base fenomenológica de todo o desenvolvimento do trabalho, trata da difração dura como uma reação mediada pela troca de um pomeron, que deriva da teoria de Regge. Apresentamos, então, uma breve introdução a essa fenomenologia, realçando o papel do pomeron como agente mediador das interações difrativas.

2.1 Difração mole - Modelo de Polos de Regge

A teoria de polos Regge pode ser definida como uma teoria de potencial em que a variável momento angular é estendida para o campo complexo. Ela se baseia na exploração das propriedades de analiticidade da matriz de espalhamento (matriz S), que conecta os estados inicial e final de uma interação, tal que a probabilidade de um estado $|i\rangle$ resultar num estado $|f\rangle$ seja dada por

$$P_{fi} = |\langle f|S|i\rangle|^2. \quad (2.1)$$

Encontra-se que a amplitude de espalhamento associada à matriz S possui uma série de singularidades no plano complexo do momento angular, de modo que a mesma pode ser escrita como uma soma das contribuições desses “polos” e seus resíduos.

Assim surgem os polos de Regge na amplitude de espalhamento das interações moles. Em termos das variáveis de Mandelstam, que são os invariantes de Lorentz definidos para

o espalhamento $ab \rightarrow cd$ como

$$s = (p_a + p_b)^2, \quad (2.2)$$

$$t = (p_a - p_c)^2, \quad (2.3)$$

$$u = (p_a - p_d)^2, \quad (2.4)$$

(p 's são os quadrimomenta das partículas), a amplitude de espalhamento assume a forma

$$A(s, t, u) = \frac{1}{s} \beta_1(t) \beta_2(t) s^{\alpha(t)} \Phi. \quad (2.5)$$

onde $\alpha(t)$ são os tais polos de Regge, $\beta(t)$ as funções resíduo e Φ é uma fase. Aqui, \sqrt{s} é a energia da reação no sistema de centro de massa e, no limite cinemático no qual essas variáveis têm sentido físico, t e u são negativos. Quando o processo correspondente a $ab \rightarrow cd$ é visto no canal- t , o que por simetria de cruzamento corresponde à reação $a\bar{c} \rightarrow \bar{b}c$, t é positivo e os polos de Regge correspondem a partículas, com massa M e spin conhecidos. Como $\alpha(t)$ deve ser igual ao spin da partícula e $t = M^2$, as "trajetórias" $\alpha(t)$ das partículas trocadas podem ser determinadas. Relacionando-se o spin como função de M^2 para vários mésons conhecidos, usuais mediadores das interações hadrônicas mole, observou-se [24, 25] que as trajetórias são lineares, do tipo $\alpha(t) = \alpha_0 + \alpha' t$.

Com a troca de uma trajetória com números quânticos do vácuo, a seção de choque para espalhamento elástico hadrônico, proporcional ao quadrado da amplitude, é

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt} = \frac{\beta^4(t)}{16\pi} \left(\frac{s}{s_0} \right)^{2[\alpha(t)-1]} \quad (2.6)$$

Um dos grandes resultados decorrentes da propriedade de unitariedade da matriz S ($SS^\dagger = 1$) é o teorema óptico, que relaciona a parte imaginária da amplitude de espalhamento para $t = 0$ à seção de choque total σ_{tot} . Então, na fenomenologia de Regge, a seção de choque total é obtida via teorema óptico, resultando

$$\sigma_{tot} = \beta^2(0) \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha_P(0)-1} \quad (2.7)$$

Em 1956 foi provado o teorema de Pomeranchuk [26], que diz que para uma interação com troca de carga, tipo $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$, a seção de choque para a interação será decrescente com o aumento da energia. De maneira complementar, mostrou-se [27] que para que a seção de choque de uma reação seja crescente com a energia, a partícula trocada deve ter os números quânticos do vácuo. Porém, os mésons, que são os mediadores conhecidos das interações moles, em geral não têm os números quânticos do vácuo. E, mesmo aqueles

que têm, não podem reproduzir o crescimento com s observado nos dados experimentais de seção de choque total. Isso só seria possível se $\alpha_0 > 1$ na Eq. (2.7), o que não ocorre para trajetórias mesônicas. Então, essa partícula hipotética, com números quânticos do vácuo e $\alpha_0 > 1$ foi denominada pomeron.

Desenvolvimentos posteriores permitiram a aplicação da teoria de polos de Regge aos processos de dissociação difrativa. Na região difrativa, a seção de choque invariante para a reação inclusiva $ab \rightarrow cX$ é dada por

$$E \frac{d^3\sigma}{d\mathbf{p}^3} = \frac{1}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dt d\xi}, \quad (2.8)$$

com $\xi = M^2/s = 1 - x_c$ e $-t = m_c^2 (1 - x_c)^2/x_c + p_T^2/x_c$ e $M^2 \equiv (p_a + p_b - p_c)^2$.

O procedimento para calcular a seção de choque invariante provém do formalismo de Regge-Mueller que consiste basicamente da aplicação da teoria de Regge para processos hadrônicos ao teorema óptico generalizado de Mueller [28, 29]. Essencialmente, esse teorema estabelece uma conexão entre a reação inclusiva $ab \rightarrow cX$ e a amplitude de espalhamento elástico de três corpos $A(ab\bar{c} \rightarrow ab\bar{c})$ via

$$E \frac{d^3\sigma}{d\mathbf{p}^3}(ab \rightarrow cX) \sim \frac{1}{s} \text{Desc}_{M^2} A(ab\bar{c} \rightarrow ab\bar{c}), \quad (2.9)$$

onde a descontinuidade da amplitude elástica é calculada em termos da variável M^2 . Assume-se que essa amplitude, por sua vez, seja dada em termos da fenomenologia de Regge.

Diferentes limites cinemáticos implicam em aproximações específicas para a seção de choque invariante. Assim, no limite de altas energias a interação difrativa $pp \rightarrow pX$, a seção de choque é dada por

$$\frac{d^2\sigma_{sd}}{d\xi dt} = \frac{\beta_{\mathbb{P}\mathbb{P}}^2(t)}{16\pi} \xi^{1-2\alpha_{\mathbb{P}}} \left[\beta_{\mathbb{P}\mathbb{P}}(0) g(t) \left(\frac{s'}{s_0} \right)^{2(\alpha_{\mathbb{P}}(0)-1)} \right]. \quad (2.10)$$

Na expressão acima, $\alpha_{\mathbb{P}}(t) = (1 + \epsilon) + \alpha' t$ é a trajetória do pomeron, $\beta_{\mathbb{P}\mathbb{P}}$ é o termo de acoplamento pomeron-próton e $g(t)$ é o suposto acoplamento entre três pomerons que surge no teorema de Mueller. A energia (quadrática) no sistema de massa pomeron-próton é $s' = M^2$; s_0 , em geral tomado como igual a 1 GeV^2 , é apenas um parâmetro de ajuste dimensional e a fração de momento perdida pelo próton difratado é $\xi = M^2/s$.

Como se pode notar, esse “objeto” com os números quânticos do vácuo trocado nas interações difrativas não é uma partícula usual. Assim, sua investigação teórica é bastante delicada, sendo que até hoje não está claro se ela deve ser tomada no mesmo nível de

uma partícula “real”, para a qual valem, por exemplo, as leis da QCD ou se deve ser considerada apenas um artifício teórico, ao qual se deve dar um tratamento especial.

Como o pomeron possui os números quânticos do vácuo, do ponto de vista da QCD ele é um singlete de cor. Portanto, já que não há radiação de cor, da troca de um pomeron decorre o fenômeno denominado lacuna em rapidez, que é um intervalo grande entre a massa hadrônica X produzida na dissociação e o próton difratado no qual não se detecta a produção de partículas. Esse intervalo é medido em unidades da variável rapidez

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_L}{E - p_L}, \quad (2.11)$$

onde a energia E e o momento longitudinal p_L referem-se ao próton difratado. Essa característica pode ser usada experimentalmente na identificação de eventos difrativos. Outra evidência de um evento difrativo é a fração do momento perdida pelo hádron difratado, que é tipicamente ~ 0.05 de seu momento inicial, podendo, porém, chegar a $\xi \sim 0.15$.

2.2 Difração dura - Modelo de Ingelman-Schlein

Até o início dos anos 80, a difração hadrônica era conhecida apenas em regime mole. Então, a pergunta intrigante que se colocou foi: pode haver difração acompanhando também interações duras?

Em 1985, surgiu o modelo de Ingelman-Schlein [1], que dava uma resposta, pelo menos qualitativa, a esta questão. A idéia básica do modelo é que, como nos processos não difrativos, pode, sim, haver difração em regime duro. Porém, no último caso, há uma etapa que antecede a interação partônica, na qual um dos hádrons emite um pomeron. É o pomeron que vai interagir com o outro hádron, via constituintes¹. Assim, o modelo consiste em se descrever a interação difrativa dura em duas etapas distintas, que são (Fig. 2.1):

1. emissão do pomeron com quadrimomento t pelo hádron difratado. Note-se que esta etapa constitui o vértice “quase elástico” (mole) onde o hádron apenas perde parte de seu momento inicial;

¹Este é o caso da difração simples. A difração dupla ocorre quando ambos os hádrons emitem pomerons, ocorrendo a reação entre os partons dos dois pomerons, sendo os hádrons apenas espectadores na reação.

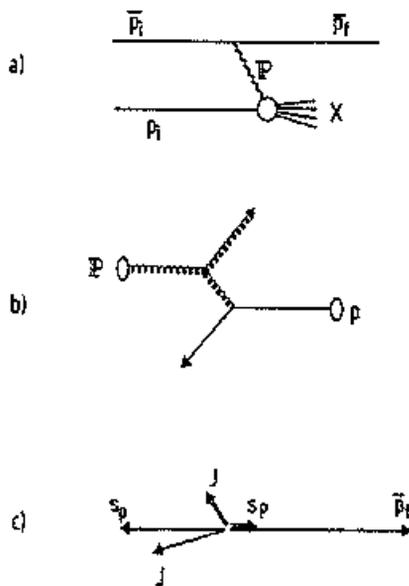


Figura 2.1: Representação esquemática do modelo de Ingelman-Schlein: (a) troca de um pomeron levando à produção de um sistema hadrônico X. (b) Espalhamento duro parton-parton no sistema pomeron-próton. (c) Topologia do processo de espalhamento, vista do sistema de centro de massa dos hádrons. Na figura, p_f representa o próton difratado, J os dijatos observados e S os jatos espectadores. Figura extraída da Ref. [1].

2. interação entre os partons provenientes do pomeron e os partons provenientes do hádron não difratado, caracterizando uma interação dura. pomeron-hádron.

Como resultado, a interação entre os partons levaria, no exemplo da Fig. 2.1, à produção de dijatos.

Sob esta ótica, o pomeron comporta-se como uma partícula, interagindo fortemente e por isso mesmo dotada de função de estrutura, hipótese não contemplada nos processos mole. Dada a hipótese da emissão do pomeron, a variável $\xi = M_X^2/s$, que é a fração de momento que o hádron perde ao difratar-se, é identificada no modelo como a fração de momento carregada pelo pomeron, x_P . Define-se também a variável

$$\beta = \frac{x}{x_P}, \quad (2.12)$$

que é a fração de momento carregada por cada parton interagente do pomeron, análogo ao x de Bjorken do caso não difrativo. Assim a função de estrutura do pomeron é denotada por $f_P(\beta, Q^2)$.

Tempos depois do modelo ter sido proposto, a probabilidade de emissão do pomeron no vértice hadrônico foi associada a uma função do tipo $g(x_{\mathbb{P}}, t)$, denominada **fator de fluxo**. Então, a seção de choque para produção difrativa dura num processo $p\bar{p}$ é dada por

$$\frac{d^2\sigma_{jj}}{dtdM_X^2} = \frac{d^2\sigma_{sd}}{dtdM_X^2} \frac{\sigma_{p\mathbb{P}\rightarrow jj}}{\sigma_{p\mathbb{P}\rightarrow X}}. \quad (2.13)$$

A parte dura, descrita pela QCD (o modelo a partons será discutido no próximo capítulo), está contida em $\sigma_{p\mathbb{P}\rightarrow jj}$, enquanto que a parte dura, que é a remanescente na Eq. (2.13), será identificada como o fator de fluxo de pomerons.

O modelo, como proposto, deixa alguns pontos cruciais em aberto: o que se deve usar para função de estrutura e o fator de fluxo do pomeron? Embora as idéias que constituem o modelo fossem bastante simples e ainda faltassem respostas para essas questões, o modelo de Ingelman-Schlein foi extremamente relevante (e na verdade tem sido até os dias de hoje) no desenvolvimento da difração dura. Isso porque esse modelo ousou propor a descrição de um fenômeno antes mesmo de haver qualquer evidência experimental de que ele pudesse ocorrer. E tornou-se ainda mais importante três anos mais tarde, quando a Colaboração UA8 [2] divulgou a descoberta experimental dos primeiros jatos produzidos difrativamente em processos $p\bar{p}$, no *CERN SPS-collider*.

Porém, o modelo de Ingelman-Schlein cometia ao mesmo tempo um acerto e um erro:

↔ confirma-se que difração dura existe;

↔ a previsão quantitativa está errada.

Na verdade, a Col. UA8 detectou cerca de sete vezes menos dijatos em eventos difrativos do que havia sido previsto. Vale notar, porém, que, em 1985, as informações que se tinha a respeito da função de estrutura e do fator de fluxo eram bastante escassas, de modo que a escolha dos autores foi:

- para o fator de fluxo, uma parametrização de dados experimentais [2];
- para a função de estrutura do pomeron, duas hipóteses foram consideradas, sendo em ambas o pomeron constituído apenas por glúons. Em um caso, apenas dois glúons dividindo igual fração de momento, $xG(x) = 6x(1-x)$ e em outro caso um pomeron composto de muitos glúons, $xG(x) = 6(1-x)^5$.

Voltaremos a falar de função de estrutura do pomeron no próximo capítulo, mas registramos aqui que experimentos de difração em regime duro podem trazer mais informações sobre elas. Quanto ao fator de fluxo, apresentamos abaixo algumas expressões bastante utilizadas na literatura.

2.2.1 Fator de fluxo padrão

Uma das formas mais comuns para o fator de fluxo do pomeron, denotada ao longo dessa tese como fator de fluxo padrão, é a utilizada no modelo de Donnachie e Landshoff [16]. Este fator de fluxo é derivado do teorema de Mueller, mencionado na Seção 2.1, e é dado por

$$f(x_{\mathbb{P}}, t) = \frac{9b^2}{4\pi^2} [F_1(t)]^2 x_{\mathbb{P}}^{1-2\alpha(t)}, \quad (2.14)$$

onde

- $F_1(t) \rightarrow$ fator de forma de Dirac (obtido de espalhamento *ep* a baixas energias)
- $b = 1.8 \text{ GeV}^{-1} \rightarrow$ termo de acoplamento \mathbb{P} -quark, e
- trajetória do Pomeron:

$$\alpha(t) = 1.086 + 0.25t. \quad (2.15)$$

Todos esses parâmetros são fixos a partir de dados de espalhamento elástico, para os quais já se sabe que a fenomenologia de Regge funciona bem. Porém, especificamente para o caso da difração mole encontra-se, com a parametrização acima, uma grave discrepância entre a seção de choque σ_{sd}^{tot} teórica e a experimental. O cálculo teórico prevê um crescimento excessivo da seção de choque difrativa para energias mais altas, levando ao problema da violação da unitaridade para a matriz S , $SS^\dagger > 1$. Assim, a previsão teórica para a contribuição difrativa da seção de choque total a energias já estudadas atualmente em colisores como o Tevatron ultrapassa o valor experimental da própria seção de choque total. Este problema é ilustrado na Fig. 2.2, onde também se vê o resultado para o fluxo renormalizado discutido abaixo.

Embora esse fator de fluxo seja amplamente utilizado, inclusive em programas de simulação de eventos difrativos [30], o problema da difração mole não pode ser ignorado.

2.2.2 Fator de fluxo renormalizado

Numa tentativa de solucionar este problema, foi proposto um esquema de *renormalização do fator de fluxo* [17], que consiste no seguinte procedimento: define-se o fator de normalização, $N(x_{\mathbb{P}_{min}})$, como

$$N(x_{\mathbb{P}_{min}}) = \int_{x_{\mathbb{P}_{min}}}^{x_{\mathbb{P}_{max}}} dx_{\mathbb{P}} \int_{t=0}^{\infty} f(x_{\mathbb{P}}, t) dt, \quad (2.16)$$

e o novo fator de fluxo passa a ser dado por

$$f_N(x_{\mathbb{P}}, t) = \frac{f(x_{\mathbb{P}}, t) dx_{\mathbb{P}} dt}{N(x_{\mathbb{P}_{\min}})} \quad (2.17)$$

O limite $x_{\mathbb{P}_{\min}}$ deve refletir o limite mínimo do espaço de fase onde pode ocorrer a difração. Para processos difrativos hadrônicos tipo $p\bar{p}$, ele é bem determinado e igual a

$$x_{\mathbb{P}_{\min}} = \frac{(m_{\pi} + m_p)^2}{s} \quad (2.18)$$

Apesar de termos mencionado até aqui apenas difração puramente hadrônica, basta que haja um hádron interagente para que a possibilidade de um processo difrativo ocorrer se coloque. Assim, estudaremos também difração em processos ep , para os quais a determinação de $x_{\mathbb{P}_{\min}}$ é ambígua. Alguns autores, por exemplo em [31] argumentam que, como $x_{\mathbb{P}} = x/\beta$, o valor mínimo ocorre quando β é máximo ($\beta = 1$) e, portanto, $x_{\mathbb{P}_{\min}} = x$. Porém, no procedimento de renormalização da Ref. [17], assume-se²

$$x_{\mathbb{P}_{\min}} = \frac{Q^2}{\beta s} \quad (2.19)$$

Note-se, porém, que dessa definição surgirão problemas na utilização do fator de fluxo renormalizado para os processos de fotoprodução, discutidos no Capítulo 5, onde $Q^2 \sim 0$.

A argumentação para se utilizar o procedimento de normalização, segundo [17], é a seguinte: como o fator de fluxo é uma densidade de probabilidade - a de emissão de pomerons - sua integral em todo o espaço difrativo não pode exceder a unidade. Por essa razão, deve-se normalizar o fluxo apenas quando $N(x_{\mathbb{P}_{\min}}) > 1$ (caso contrário a probabilidade já estaria sendo conservada). Porém, pode-se argumentar que, uma vez que se faça uso de um esquema de normalização, ele deve ser usado sempre, e não apenas na região "crítica", onde a integral do fluxo extrapolaria seu suposto limite. Essa é a forma como a renormalização é empregada nessa tese, embora essa modificação não traga mudança significativa nos resultados.

Embora o problema da violação da unitaridade aparentemente seja resolvido com o fator de fluxo renormalizado, ainda falta uma justificativa física consistente do porquê de se fazer a renormalização desta maneira. Além desta, outras ambiguidades, como por exemplo a definição inequívoca do "espaço de fase difrativo", ainda deixam alguma dúvida a respeito deste esquema. Portanto, apesar de existirem essas duas "possibilidades" de fator de fluxo, nenhuma delas está solidamente fundamentada teoricamente.

²Essa expressão é derivada das relações entre a energia do sistema γp , W , com outras variáveis envolvidas. Para $x \rightarrow 0$, vale a aproximação $W^2 = Q^2(1-x)/x + m_p^2 \sim Q^2/x$. Com $x = Q^2/W^2$ e usando $x_{\mathbb{P}} = x/\beta$, então $x_{\mathbb{P}} = Q^2/(\beta W^2)$, que assumiria seu valor mínimo quando $W^2 = s$.

Assim, conclui-se que, embora amplamente utilizados em modelos fenomenológicos, ambos os fatores de fluxo apresentados acima contêm sérios problemas conceituais.

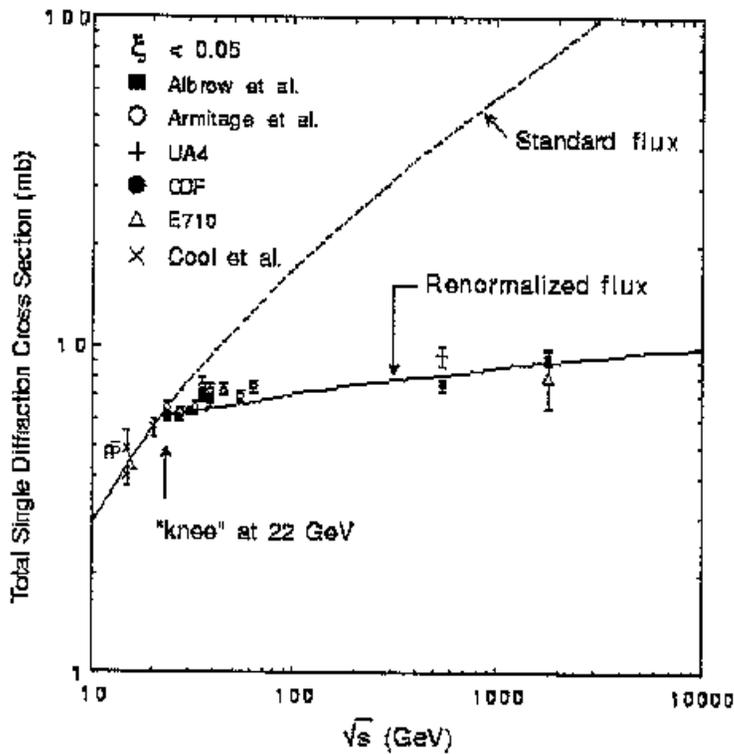


Figura 2.2: Dados experimentais da seção de choque total difrativa, comparados às estimativas teóricas obtidas com o fator de fluxo padrão (linha pontilhada) e renormalizado (linha contínua). Figura extraída da Ref. [17].

Observação : Atualmente, muito se fala em “modelos fatorizáveis” e na “quebra de fatorização”, especialmente para os processos difrativos do Tevatron. É necessário que se esclareça que há dois tipos diferentes de fatorização em difração dura, de origem e natureza totalmente distintas. Podemos denominá-las “fatorização de Regge” e “fatorização da QCD”. A primeira delas, fatorização de Regge, é a que acabamos de descrever. Trata-se da modelagem a la Ingelman-Schlein segundo a qual o vértice difrativo pode ser *fatorizado* na emissão reggeônica (de um pomeron) e a subsequente interação partônica pomeron-hádron. A fatorização da QCD refere-se à dinâmica dessa segunda etapa que segue à ‘fatorização de Regge’. A estrutura hadrônica, que pressupõe confinamento partônico a longas distâncias, não pode ser calculada perturbativamente (veja, por exemplo, a Ref. [32]). Essa “impossibilidade” da QCD é traduzida nas distribuições partônicas de quarks e glúons em uma escala inicial, a partir da qual as distâncias são curtas o suficiente para que as interações partônicas sejam governadas pelas equações DGLAP (Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli, Parisi) [58]. Assim o problema pode ser *fatorizado* em uma parte perturbativa, dada pelas seções de choque elementares para as interações partônicas, e uma parte não perturbativa, que são as parametrizações das correspondentes funções de estrutura. O modelo a partons, que estudaremos no Capítulo 4, faz uso da fatorização da QCD. Então, esse segundo tipo de fatorização não é exclusivo de processos difrativos. Na verdade, devido ao estado final característico das interações difrativas, os *teoremas de fatorização da QCD* não são necessariamente válidos para elas. Por isso recentemente foram feitos estudos nos quais se provou teoricamente que a fatorização da QCD vale para a difração no HERA, enquanto alguns autores acreditam que a mesma falhe para os processos difrativos no Tevatron [3, 4]. Voltaremos a esse assunto no Capítulo 4.

Capítulo 3

Dados experimentais: difração no HERA e no Tevatron

Observados pela primeira vez em 1988 [2], a medição de eventos difrativos duros a altas energias ainda é uma questão experimental complicada. Em geral, o hádron difratado é espalhado a baixos momentos transferidos e, por isso, encontra-se extremamente próximo ao feixe do acelerador. Essa proximidade com o feixe impede que detectores comuns, ideais para eventos não difrativos, sejam utilizados na detecção do hádron difratado.

Nas primeiras medidas de função de estrutura e processos de produção hadrônica difrativos, os eventos eram identificados pela lacuna em rapidez produzida (ver Capítulo 2), em coincidência com pequenas massas hadrônicas no estado final (supostamente semelhantes à do hádron não detectado). Ainda hoje esse método é amplamente empregado. Porém, algumas “configurações cinemáticas” de eventos não difrativos também podem produzir lacunas em rapidez. Além disso, existem ocorrências de eventos difrativos nos quais a lacuna de rapidez é destruída antes que o evento seja computado, comprometendo sua identificação como um evento difrativo genuíno. Desse modo, informações experimentais muito importantes são perdidas, dificultando enormemente as análises fenomenológicas. Também pelo método da lacuna, a distribuição em (ξ, t) , assumida em nossas análises como sendo dada pelo fator de fluxo [16, 17], não pode ser medida diretamente.

Além dos detectores usuais, que cobrem a região mais central de rapidez, os experimentos atuais estão também implementando os chamados Potes Romanos, desenvolvidos na década de 80 para o estudo da difração mole. Estes são bem mais precisos e permitem a ampliação do intervalo de rapidez observado, possibilitando a detecção do hádron difratado. A Colaboração CDF, que atua no Tevatron (Fermilab), apresenta dados de produção

de jatos onde já foram utilizados alguns desses detectores em um dos lados do ponto de colisão. A Colaboração D0, que atua no mesmo acelerador, através do projeto FPD (*Forward Proton Detector*), está atualmente implementando vários Potes Romanos em ambos os lados da colisão, cobrindo, assim, um amplo intervalo de rapidez.

Finalizando a introdução a esse capítulo, devo enfatizar que os dados experimentais de difração dura disponíveis para análise são extremamente recentes, ainda apresentados, na sua grande maioria, como **preliminares**. Prevaecem ainda certas características desfavoráveis como escassez e imprecisão, com erro experimental chegando em alguns casos a quase 50% do valor medido, como se verá a seguir. Esses dados foram sendo disponibilizados no decorrer desse doutoramento. São analisados dados experimentais publicados entre 1995 e 2000, o que dificultou (mas ao mesmo tempo tornou interessante) esse trabalho fenomenológico.

3.1 Dados do HERA

Os dados de difração dura em reações elétron-próton utilizados na tese foram medidos no acelerador HERA (*Hadron-Electron Ring Anlage*), localizado junto ao DESY (*Deutsches Elektronen-Synchrotron*), em Hamburgo, Alemanha.

Elétrons (ou pósitrons) e prótons são acelerados a energias respectivamente iguais a 27.5 GeV e 820 GeV no sistema de laboratório. Portanto a energia de colisão no sistema de centro de massa é¹ $\sqrt{s} = 300$ GeV.

Mais especificamente, os dados aqui analisados provêm dos experimentos H1 e ZEUS, nos quais, para as mesmas reações, são utilizados detectores com características diferentes entre si.

Informações gerais e perspectivas sobre a física estudada no HERA, bem como os detalhes sobre cada experimento podem ser encontradas no recente artigo de revisão [33] e nas referências contidas ali.

3.1.1 Função de Estrutura Difrativa

A função de estrutura difrativa é medida em processos de espalhamento inelástico profundo, $ep \rightarrow epX$, nos quais a característica difrativa de lacuna em rapidez ou próton intacto no estado final se faz presente. Em analogia direta à seção de choque para espalhamento

¹Com k e P para os quadrimomentos do elétron e do próton temos $s = (k + P)^2 \sim 4E_e E_p \sim (300 \text{ GeV})^2$. Os primeiros dados de função de estrutura difrativa, apresentados na próxima subseção, foram obtidos a uma energia ligeiramente inferior, $\sqrt{s} = 296$ GeV.

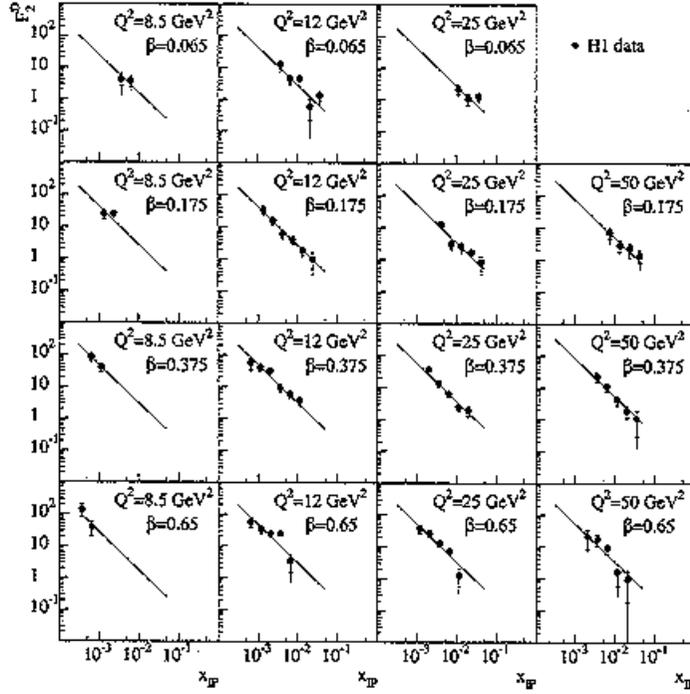


Figura 3.1: Dados experimentais de $F_2^{D(3)}(Q^2, \xi, \beta)$ medidos pela colaboração H1. O ajuste, $F_2^{D(3)}(Q^2, x_P, \beta) = A x_P^{-n}$, é comentado no texto (figura extraída de [34]).

não difrativo, escreve-se no caso difrativo

$$\frac{d^4 \sigma_{ep \rightarrow epX}}{dx dQ^2 d\xi dt} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \times \left[1 - y + \frac{y^2}{2[1 + R^D(x, Q^2, \xi, t)]} \right] \times F_2^{D(4)}(x, Q^2, \xi, t). \quad (3.1)$$

Na expressão acima, y é a fração de momento perdida pelo elétron, Q^2 a virtualidade do fóton, x é variável de Bjorken, ou seja, essas variáveis são as mesmas empregadas no caso não difrativo. Além dessas, deve-se definir também algumas variáveis cinemáticas típicas de difração hadrônica: ξ , que é a fração de momento perdida pelo hádron e t , o quadrimomento transferido no vértice hadrônico. A razão $R = F_L/(F_2 - F_L)$, onde F_L é a função de estrutura longitudinal, não é medida experimentalmente, mas pode-se estimar seu valor como sendo compatível com zero porque os pártons têm spin 1/2 [34, 35].

Quando o quadrimomento t também não é medido, a função de estrutura difrativa F_2^D é integrada em todo o espaço de fase de t , entre $-\infty$ e 0, de forma que os dados efetivamente medidos correspondem a

$$F_2^{D(3)}(Q^2, \xi, \beta) = \int_{-\infty}^0 F_2^{D(4)}(Q^2, \xi, \beta, t) dt. \quad (3.2)$$

Os primeiros dados experimentais desse tipo [34, 35] são mostrados nas Figs. 3.1 e

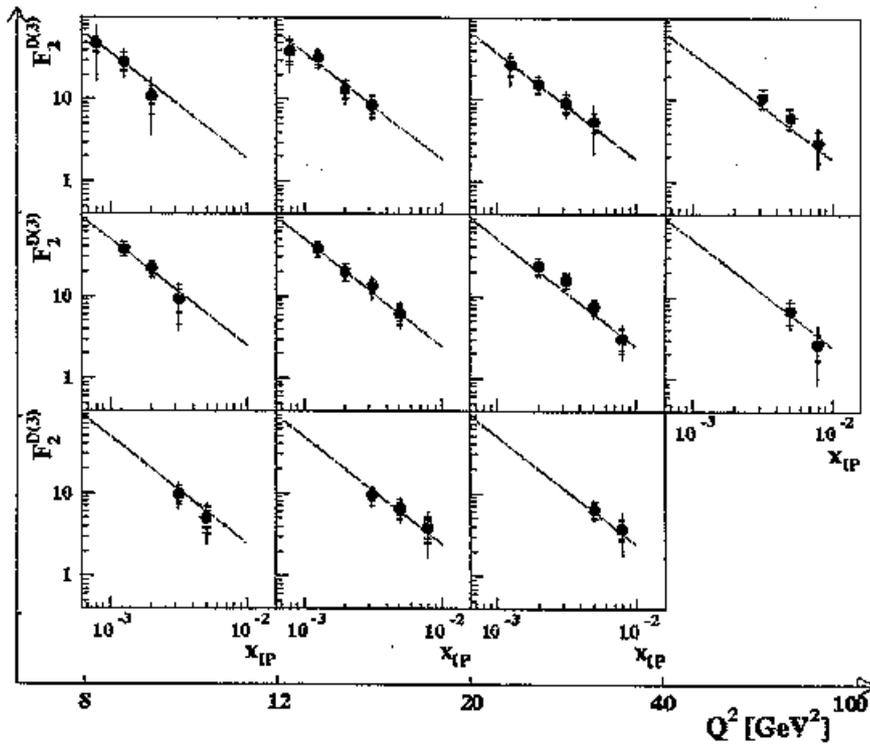


Figura 3.2: O mesmo da figura anterior para a colaboração ZEUS (figura extraída de [35]).

3.2. Para a tomada desses dados, foram feitas medidas nas seguintes regiões cinemáticas:

H1

- quadrimomento transferido: $8.5 < Q^2 < 50 \text{ GeV}^2$
- x de Bjorken: $2.4 \times 10^{-4} < x < 1.33 \times 10^{-2}$
- fração de momento perdida pelo próton: $3.7 \times 10^{-4} < \xi < 0.043$
- fluxo hadrônico no intervalo de rapidez $-1.51 < \eta < 6.6$.

ZEUS

- quadrimomento transferido: $8 < Q^2 < 10^2 \text{ GeV}^2$
- x de Bjorken: $3 \times 10^{-4} < x < 2 \times 10^{-2}$
- fração de momento perdida pelo próton: $6.4 \times 10^{-4} < \xi < 10^{-2}$
- fluxo hadrônico no intervalo de rapidez $-3.8 < \eta < 4.3$.

Como se vê nas figuras, esses dados apresentam uma clara separação entre as variáveis ξ e (β, Q^2) . Em outras palavras, aparentemente esses dados vieram a **confirmar a fatorização de Regge**, discutida no Capítulo 2. Visto que t não é medido, o experimento fornece

$$F_2^{D(3)}(Q^2, \xi, \beta) = \int F_2^{D(4)}(Q^2, \xi, \beta, t) dt \equiv g(x_{\mathbb{P}}) F_2^{\mathbb{P}}(\beta, Q^2). \quad (3.3)$$

À luz do modelo de Ingelman-Schlein, a relação acima parecia ser ratificada pelos dados experimentais, de forma que

- a fração de momento perdida pelo próton estaria sendo carregada pelo pomeron,

$$\hookrightarrow \xi = x_{\mathbb{P}}; \quad (3.4)$$

- a função $g(x_{\mathbb{P}})$, que poderia ser extraída dos dados, a menos de sua normalização, seria o *fator de fluxo*, no caso integrado em t , [$g(x_{\mathbb{P}}) = \int f(x_{\mathbb{P}}, t) dt$];

- a função de estrutura do Pomeron, que até então nunca havia sido medida, estaria contida na dependência em (β, Q^2) remanescente, como

$$F_2^{\mathbb{P}}(\beta, Q^2) = \sum_i e_i^2 \beta q_i^{\mathbb{P}}(\beta, Q^2). \quad (3.5)$$

Mais notável ainda foi o fato de que a dependência em $x_{\mathbb{P}}$ medida pelas colaborações era do tipo $F_2^{D(3)}(Q^2, x_{\mathbb{P}}, \beta) = A x_{\mathbb{P}}^{-n}$ (ver Figs. 3.1 e 3.2) com $n \sim 1.2$, que corresponde ao $\epsilon \sim 0.1$ das interações difrativas moles, Eq. (2.15).

Ora, se o fator de fluxo “observado” em espalhamento inelástico profundo difrativo tem as mesmas características do fluxo *mole*, temos aí fortes indicações de que o pomeron existe e é universal: um mesmo pomeron deve ser o mediador das interações difrativas moles e duras. Sendo assim, a seção de choque para processos de produção escrita por Ingelman-Schlein estava parcialmente resolvida, pois as funções de estrutura medidas no HERA poderiam ser aplicadas no cálculo dos processos difrativos hadrônicos, já que o pomeron trocado (mediador) seria o mesmo.

Esses resultados foram extremamente significativos para o desenvolvimento desse trabalho de tese. Na verdade, eles foram a motivação de todo o procedimento fenomenológico baseado na fatorização de Regge e universalidade do Pomeron, adotado no decorrer da tese.

Porém, anos mais tarde a Colaboração H1 divulgou dados de função de estrutura difrativa² [36], medida numa região mais ampla de β e Q^2 ,

- $4.5 < Q^2 < 75 \text{ GeV}^2$
- $0.04 < \beta < 0.9$,

com $2 \times 10^{-4} < \xi < 0.04$. Embora os dados das Figs. 3.1 e 3.2 estejam em concordância com os da Fig. 3.3, nota-se nas regiões mais “extremas” de (ξ, β) apresentados nessa última a modificação daquele padrão $F(\xi) \propto \xi^{-(1+2\epsilon)}$ observado anteriormente.

Ainda há a possibilidade da fenomenologia de Regge se manter válida para esses dados novos. A hipótese mais viável é a de que atingiu-se, nessa nova tomada de dados, a região onde a troca de outros reggeons (além do pomeron) torna-se importante. Deve-se, portanto, somar contribuições de reggeons com ϵ 's diferenciados que “podem” reproduzir a nova dependência em ξ observada.

A própria Colaboração H1 realizou ajustes com os dados de [36], nos quais duas contribuições distintas foram consideradas: a do Pomeron, cuja função de estrutura é obtida na análise e a de um reggeon com função de estrutura igual à do pion. Resulta dessa análise $\epsilon = 1.203 \pm 0.02 \pm 0.013$ para o pomeron e $\epsilon = 0.50 \pm 0.11 \pm 0.11$ para o reggeon secundário. Salientamos, porém, que essa configuração encontrada pela Colaboração H1 descreve bem os dados de função de estrutura difrativa mas não pode ser usada na descrição do espectro de partícula líder, F_2^{LP} , medidas pelo próprio H1.

Assim, à primeira vista parece-nos que os dados experimentais estão indicando os primeiros problemas com a universalidade do Pomeron ou com a fatorização de Regge.

3.1.2 Fotoprodução de dijatos

Os dados experimentais apresentados a seguir foram obtidos pela Colaboração ZEUS no ano de 1994 e divulgados em 1998 [39]. Apresenta-se a seção de choque diferencial para a fotoprodução difrativa de dijatos em cinco variáveis: na rapidez (η) e energia transversal (E_T) dos jatos, na energia de centro de momento do sistema fóton-próton (W) e nas variáveis β e x_γ , que são as frações relativas de momento carregadas pelos partons interagentes em cada vértice, ou seja, apresentam-se

²A Colaboração ZEUS também divulgou alguns poucos dados atualizados [37] nos quais o próton é detectado em Potes Romanos, mas numa região cinemática muito limitada. Em uma região cinemática mais ampla existem os dados de [38], porém nesses há uma grande contaminação de eventos com dissociação do próton, de modo que a análise em termos de fatorização se torna mais complicada.

H1 1994 Data

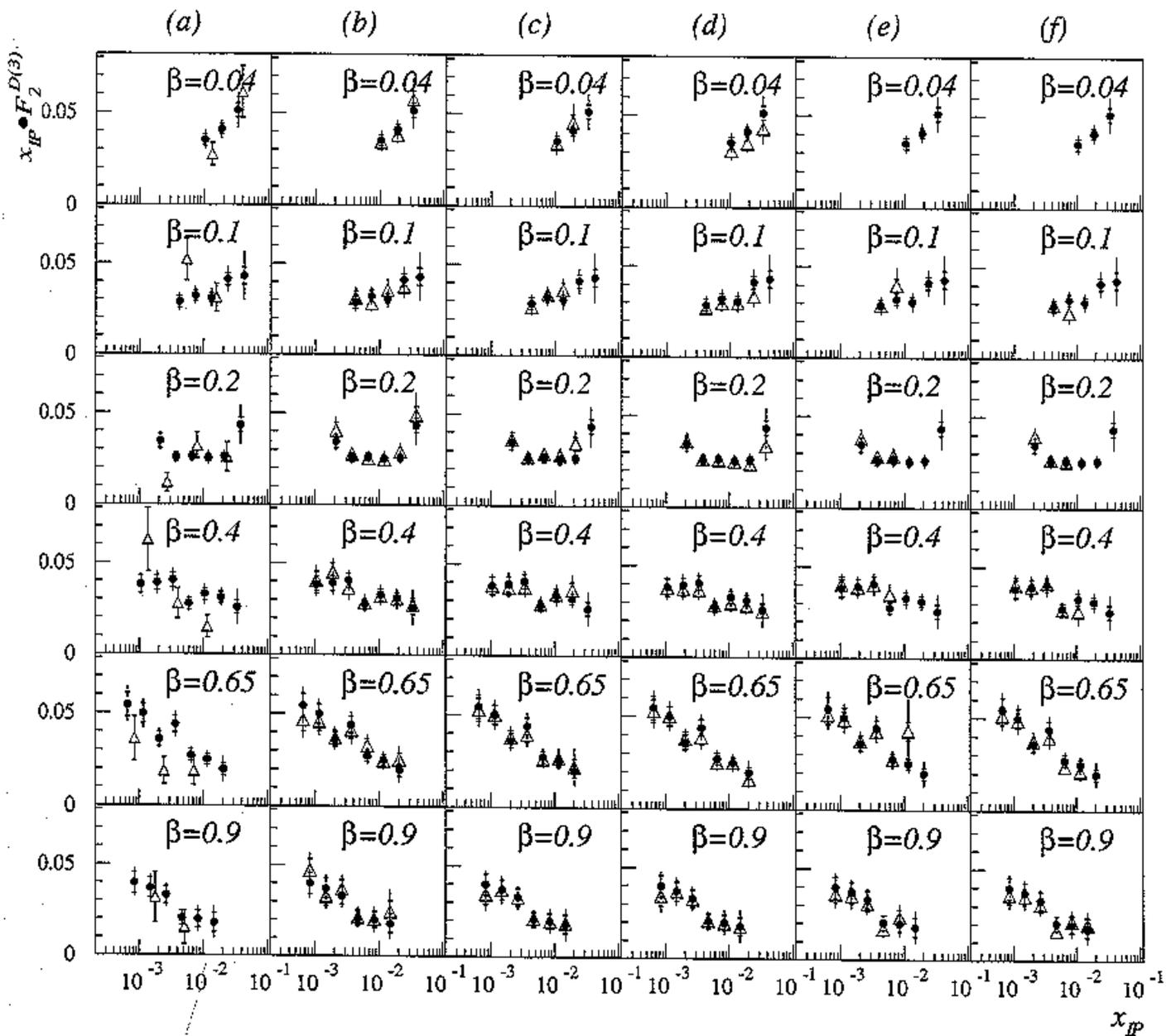


Figura 3.3: Dados mais recentes de função de estrutura difrativa medidos no HERA (figura extraída da Ref. [36]). Os dados são multiplicados por ξ (ou x_P , de acordo com a análise) para evidenciar as regiões onde há o desvio do padrão $F_2^{D(3)}(Q^2, x_P, \beta) = Ax_P^{-(1+2\epsilon_P)}$.

$$\frac{d\sigma}{d\eta}$$

$$\frac{d\sigma}{dE_T}$$

$$\frac{d\sigma}{dW}$$

$$\frac{d\sigma}{d\beta^{obs}}$$

$$\frac{d\sigma}{dx_\gamma^{obs}}$$

Os dados são apresentados na Fig. 3.4. Obviamente, as frações β e x_γ não podem ser medidas diretamente, visto que os partons não podem ser detectados. Portanto β^{OBS} e x_γ^{OBS} são estimativas dessas quantidades, reconstruídas a partir da rapidez e energia transversal dos jatos observados [39]. As regiões cinemáticas nas quais foram feitas as medidas são as seguintes:

- rapidez de cada jato: $-1.5 \leq \eta_{jets}^{LAB} \leq 1$
- energia transversal de cada jato: $E_T \geq 6 \text{ GeV}$
- massa hadrônica: $134 \leq W \leq 277 \text{ GeV}$
- virtualidade do fóton: $Q^2 \leq 4 \text{ GeV}^2$
- fração de momento perdida pelo próton: $0.01 \leq \xi \leq 0.03$

Devido à assimetria na energia dos feixes p e e , a rapidez medida no HERA não corresponde à rapidez do s.c.m. (sistema de centro de momenta) utilizada nos cálculos teóricos. Visando o confronto dos dados com a teoria, a ser feito nos próximos capítulos, utiliza-se a transformação

$$\eta^{LAB} = \eta^{s.c.m.} - \frac{1}{2} \ln \frac{E_e^{LAB}}{E_p^{LAB}}. \quad (3.6)$$

Além disso, para efeito de comparação com as seções de choque teóricas, deve-se levar em conta que os dados apresentados nas figuras abaixo são “contaminados” por eventos com dissociação do próton, não computados nos modelos utilizados nessa tese. Essa contribuição é estimada experimentalmente em $(31 \pm 15) \%$ [39].

3.1.3 Intercepto do Pomeron

Finalizando a apresentação das medidas do HERA, atentamos à diversidade de valores experimentais de ϵ , o intercepto do pomeron, divulgados pelas Colaborações H1 e ZEUS ao longo desses anos. Lembramos que o valor assumido para $\alpha(0) = 1 + \epsilon$ será transferido para os cálculos de processos de produção difrativa hadrônica, e afeta consideravelmente aqueles resultados.

Alguns desses valores, obtidos em processos de espalhamento inelástico profundo difrativo são listados abaixo.

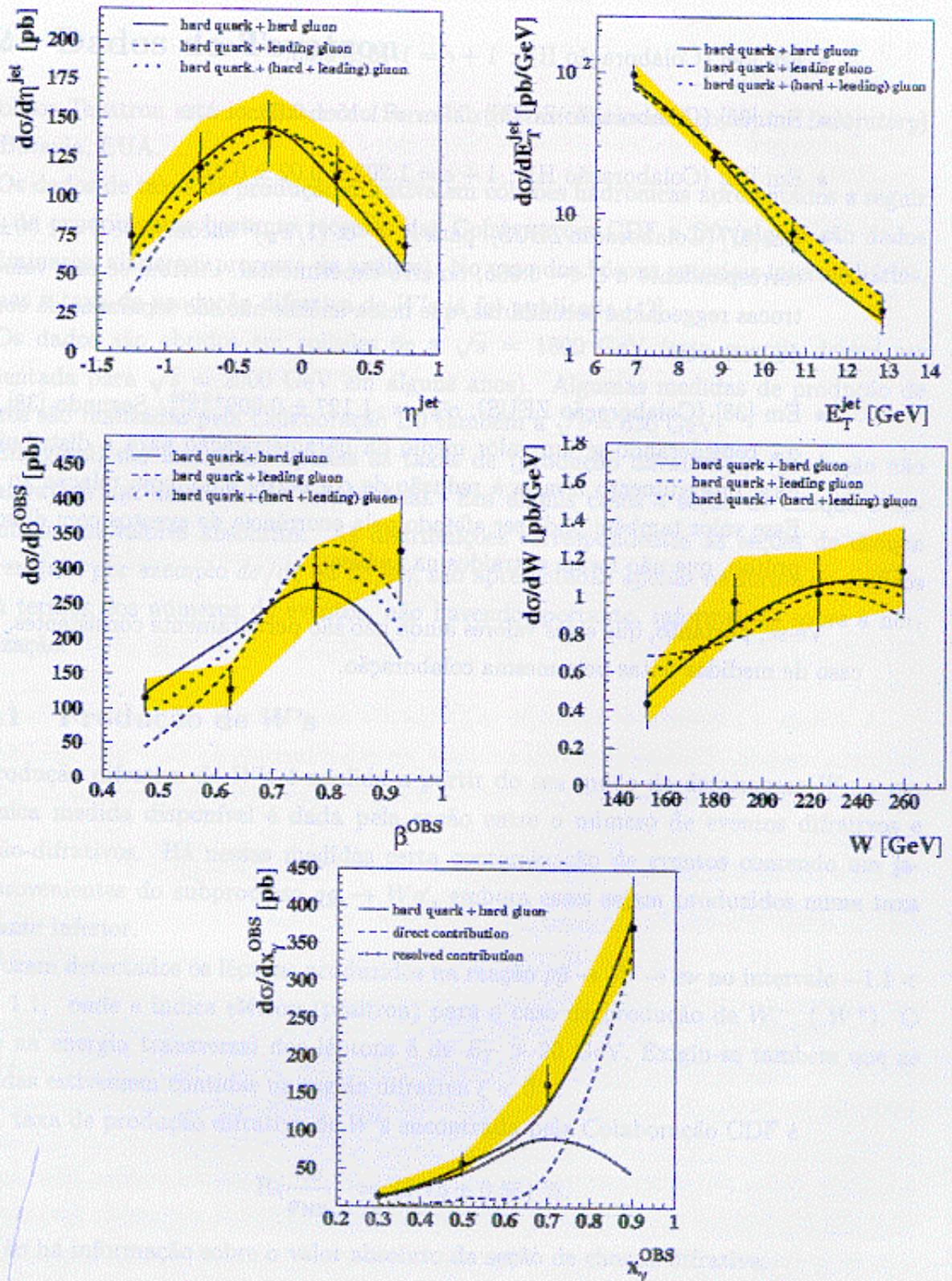


Figura 3.4: Dados experimentais de fotoprodução de dijetos medidos pela Colaboração ZEUS [39]. As curvas teóricas correspondem à análise da própria colaboração. Note-se que, para a distribuição em x_γ , a contribuição da componente direta, devida à correção *Next-to-Leading Order*, é diferente de zero para $x_\gamma < 1$ e muito importante para a descrição correta dos dados.

- Em [34] (Colaboração H1): $1 + \epsilon = 1.10 \pm 0.03$.
- Em [35] (Colaboração ZEUS): $1 + \epsilon = 1.15 \pm 0.05$.
- Em [36] (Colaboração H1): $1 + \epsilon = 1.203 \pm 0.02 \pm 0.013$.
- Em [37] (Colaboração ZEUS): para $F_2^{D(4)} \propto (1/x_{\mathbb{P}})^{\bar{a}}$ encontra-se $\bar{a} = 1.00 \pm 0.09_{-0.05}^{+0.11}$, correspondente a $\bar{\epsilon} < \sim 0.005$, no erro experimental. Atribui-se esse valor baixo às trocas reggeônicas secundárias, que nessa análise não são separadas da contribuição do pomeron.
- Em [38] (Colaboração ZEUS): $\bar{\alpha}_{\mathbb{P}} = 1.127 \pm 0.009_{-0.012}^{+0.039}$. Segundo [38], obtém-se $\bar{\alpha}_{\mathbb{P}}$ considerando-se um valor médio da parametrização para a distribuição em t . Esse procedimento levaria à redução de $\bar{\alpha}_{\mathbb{P}}$ em ~ 0.03 , com relação ao $\alpha_{\mathbb{P}}$ usual. Esse valor também pode ser afetado pela ocorrência de eventos com dissociação do próton, que não foram extraídos na análise.

Vê-se, portanto, que esses valores ainda não são perfeitamente consistentes, mesmo no caso de medidas feitas pela mesma colaboração.

3.2 Dados do Tevatron

O colisor Tevatron está localizado no Fermilab (*Fermi National Accelerator Laboratory*) em Batavia, EUA.

Os dados de taxas de produção difrativa em colisões hadrônicas apresentados a seguir vêm de experimentos bastante recentes das Colaborações CDF e D0 (alguns são dados preliminares, ainda em processo de análise). No caso dos bósons vetoriais intermediários, apenas a taxa de produção difrativa de W 's já foi publicada [42].

Os dados são obtidos em colisões $\bar{p}p$ a $\sqrt{s} = 1800$ GeV (esta energia deverá ser aumentada para $\sqrt{s} = 2000$ GeV em alguns anos). Algumas medidas de produção de díjetos são realizadas pela Colaboração D0 também a $\sqrt{s} = 630$ GeV.

Em geral, são fornecidas apenas as taxas de (produção difrativa) / (produção não difrativa) de um determinado estado final. Em alguns casos a seção de choque é apresentada em valores absolutos. As distribuições correspondentes às seções de choque diferenciais, por exemplo $d\sigma/d\xi$ ou $d\sigma/d\eta$, são apresentadas apenas na forma de gráficos e em termos dos números de eventos, não havendo, portanto, informações sobre a normalização.

3.2.1 Produção de W 's

A produção difrativa de W 's é medida a partir do seu modo de decaimento $W \rightarrow e\nu$. A única medida disponível é dada pela razão entre o número de eventos difrativos e os não-difrativos. Há nessas medidas certa contaminação de eventos contendo um jato, provenientes do subprocesso $qg \rightarrow Wq'$, embora esses sejam produzidos numa taxa bastante inferior.

Foram detectados os léptons produzidos na reação $p\bar{p} \rightarrow W \rightarrow e\nu$ no intervalo $-1.1 < \eta_e < 1.1$, onde e indica elétron (pósitron) para o caso de produção de W^- (W^+). O corte na energia transversal dos léptons é de $E_T > 20$ GeV. Exigiu-se também que as medidas estivessem contidas na região difrativa $\xi < 0.1$.

A taxa de produção difrativa de W 's encontrada pela Colaboração CDF é

$$R\left(\frac{\sigma_D}{\sigma_{ND}}\right) = (1.15 \pm 0.55) \%$$

Não há informação sobre o valor absoluto da seção de choque difrativa.

3.2.2 Produção de dijetos em difração simples

Há apenas um dado experimental publicado de produção de dijetos em difração simples [43]. Todos os outros dados analisados (Capítulos 5 e 6) são ainda preliminares [44]-[46]. Nessas referências, à exceção de [46], apresentam-se apenas medidas de dijetos na região “para frente” (*forward*) do detector, ou seja, para grandes valores de $|\eta_{\text{jato}}|$. Em [46], apresentam-se também medidas de jatos produzidos na região “central”, correspondente a baixos $|\eta_{\text{jato}}|$.

Na medida publicada pela Colaboração CDF [43], a identificação dos eventos difrativos é feita pela detecção da lacuna em rapidez. Da mesma forma que no caso do W , estas medidas também podem ter contaminação de um jato extra, ocorrido com energia bem menor. A previsão de gerador Monte Carlo realizada pelo CDF para a taxa de produção de dois jatos apenas é superior ao valor medido (ver Tabela 3.1).

A medida realizada com Potes Romanos é mais precisa. Não há registro de contaminação pelo terceiro jato. Como o próton é detectado, há mais informações sobre t (em [44], $t < 1 \text{ GeV}^2$) e o limite mínimo de ξ também é conhecido. Cinematicamente, o menor valor de ξ possível, é $\xi_{\min} = (m_p + m_\pi)^2/s$. Esse valor é utilizado nos cálculos teóricos para as outras medidas.

A Tabela 3.1 resume as taxas $[R(\sigma_D/\sigma_{ND})]$ e os intervalos cinemáticos observados em cada medida. Na nomenclatura adotada, os experimentos do CDF são identificados pelo método de detecção (Rap Gap [43] e Potes Romanos [44]), enquanto os do D0 [45] distinguem-se pela energia do centro de massa. As regiões de η onde são feitas as medidas de jatos são indicadas por (1) : $1.8 < |\eta| < 3.5$ e (2) : $1.6 < |\eta| < 4.1$ (apenas “para frente” como dito antes).

No final de 1999, a Colaboração D0 divulgou novos dados de dijetos em difração (que ainda são preliminares [46]) cobrindo uma região mais ampla de η_{jatos} . Tratam-se de taxas de produção $[R(\sigma_D/\sigma_{ND})]$, e das razões entre essas taxas para diferentes regiões cinemáticas. As medidas de R e os cortes experimentais adotados são mostrados na tabela 3.2 Esses dados são interessantes porque a produção de dijetos em regiões diferenciadas de η são produzidos por partons com diferentes distribuições de momento. Isso significa que, ao se realizar o experimento, cada região de η estará “provando” uma parte diferente das distribuições de momento dos partons interagentes. As razões entre as taxas medidas são

Experimento	CDF (rap gap)	CDF (roman pots)	D0 ($\sqrt{s} = 630$ GeV)	D0 ($\sqrt{s} = 1800$ GeV)
$R (\sigma_D/\sigma_{ND})$ (%)	0.75 ± 0.10 1.53* (MC)	0.109 ± 0.016	1-2	0.67 ± 0.05
η_{jatos}	(1)	(1)	(2)	(2)
ξ	$\xi < 0.1$	$0.05 < \xi < 0.1$	$\xi < 0.1$	$\xi < 0.1$
E_{Tmin}	20 GeV	10 GeV	12 GeV	12 GeV

Tabela 3.1: Dados experimentais de produção difrativa de dijetos [43] - [45]) com os respectivos cortes cinemáticos. O valor assinalado com asterisco corresponde a previsão de Monte Carlo para eventos sem a contaminação de um terceiro jato. As regiões de η nas quais os jatos são medidos estão indicados na tabela como: região (1), $1.8 < |\eta| < 3.5$ e região (2), $1.6 < |\eta| < 4.1$.

$$\clubsuit (a)/(b) = 3.0 \pm 0.7$$

$$\clubsuit (c)/(d) = 1.3 \pm 0.1$$

$$\clubsuit (c)/(a) = 1.8 \pm 0.2$$

$$\clubsuit (d)/(b) = 4.1 \pm 0.9$$

onde (a) - (d) seguem a notação da Tabela 3.2. Finalmente, mostram-se também para cada região as distribuições em número de eventos $dN/d\xi$, Fig. 3.5.

Não há informações sobre a contaminação por um terceiro jato. Outra informação que não é dada é sobre o intervalo de ξ no qual são feitas as medidas. Embora apresentem-se as distribuições $dN/d\xi$, não há informação explícita sobre ξ_{max} em cada caso.

Observação : É claro que não há termo de comparação direta entre essas distribuições em número de eventos *versus* ξ e η com as seções de choque diferenciais correspondentes. Para tal seria necessária, por exemplo, a utilização de simuladores tipo Monte Carlo, que pudessem incorporar as informações sobre aceitação do detector em cada região, entre outras. Porém, é de se esperar que *qualitativamente* a distribuição em número de eventos e seção de choque tenham aproximadamente o mesmo comportamento. É dessa forma que esses gráficos podem ser usados no confronto com a teoria.

	\sqrt{s} (GeV)	η_{jatos}	$E_{T\text{min}}$ (GeV)	Medida (%)
(a)	1800	$ \eta > 1.6$	12	0.65 ± 0.04
(b)	1800	$ \eta < 1$	15	0.22 ± 0.05
(c)	630	$ \eta > 1.6$	12	1.27 ± 0.08
(d)	630	$ \eta < 1$	12	0.90 ± 0.06

Tabela 3.2: Dados experimentais de produção difrativa de dijetos medidos pela colaboração D0 [46] e cortes cinemáticos.

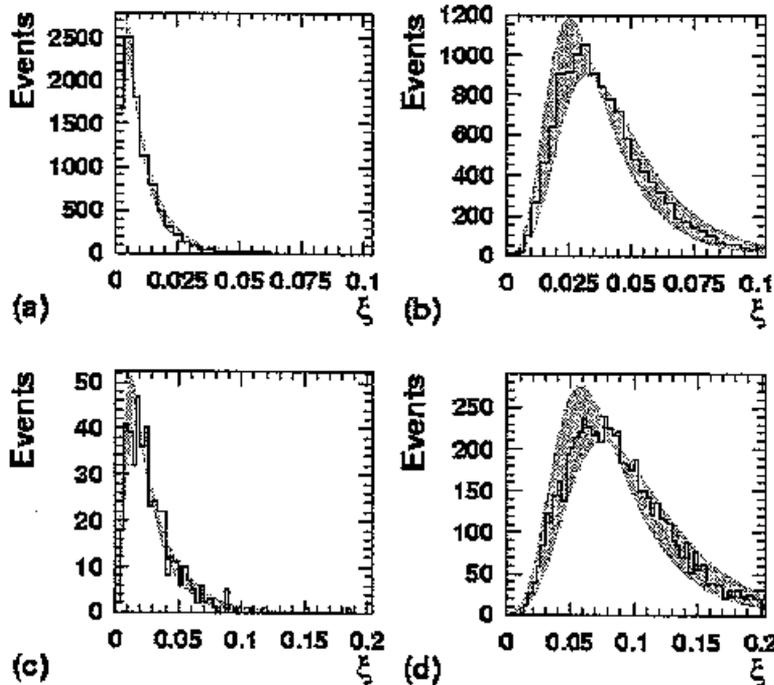


Figura 3.5: Distribuição em número de eventos em função de ξ medidos na produção difrativa (simplés) de dijetos pela Colaboração D0 [46].

3.2.3 Dijatos em processos de troca dupla de pomerons

Numa forma particular de produção difrativa de dijatos no Tevatron, tanto o p como o \bar{p} difratam, produzindo jatos na região central do detector. Nesse processo, como ambos os hádrons difratam, observam-se lacunas em rapidez nos dois hemisférios simultaneamente. Por influência do modelo de Ingelman-Schlein, no qual a difração em cada vértice é suposta ocorrer via troca de pomerons (veja a subseção 2.2), esse processo é conhecido como troca dupla de pomerons (TDP).

Os dados experimentais de dijatos em TDP [47] são bastante recentes. A Colaboração CDF mediu jatos numa região de rapidez $-4.2 < \eta < 2.4$ e cortes na energia transversal $E_{T_{min}} = 7$ GeV e 10 GeV. Os cortes cinemáticos impostos para os hádrons são:

- para o antipróton, fração de momento perdida: $0.035 < \xi_{\bar{p}} < 0.095$,
→ quadrimomento transferido: $|t_{\bar{p}}| < 1$ GeV²;
- para o próton, fração de momento perdida: $0.01 < \xi_p < 0.03$.

As seções de choque encontradas são:

- ♣ Para $E_{T_{min}} = 7$ GeV : $\sigma_{TDP} = 43.6 \pm 22.0$ (nb)
- ♣ Para $E_{T_{min}} = 10$ GeV : $\sigma_{TDP} = 3.40 \pm 2.23$ (nb)

Mostram-se também em [47] os formatos das distribuições $dN/d\xi$ para TDP, Fig. 3.6, e $dN/d < \eta >$, com $< \eta > = (\eta_1 + \eta_2)/2$, para TDP em comparação com processos não difrativos e difrativos simples, Fig. 3.7.

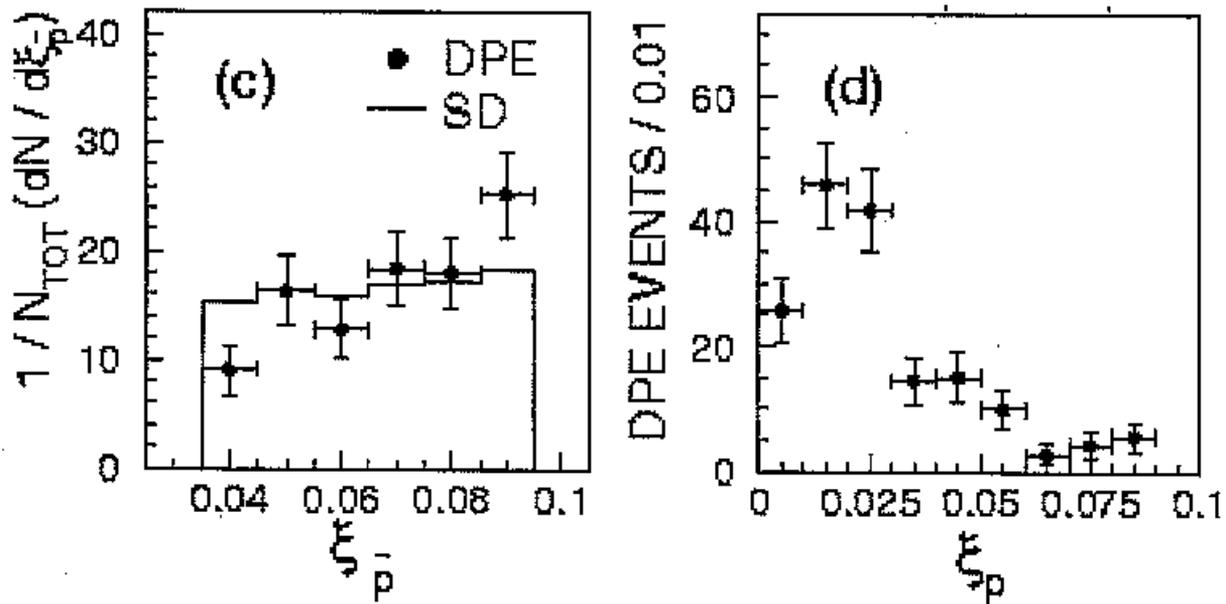


Figura 3.6: Distribuição em número de eventos em função de ξ na produção de dijetos com troca dupla de pomerons. Figura extraída da Ref. [47] (Colaboração CDF).

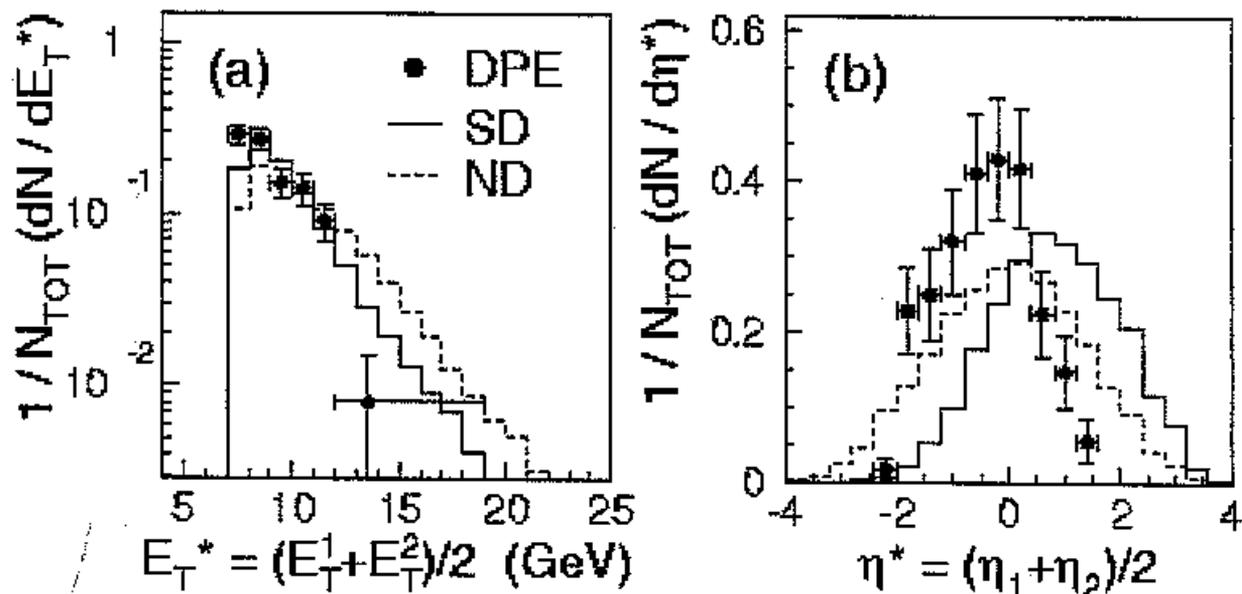


Figura 3.7: Distribuição em número de eventos na produção de dijetos com troca dupla de pomerons. Os pontos são eventos TDP, linha sólida eventos difrativos simples e linha tracejada eventos não difrativos. Figura extraída da Ref. [47] (Colaboração CDF).

Capítulo 4

Fenomenologia das interações duras

Apresenta-se nesse capítulo um estudo fenomenológico dos processos de produção hadrônica (não difrativa) de W 's e dijatos, bem como dijatos em fotoprodução. De posse disso, teremos os recursos teóricos necessários para estender essa fenomenologia para o caso dos processos difrativos, no próximo capítulo.

Os processos são estudados em Primeira Ordem, o que não representa um grande problema no confronto com os dados, visto que as imprecisões experimentais, bem como as do próprio modelo teórico são, em geral, maiores do que as correções de Ordem-Posterior-à-Primeira. Além disso, os cálculos além da Primeira Ordem são extremamente complexos. Porém, durante o período compreendido por esse doutoramento não encontramos um simulador de eventos difrativos ao qual pudéssemos adequar as hipóteses de nossa análise.

4.1 Produção hadrônica de dijatos

4.1.1 Cinemática

Segue-se do modelo a partons [49, 50] que a seção de choque para uma dada interação hadrônica inclusiva, por exemplo $AB \rightarrow CX$, é dada por

$$d\sigma_{AB \rightarrow CX} = \sum_{\text{partons}} f_A(x_a, \mu^2) dx_a f_B(x_b, \mu^2) dx_b \left(\frac{d\hat{\sigma}_{ab \rightarrow cd}}{d\hat{t}} \right) d\hat{t}. \quad (4.1)$$

Nesta expressão, $f_A(x_a, \mu^2)$ é a probabilidade de se encontrar um parton a no hádron A carregando uma fração x_a do seu momento, em um certo valor de escala de μ^2 ; $f_B(x_b, \mu^2)$ é o análogo para um parton b no hádron B . O termo $d\hat{\sigma}_{ab \rightarrow cd}/d\hat{t}$ é a seção de choque para a ocorrência do subprocesso $ab \rightarrow cd$. Somando-se sobre todos os processos parton-parton que levem ao estado final desejado, obtém-se a seção de choque no nível hadrônico, $d\sigma_{AB \rightarrow CD}$. As funções f_A e f_B são denominadas **funções de estrutura**.

Para melhor compreensão da cinemática do processo, considere-se em primeiro lugar a interação $AB \rightarrow CD$ no sistema de centro de momenta dos hádrons (s.c.m. AB). As variáveis x_a e x_b são definidas por

$$p_a = x_a P_A \quad (4.2)$$

$$p_b = x_b P_B, \quad (4.3)$$

onde $p_{a,b}$ e $P_{A,B}$ são os quadrimomenta dos partons e dos hádrons, respectivamente. A energia total no s.c.m. AB é igual a $\sqrt{s} = P_A + P_B$. Assim, de $P_A^2 = P_B^2 = s/4$ com as relações acima encontra-se

$$p_{a,b} = x_{a,b} \frac{\sqrt{s}}{2}. \quad (4.4)$$

Neste sistema, A e B não têm momento transversal. Considerando, segundo o modelo a partons, que a e b são paralelos aos hádrons, o momento longitudinal do par ab torna-se

$$p_{Lpar} = p_a - p_b = (x_a - x_b) \frac{\sqrt{s}}{2} \quad \Rightarrow \quad x_a - x_b = \frac{2p_{Lpar}}{\sqrt{s}}. \quad (4.5)$$

Assume-se no modelo a partons que a massa de todos os partons é nula. A energia total do par ab , no s.c.m. dos hádrons é dada por

$$E_{par} = p_a x_a + p_b x_b = (x_a + x_b) \frac{\sqrt{s}}{2} \quad \Rightarrow \quad x_a + x_b = \frac{2E_{par}}{\sqrt{s}}. \quad (4.6)$$

Com essas quantidades, pode-se calcular para o par ab a quantidade denominada rapidez, definida por

$$y_{par} = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_L}{E - p_L} \quad \Rightarrow \quad y_{par} = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{x_a}{x_b} \right). \quad (4.7)$$

Por conservação de energia e momento, a rapidez do par cd é a mesma; portanto da expressão acima, obtém-se

$$x_a = \sqrt{x_a x_b} \exp \left(\frac{y_c + y_d}{2} \right) \quad (4.8)$$

$$x_b = \sqrt{x_a x_b} \exp \left(-\frac{y_c + y_d}{2} \right). \quad (4.9)$$

As relações de conservação de energia e momento no processo são

$$E_c + E_d = E_a + E_b = (x_a + x_b) \sqrt{s}/2; \quad (4.10)$$

$$p_{Lc,d} = E_{c,d} \cos(\theta_{c,d}), \quad E_{Tc,d} = E_{c,d} \sin(\theta_{c,d}); \quad (4.11)$$

$$E_{Tc} = -E_{Td}. \quad (4.12)$$

Os ângulos θ_c e θ_d são os que os partons c e d fazem com a direção incidente dos hádrons A e B . Um simples cálculo algébrico nas últimas expressões leva à relação

$$\sqrt{x_a x_b} = \frac{E_T}{\sqrt{s}} \left(\exp \frac{y_c - y_d}{2} + \exp \frac{y_d - y_c}{2} \right), \quad (4.13)$$

onde E_T é o momento transversal dos partons do estado final, $|E_{T_c}| = |E_{T_d}|$. Utilizando-se (4.13) em (4.8) e (4.9), a fração do momento dos hádrons carregada por cada parton interagente é reescrita como

$$x_a = \frac{E_T}{\sqrt{s}} (e^{y_c} + e^{y_d}) \quad (4.14)$$

$$x_b = \frac{E_T}{\sqrt{s}} (e^{-y_c} + e^{-y_d}). \quad (4.15)$$

Uma observação importante: para os processos nos quais as massas das partículas interagentes são nulas, a variável rapidez torna-se idêntica à chamada *pseudo-rapidez*, que é dada por

$$\eta = -\ln \tan\left(\frac{\theta}{2}\right). \quad (4.16)$$

Como no modelo a partons as massas dos quarks leves são consideradas nulas, esse é o nosso caso. Nas análises que se seguem, essas duas variáveis são tratadas indistintamente, chamadas apenas de *rapidez* (η) para facilitar a notação.

Finalmente, escrevem-se as variáveis de Mandelstam para o processo partônico $ab \rightarrow cd$:

$$\hat{s} = (x_a P_A + x_b P_B)^2 = x_a x_b s; \quad (4.17)$$

$$\hat{t} = (p_c - p_a)^2 = -2p_a \cdot p_c = -x_a \sqrt{s} E_T e^{-\eta_c} = -x_b \sqrt{s} E_T e^{\eta_d}; \quad (4.18)$$

$$\hat{u} = -\hat{s} - \hat{t}. \quad (4.19)$$

4.1.2 Seção de choque

Todos os tipos de partons, sejam quarks, antiquarks ou glúons, podem produzir díjetos. Entretanto os subprocessos envolvendo os quarks t e b demandam energias de interação maiores que as de nosso interesse (as produzidas no HERA e no Tevatron). Assim, nos

cálculos dos subprocessos $ab \rightarrow cd$ considerados, a, b, c e d podem ser glúons ou qualquer quark ou antiquark exceto $t, b,$ e \bar{t}, \bar{b} .

Nos processos de produção de dijatos ocorrentes no Tevatron,

$$p\bar{p} \rightarrow jj, \quad (4.20)$$

os quarks a e b estão contidos no (anti-)próton no estado inicial, e os quarks c e d se hadronizam no estado final, formando os jatos que são efetivamente detectados.

Esse processo de hadronização não é contemplado pelos cálculos em Primeira Ordem. A descrição do "estado final" em Primeira Ordem limita-se à constatação de que os partons c e d foram produzidos, com suas respectivas distribuições angulares e energias. Nesse caso, a seção de choque para a produção de dijatos é dada pela equação (4.1) onde os partons c e d são **diretamente identificados com os jatos**. A seção de choque elementar $d\hat{\sigma}/d\hat{t}_{jj}$ para a produção de dijatos em Primeira Ordem pode ser encontrada, por exemplo, nas referências [50] e [51].

Estuda-se agora a distribuição em rapidez dos jatos produzidas. Teoricamente, em Primeira Ordem, a rapidez de cada jato é igual à rapidez dos partons c e d (já que os partons "são", para efeito de cálculos, os próprios jatos).

A mudança de variáveis da Eq. 4.1 é obtida via Jacobiano (para melhorar a notação, denota-se a partir de agora $\eta_c \equiv \eta$ e $\eta_d \equiv \eta'$),

$$dx_a dx_b d\hat{t} \rightarrow 2E_T dE_T x_a x_b d\eta' d\eta, \quad (4.21)$$

resultando em

$$\frac{d\sigma}{d\eta} = \sum_{\text{partons}} \int_{E_{T\min}}^{E_{T\max}} dE_T^2 \int_{\eta'_{\min}}^{\eta'_{\max}} d\eta' x_a f_A(x_a, \mu^2) x_b f_B(x_b, \mu^2) \left(\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}\right)_{jj}. \quad (4.22)$$

Na expressão acima, a escala de evolução das funções de estrutura, μ^2 , não é bem determinada em Primeira Ordem. Em geral escolhe-se $\mu^2 \propto E_T^2$, tal como $E_T^2, E_T^2/2$. Embora os efeitos dessa escolha sejam consideráveis quando se olha para as seções de choque em valores absolutos, em nosso caso eles são minimizados pelo fato de que, na comparação com os dados experimentais, estaremos calculando razões entre seções de choque, calculadas à mesma escala. Os limites de integração vêm das relações envolvendo as variáveis x_a e x_b , Eqs. (4.8), (4.9), (4.14) e (4.15), e pelos valores assumidos por elas:

→ de $x_a = x_{a\min}$ quando $x_b = 1$, e $x_b = x_{b\min}$ quando $x_a = 1$ obtém-se

$$\ln \frac{E_T}{\sqrt{s} - E_T e^{-\eta}} \leq \eta' \leq \ln \frac{\sqrt{s} - E_T e^{-\eta}}{E_T}$$

→ de $x_a \leq 1$ e $x_b \leq 1$:

$$E_{T \max} = \frac{\sqrt{s}}{e^{-\eta} + e^{\eta}}.$$

O limite $E_{T \min}$ é determinado experimentalmente pelos cortes cinemáticos impostos na medida de um processo específico.

4.2 Produção de bósons vetoriais W^{\pm}

Para a produção de bósons vetoriais, interessa-nos estudar a cinemática do processo de decaimento medido no Tevatron, $p\bar{p} \rightarrow W X \rightarrow e\nu X$. Para tal, retoma-se o estudo da cinemática da Subsecção 4.1.1 sob um aspecto ligeiramente diferente.

4.2.1 Cinemática

No sistema de centro de massa dos partons interagentes, os léptons produzidos emergem com momentos transversais iguais,

$$E_{T_e} = E_{T_\nu} \equiv E_T = |p_{eL}| \text{sen}\theta, \quad (4.23)$$

onde o ângulo θ , definido no s.c.m dos partons, é mostrado na Fig. 4.1. Como a energia total nesse sistema é $\sqrt{\hat{s}}$, então

$$E_T = \sqrt{\hat{s}} \text{sen}\theta/2. \quad (4.24)$$

Considerando-se que os partons incidentes são paralelos aos hádrons, a energia transversal é a mesma e, portanto, a expressão acima também vale para E_T medida no s.c.m. dos hádrons.

Definindo-se

$$A \equiv \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2E_T} \quad (4.25)$$

e usando a relação trigonométrica $\cos^2\theta + \text{sen}^2\theta = 1$ obtém-se

$$\Rightarrow \cos\theta = \pm \frac{\sqrt{[A^2 - 1]}}{A}. \quad (4.26)$$

Em termos das frações de momento dos partons e do ângulo θ , as energias total e longitudinal para o elétron são

$$E_e = \frac{\sqrt{\hat{s}}}{4} [x_a(1 + \cos \theta) + x_b(1 - \cos \theta)] \quad (4.27)$$

$$E_{L(e)} = \frac{\sqrt{\hat{s}}}{4} [x_a(1 + \cos \theta) - x_b(1 - \cos \theta)]. \quad (4.28)$$

Lembrando-se que $\hat{s} = x_a x_b s$, a rapidez do elétron torna-se

$$\eta_e = \frac{1}{2} \ln \frac{E + E_L}{E - E_L} = \frac{1}{2} \ln \left[\frac{x_a}{x_b} \frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} \right] = \frac{1}{2} \ln \left[\frac{x_a^2 s}{\hat{s}} \frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} \right] \quad (4.29)$$

$$\eta_e = \ln \left(\frac{x_a}{\sqrt{\hat{s}/s}} \right) + \ln \sqrt{\frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta}}, \quad (4.30)$$

de onde derivam-se também as expressões

$$x_a = e^{\eta_e} \sqrt{\frac{\hat{s}}{s}} \sqrt{\frac{1 - \cos \theta}{1 + \cos \theta}} \quad (4.31)$$

$$x_b = e^{-\eta_e} \sqrt{\frac{\hat{s}}{s}} \sqrt{\frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta}}. \quad (4.32)$$

Para as variáveis de Mandelstam valem aqui as expressões (4.17)-(4.19). Reescreve-se

$$t = (p_c - P_A)^2 \quad (4.33)$$

$$\leftrightarrow \hat{t} = (p_c - p_a)^2 = -\frac{\hat{s}}{2}(1 - \cos \theta) \quad (4.34)$$

$$u = (p_c - P_B)^2$$

$$\leftrightarrow \hat{u} = (p_c - p_b)^2 = -\frac{\hat{s}}{2}(1 + \cos \theta) \quad (4.35)$$

onde as variáveis com a indicação \hat{c} referem-se ao sistema de partons e as outras ao sistema de hádrons.

Agora, essas expressões, Eqs. 4.31 a 4.35, são dependentes de $\cos \theta$ que, pela Eq. (4.26) pode assumir dois valores. Deve-se, então, separar esses dois casos, conforme descrito abaixo.

Caso I. Escolhendo o sinal positivo em (4.26):

As variáveis tornam-se

$$\hookrightarrow x_a = \frac{e^\eta}{\sqrt{s/\hat{s}}} [A - \sqrt{(A^2 - 1)}]; \quad (4.36)$$

$$x_b = \frac{e^{-\eta}}{\sqrt{s/\hat{s}}} [A + \sqrt{(A^2 - 1)}]; \quad (4.37)$$

$$\hookrightarrow \hat{u} = -E_T \sqrt{\hat{s}} [A + \sqrt{(A^2 - 1)}]; \quad (4.38)$$

$$\hat{t} = -E_T \sqrt{\hat{s}} [A - \sqrt{(A^2 - 1)}]. \quad (4.39)$$

Caso II. Escolhendo o sinal negativo em (4.26):

$$\hookrightarrow x_a = \frac{e^\eta}{\sqrt{s/\hat{s}}} [A + \sqrt{(A^2 - 1)}]; \quad (4.40)$$

$$x_b = \frac{e^{-\eta}}{\sqrt{s/\hat{s}}} [A - \sqrt{(A^2 - 1)}]; \quad (4.41)$$

$$\hookrightarrow \hat{u} = -E_T \sqrt{\hat{s}} [A - \sqrt{(A^2 - 1)}]; \quad (4.42)$$

$$\hat{t} = -E_T \sqrt{\hat{s}} [A + \sqrt{(A^2 - 1)}]. \quad (4.43)$$

4.2.2 Seção de choque para a produção de W^\pm

Para o caso específico do processo $p\bar{p} \rightarrow (W \rightarrow e\nu)X$, a energia total dos partons interagentes devem constituir exatamente a massa do bóson e , portanto,

$$\hat{s} = M_W^2. \quad (4.44)$$

Então a variável A , Eq. (4.25), assume o valor $A = M_W/2E_T$ e as frações de momento dos partons, dependendo do sinal da Eq. (4.26),

$$x_a = e^{\eta_a} \frac{M_W}{\sqrt{s}} [A \pm \sqrt{(A^2 - 1)}] \quad (4.45)$$

$$x_b = e^{-\eta_b} \frac{M_W}{\sqrt{s}} [A \mp \sqrt{(A^2 - 1)}]. \quad (4.46)$$

A seção de choque para o processo no modelo a partons é

$$d\sigma = \sum_{a,b} \int dx_a \int dx_b f_p(x_a, \mu^2) f_{\bar{p}}(x_b, \mu^2) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(ab \rightarrow W \rightarrow e\nu) d\hat{t}. \quad (4.47)$$

Além de \hat{s} , a escala de evolução do processo, μ^2 , também é fixa em M_W^2 . Agora, os únicos partons computados nos processos elementares, que levam à produção de W^\pm são

- para $W^+ \rightarrow a = u$ e $b = \bar{d}_{\theta_C}$,
- para $W^- \rightarrow a = \bar{u}$ e $b = d_{\theta_C}$,

ou as situações inversas nas quais $a \leftrightarrow b$. A definição

$$d_{\theta_C} = d \cos \theta_C + s \sin \theta_C, \quad (4.48)$$

com $\theta_C \cong 13^\circ$, ângulo de Cabibbo, decorre da mistura de sabores permitida pela teoria de Glashow-Weinberg-Salam para interações eletrofracas (veja por exemplo a Ref. [52]).

A mudança para as variáveis adequadas para a análise é feita via Jacobiano, a partir das Eqs. (4.39), (4.43) e (4.46),

$$dx_b d\hat{t} = \left| \begin{array}{cc} \frac{\partial x_b}{\partial E_T} & \frac{\partial x_b}{\partial \eta_e} \\ \frac{\partial \hat{t}}{\partial E_T} & \frac{\partial \hat{t}}{\partial \eta_e} \end{array} \right| dE_T d\eta_e = \frac{\sqrt{\hat{s}} x_b}{\sqrt{A^2 - 1}} dE_T d\eta_e, \quad (4.49)$$

de onde resulta a seção de choque

$$\frac{d\sigma}{d\eta_e} = \sum_{a,b} \int dE_T \int dx_a f_p(x_a, \mu^2) f_{\bar{p}}(x_b, \mu^2) \frac{\sqrt{\hat{s}} x_b}{\sqrt{A^2 - 1}} \left(\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} \right)_{W \rightarrow e\nu}. \quad (4.50)$$

Essa é uma expressão genérica para a produção de $W \rightarrow e\nu$. Deve-se ainda diferenciar os casos particulares da produção de W^+ e de W^- .

Segundo [50], por conservação de helicidade, a produção de e^+ (no decaimento do W^+) se dará preferencialmente na direção do feixe de anti-prótons. Mantemos aqui a convenção adotada no Tevatron, segundo a qual o feixe de anti-prótons é direcionado para o hemisfério negativo de rapidez. Então os pósitrons serão produzidos nesse hemisfério **negativo**, conforme esquematizado na figura 4.1.

Nota-se que esse é o caso do sinal **negativo** de $\cos \theta$, Eq. (4.26), e portanto

$$x_a = \frac{e^\eta M_W}{\sqrt{s}} [A + \sqrt{(A^2 - 1)}], \quad (4.51)$$

$$x_b = \frac{e^{-\eta} M_W}{\sqrt{s}} [A - \sqrt{(A^2 - 1)}], \quad (4.52)$$

$$\hat{t} = -E_T M_W [A + \sqrt{(A^2 - 1)}]. \quad (4.53)$$

A seção de choque elementar para o processo é dada por [50]¹

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} = \frac{V_{ab}^2 (G_F M_W^2)^2}{\pi \hat{s}^2} \frac{\hat{t}^2}{(\hat{s} - M_W^2)^2 + (\Gamma_W M_W)^2}, \quad (4.54)$$

¹A definição do ângulo θ utilizada aqui corresponde a $180^\circ - \hat{\theta}$ da referência [50]. Isso equivale a inverter os hádrons $A \leftrightarrow B$ nas expressões de [50].

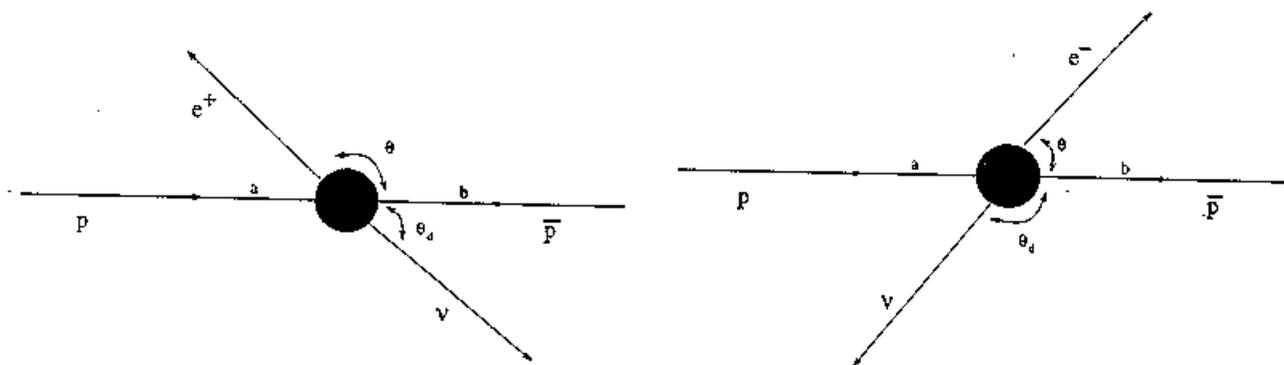


Figura 4.1: Direção preferencial da produção de e^+ (à esquerda) e e^- (à direita), provenientes do decaimento do W^\pm .

onde

- V_{ab} são elementos da matriz de Kobayashi-Maskawa;
- Γ_W é largura de decaimento do W ($= 2.12 \text{ GeV}$);
- G_F é a constante de Fermi ($= 1.16639 \times 10^{-05} \text{ GeV}^2$);
- M_W é massa do W ($= 80.43 \text{ GeV}$).

Calcula-se na Aproximação da Pequena Abertura (*Narrow Width Approximation*).

$$\frac{1}{(s - M^2)^2 + (\Gamma M)^2} \approx \frac{\pi}{M\Gamma} \delta(s - M^2). \quad (4.55)$$

Levando-se ainda em conta o fator de cor ($\times 1/3$), a seção de choque elementar Eq. (4.54) torna-se

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} = \delta(x_a x_b s - M_W^2) \frac{G_F^2}{6M_W \Gamma_W} V_{ab}^2 \hat{t}^2 \quad (4.56)$$

Com (4.56) em (4.50), e resolvendo-se a integral em dx_a com auxílio da função delta,

$$\frac{d\sigma^+}{d\eta_e} = \sum_{a,b} \int dE_T \int dx_a f_p(x_a) f_{\bar{p}}(x_b) \frac{\sqrt{\hat{s}} x_b}{\sqrt{A^2 - 1} x_b s} \frac{1}{\delta(x_a - \frac{M_W^2}{x_b s})} \frac{G_F^2 V_{ab}^2 \hat{t}^2}{6M_W \Gamma_W} \Rightarrow \quad (4.57)$$

$$\frac{d\sigma^+}{d\eta_e} = \sum_{a,b} \int dE_T f_p(x_a, \mu^2) f_{\bar{p}}(x_b, \mu^2) \left[\frac{V_{ab}^2 G_F^2}{6s \Gamma_W} \right] \frac{\hat{t}^2}{\sqrt{A^2 - 1}}. \quad (4.58)$$

Na expressão acima valem as definições (4.51) - (4.53). Como $W^+ = u \bar{d}$, então

$$\sum_{a,b} f_p(x_a) f_{\bar{p}}(x_b) V_{ab}^2 = [u_p(x_a) \bar{d}_{\bar{p}}(x_b) + \bar{d}_{\bar{p}}(x_a) u_p(x_b)] \cos^2 \theta_C + [u_p(x_a) \bar{s}_{\bar{p}}(x_b) + \bar{s}_{\bar{p}}(x_a) u_p(x_b)] \sin^2 \theta_C. \quad (4.59)$$

Da mesma forma, o e^- na produção de W^- será produzido preferencialmente na direção do feixe de prótons. Esse é o caso do $\cos \theta$ positivo na equação (4.26), de onde seguem

$$x_a = \frac{e^{\eta_e} M_W}{\sqrt{s}} [A - \sqrt{(A^2 - 1)}], \quad (4.60)$$

$$x_b = \frac{e^{-\eta_e} M_W}{\sqrt{s}} [A + \sqrt{(A^2 - 1)}], \quad (4.61)$$

$$\hat{u} = -E_T M_W [A + \sqrt{(A^2 - 1)}]. \quad (4.62)$$

A seção de choque elementar é análoga à equação (4.56), com exceção do aparecimento de \hat{u} no lugar de \hat{t} em (4.56), como se mostra na figura abaixo. Então

$$\frac{d\sigma^-}{d\eta_e} = \sum_{a,b} \int dE_T f_p(x_a, \mu^2) f_{\bar{p}}(x_b, \mu^2) \left[\frac{V_{ab}^2 G_F^2}{6s\Gamma_W} \right] \frac{\hat{u}^2}{\sqrt{A^2 - 1}}, \quad (4.63)$$

onde devem ser usadas as expressões (4.60), (4.61) e (4.62). De $W^- = \bar{u} d$,

$$\sum_{a,b} f_p(x_a) f_{\bar{p}}(x_b) V_{ab}^2 = [d_p(x_a) \bar{u}_p(x_b) + \bar{u}_p(x_a) d_p(x_b)] \cos^2 \theta_C + [s_p(x_a) \bar{u}_p(x_b) + \bar{u}_p(x_a) s_p(x_b)] \sin^2 \theta_C, \quad (4.64)$$

todas as funções de estrutura calculadas na escala de evolução $\mu^2 = M_W^2$.

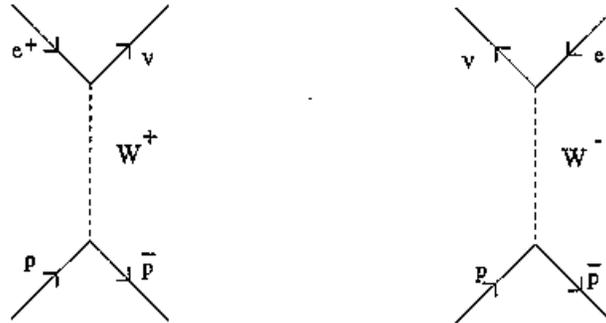


Figura 4.2: Subprocessos elementares para a produção de W^+ (esquerda) e W^- (direita).

4.3 Fotoprodução de dijetos

O processo estudado agora é o de fotoprodução de dijetos,

$$ep \rightarrow j_1 + j_2 + X, \quad (4.65)$$

no qual o elétron² é espalhado em ângulos bastante pequenos, numa reação a baixos momentos transferidos. A virtualidade do fóton interagente é quase nula ($Q^2 \approx 0$) e pode-se, numa boa aproximação, tratá-lo como real. Nesse contexto, o elétron participa da interação apenas como uma fonte de fótons, emitidos com determinado espectro de energia. Essa emissão de fótons, ou melhor, o *fluxo de fótons*, é calculada na Aproximação do Fóton Equivalente (ou pela fórmula de Weizsäcker-Williams [53]), como se verá adiante.

Há evidências experimentais de que a fotoprodução ocorre de duas maneiras, denominadas fóton direto e fóton resolvido. A seção de choque para o processo inclui a soma dessas duas componentes.

Na componente direta, o fóton (ele mesmo) se acopla diretamente aos partons do próton, numa reação típica da Eletrodinâmica Quântica. Entretanto o fóton pode se abrir num par $q\bar{q}$, e se o tempo de interação $\gamma - p$ for bem menor que a vida média do par, o próton interagirá “hadronicamente” com o fóton. Em outras palavras, na componente resolvida há tempo suficiente para que os partons do próton percebam uma estrutura partônica no fóton, iniciada por um par $q\bar{q}$ e evoluída dinamicamente como em um hádron qualquer. A fotoprodução (não difrativa) de dijetos é o principal processo para se medir a *função de estrutura do fóton*, pois nesse caso a seção de choque para o processo resolvido é considerável, e a reação é bastante sensível tanto quanto ao conteúdo de quarks quanto ao de glúons, mesmo em primeira ordem.

Observação : Quando se consideram os modelos fatorizáveis (tipo Regge) na *difração*, a analogia com a fotoprodução torna-se bastante direta. Assim como o elétron na fotoprodução, numa interação difrativa o próton é espalhado a baixos ângulos e não participa efetivamente da interação. De maneira análoga à emissão do fóton, o *pomeron* nesse caso é emitido, em geral a baixos momentos transferidos. Assim, é traçado um paralelo entre o “fator de fluxo do pomeron” das interações difrativas e o fluxo de fótons. Para a emissão do fóton, há uma teoria bem estabelecida, a Eletrodinâmica Quântica, na qual se podem fundamentar esses conceitos, e quantificar, com algumas hipóteses, o fator de fluxo. Entretanto, a fenomenologia de Regge no caso difrativo não se presta à descrição do vértice hadrônico de maneira semelhante. Portanto esse paralelo entre os dois casos não é facilmente estabelecido e implica numa deficiência conceitual para o pomeron.

²Por simplicidade, e^- e e^+ estão sendo chamados indistintamente de “elétrons”. Os dados do HERA analisados no próximo capítulo [39] são, na verdade, provenientes de uma reação e^-p .

As duas componentes da fotoprodução de dijetos são esquematizados na figura (4.3), já para o caso difrativo. As energias do s.c.m. elétron-próton, fóton-próton e parton-parton são, respectivamente, \sqrt{s} , W e $\sqrt{\hat{s}}$. Além das variáveis da difração $x_{\mathbb{P}}$ (fração do momento do próton carregada pelo pomeron) e β (fração de momento do pomeron transferida para a produção dos jatos J_1 e J_2), encontram-se também na figura y , fração de momento do elétron levada pelo fóton, e x_{γ} , análogo de β para o fóton.

O estudo detalhado da fotoprodução poderia exclusivamente consistir num programa de doutoramento, dada a sua complexidade. Ao contrário dos processos de produção hadrônica, os efeitos da Ordem-Posterior-à-Primeira em fotoprodução de dijetos tornam-se bastante importantes, podendo levar a correções de cerca de 50% sobre os cálculos em Primeira Ordem [57]. Entretanto, devido às observações acima e também dos resultados que serão discutidos no próximo capítulo, a inclusão do estudo da fotoprodução, mesmo em Primeira Ordem, tornou-se importante no desenvolvimento desse trabalho. Por esse motivo, apresentamos aqui este estudo bastante simplificado e remetemos o leitor às referências [53] a [57] (e referências inclusas) para um estudo mais aprofundado.

A probabilidade de se encontrar um parton interagente a carregando uma fração de momento x_a do elétron é dada por

$$x_a f_{e/a}(x_a, \mu^2) = \int dQ^2 \int dx_{\gamma} \int dy G(y, Q^2) x_{\gamma} f_{\gamma/a}(x_{\gamma}, \mu^2) \delta(x_{\gamma} - \frac{x_a}{y}) \quad (4.66)$$

onde $G(y, Q^2)$ é o fluxo de fótons. Novamente a escala de evolução é $\mu^2 \propto E_T^2$.

A derivação de $G(y, Q^2)$ na Aproximação do Fóton Equivalente (E.P.A - *Equivalent Photon Approximation*) é feita detalhadamente em [54] e não será repetida aqui. Em linhas gerais, calcula-se a amplitude de Feynman para os processos $ep \rightarrow X$ (interação mediada por um fóton virtual) e $\gamma p \rightarrow X$, onde o fóton real deixa de ser um propagador e passa a ser uma "linha externa" no diagrama de Feynman. Encontra-se que a seção de choque obtida para o processo $\gamma p \rightarrow X$ está contida na seção de choque $ep \rightarrow X$, diferindo dessa por uma integral em d^3k' , onde k' é o momento do elétron no estado final. Exigindo-se que o elétron seja espalhado a ângulos pequenos, encontra-se que essa integral é importante apenas para $Q^2 \approx 0$, o que permite que a integral em todo o espaço de fase de Q^2 seja reduzida a apenas essa região, cometendo-se um erro de no máximo 10%.

Isso permite a seguinte interpretação : como a integral referida acima é dominada pela região onde os fótons são os "mais reais possíveis", então a fotoprodução, que ocorre exatamente a baixas virtualidades, pode ser entendida como uma interação γp (γ real), na qual o elétron presente inicialmente atua apenas como uma fonte de fótons, cuja taxa

de emissão é dada pelo fator que diferencia as duas seções de choque. Mantendo $m_e \neq 0$ apenas nos termos divergentes [55], obtém-se a expressão do E.P.A.,

$$\int dQ^2 G(y, Q^2) \equiv G(y) \cong \frac{\alpha}{2\pi y} \{ [1 + (1 - y)^2] \ln \frac{Q_{\max}^2}{Q_{\min}^2} - 2(1 - y) \}, \quad (4.67)$$

onde y é a fração de momento de elétron carregada pelo fóton e os valores limites para a virtualidade do fóton são $Q_{\min}^2 = m_e^2 y^2 / (1 - y)$, menor valor cinematicamente possível, e Q_{\max}^2 determinado pelo corte experimental (nos dados do HERA, que serão analisados mais adiante, $Q_{\max}^2 = 4 \text{ GeV}^2$).

Voltando à equação (4.66), utiliza-se a função delta para resolver a integral em x_γ resultando em

$$x_a f_{e/a}(x_a, \mu^2) = \int dy G(y) \frac{x_a}{y} f_{\gamma/a}\left(\frac{x_a}{y}, \mu^2\right). \quad (4.68)$$

Resolvendo a integral em y ,

$$x_a f_{e/a}(x_a, \mu^2) = \int dx_\gamma G\left(\frac{x_a}{y}\right) \frac{x_a}{y} f_{\gamma/a}(x_\gamma, \mu^2). \quad (4.69)$$

A seguir são apresentadas as expressões para as duas componentes da seções de choque.

4.3.1 Componente Resolvida

A componente resolvida da seção de choque para fotoprodução é bastante similar à expressão da produção hadrônica, visto que de certa maneira é também uma interação hadrônica. O que se deve fazer é conectar a equação (4.66) na expressão (4.22), resultando em

$$\frac{d\sigma}{d\eta} = \sum_{\text{partons}} \int d^2 E_T \int d\eta' \int dy G(y) x_b f_{p/b}(x_b, \mu^2) x_\gamma f_{\gamma/a}(x_\gamma, \mu^2) \left(\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}\right)_{jj}. \quad (4.70)$$

Deve-se notar na expressão acima que, apesar de se tratar de um evento lépton-próton, a escala de evolução das funções de estrutura não pode ser a virtualidade do fóton, já que $Q^2 \sim 0$. Dessa forma, adota-se o mesmo μ^2 das interações hadrônicas de díjetos. Como no caso da produção hadrônica, os limites das integrais devem obedecer aos vínculos experimentais e aos cinemáticos $x_a, x_b \leq 1$.

4.3.2 Componente Direta

A componente direta da seção de choque é facilmente obtida substituindo-se a função de estrutura do fóton por

$$f_{\gamma/a}(x_\gamma, \mu^2) = \delta(1 - x_\gamma) \quad (4.71)$$

e $(d\hat{\sigma}/d\hat{t})_{jj}$ por $(d\hat{\sigma}/d\hat{t})_{\gamma b \rightarrow cd}$ nas expressões da seção de choque para o fóton resolvido. Novamente, b pode ser qualquer parton presente no próton, como no caso anterior. Nesse caso a variável de Bjorken para o processo elementar torna-se, em Primeira Ordem, $x_a = y$. Então, para fóton direto,

$$\frac{d\sigma}{d\eta} = \sum_b \int dE_T^2 \int d\eta' x_a G(x_a) x_b f_{p/b}(x_b, \mu^2) \left(\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}\right)_{\gamma b \rightarrow cd}. \quad (4.72)$$

As seções de choque elementares para as interações envolvendo quarks e glúons são [55]

$$\frac{d\hat{\sigma}_{\gamma q \rightarrow q\bar{q}}}{d\hat{t}} = \frac{\pi}{\hat{s}^2} \alpha_s \alpha_{em}^2 \left[-\frac{8\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{3\hat{s}\hat{u}} \right] \quad e \quad (4.73)$$

$$\frac{d\hat{\sigma}_{\gamma g \rightarrow q\bar{q}}}{d\hat{t}} = \frac{\pi}{\hat{s}^2} \alpha_s \alpha_{em}^2 \left[-\frac{8\hat{t}^2 + \hat{u}^2}{3\hat{t}\hat{u}} \right]. \quad (4.74)$$

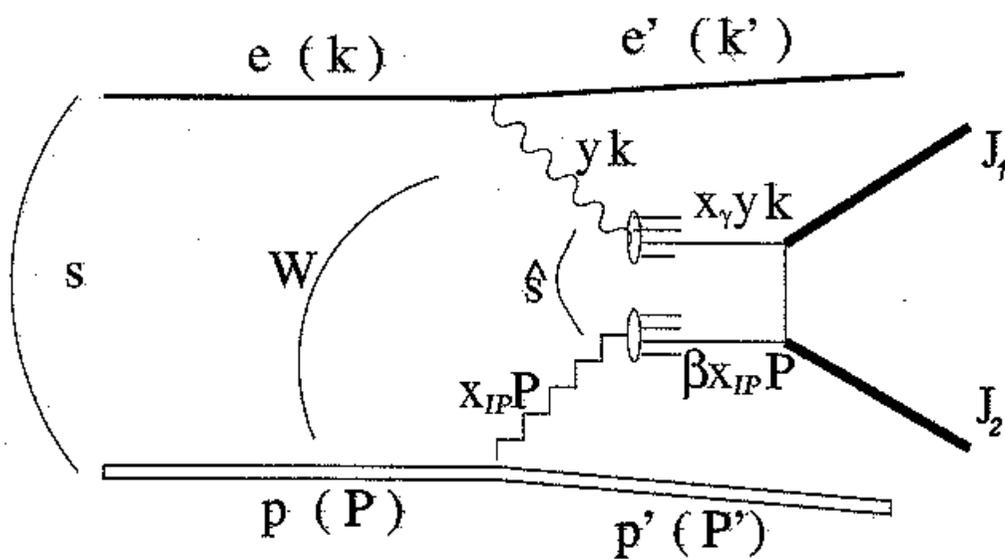
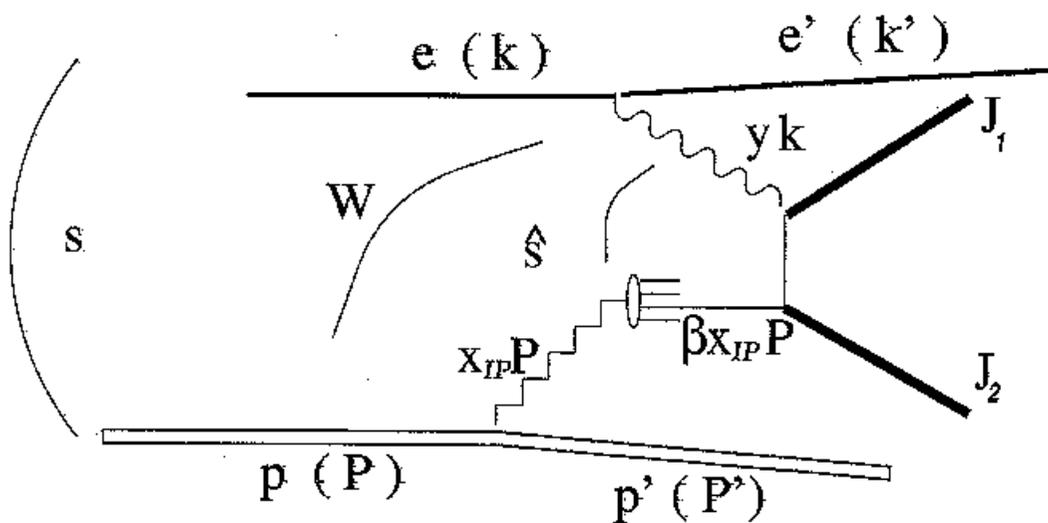


Figura 4.3: Esquema representativo dos processos de fotoprodução difrativa de díjetos, "fóton direto" (acima) e "fóton resolvido" (abaixo).

Capítulo 5

Estudos Preliminares

5.1 Seções de choque para processos difrativos

Pergunta-se agora: como calcular a seção de choque para os processos de produção no caso da interação ser difrativa? Infelizmente ainda não se pode dizer que há uma resposta definitiva para esta questão.

A nossa primeira abordagem a esse problema foi a utilização do modelo de Ingelman-Schlein [1], discutido no Capítulo 2. Conforme foi visto no Capítulo 3, em 1997 (início desse doutoramento) havia fortes motivações experimentais para acatarmos esse tipo de modelo, visto que os dados de função de estrutura difrativa na época pareciam corroborar as hipóteses de fatorização de Regge e universalidade do pomeron.

Segundo essa fenomenologia, supõe-se que, na interação difrativa $AB \rightarrow BX$, o hádron B emite um pomeron, também constituído por partons. Neste caso, a fração de momento perdida pelo hádron difratado, ξ , é transferida para o pomeron ($\xi = x_{\mathbb{P}}$), e a fração de momento realmente utilizada na reação é $\beta = x/x_{\mathbb{P}}$. Na prática, o procedimento para se escrever a seção de choque difrativa torna-se a substituição de $x_b f_{b/B}(x_b, \mu^2)$ no modelo a partons pelo produto de convolução entre a distribuição de partons no pomeron, $\beta f_{b/\mathbb{P}}(\beta, \mu^2)$, e a “taxa de emissão de pomerons” pelo hádron, $f_{\mathbb{P}/B}(x_{\mathbb{P}}, t)$. O primeiro termo é a função de estrutura e o segundo o fator de fluxo do pomeron (ver Capítulo 2).

Então

$$x_b f_{b/B}(x_b, \mu^2) = \int dx_{\mathbb{P}} \int d\beta \int dt f_{\mathbb{P}/B}(x_{\mathbb{P}}, t) \beta f_{b/\mathbb{P}}(\beta, \mu^2) \delta\left(\beta - \frac{x_b}{x_{\mathbb{P}}}\right). \quad (5.1)$$

Denotando $\int_{-\infty}^0 dt f_{\mathbb{P}/B}(x_{\mathbb{P}}, t) \equiv g(x_{\mathbb{P}})$, pode-se utilizar a função delta para resolver a integral em β :

$$x_b f_{b/B}(x_b, \mu^2) = \int dx_{\mathbb{P}} g(x_{\mathbb{P}}) \beta f_{b/\mathbb{P}}(\beta, \mu^2), \quad (5.2)$$

ou em $x_{\mathbb{P}}$:

$$x_b f_{b/B}(x_b, \mu^2) = \int d\beta g(x_{\mathbb{P}}) \beta f_{\mathbb{P}}(\beta, \mu^2) \frac{x_{\mathbb{P}}}{\beta}, \quad (5.3)$$

onde a notação foi simplificada [$f_{b/\mathbb{P}}(\beta, \mu^2) \rightarrow f_{\mathbb{P}}(\beta, \mu^2)$].

Esses produtos de convolução aplicados nas expressões do modelo a partons (para interações hadrônicas não difrativas) levam às seções de choque para interações difrativas.

5.1.1 Seção de choque difrativa para a produção de dijetos

Partindo-se da Eq. (4.22) e levando-se (5.2) em consideração, a seção de choque para produção difrativa de dijetos no modelo de Ingelman-Schlein é facilmente obtida, resultando em

$$\frac{d\sigma}{d\eta} = \int_{E_{Tmin}}^{E_{Tmax}} dE_T^2 \int_{\eta'_{min}}^{\eta'_{max}} d\eta' \int_{x_{\mathbb{P}min}}^{x_{\mathbb{P}max}} dx_{\mathbb{P}} \int_{t_{min}}^0 dt f(x_a, \mu^2) g(x_{\mathbb{P}}, t) f_{\mathbb{P}}(\beta, \mu^2) \left(\frac{d\hat{\sigma}}{dt} \right)_{jj}. \quad (5.4)$$

5.1.2 Produção de dijetos em troca dupla de pomerons

A reação da produção de dijetos em troca dupla de pomeron é esquematizada na figura abaixo.

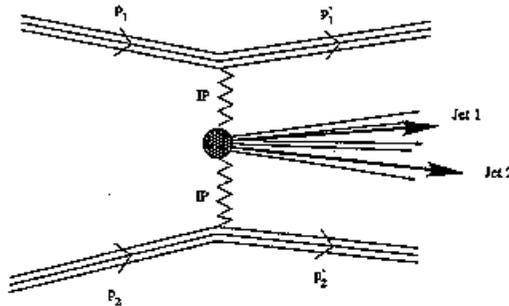


Figura 5.1: Esquema de um processo de troca dupla de pomerons produzindo jatos.

Com o modelo de Ingelman-Schlein esboçado na seção anterior, a seção de choque para esse processo é computada aplicando-se o produto de convolução da eq. (5.2) para ambos os hádrõs. Ou seja, o processo pode ser calculado pela substituição das relações

$$x_a f_{a/A}(x_a, \mu^2) = \int dx_{\mathbb{P}_a} g(x_{\mathbb{P}_a}) \beta_a f_{a/\mathbb{P}}(\beta_a, \mu^2), \quad (5.5)$$

$$x_b f_{b/B}(x_b, \mu^2) = \int dx_{\mathbb{P}_b} g(x_{\mathbb{P}_b}) \beta_b f_{b/\mathbb{P}}(\beta_b, \mu^2). \quad (5.6)$$

na eq. (4.22). Com uma mudança de variáveis, conveniente para a comparação com os dados disponíveis, obtém-se

$$\frac{d\sigma}{d\eta_{\text{boost}}} = \int 2d\eta^* \int dE_T^2 \int \beta_a f_a(\beta_a, \mu^2) g(x_{\mathbb{P}_A}) dx_{\mathbb{P}_A} \int \beta_b f_b(\beta_b, \mu^2) g(x_{\mathbb{P}_B}) dx_{\mathbb{P}_B} \left(\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}\right)_{jj}. \quad (5.7)$$

As variáveis da expressão acima são, $\eta_{\text{boost}} = (\eta_1 + \eta_2)/2$ (onde $\eta_{1,2}$ correspondem à rapidez de cada jato) e $\eta^* = (\eta_1 - \eta_2)/2$. Como antes, $g(x_{\mathbb{P}})$ e $f(\beta, \mu^2)$ são, respectivamente, o fator de fluxo e função de estrutura do pomeron.

5.1.3 Produção difrativa de W 's

Se houver a emissão de um pomeron por um próton, a seção de choque para a reação difrativa $\text{IP}\bar{p} \rightarrow W^\pm \rightarrow e^\pm \nu$ será dada por¹

$$\frac{d\sigma}{d\eta} = \sum_{a,b} \int \frac{dx_{\mathbb{P}}}{x_{\mathbb{P}}} g(x_{\mathbb{P}}) \int dE_T f_{\mathbb{P}}(x_a) f_{\mathbb{P}}(x_b) \left[\frac{V_{ab}^2 G_P^2}{6s\Gamma_W} \right] \frac{\hat{t}^2(\hat{u}^2)}{\sqrt{A^2 - 1}} \quad (5.8)$$

onde $x_{\mathbb{P}}$ é a fração de momento dos quarks do pomeron, $g(x_{\mathbb{P}})$ é o fator de fluxo e

$$x_a = \frac{M_W e^\eta}{(\sqrt{s} x_{\mathbb{P}})} [A \pm \sqrt{(A^2 - 1)}] \quad (5.9)$$

$$x_b = \frac{M_W e^{-\eta}}{\sqrt{s}} [A \mp \sqrt{(A^2 - 1)}]. \quad (5.10)$$

5.1.4 Fotoprodução difrativa de dijetos

Na fotoprodução difrativa, de acordo com o Modelo de Ingelman-Schlein, o fóton (ele mesmo no processo direto ou seus constituintes no processo resolvido) interage com partons do pomeron emitido pelo próton.

Assim, a seção de choque da reação esquematizada na Figura 4.3 também é calculada pelo procedimento descrito no início desse capítulo. A seguir são apresentadas todas as expressões utilizadas na comparação com os dados experimentais, na seção seguinte:

$$\frac{d\sigma}{d\eta} = \int dE_T^2 \int d\eta' \int dy G(y) \int dx_{\mathbb{P}} g(x_{\mathbb{P}}) \beta f_{\mathbb{P}/p}(\beta, \mu^2) x_\gamma f_{\gamma/a}(x_\gamma, \mu^2) \left(\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}\right)_{jj} \quad (5.11)$$

$$\frac{d\sigma}{dE_T^2} = 2E_T \int d\eta \int d\eta' \int dy G(y) \int dx_{\mathbb{P}} g(x_{\mathbb{P}}) \beta f_{\mathbb{P}/p}(\beta, \mu^2) x_\gamma f_{\gamma/a}(x_\gamma, \mu^2) \left(\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}\right)_{jj}. \quad (5.12)$$

¹Há um erro tipográfico nas expressões finais da produção de W 's (difrativa e não difrativa) na referência [20]. A expressão correta é a aqui apresentada. Salientamos que os cálculos foram feitos corretamente, à exceção de fator 2 devido às duas possibilidades de difração, a do p e a do \bar{p} , que geram a mesma quantidade de léptons na região central. Todos esses erros cometidos em [20] são corrigidos aqui.

A distribuição em massa hadrônica invariante, W , é calculada a partir da relação $W = \sqrt{ys} \rightarrow dy = 2WdW/s$, que substituída por exemplo em (5.11) leva a

$$\frac{d\sigma}{dW} = \frac{2W}{s} G\left(\frac{W^2}{s}\right) \int d\eta \int dE_T^2 \int d\eta' \int dx_{\mathbb{P}} g(x_{\mathbb{P}}) \beta f_{\mathbb{P}/b}(\beta, \mu^2) x_{\gamma} f_{\gamma/a}(x_{\gamma}, \mu^2) \left(\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}\right)_{ij}. \quad (5.13)$$

As seções de choque $d\sigma/d\beta$ e $d\sigma/dx_{\gamma}$ podem ser obtidas quando se utilizam (5.3) e (4.69) ao invés de (5.2) e (4.68) em (5.11). Assim,

$$\frac{d\sigma}{d\beta} = \frac{1}{\beta} \int d\eta \int dE_T^2 \int d\eta' \int dy G(y) g(x_{\mathbb{P}}) \beta f_{\mathbb{P}/b}(\beta, \mu^2) x_{\gamma} f_{\gamma/a}(x_{\gamma}, \mu^2) \left(\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}\right)_{ij} \quad (5.14)$$

$$\frac{d\sigma}{dx_{\gamma}} = \frac{1}{x_{\gamma}} \int d\eta \int dE_T^2 \int d\eta' y G(y) \int dx_{\mathbb{P}} g(x_{\mathbb{P}}) \beta f_{\mathbb{P}/b}(\beta, \mu^2) x_{\gamma} f_{\gamma/a}(x_{\gamma}, \mu^2) \left(\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}\right)_{ij} \quad (5.15)$$

Novamente para a componente direta substitui-se $f_{\gamma/a}(x_{\gamma}, \mu^2) = \delta(1 - x_{\gamma})$ nas expressões da componente resolvida para se obter

$$\frac{d\sigma}{d\eta} = \int dE_T^2 \int d\eta' x_a G(x_a) \int dx_{\mathbb{P}} g(x_{\mathbb{P}}) \beta f_{\mathbb{P}/b}(\beta, \mu^2) \left(\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}\right)_{\gamma b \rightarrow cd} \quad (5.16)$$

$$\frac{d\sigma}{dE_T} = 2E_T \int d\eta \int d\eta' x_a G(x_a) \int dx_{\mathbb{P}} g(x_{\mathbb{P}}) \beta f_{\mathbb{P}/b}(\beta, \mu^2) \left(\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}\right)_{\gamma b \rightarrow cd} \quad (5.17)$$

$$\frac{d\sigma}{dW} = \frac{W}{s} G\left(\frac{W^2}{s}\right) \int d\eta \int dE_T^2 \int dx_{\mathbb{P}} g(x_{\mathbb{P}}) \beta f_{\mathbb{P}/b}(\beta, \mu^2) \left(\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}\right)_{\gamma b \rightarrow cd} \quad (5.18)$$

$$\frac{d\sigma}{d\beta} = \frac{1}{\beta} \int d\eta \int dE_T^2 \int d\eta' x_a G(x_a) g(x_{\mathbb{P}}) \beta f_{\mathbb{P}/b}(\beta, \mu^2) \left(\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}\right)_{\gamma b \rightarrow cd} \quad (5.19)$$

Mais uma vez, os limites das integrais devem obedecer aos vínculos experimentais e aos cinemáticos $x_a, x_b \leq 1$.

Uma importante consequência de $f_{\gamma/a}(x_{\gamma}, \mu^2) = \delta(1 - x_{\gamma})$ é que em Primeira Ordem não há componente direta para $d\sigma/dx_{\gamma}$. Isso tem fortes implicações na comparação com os dados experimentais, como se verá adiante.

5.2 Fator de fluxo e função de estrutura do pomeron

A seguir, apresenta-se de forma sumária o procedimento de análise da função de estrutura do pomeron realizada anteriormente e seus principais resultados. O trabalho, apresentado resumidamente nessa seção, foi extraído da tese de mestrado [18]. Ali os cálculos são apresentados muito mais detalhadamente (veja também a referência [19]).

5.2.1 Fator de fluxo

Como pode ser facilmente notado², o fator de fluxo e a função de estrutura do próton aparecem sempre juntos, de modo que a escolha do fator de fluxo afeta diretamente a determinação da função de estrutura do pomeron, tanto em formato e normalização quanto na sua proporção quarks/glúons. Desta forma, esses dois problemas estão intimamente relacionados e são de fundamental importância no cálculo de qualquer processo difrativo.

Em nossos primeiros estudos [19, 18] utilizamos os dois fatores de fluxo apresentados nas Subseções 1.2.1 e 1.2.2, padrão e renormalizado, equações (2.14) e (2.17) respectivamente.

5.2.2 Função de Estrutura do Pomeron

São utilizados nessa análise os primeiros dados de espalhamento inelástico profundo em regime difrativo das colaborações H1 e ZEUS [34, 35] (ver Subseção 2.1.1). Mede-se

$$F_2^{D(3)}(Q^2, \xi, \beta) = \int F_2^{D(4)}(Q^2, \xi, \beta, t) dt. \quad (5.20)$$

Conforme discutido anteriormente, observou-se em [34, 35] que a dependência em ξ naqueles dados podia ser separada da dependência em (β, Q^2) . Essa fatorização pressupõe concordância com o modelo de Ingelman-Schlein, ou seja, os dados admitiam fatorização tipo Regge. Então, com $\xi = x_{\mathbb{P}}$ escreve-se

$$F_2^{D(3)} = g(x_{\mathbb{P}}) F_2^{\mathbb{P}}(\beta, Q^2). \quad (5.21)$$

onde $F_2^{\mathbb{P}}$ é a função de estrutura do pomeron e $g(x_{\mathbb{P}})$ é o fator de fluxo (no caso, integrado em t). Por definição, a função de estrutura é dada por

$$F_2^{\mathbb{P}}(\beta, Q^2) = \sum_i e_i^2 \beta q(\beta, Q^2) \quad (5.22)$$

onde e_i é a carga do quark i (na análise considerou-se $i = u, d, s$) e $q(\beta, Q^2)$ é a distribuição de momento quarkônico no pomeron. A distribuição gluônica, que não aparece explicitamente em (5.22), é $g(\beta, Q^2)$.

O procedimento adotado em nossas análises foi: para cada um dos fatores de fluxo estudados, Eqs. (2.14) ou (2.17), escolhiam-se algumas formas funcionais para as distribuições iniciais $q_0(\beta)$ e $g_0(\beta)$ (em um dado Q_0^2). Conhecendo-se $q(\beta, Q^2)$ e $g(\beta, Q^2)$

²Observe, por exemplo, as expressões das seções de choque difrativas obtidas na seção anterior e a Eq. (3.3).

em $Q^2 = Q_0^2$, para qualquer $Q^2 > Q_0^2$ as funções de distribuição estarão determinadas na Cromodinâmica Quântica pelas equações de evolução DGLAP [58] (anteriormente denominadas equações de Altarelli-Parisi). Assim, para que as funções de estrutura sejam completamente conhecidas, os únicos parâmetros a serem determinados são os coeficientes dessas distribuições iniciais. Os coeficientes são obtidos via ajuste, observando-se nos dados experimentais os efeitos da evolução em valores maiores de Q^2 .

Os perfis escolhidos para as distribuições iniciais em nossa análise são:

1) dura-dura:

$$\begin{aligned} q(\beta, Q_0^2) &= a_1 \beta (1 - \beta) \\ g(\beta, Q_0^2) &= b_1 \beta (1 - \beta) \end{aligned} \quad (5.23)$$

2) dura-livre:

$$\begin{aligned} q(\beta, Q_0^2) &= a_1 \beta (1 - \beta) \\ g(\beta, Q_0^2) &= b_1 \beta^{b_2} (1 - \beta)^{b_3} \end{aligned} \quad (5.24)$$

3) livre-delta:

$$\begin{aligned} q(\beta, Q_0^2) &= a_1 \beta^{a_2} (1 - \beta)^{a_3} \\ g(\beta, Q_0^2) &= b_1 \delta(1 - \beta) \end{aligned} \quad (5.25)$$

Portanto os parâmetros do ajuste são: a_1 , b_1 , a_2 , b_2 , a_3 , b_3 . A escala inicial escolhida foi $Q_0^2 = 4 \text{ GeV}^2$.

Embora na Eq. (5.22) apenas a distribuição de quarks apareça explicitamente, o ajuste dos parâmetros relativos à distribuição de glúons $g(\beta, Q_0^2)$ é feito indiretamente através das equações DGLAP (a evolução em Q^2 “mistura” as distribuições já que quarks geram glúons e vice-versa).

Os resultados deste estudo estão resumidos nas Tabelas 5.1 e 5.2, onde são mostrados os melhores ajustes para os parâmetros a 's e b 's das distribuições iniciais. Desses ajustes, alguns apresentam divergências e outros resultam numa distribuição negativa de momento, que não tem sentido físico e foram, portanto, descartados. Além disso, os erros nos parâmetros das funções $g(\beta, Q^2)$ para o fluxo renormalizado são altíssimos, permitindo uma certa flexibilidade para essa função. Por essa razão consideram-se os parâmetros $a_1 = 5.02$ e $b_1 = 0.98$ como alternativa aos resultados para a função dura-dura renormalizada, de modo a respeitar a regra de soma dos momentos $\int_0^1 (\beta q(\beta, Q^2) + \beta g(\beta, Q^2)) d\beta = 1$. Pela mesma razão foi realizado o ajuste livre-zero, com distribuição inicial nula para glúons.

	dura-dura	dura-livre	livre-delta
a_1	2.551 ± 0.029	2.60 ± 0.21	1.51 ± 0.16
a_2	1	1	0.513 ± 0.064
a_3	1	1	0.84 ± 0.13
b_1	12.08 ± 0.59	2.9 ± 1.3	2.06 ± 0.75
b_2	1	0.03 ± 0.26	—
b_3	1	0.31 ± 0.41	—
$\chi^2/d.o.f.$	0.624	0.612	0.600

Tabela 5.1: Possíveis parâmetros das distribuições de momento no pomeron para fluxo padrão.

Quanto aos resultados com o fluxo padrão, encontra-se que os parâmetros deixados livres em $g(\beta, Q^2)$ no ajuste dura-livre acabam se ajustando novamente a uma função dura, portanto os dois primeiro ajustes na Tabela 5.1 são redundantes. Por isso, os resultados realmente considerados nos trabalhos que se seguem são os da Tabela 5.3.

	dura-dura	livre-dura	livre-delta	livre-zero
a_1	5.02 ± 0.33	5.12 ± 0.23	2.70 ± 0.76	2.80 ± 0.86
a_2	1	1	0.60 ± 0.15	0.65 ± 0.16
a_3	1	1	0.45 ± 0.24	0.58 ± 0.24
b_1	3.0 ± 4.4	1.6 ± 19.1	-1.8 ± 1.8	—
b_2	1	-0.4 ± 4.3	—	—
b_3	1	8.4 ± 32.2	—	—
$\chi^2/d.o.f.$	0.636	0.614	0.599	0.604

Tabela 5.2: Possíveis parâmetros das distribuições de momento no pomeron para o fluxo renormalizado.

	Ajuste 1	Ajuste 2	Ajuste 3	Ajuste 4
<i>Fluxo</i>	padrão	padrão	renormalizado	renormalizado
<i>Função inicial</i>	dura-dura	livre-delta	dura-dura	livre-zero
a_1	2.55	1.51	5.02	2.80
a_2	1	0.513	1	0.65
a_3	1	0.84	1	0.58
b_1	12.08	2.06	0.98	0
b_2	1	—	1	-
b_3	1	—	1	-

Tabela 5.3: Parâmetros das funções de estrutura do pomeron utilizados nas análises

5.3 Resultados

Nas Seções 5.3 a 5.5.1, as hipóteses traçadas desde o início desse capítulo são confrontadas com os dados experimentais de [42] a [45]. Os dados experimentais das referências [46] a [48] são mais recentes que a publicação de [20], e portanto não foram analisados inicialmente.

Esses resultados foram obtidos associando-se aos cálculos das Seções 5.1 os cortes cinemáticos observados em cada experimento (Capítulo 3), para cada possibilidade de fator de fluxo e função de estrutura do pomeron mostrados na Tabela 5.3. Em coerência com a análise para a obtenção das funções de estrutura do pomeron, o valor do intercepto do pomeron foi mantido e nesse caso $\epsilon = 0.104$.

A função de estrutura do próton utilizada nestes cálculos é a parametrização GRV, encontrada na referência [59]. Sabe-se que os cálculos dos processos de produção podem ser bastante afetados pela a função de estrutura do próton escolhida [3]. Porém, dadas as dimensões dos erros experimentais das grandezas aqui tratadas, a opção por essa parametrização torna-se conveniente. Ela é facilmente implementada nos cálculos (no sentido da eficiência computacional) e mais recente do que, por exemplo aquela utilizada em cálculos similares em [60]. Na constante de acoplamento da QCD (em Primeira Or-

dem), associada às seções de choque elementares da Seção 5.1, consideram-se três sabores e $\Lambda_{QCD} = 0.04 \text{ GeV}^2$.

5.3.1 Resultados para hadroprodução

Na Fig. 5.2 e na Tabela 5.4 são mostrados os resultados para a produção difrativa de W 's. Como a produção de léptons ocorre na região central, a taxa de produção no caso da difração do próton ou do anti-próton são idênticas, depois de somadas as contribuições de W^+ e W^- . Portanto a seção de choque da Seção 5.1.3 deve ser duplicada para a comparação com as medidas.

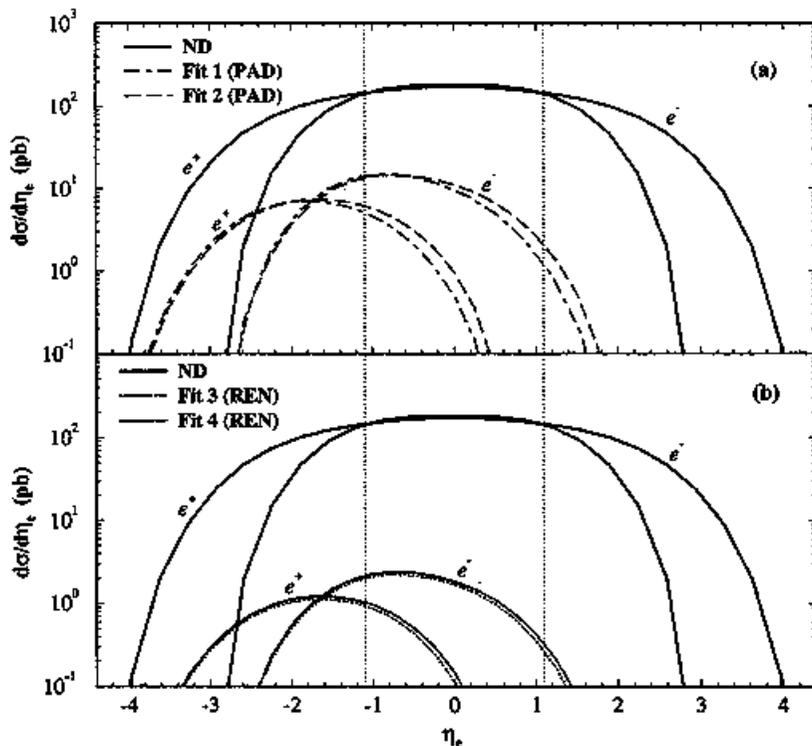


Figura 5.2: Distribuição em rapidez para os léptons resultantes do decaimento dos bósons W . As contribuições para elétron e pósitron são mostradas separadamente, como indica a figura. Em (a) são mostrados os resultados para a produção não difrativa (curvas sólidas) e para os ajustes 1 e 2, fluxo padrão. Na figura (b) os mesmos resultados para produção não difrativa são mostrados juntamente com os do fluxo renormalizado, ajustes 3 e 4. As linhas verticais mostram os limites onde são realizadas as medidas da Ref. [42].

Na Tabela 5.5 apresentam-se os dados de produção de dijetos comparados aos resultados de cada ajuste usando o modelo de Ingelman-Schlein.

EXPERIMENTO (W 's)	TAXA	PADRÃO Ajuste 1 (<i>dura-dura</i>)	PADRÃO Ajuste 2 (<i>livre-delta</i>)	REN Ajuste 3 (<i>dura-dura</i>)	REN Ajuste 4 (<i>livre-zero</i>)
CDF (Rap-Gap)	1.15 ± 0.55	6.24	7.08	1.06	1.16

Tabela 5.4: Taxa de produção difrativa de W 's (todos os valores são dados em porcentagens).

Como se vê, o fator de fluxo padrão leva sistematicamente a previsões acima dos dados experimentais, com uma estimativa ainda maior para jatos com relação a W 's.

Por outro lado, os ajustes 3 e 4 com o fator de fluxo renormalizado apresentam boa concordância com todos os dados experimentais, tanto em normalização como na proporção entre as taxas de jatos e W 's.

As figuras 5.3 (a) - (d) mostram a distribuição em rapidez na produção de jatos (equação 5.4) para o hemisfério negativo de η . Devido à simetria entre q e \bar{q} assumida para o pomeron, a seção de choque para o hemisfério positivo é apenas o reflexo dessas mesmas curvas.

Um ponto que não foi abordado nos cálculos é a contaminação de um terceiro jato nos dados de [43] a [45] e de eventos tipo $W + \text{jato}$ em [42]. Embora em [43] seja apresentada uma taxa de eventos jj sem contaminação, por sinal um tanto discordante com a taxa medida, esta é apenas uma estimativa, feita com programas de simulação de eventos.

5.3.2 Resultados para fotoprodução

Nos cálculos que fizemos até aqui, encontramos total disparidade entre dados e teoria com o fluxo padrão e boa concordância com o fluxo renormalizado. Porém o esquema de renormalização da Ref. [17], que aparentemente funciona bem para os processos de produção difrativa hadrônica, gera uma inconsistência no cálculo da fotoprodução, por sua própria definição.

O problema vem da dificuldade em se determinar $N(x_{\mathbb{P}_{min}})$, o fator de normalização

EXPERIMENTO (DIJATOS)	TAXAS	PADRAO Ajuste 1 (<i>dura-dura</i>)	PADRAO Ajuste 2 (<i>livre-delta</i>)	REN Ajuste 3 (<i>dura-dura</i>)	REN Ajuste 4 (<i>livre-zero</i>)
CDF (Rap-Gap)	0.75 ± 0.10	15.3	6.33	0.62	0.52
CDF (Rm. Pots)	0.109 ± 0.016	3.85	1.13	0.15	0.16
D0 (630 GeV)	1-2	15.4	6.41	0.87	0.71
D0 (1800 GeV)	0.67 ± 0.05	16.6	6.14	0.65	0.57

Tabela 5.5: Taxa de produção difrativa de dijatos (todos os valores são dados em porcentagens).

do fluxo, dado por

$$N(x_{\mathbb{P}_{\text{min}}}) = \int_{x_{\mathbb{P}_{\text{min}}}^{x_{\mathbb{P}_{\text{max}}}} dx_{\mathbb{P}} \int_{t=-\infty}^0 f(x_{\mathbb{P}}, t) dt. \quad (5.26)$$

Conforme foi exposto no Capítulo 2, $x_{\mathbb{P}_{\text{min}}}$ é bem definido para os processos difrativos $p\bar{p}$, ($x_{\mathbb{P}_{\text{min}}} = (m_{\pi} + m_p)^2/s$). Porém, em processos tipo ep , como no caso de *espalhamento inelástico profundo* no HERA, o menor valor que a variável $x_{\mathbb{P}}$ pode ter segundo [17] é $Q^2/\beta s$, equação (2.19), onde Q^2 , a virtualidade do fóton, é a escala de evolução das funções de estrutura. Em fotoprodução, porém, $Q^2 \approx 0$ e por isso não pode mais ser a escala de evolução das funções de estrutura, que é estabelecida apenas para $Q^2 > Q_0^2$. Então esta escala passa também a ser vinculada a E_T , como no caso hadrônico. Mas como definir $N(x_{\mathbb{P}_{\text{min}}})$ nesse caso, já que $x_{\mathbb{P}_{\text{min}}}$ também depende de Q^2 ? Ora, no modelo da Ref. [17], $x_{\mathbb{P}_{\text{min}}}$ deve refletir um limite do espaço de fase no qual ocorre o experimento. Portanto, o fator de normalização do fluxo deve ser calculado para o “real” valor de Q^2 , ou seja, a virtualidade do fóton propriamente. Essa definição não tem nenhuma conexão com o problema perturbativo das escalas de evolução. Agora, com $x_{\mathbb{P}_{\text{min}}} \propto Q^2 \sim 0$ na Eq. (5.26), $N(x_{\mathbb{P}_{\text{min}}})$ torna-se extremamente alto e, quando aplicado no denominador da Eq. (2.17), resulta num fator de fluxo muito pequeno. Como consequência, toda a expressão (5.11) é deslocada para baixo.

Para os dados experimentais aqui analisados, as informações disponíveis sobre os val-

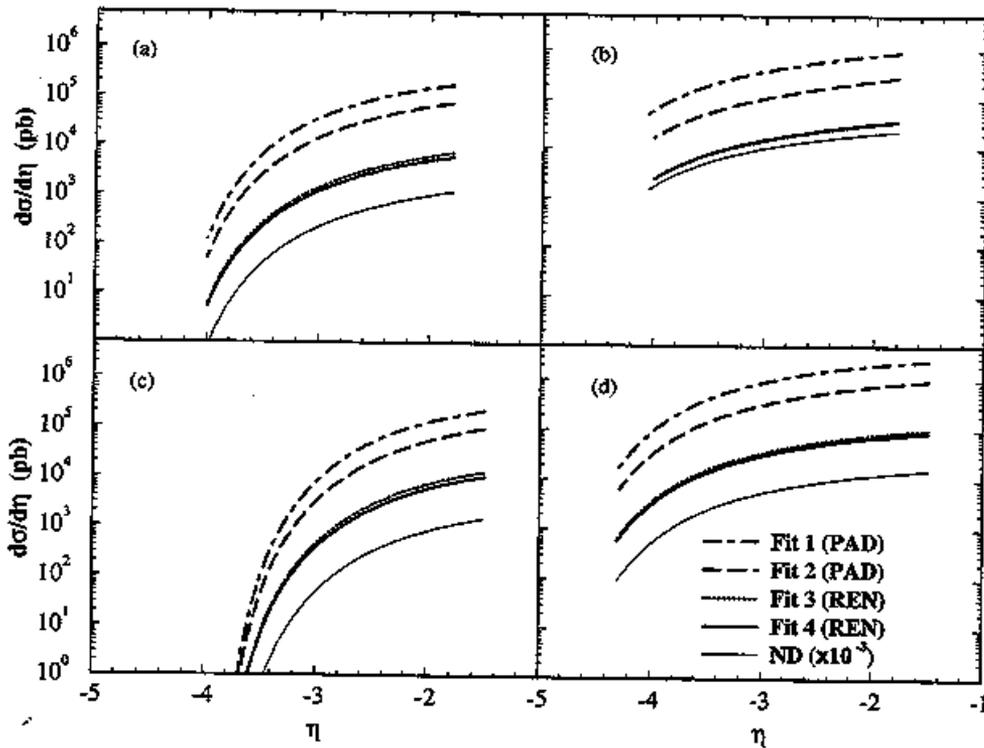


Figura 5.3: Distribuição em rapidez para a produção de jatos; cortes cinemáticos dos experimentos CDF: (a) Rap-Gap [43], (b) Roman Pots [44] e D0: (c) 1800 GeV, (d) 630 GeV [45]. Comentários no texto.

ores de Q^2 são: $Q_{max}^2 = 4 \text{ GeV}^2$ e Q^2 médio $\approx 10^{-3} \text{ GeV}^2$. Nas Figs. 5.4 e 5.5 são mostrados os resultados obtidos para esse cálculo, com $Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$ nos ajustes 3 e 4. (Na mesma figura aparecem os resultados para o fator de fluxo padrão, ajustes 1 e 2. A função de estrutura do fóton empregada para a componente resolvida foi a parametrização GRV da Ref. [61].) Deve-se notar que a situação $Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$ é a mais favorável, pois para valores menores de Q^2 , $N(x_{P_{max}})$ é ainda maior e as curvas se distanciam ainda mais dos dados.

Curioso é o fato de que o ajuste 2 dê resultados bastante próximos das medidas no que se refere aos formatos das distribuições, embora a normalização ainda deixe a desejar. Porém, lembramos que foram feitos apenas cálculos em Primeira Ordem, que certamente afeta a concordância com o formato de $d\sigma/dx_\gamma$ e também a normalização.

5.3.3 Discussões sobre os resultados

Os resultados apresentados desde o início desse capítulo podem ser resumidos nos seguintes pontos:

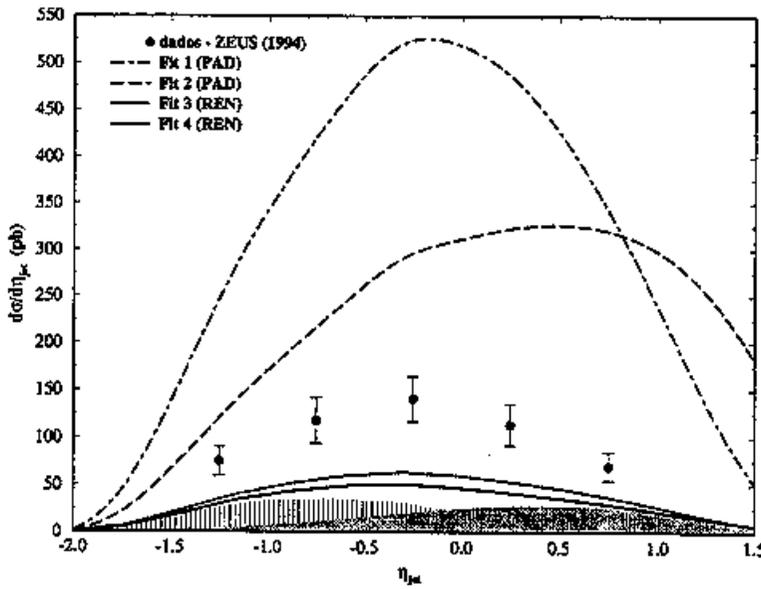


Figura 5.4: Distribuição em rapidez em processos de fotoprodução difrativa de jatos, comparados aos dados de [39]. Cálculos com o fator de fluxo padrão (ajustes 1 e 2) e com o fator de fluxo renormalizado (ajustes 3 e 4).

- Em geral, para ambos os fatores de fluxo, os resultados são fortemente dependentes da forma da função de estrutura utilizada;
- em todos os processos de produção hadrônica, o fluxo padrão prevê taxas de produção difrativa extremamente altas, chegando a ~ 20 vezes maiores que as medidas de produção de dijatos em $p\bar{p}$ (para o ajuste 1) e ~ 6 vezes maiores que a medida de W 's da Col. CDF;
- também na fotoprodução de dijatos, registram-se resultados ~ 3 vezes mais altos que os valores medidos, embora os formatos das distribuições $d\sigma/dE_T$, $d\sigma/d\beta$, $d\sigma/dW$, $d\sigma/d\eta$ e $d\sigma/dx_\gamma$, estejam consistentes com os dados para o ajuste 2.

De certa forma pode-se dizer que este já era um efeito esperado, pois o fator de fluxo padrão também prevê valores muito altos para a seção de choque difrativa total em $p\bar{p}$. Porém, vale lembrar que o produto função de estrutura do pomeron \times fator de fluxo utilizado no cálculo das taxas de produção (Seções 5.1.1 a 5.1.4) se presta à descrição dos dados de espalhamento inelástico difrativo do HERA (Seção 5.2).

- **Conclusão:** a combinação modelo de Ingelman-Schlein com fator de fluxo padrão é incompatível com os dados de difração dura no Tevatron e no HERA simultaneamente. Caso a fatorização de Regge seja mantida, torna-se imprescindível que se aplique *alguma* renormalização para o fator de fluxo.

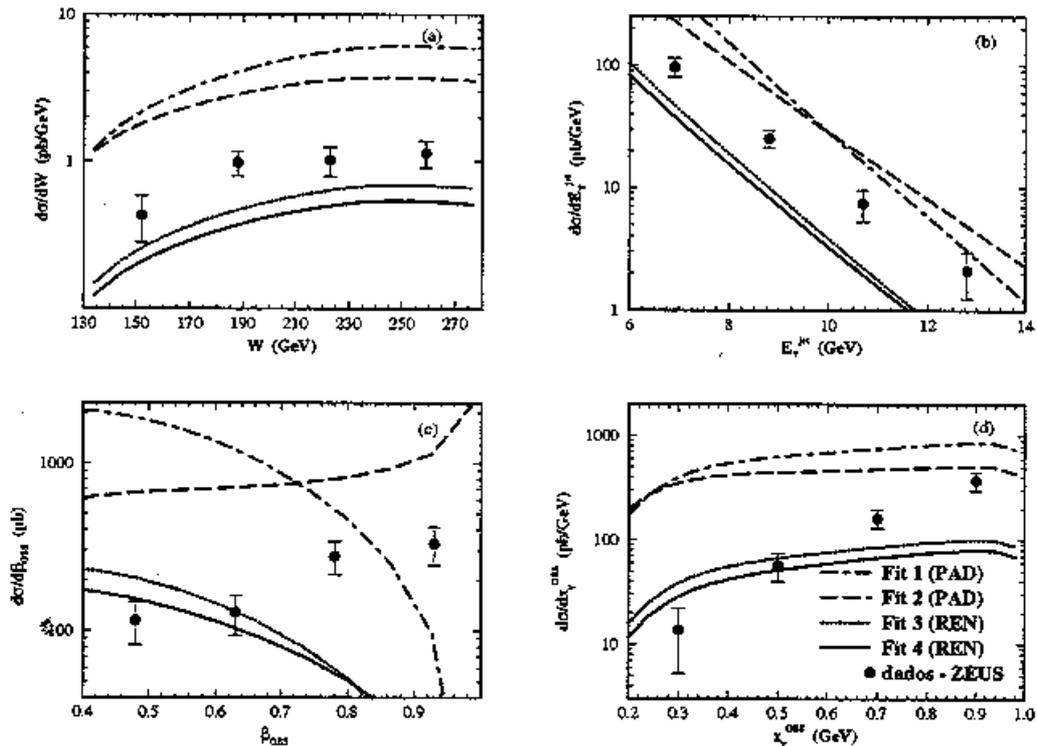


Figura 5.5: Mesmos cálculos da figura 5.4 para outras distribuições.

- Os valores previstos utilizando-se o fator de fluxo renormalizado apresentam muito boa compatibilidade com todos os dados experimentais de processos difrativos em $p\bar{p}$ apresentados, dentro de suas margens de erro;
- porém, em fotoprodução, a própria definição do fator de normalização, dependente de Q^2 , leva a seções de choque teóricas muito abaixo dos dados, de forma que os cálculos em Ordem-Posterior-à-Primeira não são suficientes para corrigir tais discrepâncias.
- **Conclusão:** a normalização correta não é a de K. Goulianos, proposta em [17].

Deve-se levar em conta que a produção de W 's depende essencialmente da distribuição de quarks, enquanto que a produção de jatos é mais sensível à distribuição de glúons das partículas interagentes. Dessa forma, o fato de que a proporção W 's/dijatos em $p\bar{p}$ seja bem reproduzida pelos ajustes 2, 3 e 4 parece ser uma indicação de que a proporção quarks/glúons desses ajustes está correta para a dada escala de evolução, ficando o prob-

lema da fotoprodução (ou melhor, da definição do fluxo) ainda a ser resolvido para os dois últimos.

5.4 Modelo a Partons Difrativo (*DIFFPM*)

Com esses resultados em mãos, buscamos um novo modelo, conceitualmente diferente do anterior, mas que ainda pudesse manter algumas das características positivas daquele. O resultado foi o Modelo a Partons Difrativo (*Diffraction Parton Model - DIFFPM*), publicado em [20].

Primeiramente, abandona-se o conceito de fator de fluxo, o que é perfeitamente aceitável, visto que não há até hoje nenhum respaldo experimental e nem argumentação teórica consistente que sustente esse conceito.

A hipótese proposta é que, sendo o pomeron constituído por partons, a seção de choque para um evento difrativo seja obtida através de uma distribuição de probabilidade que conecte interações partônicas com interações difrativas hadrônicas, como ocorre no modelo a partons usual.

No modelo, esta distribuição, à qual chamou-se *fator de difração*, assume a forma

$$F_{sd}(\xi, t) \equiv \frac{1}{\sigma_{sd}^{exp}} \frac{d^2 \sigma_{sd}^{exp}}{dt d\xi}, \quad (5.27)$$

onde $d^2 \sigma_{sd}^{exp} / dt d\xi$ e σ_{sd}^{exp} são a seção de choque diferencial e integrada para difração simples mole. O fator de difração assim definido é normalizado por construção. Em (5.27), o sobrescrito *exp* indica que essas quantidades estão em acordo com os dados experimentais, não sendo permitido que se utilize para elas, por exemplo, as expressões do modelo padrão [16], cuja parametrização não concorda com os dados.

Finalmente, propõe-se que a conexão com a seção de choque para difração dura seja feita através um produto do tipo

$$\left(\frac{d^2 \sigma}{d\xi dt} \right)_{HD} = F_{sd}(\xi, t) \otimes \hat{\Sigma}_{dura}, \quad (5.28)$$

onde $\hat{\Sigma}_{dura}$ são os elementos de matriz da QCD para o processo que está sendo considerado, e o fator $F_{sd}(\xi, t)$, eq. (5.27) é a probabilidade para um hádron interagir difrativamente. Essa é, portanto, uma “versão difrativa” para o Modelo a Partons - daí a sugestão do nome, Modelo a Partons Difrativo (*DIFFPM*).

5.4.1 DIFFPM *versus* Modelo de Ingelman-Schlein

Apesar desses dois modelos serem bem diferentes conceitualmente, em termos “práticos” a única mudança observada nos cálculos com o Ingelman-Schlein ou o DIFFPM é a substituição

$$\sigma_{sd}^{exp} \Leftrightarrow \sigma_{\mathbb{P}p} \quad (5.29)$$

nas expressões finais para a seção de choque, Eqs. (2.13) no primeiro caso e (5.27)-(5.28) no último. Essa diferença “sutil” tem duas fortes implicações que diferenciam os modelos, que são

- 1) $F_{sd}(\xi, t)$ agora é normalizada sempre, por construção;
- 2) σ_{sd}^{exp} pode ser obtida experimentalmente, enquanto que $\sigma_{\mathbb{P}p}$ é totalmente dependente de modelo, não havendo nenhuma indicação experimental e nem mesmo base teórica para a sua determinação.

5.4.2 DIFFPM *versus* Renormalização do fluxo

Mostra-se agora como o esquema de renormalização do fluxo pode ser adaptado como uma aproximação do DIFFPM.

Primeiramente, lembramos que o problema teórico no cálculo de σ_{sd}^{exp} e $d^2\sigma_{sd}^{exp}/dt d\xi$ ainda está sem solução. Porém, partindo do modelo padrão, vindo da fenomenologia de Regge podem-se obter “parametrizações” dessas quantidades, como se verá a seguir. É bem sabido que há um sério problema na dependência com a energia desse modelo (conforme exposto na Seção 2.2.1), mas a dependência em (ξ, t) aparentemente está coerente com os dados [62]. Dessa forma, aplicando-se ao modelo uma correção do tipo $C(s)$, que atue apenas na energia, espera-se obter boa concordância entre modelo e dados experimentais. Ou seja, assumir

$$\frac{d^2\sigma_{sd}^{exp}}{dt d\xi} = \frac{1}{C(s)} \frac{d^2\sigma_{STD}}{dt d\xi}, \quad (5.30)$$

com

$$\frac{d^2\sigma_{STD}}{dt d\xi} = f_{STD}(\xi, t) \sigma_{\mathbb{P}p}, \quad (5.31)$$

é uma hipótese bastante aceitável.

Uma segunda hipótese razoável é que $\sigma_{\mathbb{P}p}$, a seção de choque pomeron-próton, seja constante, independente de ξ e t . Assim, integrando-se a Eq. (5.30), com (5.31) inclusa,

obtém-se para a seção de choque difrativa mole

$$\sigma_{sd}^{exp} = \int_{x_{\mathbb{P}_{\min}}}^{x_{\mathbb{P}_{\max}}} \int_{t=-\infty}^0 \frac{1}{C(s)} \frac{d^2\sigma_{STD}}{dt d\xi} d\xi dt = \frac{\sigma_{\mathbb{P}\mathbb{P}}}{C(s)} \int_{x_{\mathbb{P}_{\min}}}^{x_{\mathbb{P}_{\max}}} \int_{t=-\infty}^0 f_{STD}(\xi, t) d\xi dt, \quad (5.32)$$

supostamente em boa concordância com os dados experimentais. Os limites $x_{\mathbb{P}_{\min}} = (m_p + m_\pi)^2/s$ e $x_{\mathbb{P}_{\max}} = 1$ são definidos no processo hadrônico sem qualquer ambiguidade. Introduzindo (5.30) - (5.32) em (5.27), o fator de difração torna-se

$$F_{sd}(\xi, t) = \frac{f_{STD}(\xi, t)}{\int_{x_{\mathbb{P}_{\min}}}^{x_{\mathbb{P}_{\max}}} \int_{t=-\infty}^0 f_{STD}(\xi, t) d\xi dt}. \quad (5.33)$$

Uma diferença crucial entre o fator de difração assim determinado e o fator de fluxo renormalizado é que, em (5.33), $x_{\mathbb{P}_{\min}} = (m_p + m_\pi)^2/s$ sempre, enquanto que para o último, $x_{\mathbb{P}_{\min}}$ depende da reação (que é de onde provém o problema com a fotoprodução).

Finalmente, para que o procedimento de renormalização do fluxo seja equivalente ao DIFFPM nos casos de difração hadrônica, nos quais $x_{\mathbb{P}_{\min}}$ coincidem, é necessário também que o termo $C(s)$ da Eq. (5.30) seja igual ao $N(x_{\mathbb{P}_{\min}})$ da Eq. (5.26). Mantendo-se a hipótese de que $\sigma_{\mathbb{P}\mathbb{P}} = \sigma_0$ (constante), segue da equação (5.32) que

$$\sigma_{sd}^{exp} = \frac{\sigma_0}{C(s)} \int_{x_{\mathbb{P}_{\min}}}^{x_{\mathbb{P}_{\max}}} \int_{t=-\infty}^0 f_{STD}(\xi, t) d\xi dt = \frac{\sigma_0}{C(s)} N(x_{\mathbb{P}_{\min}}). \quad (5.34)$$

Na equação acima, $C(s) = N(x_{\mathbb{P}_{\min}})$ se e somente se $\sigma_{\mathbb{P}\mathbb{P}} = \sigma_0$, e mais do que isso, se $\sigma_{\mathbb{P}\mathbb{P}} = \sigma_0 = \sigma_{sd}^{exp}$. A conclusão direta é que os modelos devem coincidir nas regiões onde a seção de choque total para difração simples mole é constante. Na verdade, essa exigência é observada (aproximadamente) para $\sqrt{s} \geq 22$ GeV, que é exatamente a região onde o modelo padrão deixa de funcionar.

5.5 Resultados

5.5.1 Resultados para difração simples

A energia do Tevatron, $\sqrt{s} = 1800$ GeV, situa-se na região onde a seção de choque σ_{sd}^{exp} é praticamente constante. Visto que nos processos $p\bar{p}$ $x_{\mathbb{P}_{\min}}$ é o mesmo para a renormalização do fluxo ou DIFFPM, valem as expressões (5.30) a (5.33), e, nesse caso, os dois modelos coincidem. Conclui-se, portanto, que os resultados esperados para a produção hadrônica de W 's e jj no Tevatron, via DIFFPM, são praticamente os mesmos das Tabelas 5.4 e 5.5 para os ajustes 3 e 4, onde já foi mostrado que a concordância com os dados é boa.

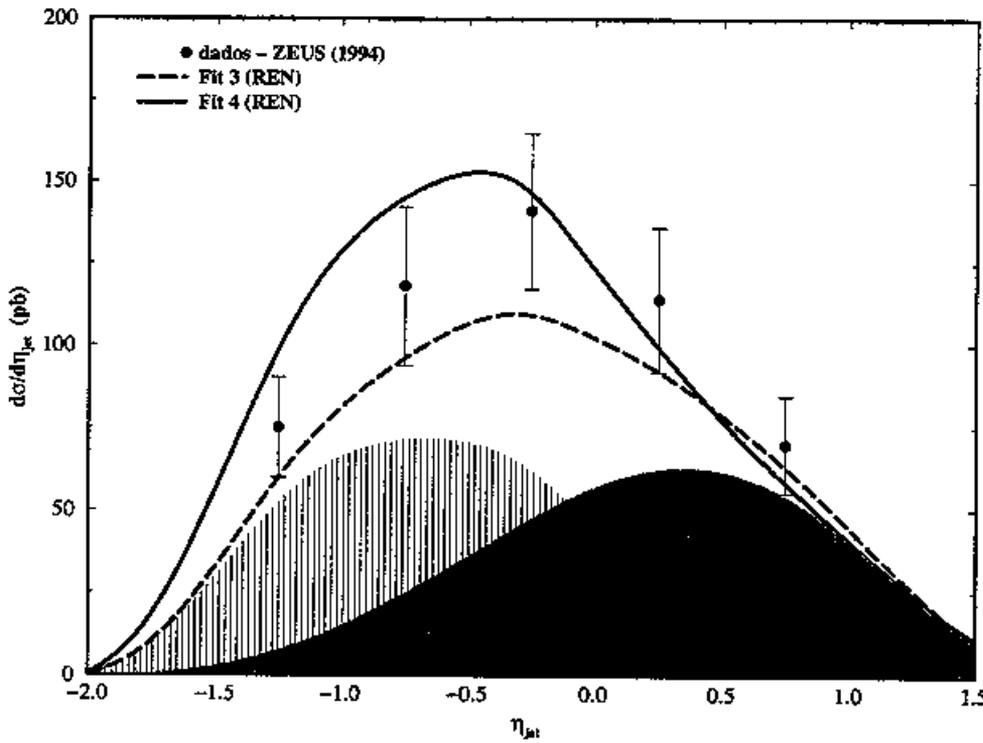


Figura 5.6: Distribuição em rapidez em processos de fotoprodução difrativa de jatos, comparados aos dados de [39]. Os ajustes 3 e 4 correspondem às funções de estrutura do Pomeron obtidas com o fluxo renormalizado, mas no cálculo são redefinidas de acordo com o DIFFPM (ver discussão no texto). As componentes direta e resolvida da seção de choque para o ajuste 3 correspondem às áreas hachurada e sombreada, respectivamente.

Mas como aplicar o DIFFPM para a fotoprodução? Mais uma vez, pode-se adaptar os resultados do fluxo renormalizado como uma aproximação ao DIFFPM. Partimos do termo de normalização, Eq. (5.26), que pode ser aproximado por [17]

$$N(x_{\mathbb{P}_{\min}}) = \frac{c}{x_{\mathbb{P}_{\min}}^{2\epsilon}} \quad (5.35)$$

onde c é uma constante. Dessa forma, o fator de difração (5.33) também pode ser reescrito como

$$F_{sd}(\xi, t) \approx \frac{f_{STD}(\xi, t)}{s^{2\epsilon}}. \quad (5.36)$$

Agora, escrevendo a função de estrutura difrativa em termos do fluxo renormalizado encontra-se

$$F_2^{D(4)}(\beta, Q^2, \xi, t) \approx \frac{f_{STD}(\xi, t)}{N(x_{\mathbb{P}_{\min}})} F_2^{\mathbb{P}}(\beta, Q^2), \quad (5.37)$$

com $x_{\mathbb{P}_{\min}} = Q^2/\beta s$. Usando a aproximação (5.35), obtém-se

$$F_2^{D(4)}(\beta, Q^2, \xi, t) \approx f_{STD}(\xi, t) \left(\frac{Q^2}{\beta s}\right)^{2\epsilon} F_2^{\mathbb{P}}(\beta, Q^2). \quad (5.38)$$

Essa expressão conectada à da seção de choque para a fotoprodução, Eq. (5.11), resulta

$$\frac{d\sigma}{d\eta} = \int dE_T^2 \int d\eta' \int dy G(y) \int dx_{\mathbb{P}} f_{STD}(x_{\mathbb{P}}) \left[\left(\frac{Q^2}{\beta s} \right)^{2\epsilon} \beta f_{\mathbb{P}/b}(\beta, \mu^2) x_{\gamma} f_{\gamma/a}(x_{\gamma}, \mu^2) \right] \frac{d\hat{\sigma}}{dt}. \quad (5.39)$$

No termo entre colchetes, é clara a distinção entre $\mu^2 = E_T^2$ e Q^2 , virtualidade do fóton.

Vamos agora para o DIFFPM. Quando se coloca o fator de difração (5.36) em evidência na Equação (5.38) obtém-se

$$F_2^{D(4)}(\beta, Q^2, \xi, t) \approx \frac{f_{STD}(\xi, t)}{s^{2\epsilon}} \left[\left(\frac{Q^2}{\beta} \right)^{2\epsilon} F_2^{\mathbb{P}}(\beta, Q^2) \right]. \quad (5.40)$$

Portanto, entende-se que quando se adapta o esquema de renormalização para o DIFFPM, o termo $(Q^2/\beta)^{2\epsilon}$ passa a fazer parte de uma “função de estrutura efetiva” do pomeron. Quais são as implicações que isso traz na fotoprodução? Ora, como $(Q^2/\beta)^{2\epsilon}$ passa a fazer parte da função de estrutura, ele deve também ser calculado na escala de evolução $(\mu^2/\beta)^{2\epsilon}$, e portanto some a dependência em Q^2 que estraga os resultados. Claro que essa é apenas uma adaptação, já que esse termo foge à regra das Equações DGLAP. Porém observa-se que com essa adaptação os resultados obtidos já são bem mais próximos aos dados (Figs. 5.6 e 5.7).

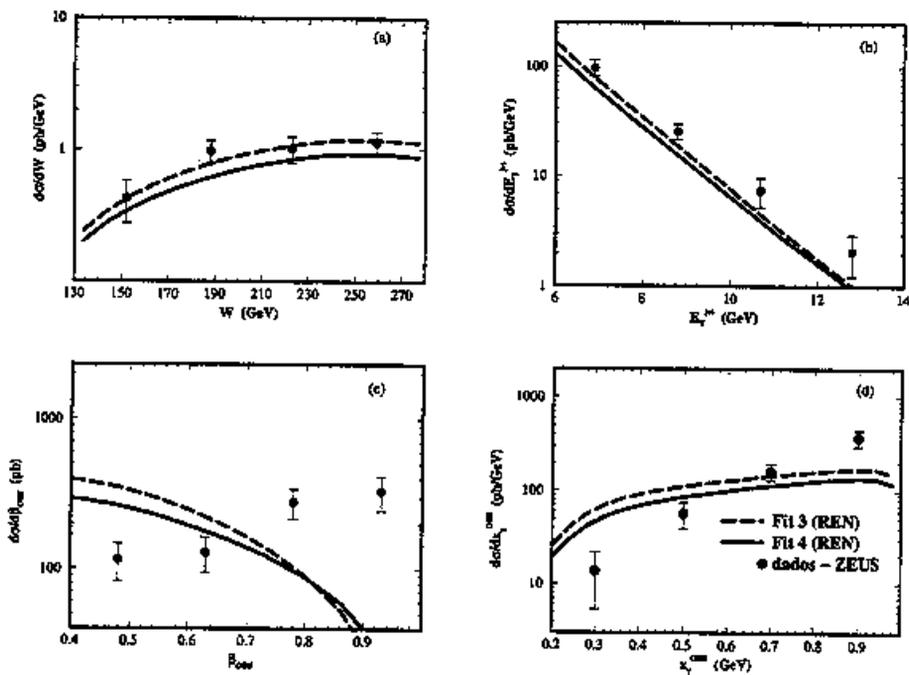


Figura 5.7: Outras distribuições para fotoprodução difrativa de jatos, calculadas da mesma maneira da figura anterior.

5.5.2 Resultados para troca dupla de pomerons

Após a conclusão do trabalho apresentado nas seções anteriores, tornaram-se disponíveis os dados de dijets em troca dupla de pomerons [47]. Foram, então calculadas as seções de choque para o processo, de acordo com a Seção 5.1.2. Os resultados são apresentados na Tabela 5.6.

Os resultados para o fluxo padrão estão, como sempre, muito acima dos valores experimentais. Porém a situação se inverte com a utilização do fluxo renormalizado (ou DIFFPM) em cada vértice. Novamente a renormalização leva a seções de choque muito inferiores às medidas, como se vê para os ajustes 3 e 4 mostrados na tabela.

Até agora, apenas as seções de choque teóricas integradas têm sido confrontadas com os valores experimentais. Porém aqui, comparam-se também os formatos das distribuições $d\sigma/d\eta$ para os diferentes ajustes da Tabela 5.2 com os de $dN/d\eta$, figura 5.8. Qualitativamente, as distribuições que mais se aproximam dos formatos medidos são os dos ajustes 2, 3 e 4, ou seja, aqueles para os quais a estrutura partônica do pomeron é tipo dura.

Resumindo, os resultados extraídos dessa análise são: primeiramente, confirmando-se o efeito obtido em todos os outros processos analisados, os resultados são fortemente afetados pelo tipo de função de estrutura utilizada; mais uma vez os resultados vinculados ao fator de fluxo padrão não estão em concordância com os dados, porém agora, os resultados para o fator de fluxo renormalizado (iguais aos esperados com o DIFFPM)

E_{Tmin}	Ajuste 1 (nb)	Ajuste 2 (nb)	Ajuste 3 (nb)	Ajuste 4 (nb)	Medida (nb)
7 GeV	3517.6	848.7	2.12	1.24	43.6 ± 22.0
10 GeV	421.7	188.5	0.35	0.22	3.40 ± 2.23

Tabela 5.6: Seção de choque difrativa para a produção de dijatos em troca dupla de pomeron, segundo os cálculos da Seção 5.1.2, comparadas aos dados experimentais [47].

também não concordam com as medidas em termos de normalização, embora os formatos das distribuições $d\sigma/d\eta$ apresentem compatibilidade.

5.6 Correção dependente apenas da energia

Até aqui temos concordância razoável para todos os processos de produção difrativos simples para todos os processos, exceto troca dupla de pomeron, onde apenas os formatos das distribuições são aceitáveis.

A partir dos resultados obtidos, trabalhamos com a seguinte hipótese: o que se chamou de “renormalização do fator de fluxo” em [17] ou fator de difração em [20] poderia eventualmente ser reinterpretado como uma parametrização da quantidade denominada “probabilidade de sobrevivência da lacuna em rapidez” (ver comentário na Introdução).

Se essa hipótese faz sentido, as taxas encontradas para a produção hadrônica em difração simples permanecem as mesmas que as dos ajustes 3 e 4. Já para os processos de troca dupla de pomerons, a correção para sobrevivência da lacuna deve ser aplicada **uma única vez** para o processo como um todo, e não uma vez para cada vértice como ocorria com a renormalização (ou com o DIFFPM). Desse modo a seção de choque para a produção de jatos em processos de troca dupla de pomeron (diferencial em η_{boost} e η^*) torna-se

$$\frac{d\sigma}{d\eta_{boost}} = \frac{1}{N(s)} \int 2d\eta^* \int dE_T^2 \int \beta_a f(\beta_a, \mu^2) g(x_{\mathbb{P}_1}) dx_{\mathbb{P}_1} \int \beta_b f(\beta_b, \mu^2) g(x_{\mathbb{P}_2}) dx_{\mathbb{P}_2} \left(\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}\right)_{jj} \quad (5.41)$$

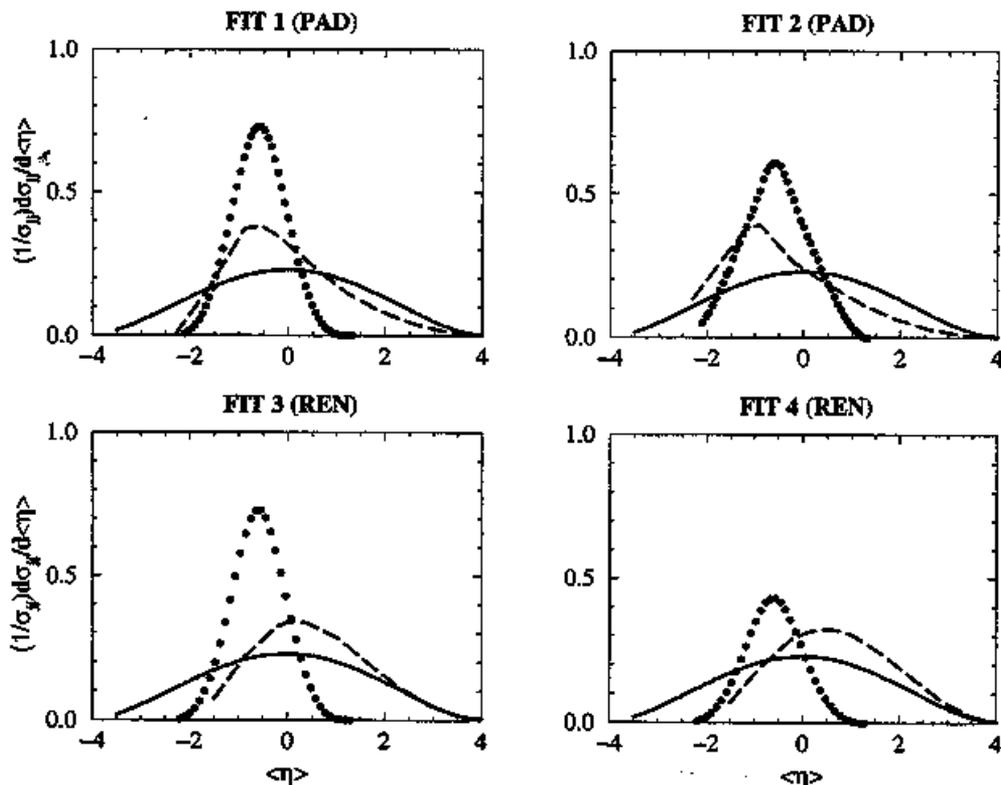


Figura 5.8: Distribuições $d\sigma/d\langle \eta \rangle$ (normalizadas à unidade) para a produção de dijets com troca dupla de pomerons. A linha contínua corresponde a eventos produzidos não-difrativamente, linha tracejada eventos em difração simples e os pontos correspondem a eventos de troca dupla de pomeron.

E_{Tmin}	Ajuste 3 (nb)	Ajuste 4 (nb)	Medida (nb)
7 GeV	29.2	18.1	43.6 ± 22.0
10 GeV	4.3	2.8	3.40 ± 2.23

Tabela 5.7: Seção de choque para a produção de jatos em troca dupla de pomeron (teóricas, segundo as hipóteses da Subseção 5.5.2, e experimentais [47]).

onde agora

$$g(x_{\mathbb{P}}) = \int dt f(x_{\mathbb{P}}, t) = \int dt \frac{9b^2}{4\pi^2} [F_1(t)]^2 x_{\mathbb{P}}^{1-2\alpha(t)} \quad (5.42)$$

é o fluxo padrão, e o “fator de renormalização” - ou, talvez, o fator de “sobrevivência da lacuna”, $N(s)$, deve ser aplicado uma única vez para o processo todo. E essa probabilidade deveria depender apenas da energia da reação, exatamente como ocorre no DIFFPM.

Com as equações (5.41) e (5.42), a seção de choque integrada para produção de di-jatos em troca dupla de pomeron volta a apresentar compatibilidade com os dados para os ajustes 3 e 4, conforme é mostrado na Tabela 5.7, enquanto que os formatos das distribuições $d\sigma/d\eta$ permanecem inalterados.

5.7 Dificuldades encontradas

Apesar dos resultados apresentados na seção anterior representarem a possibilidade de que uma descrição unificada dos processos difrativos dura houvesse sido obtida, lembramos que nesse capítulo foram feitas algumas adaptações para que se pudessem utilizar os resultados da Seção 5.2.2, que ainda precisam ser “passadas a limpo”.

Tendo concluído essas análises, tornaram-se disponíveis dados atualizados de função de estrutura difrativa, medidos tanto no HERA [36] como no Tevatron [48], que deveriam ser incluídos em nosso trabalho. Havia também novos dados de produção de di-jatos, novamente medidos no HERA [40] e no Tevatron [46], nesse último caso incluindo também dados para a região central, com os quais as hipóteses dessa tese ainda não haviam sido confrontadas.

O primeiro passo foi, então, a realização de ajustes com os novos dados do H1, com um procedimento análogo ao descrito na Seção 5.2. Porém agora, com o desenvolvimento apresentado nas Seções 5.4 a 5.6, o fator de fluxo será renormalizado por um fator con-

stante para cada energia, e não dependente de (β, Q^2) como no caso dos ajustes 3 e 4 utilizados até aqui.

Nossa primeira dificuldade foi obter nesses novos ajustes um χ^2 razoável para um pomeron predominantemente quarkônico, que da nossa “cultura” anterior sabíamos ser o adequado para a reprodução correta das taxas de jatos de W 's (ver Seção 5.3.1).

Num primeiro momento, para facilitar a análise, adotamos um procedimento análogo ao de [36], de fixar a função de estrutura do reggeon como sendo igual à do pion. Depois, testamos como alternativa uma normalização livre para a contribuição para o reggeon, como um parâmetro do ajuste, e finalmente deixamos a função de estrutura do reggeon totalmente livre. Porém, em todos esses casos, os ajustes com $(\chi^2/\text{grau de liberdade}) \sim 1$ resultaram sempre associados a um pomeron extremamente gluônico, com estrutura partônica super-dura.

Então, quando as taxas de produção no Tevatron foram calculadas com essas novas funções de estruturas, encontrou-se um excesso de dijatos com relação a W 's, em discordância com os dados experimentais. O mesmo ocorreu ao ajustarmos apenas os dados experimentais da região supostamente dominada pelo pomeron, excluindo totalmente a contribuição do reggeon na função de estrutura.

Impondo-se que o pomeron seja puramente quarkônico, ou seja, considerando-se a distribuição de glúons nula no pomeron, a situação dos ajustes se torna ainda mais dramática. Para obter um $(\chi^2/\text{grau de liberdade})$ mínimo da ordem de 2.1, o ajuste tende a superestimar o reggeon, tornando a contribuição do pomeron muito pequena. Nesse caso a relação entre jatos e W 's encontram melhor concordância com os dados publicados pela Colaboração CDF [42, 43], embora o valor absoluto das taxas esteja acima dos medidos. Porém, para os dados novos de dijatos da Colaboração D0 [46] a discordância é bem mais acentuada, principalmente na região central, o que nos leva a descartar esses ajustes.

Esses resultados estão coerentes com os da Seção 5.2.2, pois na verdade, quando se extrai a dependência em (β, Q^2) do fator de renormalização do fluxo, automaticamente se retorna à situação dos ajustes 1 e 2. Ora, como o fluxo é reduzido apenas por uma constante, $g(x_{\mathbb{P}}) \rightarrow g(x_{\mathbb{P}})/N(s)$, pode-se “deslocar” a normalização das funções de estrutura dos ajustes 1 e 2 para $a_1 \rightarrow a_1 * N(s)$ e $b_1 \rightarrow b_1 * N(s)$, e estaremos na mesma situação dos ajustes atuais. E lá também se obteve um pomeron predominantemente gluônico, com estrutura super-dura ou dura. Já o mesmo não pode ser feito para os ajustes 3 e 4, pois no caso da renormalização de [17], a dependência em (β, Q^2) do fator de fluxo interfere na evolução DGLAP e conseqüentemente nos formatos e proporções iniciais de quarks e glúons.

Um problema conceitual que se coloca é como deve ser feita a correção dependente da energia para o caso dos reggeons. Será que vale o mesmo procedimento do pomeron para o caso do reggeon? E uma vez realizado o ajuste com os dados do HERA, como “transferir” essa contribuição para o Tevatron, com sua correção dependente da energia?

Finalmente, um problema que se coloca, talvez marginal frente aos demais, é a diversidade de valores de ϵ medidos no HERA. Qual deles deve ser usado? Quando se comparam as taxas de produção hadrônica integradas, já renormalizadas, não se notam grandes disparidades com o uso de um ou outro valor de ϵ . Porém, quando se olham diretamente as distribuições $d\sigma/d\xi$, comparadas com os formatos de $dN/d\xi$ para os diferentes processos, o valor de ϵ adotado pode produzir efeitos significantes, e o melhor valor nem sempre está em concordância com as medidas do HERA.

Deste modo uma reanálise com as idéias discorridas nessa tese englobando todos os dados experimentais disponíveis torna-se inviável nesse momento.

5.8 Conclusões parciais

Em suma, foram desenvolvidos nesse capítulo três “modelos”³ para a difração dura, e cada um deles apresentou deficiências em algum dos processos medidos, apesar de seus pontos positivos em outros. Esses “modelos” foram se formando gradativamente, acompanhando a disponibilização de dados experimentais de novos processos ou de processos já medidos anteriormente, mas agora em regiões cinemáticas diferentes. Resumidamente, as hipóteses, pontos positivos e negativos contidos em cada “modelo” são:

♣ *Primeira hipótese:* Modelo de Ingelman-Schlein com fator de fluxo renormalizado.

Pontos favoráveis: Descreve bem os dados publicados de produção de díjetos e W 's em difração simples [42, 43].

Contestada por: Problemas com a definição do fluxo em fotoprodução e com a hipótese de fatorização nos processos de troca dupla de pomeron.

♣ *Segunda hipótese:* DIFFPM.

Pontos favoráveis: Mantém os resultados positivos do fluxo renormalizado para processos hadrônicos e aparentemente corrige o problema da fotoprodução.

³Aqui “modelos” aparece entre aspas porque não se trata, na verdade, de três modelos novos, totalmente independentes entre si, mas de variações sobre o modelo de Ingelman-Schlein, sendo cada nova hipótese baseada nas falhas do “modelo” anterior.

Contestada por: Mesmo problema que o renormalizado para troca dupla de pomeron e problemas na definição do modelo para as contribuições reggeônicas secundárias.

♣ *Terceira hipótese:* Modelo de Ingelman-Schlein com correção do fluxo dependente apenas da energia.

Pontos favoráveis: Além dos processos descritos corretamente com a hipótese anterior, corrige o problema da troca dupla de pomeron, (usando-se as funções de estrutura extraídas dos dados antigos do HERA [34, 35]).

Contestada por: Não é aplicável para os dados mais recentes do H1 [36], nos quais supostamente as trocas reggeônicas secundárias são bastante importantes.

Portanto, não foi possível até o momento encontrarmos uma descrição unificada dos dados de difração dura, como pretendíamos inicialmente. Isso se deve, em grande parte, ao próprio “dinamismo” com que novos dados experimentais estão sendo disponibilizados a cada momento, algumas vezes até contradizendo as medidas anteriores.

Uma vez que esse processo de mudança por que passam os dados experimentais ainda está longe de findar, nossa opção para a conclusão dessa tese foi a de se tentar compatibilidade *apenas* entre os dados do TEVATRON. Essa será a análise apresentada no próximo capítulo. Além disso, analisaremos alguns aspectos, ainda não quantificados experimentalmente, que podem ser conclusivos quanto à confirmação ou rejeição definitiva das hipóteses de fatorização da QCD, fatorização de Regge e universalidade do Pomeron, imbutidas em toda fenomenologia adotada por nós até o momento.

Capítulo 6

Reanálise dos dados experimentais do Tevatron

Uma vez que se propõe analisar apenas os dados do Tevatron, é necessário que se determine a função de estrutura difrativa investigando-se os seus efeitos sobre os processos de produção hadrônica. Esse tipo de análise é factível, pois os processos de produção difrativa hadrônica são altamente afetados pelos perfis das funções de estrutura utilizadas. Apesar de, à primeira vista, esse procedimento parecer um tanto “circular”, não é óbvio que se encontre uma única função de estrutura capaz de descrever vários processos hadrônicos simultaneamente.

As seções de choque diferenciais medidas em cada tipo de interação diferem entre si, e esse efeito também deve ser reproduzido pela função de estrutura do pomeron correta. Veja-se, por exemplo, a Fig. 3.7 onde são comparadas as distribuições em $\langle \eta \rangle$ para a produção de díjetos em processos não difrativos, difrativos simples e em troca dupla de pomerons. O deslocamento nos formatos das distribuições é claro e pode ser usado como informação na determinação das densidades partônicas.

Como se verá a seguir (e confirmando os resultados das Seções 5.3 e 5.5), os perfis das distribuições em η e ξ dos diferentes processos estão intimamente relacionados aos formatos das funções de estrutura. Já as seções de choque integradas podem determinar sua normalização e proporção entre quarks e glúons. Dessa forma, possíveis funções de estrutura do pomeron podem ser obtidas independentemente das medidas do HERA.

Na verdade, o procedimento de se obter as funções de estrutura olhando para os processos de produção não é “original”. As funções de estrutura hadrônica (não difrativas) que se conhecem hoje também são determinadas de forma a reproduzir os dados de processos hadrônicos (porém, naquele caso, *em conjunto* com os dados de *espalhamento inelástico*

profundo).

6.1 Função de estrutura do pomeron via produção hadrônica

Primeiramente, apresentamos uma série de estudos, com os quais se pretende observar como a constituição do pomeron atua nas distribuições em ξ e η dos processos.

Para isso foram fixos três perfis para as distribuições iniciais de quarks e glúons que são: dura, super-dura e super-mole, mostrados na Fig. 6.1. Os três perfis têm a mesma fração de momento, dada pela integral das distribuições em Q_0^2 . Essas funções são evoluídas via DGLAP a partir de $Q_0^2 = 2 \text{ GeV}^2$ e utilizadas nos cálculos dos processos de produção.

Os cálculos foram feitos com dois valores “extremos” para o intercepto do pomeron, $\epsilon = 0.085$ das interações moles e $\epsilon = 0.25$, que mais se aproxima do *BFKL pomeron* [63]. Apresentamos inicialmente apenas os resultados para as distribuições em ξ e depois um estudo comparado das distribuições em η para troca dupla de pomeron e difração simples.

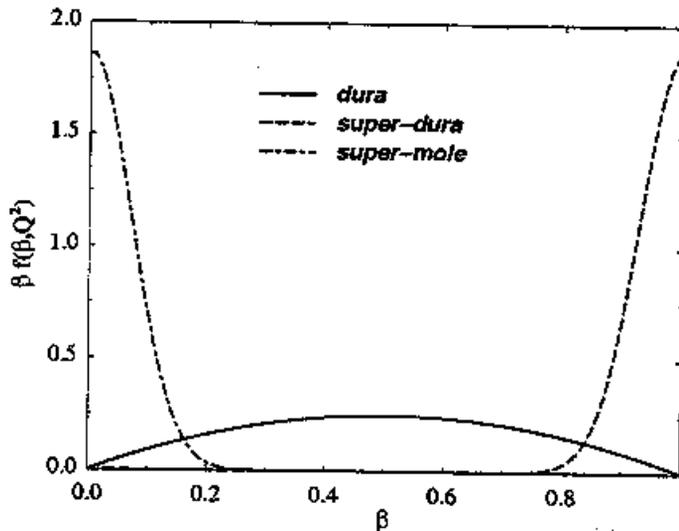


Figura 6.1: Tipos de distribuições iniciais de quarks e glúons no pomeron, construídas para os testes relatados no texto.

6.1.1 Testes na produção de W 's

Embora não tenha sido divulgada nenhuma medida, nem mesmo em número de eventos, para a distribuição em ξ da produção de W 's, esses testes foram bastante instrutivos para entendermos porque há tanta dificuldade em se produzir W 's decaindo em léptons na

região central com $\xi < 0.1$ (nos testes a seguir foram considerados os cortes cinemáticos da Ref. [42]).

A Fig. 6.2 mostra essas distribuições para os dois valores de ϵ acima citados e variações com os três perfis da Fig. 6.1, sempre com 50% de quarks e 50% de glúons. O que se observa é um deslocamento do pico das distribuições para valores maiores de ξ , conforme a distribuição de quarks vai se tornando mais dura. Esse resultado é coerente porque, uma vez que se exige que os léptons estejam decaindo na região central, os valores de x de Bjorken que estão sendo provados são grandes e, como $x = \beta\xi$, para distribuições centradas em β 's menores, a tendência é de produzir mais W 's para ξ 's maiores. Além disso, conforme as distribuições vão se tornando mais mole, a normalização também varia drasticamente, a tal ponto que para funções super-moles praticamente não há produção de W 's em $\xi < 0.1$, onde as medidas são feitas. Isso é melhor verificado na Fig. 6.2, parte inferior, onde se mostram as mesmas distribuições da figura anterior, focalizadas na região $\xi < 0.1$. As curvas tracejadas que são vistas aí correspondem ao cálculo feito com as distribuições iniciais, sem evolução DGLAP (comentários abaixo).

O mesmo efeito é observado para distribuições que não contêm glúons inicialmente. Na Fig. 6.3 mostra-se a produção de W 's para funções de estrutura contendo 100% de quarks na escala inicial, mas com diferentes formatos. Apesar de todas terem a mesma quantidade de momento carregado, a produção com a função de estrutura mole é bastante suprimida. Então, dizer que "um pomeron rico em quarks produz muitos W 's" não é necessariamente verdade, mas depende também dos formatos iniciais e da maneira como essas distribuições partônicas evoluem.

Portanto conclui-se que a produção abundante de W 's decaindo em léptons na região central, para $\xi < 0.1$, deve-se apenas a quarks inicialmente energéticos (dura ou super-dura).

Atentamos agora para o efeito da evolução DGLAP nesse processo. Note-se que a escala de evolução em que a distribuição de quarks no pomeron está sendo computada é $\mu^2 = M_W^2 = (80.43 \text{ GeV})^2$. Como as distribuições iniciais são estabelecidas em $Q^2 \sim 2 - 4 \text{ GeV}^2$, quando da produção de W 's, os quarks, que inicialmente povoavam a região dura, já foram substancialmente transferidos via evolução para a região de baixos β , produzindo menos W 's. Dessa forma, se não se considera a evolução DGLAP, encontram-se valores bem maiores que os encontrados com evolução. No caso da função super-mole mostrada na Fig. 6.2, distribuições não evoluídas levam a resultados mais de duas vezes maiores que as evoluídas.

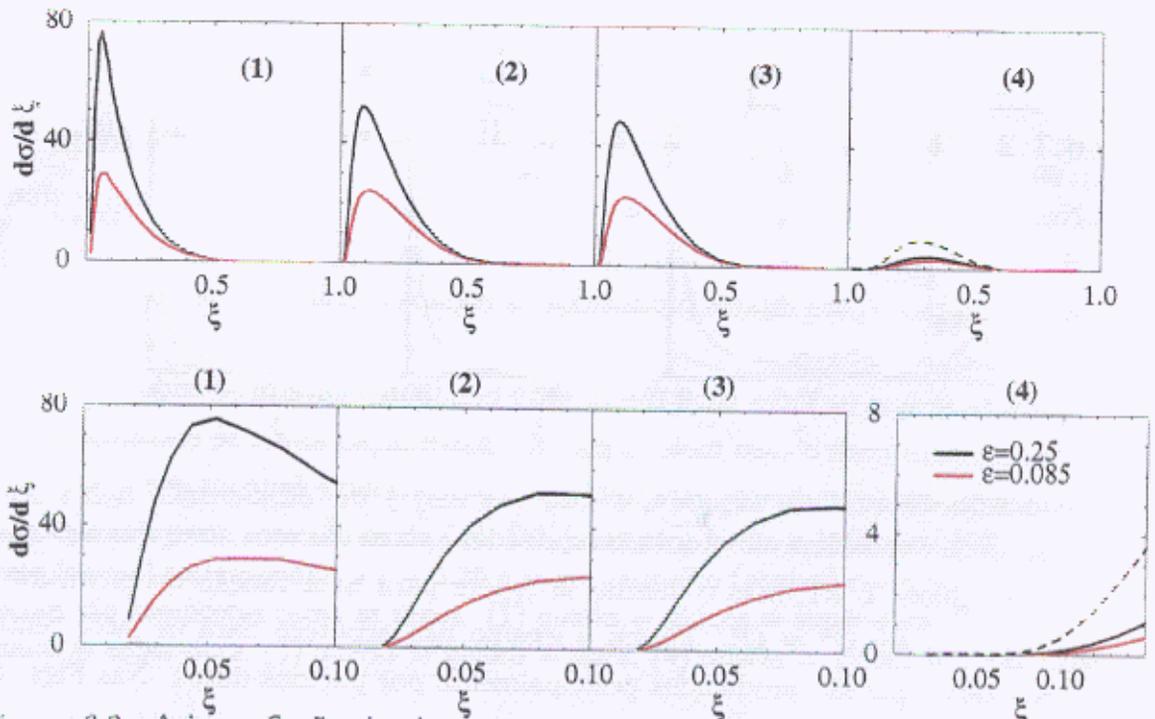


Figura 6.2: Acima: Seção de choque para a produção de W 's (em pb) com funções de distribuições iniciais como se segue. (1) quarks = glúons = super-dura; (2) quarks = dura, glúons = super-dura; (3) quarks = glúons = dura; (4) quarks = glúons = super-mole. Abaixo: mesmas curvas da figura anterior, focalizando a região $\xi < 0.1$. Nas duas figuras, para o caso (4) apresentam-se também as previsões para os cálculos sem evolução em Q^2 , linhas tracejadas. Em todas as figuras curvas em vermelho e em preto correspondem a $\epsilon=0.085$ e 0.25, respectivamente.

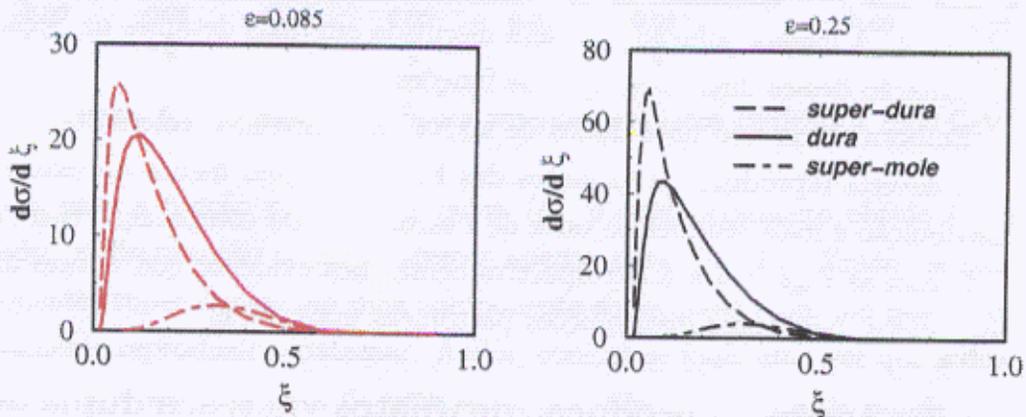


Figura 6.3: Produção de W 's (em pb) a partir de pomeron puramente quarkônicos em $Q_0^2 = 2 \text{ GeV}^2$. Curva sólida: super-dura, tracejada: dura, pontilhada: super-mole.

6.1.2 Testes na produção de dijatos em difração simples

Nesses testes foram calculadas as distribuições em ξ referentes aos cortes cinemáticos da Ref. [46], apresentados no Cap. 3. Portanto, são observados os efeitos das funções de estrutura tanto para dijatos produzidos na região central como na região para frente, para duas energias diferentes.

Nota-se que os jatos para frente são abundantemente produzidos por partons duros, mas também para o caso mole, o pico da distribuição ainda se encontra em $\xi < 0.1$. Ou seja, a produção de dijatos para frente com partons mole é menor que a com partons duros, mas ainda é considerável. Aqui são mostrados apenas os casos nos quais a proporção inicial quarks:glúons é 1:1, mas o mesmo se repete para uma função de estrutura puramente quarkônica em $Q^2 = Q_0^2$. Porém o mesmo não acontece para os jatos centrais ($\sqrt{s} = 1800$ GeV) que são produzidos principalmente por partons duros. Nas Figs. 6.5 e 6.7 os resultados para a função super-dura são apresentados em uma escala diferente dos demais por estarem bastante abaixo desses.

Aqui nos vemos em face com um problema: mostrou-se na subseção anterior que para que haja produção de W 's é necessário que haja partons duros. Ao mesmo tempo, a taxa de dijatos na região central medida pelo D0 é extremamente baixa, o que indica que devemos suprimir os partons mais energéticos frente aos mole - portanto aparentemente haverá uma inconsistência na descrição dessas duas medidas com a mesma função de estrutura. A melhor solução, que será discutida em mais detalhes na Seção 6.2, será uma combinação desses diferentes tipos de funções.

Embora ainda não haja dados de $d\sigma/d\xi$ disponíveis, o cálculo teórico dessa quantidade deveria reproduzir os formatos das Figs. 3.5, pelo menos aproximadamente. Essa distribuição é mais sensível ao valor de ϵ escolhido. Da comparação entre as Figs. 3.5 (a) - (d) com as Figs. 6.4 a 6.7 (respectivamente) fica evidente que valores maiores de ϵ são favorecidos, bem como distribuições partônicas mais duras.

6.1.3 Testes na produção de dijatos via troca dupla de pomerons

As Figs. 3.6 e 3.7 mostram o comportamento esperado para as distribuições em ξ e $\langle \eta \rangle = (\eta_1 + \eta_2)/2$ para a produção de dijatos em processos com troca dupla de pomerons.

Nota-se, por exemplo, que a distribuição em $\xi_{\bar{p}}$, que é a fração de momento perdida pelo anti-próton difratado, apresenta um patamar na região de $\xi_{\bar{p}} \sim 0.04 - 0.1$. O mesmo não é observado para as distribuições super-duras (que são as curvas (1) e (2) da Fig. 6.8), que decrescem com $\xi_{\bar{p}}$ muito mais rapidamente do que é observado experimentalmente.

Prod. de dijetos para frente a 1800 GeV

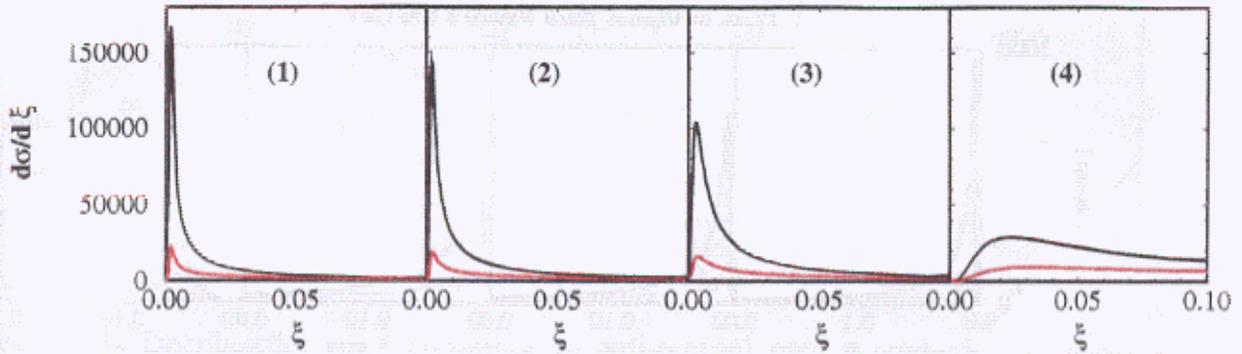


Figura 6.4: Distribuição em ξ (em nb) para a produção difrativa de dijetos. Os cortes experimentais praticados são os da Col. D0, jatos para frente a 1800 GeV [46]. As curvas em preto (acima) correspondem a $\epsilon = 0.25$ e as em vermelho (abaixo) $\epsilon = 0.085$. As distribuições iniciais são compostas como se segue. (1) quarks = glúons = super-dura; (2) quarks = dura, glúons = super-dura; (3) quarks = glúons = dura; (4) quarks = glúons = super-mole

Prod. de dijetos centrais a 1800 GeV

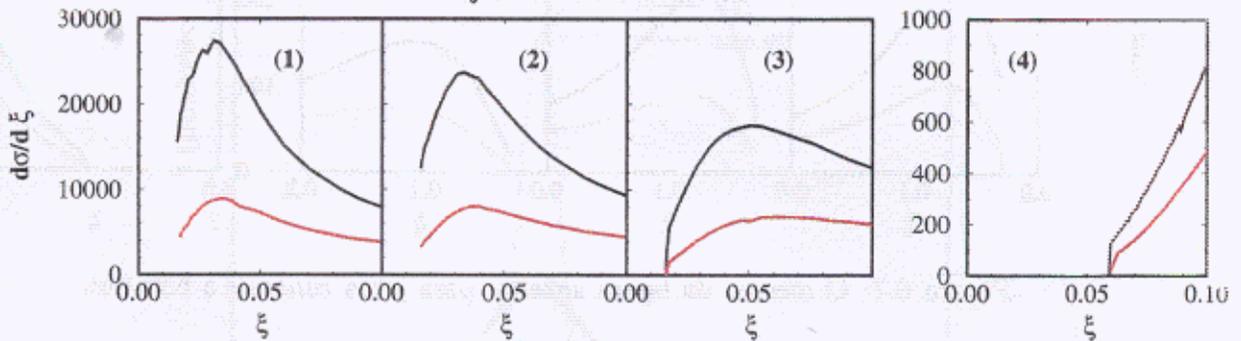


Figura 6.5: O mesmo da figura anterior para jatos centrais a 1800 GeV

Também para a função super-mole, curva (4), o comportamento obtido é o inverso do esperado: a distribuição começa crescer apenas para $\xi > 0.1$. Então, se combinarmos componentes super-duras com uma componente super-mole (com um peso maior), pode-se novamente reproduzir o patamar. Assim, conclui-se mais uma vez que a descrição dos resultados deve ser composta de uma soma dos diferentes tipos de função apresentadas nessa seção.

6.1.4 Distribuições em η

Finalmente, mostram-se também as distribuições em η para dijetos produzidos em troca dupla de pomerons, com as combinações de funções dura, super-dura e super-mole utilizados anteriormente. Exceto para a função super-mole, cuja distribuição é concentrada na região de $\langle \eta \rangle \sim -1$ a -10^{-1} , todas as funções testadas geram, qualitativamente, o

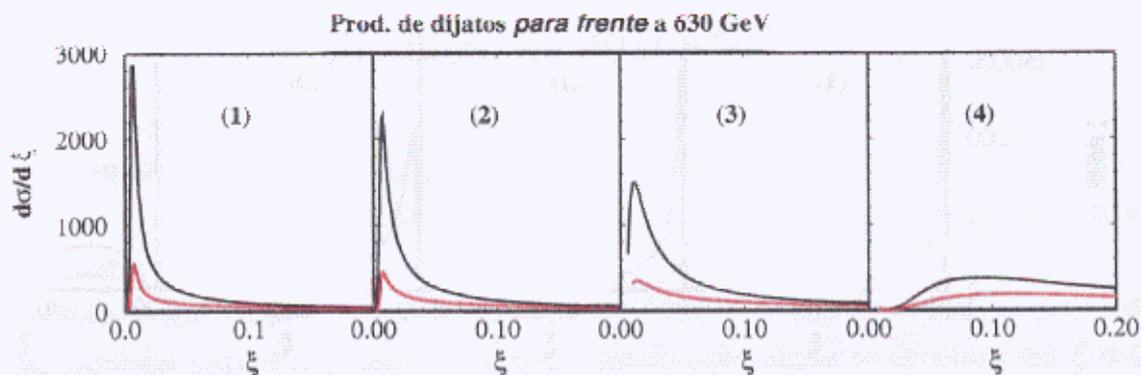


Figura 6.6: O mesmo da figura anterior para jatos *para frente* a 630 GeV

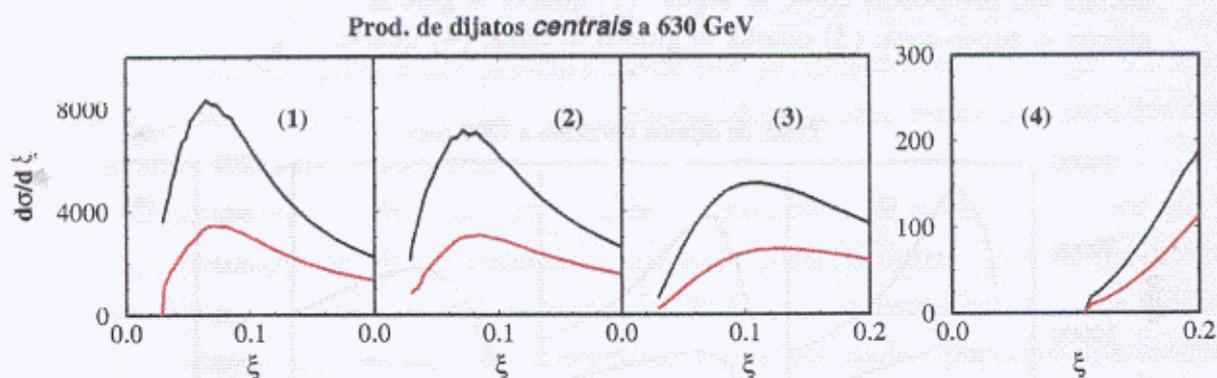


Figura 6.7: O mesmo da figura anterior para jatos *centrais* a 630 GeV

efeito observado nos dados, Fig. 6.9.

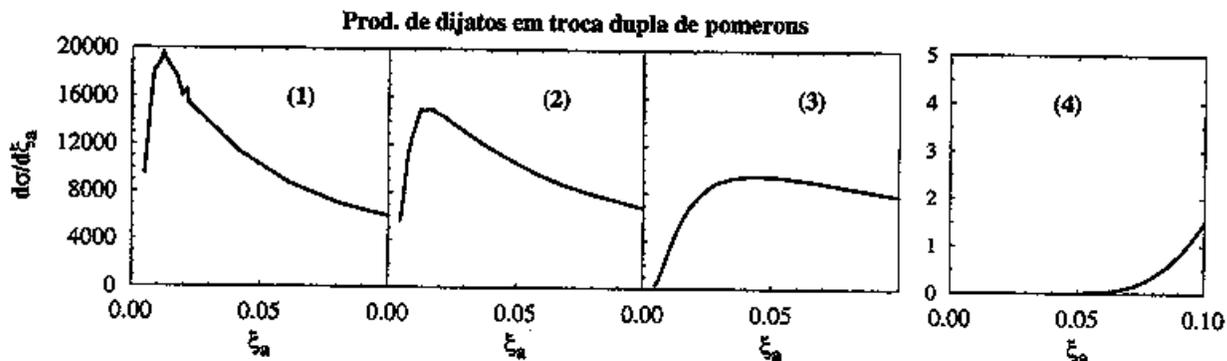


Figura 6.8: Distribuições em ξ (referente ao anti-próton) para a produção de dijatos em processos de troca dupla de pomerons. As indicações (1) a (4) referem-se às distribuições da Fig. 6.4.

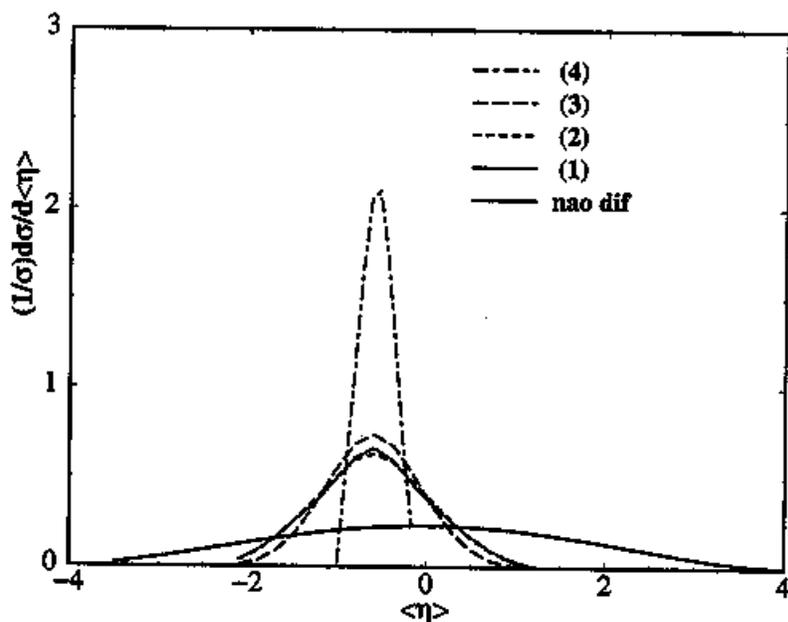


Figura 6.9: Comparação entre os formatos das distribuições em $\langle \eta \rangle$ para a produção de dijatos em processos não difrativos e em troca dupla de pomerons. As indicações (1) a (4) referem-se às distribuições da Fig. 6.4.

6.2 Resultados e Discussões

Apresenta-se a seguir uma função de estrutura para o pomeron, construída com base nos estudos da Seção 6.1, que resulta numa descrição aceitável dos dados de difração dura medidos no Tevatron, publicados até 1999. Como já foi evidenciado anteriormente, a descrição unificada desses processos duros pressupõe hipóteses bastante fortes tais como fatorização da QCD e fatorização de Regge, mesmo que os dados de espalhamento inelástico profundo não estejam envolvidos na análise.

Embora as deficiências associadas aos próprios dados experimentais existentes ainda não permitam que se apresente “a solução” para o problema, o objetivo dessa seção é demonstrar que a fenomenologia das interações hadrônicas difrativas adotada no desenvolvimento dessa tese, não precisa ser “descartada” como acreditam alguns autores [3, 4]. Ao contrário, é necessário apenas que sejam disponibilizados novos dados experimentais, mais precisos e contendo mais informações do que simplesmente seções de choque integradas, de forma que os parâmetros livres ainda existentes nos modelos fatorizáveis sejam fixados fenomenologicamente.

Para os cálculos mostrados a seguir, o valor de ϵ escolhido foi 0.2, que é o maior valor medido no HERA [36]. Essa escolha segue a tendência demonstrada nos estudos anteriores de que os dados experimentais parecem se adaptar melhor a valores de ϵ 's maiores.

A função sugerida tem 100% de quarks na escala inicial, $Q_0^2 = 2 \text{ GeV}^2$, favorecendo a produção de W 's que, como se viu anteriormente, é muito escassa para $\xi < 0.1$, a não ser que os partons sejam bem energéticos. A função singleto inicial $\beta\Sigma(\beta, Q_0^2)$ para 3 sabores, u, d, s , foi construída somando-se funções dura, super-dura e mole com pesos diferentes entre si. Cada processo diferente medido no Tevatron estará provando parte dessa “soma”. O resultado é a distribuição da Eq. 6.1, também apresentada na Fig. 6.10 abaixo.

$$\beta\Sigma(\beta, Q_0^2) = A_1 \exp(-A_2\beta^2)\beta^{0.001} + B_1(1-\beta)^{B_2} \beta^{0.001} + C_1 \exp[-C_2(1-\beta)^2](1-\beta)^{0.001}, \quad (6.1)$$

com os seguintes parâmetros: $A_1 = 4.75$; $A_2 = 228.4$; $B_1 = 1.14$; $B_2 = 0.55$; $C_1 = 2.87$; $C_2 = 100$. Os termos elevados à potência de 0.001 são incluídos na parametrização de modo a fazer $\beta\Sigma(\beta, Q_0^2) = 0$ para $\beta = 1$ e $\beta = 0$.

A seguir apresentamos os resultados. Primeiramente, comparam-se as distribuições em ξ e η observadas experimentalmente com as seções de choque correspondentes. Mais uma vez salientamos o fato de que essas quantidades podem ser comparadas apenas qual-

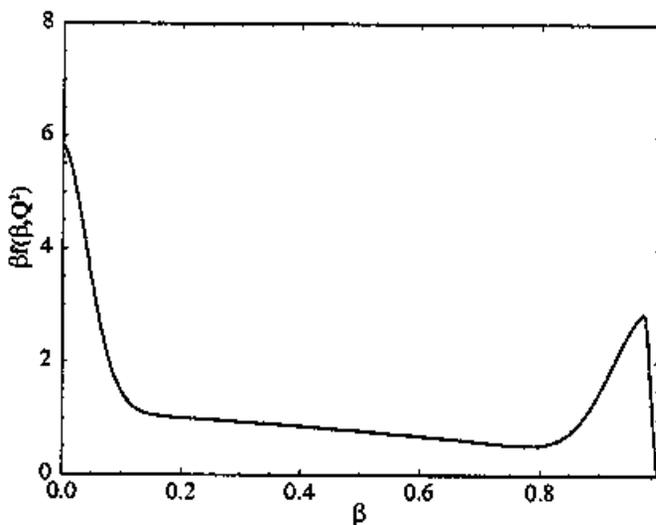


Figura 6.10: Distribuição inicial (em $Q^2 = 2 \text{ GeV}^2$) para o singlete de quarks, utilizado nos cálculos dessa seção. A densidade de glúons na escala inicial é nula.

itativamente. Por esse motivo, os números indicados nas ordenadas das Figs. 6.11 a 6.12 são apenas uma referência.

Comparando-se os resultados para $d\sigma/d\xi$ previstos com esta função com os formatos das distribuições medidas, Figs. 3.5 e 3.6, encontra-se boa compatibilidade tanto para díjetos produzidos em difração simples como em troca dupla de pomerons. Ressalte-se que, para a comparação com os dados do D0, ainda é necessário que se façam correções referentes à aceitação do detector, que não necessariamente é independente de ξ . Porém, qualitativamente os resultados são reproduzidos. Note-se também a distribuição em η médio para a produção de díjetos em difração simples e troca dupla de pomeron, obtida com a função sugerida, Fig. 6.12, concorda tanto em formato como na proporção (troca dupla) : (difrativos simples) : (não-difrativos) mostrada na Fig. 3.7.

Para se comparar os resultados teóricos das seções de choque integradas (mais especificamente das taxas de produção difrativas) com os valores medidos, é necessário que se façam alguns comentários. Em primeiro lugar, a normalização das taxas de díjetos em difração simples medidas pelo D0 [46] e pelo CDF [43] não devem coincidir em normalização. As primeiras, do D0, não são corrigidas pela “aceitação do detector”, e portanto, muito provavelmente estão superestimadas. Nesse caso, nada se fala a respeito de contaminação por um jato extra. Por outro lado, a Colaboração CDF corrige sua taxa pela “aceitação do detector”, mas estima que a contaminação por um jato extra estaria re-

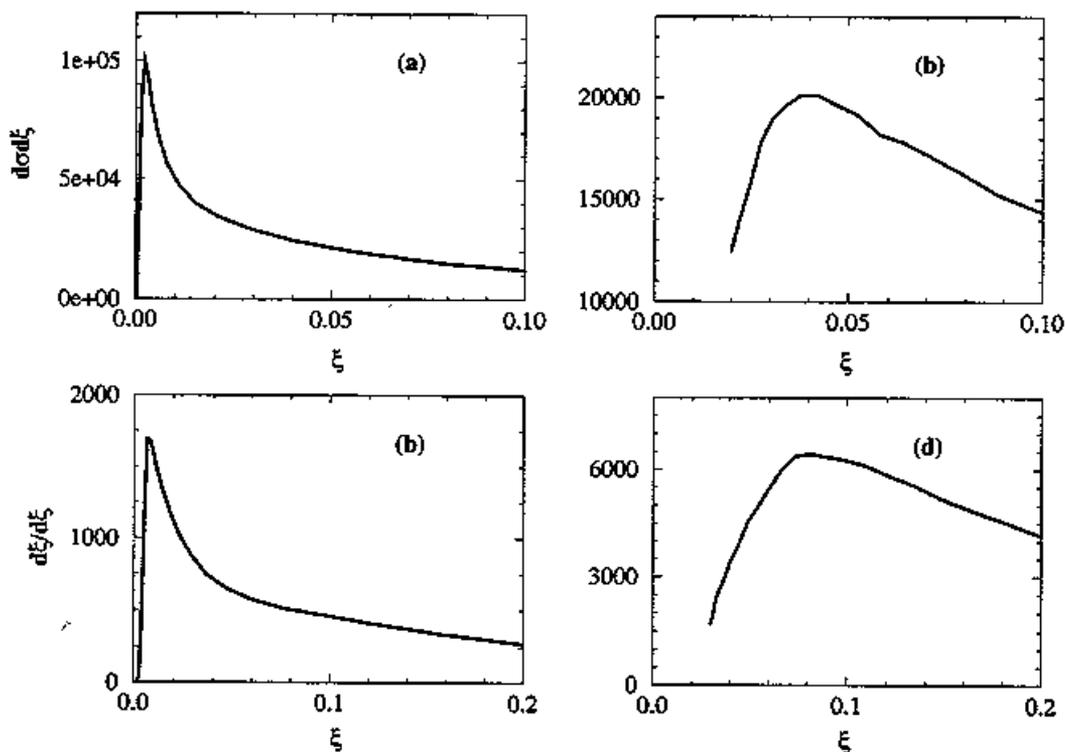


Figura 6.11: Distribuição em ξ em nb. para produção difrativa de dijetos com os cortes da Col. D0 [46]: (a) jatos para frente a 1800 GeV (b) centrais a 1800 GeV (c) jatos para frente a 630 GeV (d) centrais a 630 GeV. Resultados com a função de estrutura difrativa comentada no texto.

duzindo consideravelmente a taxa de produção difrativa medida, se comparada à situação onde apenas dois jatos são produzidos. Mas todas essas afirmativas são dependentes de modelo, e portanto devem ser tomadas com precaução.

Por essas considerações, não se espera que a função de estrutura difrativa da Fig. 6.10 (e, na verdade, nem qualquer outra função) possa compatibilizar todos esses valores no que diz respeito à normalização. Ao contrário, espera-se obter resultados acima dos medidos para os casos acima citados. Porém as razões entre as taxas medidas pela Colaboração D0 devem estar em concordância com os dados, bem como os dados de dijetos em troca dupla de pomeron.

Isso é exatamente o que se observa nas Tabelas 6.1 e 6.2, apresentadas a seguir. Além de descrever razoavelmente bem as distribuições em ξ e η , a função de estrutura difrativa da Fig. 6.10 apresenta boa concordância com as razões entre as taxas medidas pelo D0,

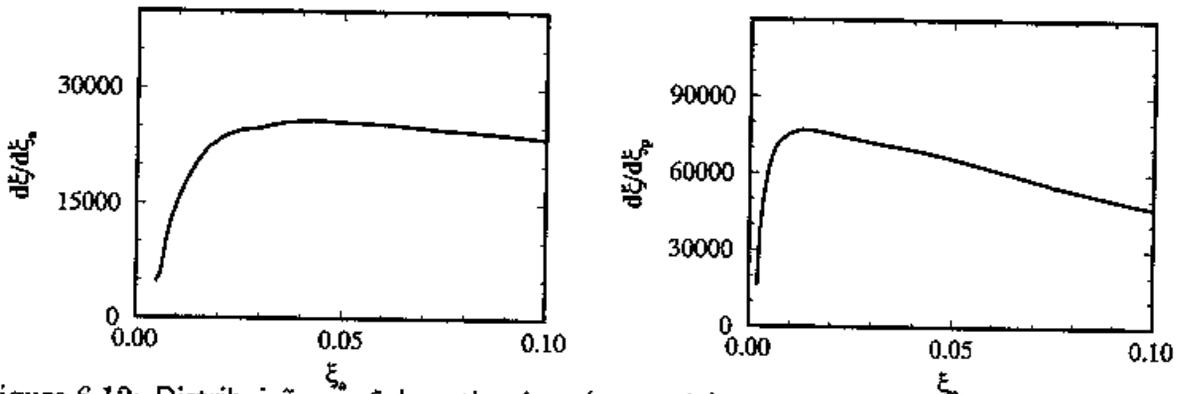


Figura 6.12: Distribuição em ξ do anti-próton (esquerda) e do próton (direita) para a produção de dijatos em troca dupla de pomeron, com os cortes cinemáticos da Ref. [47] (em nb). Resultados com a função de estrutura difrativa comentada no texto.

embora em valores absolutos as taxas teóricas estejam sistematicamente acima das medidas, conforme esperado. Também é coerente o fato de o cálculo teórico para a produção de dijatos com os cortes cinemáticos do D0 estarem acima das medidas. Encontra-se compatibilidade entre seções de choque para a produção de dijatos em troca dupla de pomerons, embora a taxa de W 's ainda seja subestimada. Para os resultados da produção de dijatos em troca dupla de pomeron, Tab. 6.2, foi utilizado o procedimento de renormalização apenas pela energia, ou seja, Eq. (5.41). Obviamente, todos os processos medidos em cada energia foram normalizados pelo mesmo fator (N). Os fatores foram extraídos dos resultados teóricos em comparação com os experimentais da seguinte maneira: para $\sqrt{s} = 1800$ GeV procurou-se o fator de normalização que melhor descrevesse dijatos em troca dupla de pomeron e difração simples simultaneamente e a extensão para $\sqrt{s} = 630$ GeV foi feita de modo a combinar melhor as razões (c)/(a) e (c)/(a) teóricas e experimentais (Tabela 6.1). Foram encontrados:

$$\begin{aligned} \hookrightarrow \text{Para } \sqrt{s} = 630 \text{ GeV, } N_{630} &= 8.0 \\ \hookrightarrow \text{Para } \sqrt{s} = 1800 \text{ GeV, } N_{1800} &= 17.65 \end{aligned}$$

Não temos nesse momento condições de dar uma interpretação física rigorosa desses números. Porém, algumas observações interessantes podem ser feitas. Primeiramente, ao contrário do que se observava quando se utilizavam valores menores de ϵ (Seção 5.5), os números obtidos não correspondem aos valores de $N(\xi_{\min})$ do fluxo renormalizado [17]. Mas ainda se nota um valor crescente com a energia, que pode ser interpretado à luz da probabilidade de sobrevivência do da lacuna [13, 15], brevemente comentada no Capítulo 1.

Segundo esse modelo, a lacuna em rapidez produzido num evento genuinamente difrativo pode, eventualmente, ser destruído antes de ser detectado. Isso porque partons que não estão participando da reação, ou, em outras palavras, que não estão "formando o pomeron", podem interagir, produzindo partículas na região da lacuna.

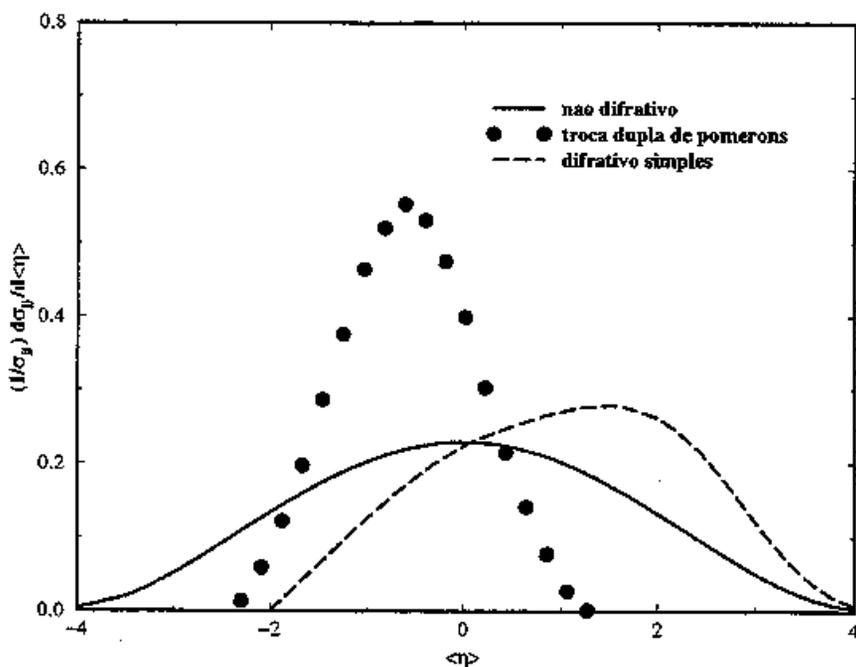


Figura 6.13: Distribuição em η médio na produção de díjetos para eventos não difrativos (linha sólida) difrativos simples (linha tracejada) e com troca dupla de pomerons com os cortes cinemáticos da Ref. [47]. Todas as curvas estão normalizadas à unidade.

Ainda não há um modelo teórico que calcule rigorosamente o valor da probabilidade de sobrevivência da lacuna. Esse valor pode ser apenas estimado, em geral fazendo-se uso de modelos eikonizados, mas até o momento não há na literatura uma estimativa que possa ser comparada aos valores encontrados aqui ¹. Porém, um dos efeitos observados na Tab. 6.1, que é a baixa produção de W 's frente aos díjetos, pode ser explicado segundo a argumentação da Ref. [64]. Esse trabalho enfatiza que um dos mecanismos importantes de preenchimento da lacuna, que deve afetar as medidas difrativas, é a emissão de glúons associados ao subprocesso da QCD. Como os díjetos são produzidos principalmente por glúons e os W 's unicamente por quarks, a "concentração" de glúons no primeiro caso é maior que no último. Isso faria com que a lacuna fosse destruída com muito mais facilidade na produção de díjetos do que na produção de W 's. Portanto, aplicar o mesmo fator de correção em ambos os casos, como foi feito na Tab. 6.1, nos levaria a subestimar a taxa de W 's, exatamente como se observa.

¹Em dois modelos distintos, Refs. [15, 65], encontram-se estimativas para a relação entre as probabilidades de sobrevivência da lacuna para $\sqrt{s} = 630$ e 1800 GeV. Os resultados são: na Ref. [65] $N_{630}/N_{1800} = 1.3 - 1.4$; na Ref. [15] $N_{640}/N_{1800} \sim 1.6 - 1.75$ para $\beta < 0.5$, em concordância com o valor encontrado empiricamente nessa tese. Porém em [15, 65] estudava-se a produção de díjetos com lacuna entre os jatos, J_1 lacuna J_2 , que não é o caso estudado aqui.

Em resumo, apresentou-se nesta seção uma candidata a função de estrutura difrativa que compatibiliza os dados de produção hadrônica difrativa medidos no Tevatron. Para tal foram utilizadas as hipóteses de fatorização contidas no modelo de Ingelman-Schlein, bem como o conceito de probabilidade de sobrevivência da lacuna. Acreditamos que esse último é uma explicação bastante plausível para as discrepâncias encontradas com a aplicação do modelo de Ingelman-Schlein em conjunto com o fator de fluxo padrão.

Processo	Result. Teórico	Result. Experimental
jj D0 (a)	0.9	0.65 ± 0.04
jj D0 (b)	0.37	0.22 ± 0.05
jj D0 (c)	1.8	1.27 ± 0.08
jj D0 (d)	0.98	0.90 ± 0.06
(c)/(a)	2.0	1.8 ± 0.2
(d)/(b)	2.7	4.1 ± 0.9
(a)/(b)	2.4	3.0 ± 0.7
(c)/(d)	1.8	1.3 ± 0.1
jj CDF	0.72	0.75 ± 0.1
W (CDF)	0.35	1.15 ± 0.55

Tabela 6.1: Valores teóricos de taxas de produção difrativa de dijetos e W 's calculados com a função de estrutura difrativa comentada no texto, comparados aos valores experimentais (última coluna). Na comparação com a teoria, os valores absolutos dos dados jj D0 (a) - (d) devem ser aumentados quando corrigidos pela "aceitação" do detector (ver texto).

$\sigma_{\text{DPE}}(\text{nb})$ $E_T > 7 \text{ GeV}$	40.0	43.6 ± 22.0
$\sigma_{\text{DPE}}(\text{nb})$ $E_T > 10 \text{ GeV}$	6.4	3.4 ± 2.2

Tabela 6.2: Valores teóricos das seções de choque para a produção de dijetos em troca dupla de Pomeron, calculados com a função de estrutura difrativa comentada no texto, comparados aos valores experimentais (última coluna). Todos os valores estão em nb.

Capítulo 7

Conclusões

Nesse trabalho foram apresentadas análises fenomenológicas extensivas de uma variedade de processos difrativos observados em reações antipróton-próton e elétron-próton. Tais processos incluem produção hadrônica de dijetos via difração simples e difração dupla, produção hadrônica de W 's e fotoprodução de dijetos. Nesses estudos, os dados de reações $\bar{p}p$ utilizados são oriundos de experimentos realizados no acelerador Tevatron, do Fermilab, enquanto que os dados relativos a processos ep foram obtidos no experimento HERA, do DESY.

O esquema teórico de base utilizado nessas análises foi modelo de Ingelman-Schlein, que consiste de uma composição híbrida da teoria de pólos de Regge com elementos de QCD perturbativa. A teoria de pólos de Regge é utilizada para dar conta da parte não-perturbativa do processo, permitindo estabelecer o fator de fluxo de pomerons. Tal procedimento porém não é livre de ambiguidades. Admitindo-se que o Pomeron possui uma estrutura partônica, a QCD perturbativa é utilizada para se computar os processos elementares relevantes para a produção de dijetos ou W 's, conforme o caso de interesse.

Dessas análises, resultaram as seguintes conclusões:

- O modelo de Ingelman-Schlein não permite obter uma descrição teórica unificada dos processos de produção difrativa medidos no HERA e no Tevatron a partir dos dados atualmente disponíveis.
- Corrigir apenas o fator de fluxo, seja em sua dependência com a energia ou através de uma renormalização tipo Goulianos, não é suficiente para compatibilizar todas as medidas atuais de processos difrativos dos dois aceleradores.
- Pode-se, porém, obter uma descrição razoável dos dados de produção difrativa dura

em $p\bar{p}$ utilizando-se o modelo de Ingelman-Schlein com funções de estrutura diferentes daquelas extraídas dos dados do HERA.

- Esses resultados são obtidos quando se corrige o fator de fluxo *standard* por um número dependente apenas da energia e não do processo, independente de se tratar de troca simples ou dupla de pomerons. Contudo, seria de se esperar que uma teoria mais detalhada levasse em conta explicitamente as peculiaridades de cada processo.
- Mostrou-se que dados de seções de choque diferenciais $d\sigma/d\xi$ e $d\sigma/d\eta$ são essenciais para uma determinação mais precisa da função de estrutura do pomeron.
- Mostrou-se também que a evolução com Q^2 (tipo DGLAP) das funções de estrutura produz efeitos importantes nas taxas de produção difrativa.

Em resumo, obteve-se nesse trabalho uma descrição fenomenológica autoconsistente de processos difrativos de produção de dijetos e W 's em colisões hadrônicas através do modelo de Ingelman-Schlein. Uma possível conexão dessa descrição com as medidas de difração dura realizadas no HERA através de colisões ep demanda mais e melhores dados experimentais e maiores estudos teóricos. As informações que virão do *Run II* que se inicia no Tevatron e dos novos experimentos difrativos que serão realizados no HERA com o uso de Potes Romanos certamente serão decisivos para a definição de modelos teóricos nessa área.

Bibliografia

- [1] G. Ingelman, P.E. Schlein, Phys. Lett. B **152**, 256 (1985).
- [2] R. Bonino *et al.* (Colaboração UA8), Phys. Lett. B **211**, 239 (1988).
- [3] L. Alvero, J. C. Collins, J. Terron, J. Whitmore, Phys.Rev. **D59**, 074022 (1999).
- [4] L. Alvero, J. C. Collins, J. Whitmore, *preprint hep-ph/9806340*.
- [5] G. Camici, M. Grazzini, L. Trentadue, Phys. Lett. **B349**, 3051 (1998).
- [6] D. de Florian, R. Sassot, Phys. Rev. **D58**, 054003 (1998).
- [7] L. Trentadue, G. Veneziano, Phys. Lett. B **323**, 201 (1994).
- [8] M. Wüstoff, A.D.Martin, J. Phys. G **25** (1999) R309.
- [9] K.Golec-Biernat, M. Wüstoff, Phys. Rev. **D59** (1999) 014017.
- [10] K.Golec-Biernat, M. Wüstoff, Phys. Rev. **D60** (1999) 114023.
- [11] M. G. Ryskin, Yu. M. Shabelski, A. G. Shuvaev, Phys. Lett. **B446** , 48 (1999).
- [12] J. Nemchik, N. N. Nikolaev, E. Predazzi, B. G. Zacharov Z.Phys. **C75** (1997) 71.
- [13] E. Levin, comunicação dada na Conferência "RunII QCD and weak boson WS", Março/1999, Fermilab, EUA, *preprint hep-ph/9912402*.
- [14] E. Gotsman, E. Levin, U. Maor, Phys. Lett. **B438**, 229 (1998).
- [15] E. Gotsman, E. Levin, U. Maor, Phys. Rev. **D60**, 094011 (1999).
- [16] A. Donnachie, P.V. Landshoff, Nucl. Phys. B **303**, 634 (1988).
- [17] K. Goulianos, Phys. Lett. B **358**, 379 (1995).

- [18] M. S. Soares, Tese de Mestrado: "Espalhamento Inelástico Profundo em Regime Difrativo e a Função de Estrutura do Pomeron", IFGW - UNICAMP (1997).
- [19] R.J.M. Covolán, M.S. Soares, Phys. Rev. **D57**, 180 (1998).
- [20] R. J. M. Covolán, M. S. Soares, Phys. Rev. **D60**, 054005 (1999), Errata-ibid. **D61**, 019901 (2000).
- [21] R. J. M. Covolán, A. V. Kisselev, M. S. Soares, Phys.Rev. **D60**, 114009 (1999).
- [22] A. C. Caldwell, M. S. Soares, *preprint hep-ph/0101085*, submetido a publicação na Nuclear Physics B.
- [23] P. D. B. Collins, *An introduction to Regge theory and high energy physics*, Cambridge University Press (1977).
- [24] G. F. P. Chew, S. C. Frautschi, Phys. Rev. Lett. **7**, 394 (1961).
- [25] G. F. P. Chew, S. C. Frautschi, Phys. Rev. Lett. **8**, 41 (1962).
- [26] I. Y. Pomeranchuk, Sov. Phys. **3**, 306 (1956).
- [27] L. F. Foldy, R. F. Peierls, Phys. Rev. **130**, 1585 (1963).
- [28] A. H. Mueller, Phys. Rev. **D2**, 2963 (1970).
- [29] C. E. DeTar, C. E. Jones, F. E. Low, J. H. Weis, J. E. Young, Chung I-Tan, Phys. Rev. Lett. **26**, 675 (1971).
- [30] P. Bruni, G. Ingelman, *preprint DESY-93-187*.
- [31] T. Gehrman, W. J. Stirling, Zeit. Phys. **C 70**, 89 (1996).
- [32] C. A. Garcia Canal, R. Sassot em *Proceedings do VII Mexican Workshop on Particle and Fields*, *preprint hep-ph/9912233*, (1999).
- [33] H. Abramowicz, A.C. Caldwell, Rev. Mod. Phys. **71**, 1275 (1999).
- [34] T. Ahmed *et al.* (Colaboração H1), Phys. Lett. **B 348**, 681 (1995).
- [35] M. Derrick *et al.* (Colaboração ZEUS), Zeit. Phys. **C 68**, 569 (1995).
- [36] C. Adloff *et al.* (Colaboração H1), Z. Phys. **C76**, 613 (1997).

- [37] J. Breitweg *et al.* (Colaboração ZEUS), Eur. Phys. J. **C1**, 81 (1998).
- [38] J. Breitweg *et al.* (Colaboração ZEUS), Eur. Phys. J. **C6**, 43 (1999).
- [39] J. Breitweg *et al.* (Colaboração ZEUS), Eur. Phys. J. **C 5**, 41 (1998).
- [40] C. Adloff *et al.* (Colaboração H1), Eur. Phys. **C 6**, 421 (1999).
- [41] C. Adloff *et al.* (Colaboração H1), Z.Phys. **C74**, 221 (1997)
- [42] F. Abe *et al.* (Colaboração CDF), Phys. Rev. Lett. **78**, 2698 (1997).
- [43] F. Abe *et al.* (Colaboração CDF), Phys. Rev. Lett. **79**, 2636 (1997).
- [44] M. G. Albrow (pela Colaboração CDF), publicado nos *Proceedings* do VII Blois Workshop on Elastic and Diffractive Scattering - Recent Advances in Hadron Physics, Seul, Coréia, 10-14/Junho (1997).
- [45] S. Abachi *et al.* (Colaboração D0), trabalho apresentado na *28a Int. Conf. on High Energy Physics (ICHEP 96)*, Varsóvia, Polônia (Julho/1996).
- [46] B. Abbott *et al.* (Colaboração D0), *preprint hep-ex/9912061* (1999).
- [47] T. Affolder *et al.* (Colaboração CDF), Phys. Rev. Lett. **85**, 4215 (2000).
- [48] T. Affolder *et al.* (Colaboração CDF), Phys. Rev. Lett. **84**, 5043 (2000).
- [49] R. D. Field, "Applications of Perturbative QCD", Addison-Wesley Publishing Company, NY (1989).
- [50] V. Barger, R. J. N. Phillips, "Collider Physics", Addison-Wesley Publishing Company, NY (1987).
- [51] Eichten *et al.* Rev. Mod. Phys. **56**, 247 (1984).
- [52] D. J. Griffiths *Introduction to Elementary Particles*, John Wiley & Sons, Inc. (1987).
- [53] C.F. Weizsäcker, Z. Phys. **88**, 612(1934); E.J. Williams Phys. Rev. **45**, 729 (1934).
- [54] W. Greiner, J. Reinhardt, "Quantum Eletrodynamics", 2a. edição, Springer-Verlag NY Berlin Heidelberg (1994).

- [55] R. Engel, "Hadronic Interactions of Photons at High Energies", tese de doutorado, Universität-Gesamthochschule-Siegen (1997).
- [56] G. Abbiendi, *La Rivista del Nuovo Cimento* 4 (1997) Vol. 20.
- [57] B. Pötter, preprint DESY 97-138, hep-ph/9707319., Julho de 1997.
- [58] Yu. L. Dokshitzer, *Sov. Phys. JETP* 46, 641 (1997); V. N. Gribov, L. N. Lipatov, *Sov. J. Nucl. Phys.* 15, 438, 675 (1972); G. Altarelli, G. Parisi, *Nucl. Phys. B* 126, 298 (1977).
- [59] M. Gluck, E. Reya, A. Vogt, *Zeit. Phys. C*67, 433 (1995).
- [60] P. Bruni, G. Ingelman, *Phys. Lett. B* 311, 317 (1993).
- [61] M. Gluck, E. Reya, A. Vogt, *Phys. Rev. D*46, 1973 (1992).
- [62] K. Goulianos, J. Montanha Neto, *Phys. Rev. D*59, 114017-1 (1999).
- [63] J. R. Forshaw, D. A. Ross, *QCD and the pomeron*, Cambridge University Press (1986).
- [64] V. A. Khoze, A. D. Martin, M. G. Ryskin, *preprint* 0007083, aceito para publicação na *Phys. Lett. B*.
- [65] E. Gotsman, E. Levin, U. Maor, *Phys. Lett. B*452 (1999) 387.