



Universidade do Estado do Rio de Janeiro  
Instituto de Física  
Coordenação do Programa de Pós Graduação

**Dissertação de Mestrado**

**Identificação de Eventos de Difração Simples  
em Colisões Hadrônicas.**

Por: Diego de Oliveira Menezes

Julho 2005

# **Livros Grátis**

<http://www.livrosgratis.com.br>

Milhares de livros grátis para download.



Universidade do Estado do Rio de Janeiro  
Instituto de Física  
Departamento de Física Nuclear e Altas Energias

## Identificação de Eventos de Difração Simples em Colisões Hadrônicas.

Aluno: Diego de Oliveira Menezes  
Orientador: Prof. Dr. Vitor Oguri

Julho 2005

Universidade do Estado do Rio de Janeiro  
Instituto de Física  
Coordenação do Programa de Pós Graduação

# Identificação de Eventos de Difração Simples em Colisões Hadrônicas.

Trabalho apresentado para  
a obtenção do  
Título de Mestre em Física.

Autorizo a Apresentação.

---

Prof. Dr. Vitor Oguri

Rio de Janeiro

Julho 2005



Fábio Rezende, Rogério Menezes, Cesar Isidoro, Ricardo “Cachaça” de Souza, Ricardo Quintão, Gustavo Leite, Luciana Loureiro, Paulo Cesar, Frederico Cuba, Helena Malbouisson, Ana Carolina, Renata Rodrigues, Eduardo Rodrigues, Maria João Brito Moura, Victor Otoya, Paulo Sergio de Abreu.

- Aos meus amigos da Universidade Federal Rural do Rio de Janeiro, em especial a Viviane Veloso, com os quais comecei minha caminhada.
- Ao meu amigo e irmão Walter Coelho da Costa. Neste nove anos de uma convivência quase diária fui um privilegiado por contar com seu o apoio e amizade em todos os momentos desta árdua caminhada.
- À minha maravilhosa amiga Andressa Esteves de Souza. Sua amizade e carinho durante 21 anos me deixam sem palavras para expressar aqui o que sinto por ela.
- Aos meus pais Nelson Rodrigues de Menezes e Alzira Sebastiana de Oliveira Menezes, minha avó Ambrosina Lima e a minha querida irmã Cintia de Oliveira Menezes. Os mais puros conceitos de amor, devoção, apoio e carinho em uma família são expressados pela ação dessas pessoas em minha vida.
- À Coordenação do Programa de Pós-graduação em Física da Universidade do Estado do Rio de Janeiro.
- À CAPES pelo apoio financeiro.

*Dedicado respeitosamente às memórias de*  
*Venâncio Bezerra de Menezes*  
*Izabel Rodrigues de Menezes*  
*Alziro Sebastião de Oliveira*  
*e Celso Sebastião de Oliveira.*

## **Abstract**

Diffraction is an old subject within Particle Physics that has experienced a growing interest in recent years, motivated by recent experiments that have showed us a new face of this interaction: the so called hard diffraction. While soft diffraction phenomena are described in the framework of Regge theory, an approach based on perturbative Quantum Chromodynamics has been used in order to account for phenomena related with hard diffraction. Until now, both soft and hard regimes of diffraction were not fully described in an unified way by one theory of hadronic interactions. In this work we are testing a method to identify single diffractive events. From a sample containing both diffractive and non-diffractive events, we apply our method in order to test its efficiency in predicting the proportion of single diffractive events in our sample. It is also tested the method efficiency in predicting how the same proportion is changed when we apply selected cuts on certain variables.

## Resumo

Difração é um tema antigo dentro da Física de Partículas que tem experimentado um crescente interesse nos últimos anos, motivado por experimentos recentes que têm nos revelado um novo aspecto desta interação: a chamada difração *hard*. Enquanto a difração *soft* é descrita pela teoria de Regge, uma abordagem baseada na Cromodinâmica Quântica perturbativa tem sido usada para descrever fenômenos de difração *hard*. Até o presente momento, os regimes *soft* e *hard*, ainda não foram descritos ao mesmo tempo por uma teoria das interações hadrônicas. Neste trabalho estamos testando um método para identificar eventos de difração simples. A partir de uma amostra contendo eventos difrativos e não-difrativos, nós aplicamos nosso método visando testar sua eficiência em prever a proporção de eventos de difração simples em nossa amostra. Também é testada a eficiência do método em prever o quanto a mesma proporção é alterada quando são aplicados cortes sobre certas variáveis.

# Sumário

|  |           |
|--|-----------|
| Agradecimentos . . . . .                           | 1         |
| <b>1 Introdução</b>                                | <b>4</b>  |
| 1.1 A Classificação Pré-Quarks . . . . .           | 5         |
| 1.1.1 Interações Fundamentais . . . . .            | 6         |
| 1.2 Os Atuais Constituintes Fundamentais . . . . . | 7         |
| 1.2.1 Os Quarks . . . . .                          | 7         |
| 1.2.2 Os Léptons . . . . .                         | 8         |
| 1.3 Difração . . . . .                             | 9         |
| 1.4 Propriedades da Matriz $S$ . . . . .           | 12        |
| 1.4.1 Unitariedade . . . . .                       | 13        |
| 1.4.2 Analiticidade . . . . .                      | 15        |
| 1.4.3 Crossing . . . . .                           | 17        |
| 1.5 Teoria de Regge . . . . .                      | 20        |
| 1.5.1 Trajetórias de Regge e o Pomeron . . . . .   | 21        |
| <b>2 Difração Hadrônica</b>                        | <b>25</b> |
| 2.1 A Difração Soft . . . . .                      | 26        |
| 2.1.1 Dissociação Difrativa . . . . .              | 26        |
| 2.1.2 Seção de Choque Total . . . . .              | 32        |

|          |   |           |
|----------|---|-----------|
| 2.2      | A Difração Hard . . . . .                               | 35        |
| 2.3      | Difração nas Colisões Hadron-Hadron . . . . .           | 35        |
| 2.3.1    | Difração Simples . . . . .                              | 36        |
| 2.3.2    | Difração Dupla . . . . .                                | 38        |
| 2.3.3    | Dupla Troca de Pomerons . . . . .                       | 40        |
| <b>3</b> | <b>O Acelerador Tevatron e o Experimento DØ</b>         | <b>42</b> |
| 3.1      | Sistema de Coordenadas . . . . .                        | 42        |
| 3.2      | Luminosidades e Seções de Choque . . . . .              | 44        |
| 3.3      | O Feixe e o Colisor Tevatron . . . . .                  | 45        |
| 3.4      | O Detector DØ . . . . .                                 | 49        |
| 3.4.1    | Calorímetro . . . . .                                   | 51        |
| 3.4.2    | Monitor de Luminosidade . . . . .                       | 56        |
| 3.5      | O FPD . . . . .   | 57        |
| 3.5.1    | O Que é o FPD ? . . . . .                               | 57        |
| <b>4</b> | <b>Simulação de Eventos</b>                             | <b>61</b> |
| 4.1      | O Gerador de Eventos PHOJET . . . . .                   | 61        |
| 4.2      | Apresentação da Amostra Gerada . . . . .                | 63        |
| 4.2.1    | Partículas de Estado Final . . . . .                    | 63        |
| 4.2.2    | Jatos . . . . .   | 66        |
| 4.2.3    | O Próton Difrato . . . . .                              | 69        |
| 4.2.4    | Variáveis Difrativas . . . . .                          | 71        |
| 4.2.5    | Variáveis de <i>Gap</i> . . . . .                       | 74        |
| <b>5</b> | <b>Determinação da Proporção de Eventos Difrativos.</b> | <b>77</b> |

|          |   |           |
|----------|---|-----------|
| 5.1      | Variáveis Difrativas e de <i>Gap</i> . . . . .              | 78        |
| 5.1.1    | Fração do Momentum Longitudinal do Próton Difrato . . . . . | 78        |
| 5.2      | Determinação da Proporção de Eventos Difrativos . . . . .   | 82        |
| 5.2.1    | Eventos que contenham pelo menos um jato . . . . .          | 86        |
| 5.2.2    | Ausência de atividade no Monitor de Luminosidade . . . . .  | 90        |
| <b>6</b> | <b>Conclusões</b>   | <b>94</b> |
|          | Apêndice . . . . .  | 95        |
| <b>A</b> | <b>Rapidez e Variável de Feynman</b>                        | <b>95</b> |
| <b>B</b> | <b>Cinemática</b>   | <b>98</b> |
| B.0.3    | Espalhamento de Partículas . . . . .                        | 98        |
| B.0.4    | Espalhamento $2 \rightarrow 2$ . . . . .                    | 100       |
| B.0.5    | O Espaço de Fase . . . . .                                  | 108       |
|          | Bibliografia . . . . .                                      | 114       |

# Capítulo 1

## Introdução

A Física Difrativa de Partículas ou Difração a Altas Energias, constitui uma parte importante do estudo da Física de Altas Energias. Tendo sua base teórica fundamentada na chamada teoria de Regge, ela têm despertado um crescente interesse nos últimos anos devido a recentes resultados de experimentos realizados no CERN, no DESY e no Fermilab.

Muito se têm estudado sobre Difração a Altas Energias. Nos últimos anos a descoberta de eventos contendo jatos produzidos difrativamente, assim como a produção difrativa de bósons  $W$  e quarks pesados abriu caminho para uma tentativa de se descrever a difração em termos da QCD perturbativa. Várias questões a respeito de tais fenômenos ainda não foram respondidas, assim como uma teoria única que explique conjuntamente os chamados regimes *soft* e *hard* das interações difrativas.

O principal objetivo desta tese é fornecer um método para a identificação de eventos difrativos, mais precisamente de eventos de difração simples, em uma amostra contendo tanto eventos difrativos como não-difrativos.

O algoritmo aqui estudado utiliza eventos de Monte Carlo para criar distribuições padrões de grandezas físicas que são utilizadas na discriminação de eventos de difração simples.

O método pode ser aplicado a qualquer experimento de colisões hadrônicas, entretanto o experimento DØ foi utilizado como paradigma de detector devido ao fato deste ser atualmente o detector mais bem equipado para o estudo da física difrativa.

O primeiro capítulo deste trabalho contém uma breve descrição do atual estágio da Física

de Partículas e uma introdução à Difração e à Teoria de Regge. No segundo capítulo a Difração Hadrônica é abordada, sendo brevemente descritas suas componentes *soft* e *hard*. Na terceira parte do trabalho, o acelerador do Tevatron e o experimento  $D\bar{O}$  são descritos, bem como o *Forward Proton Detector* instalado junto ao detector  $D\bar{O}$ . O quarto capítulo é dedicado a amostra de eventos geradas com o **PHOJET**. No quinto capítulo é feita a determinação da proporção de eventos difrativos contidos na amostra mostrada no capítulo 4. Também é estudado o efeito que cortes em certas variáveis produzem na referida proporção.

## 1.1 A Classificação Pré-Quarks

A Física de Altas Energias lida com os constituintes mais elementares da matéria, procurando estabelecer suas propriedades e suas interações.

Para estudarmos tais constituintes, empregamos enormes complexos de aceleradores e detectores, por meio dos quais aceleramos as partículas, controlamos suas trajetórias e determinamos suas propriedades.

Nos aceleradores, o comprimento de onda ( $\lambda$ ) da partícula acelerada é inversamente proporcional à sua energia ( $E$ ), sendo essas duas quantidades relacionadas pela equação abaixo:

$$E \approx pc = \frac{hc}{\lambda}$$

Como a constante de Planck ( $h$ ) é da ordem de  $6 \times 10^{-34}$  J.s e a velocidade da luz ( $c$ ) da ordem de  $3 \times 10^8$  m/s, se pretendemos lidar com objetos de dimensões do núcleo atômico por exemplo (em torno de  $10^{-14}$ m) necessitaremos de uma energia da ordem de  $10^{-12}$  Joules, o que corresponde a 100 MeV ( $1\text{MeV} = 10^6\text{eV}$ ). Logo podemos concluir que quanto mais fundo penetramos na matéria mais energia necessitamos para fazê-lo. Daí a necessidade de máquinas cada vez mais potentes para acelerar partículas a energias cada vez mais altas.

### 1.1.1 Interações Fundamentais

De meados do século XX até a década de 60 havia-se conseguido estabelecer quatro forças fundamentais na natureza, que estão listadas na tabela 1.1 abaixo:

| Interações      | Intensidade | Alcance             | Age sobre             |
|-----------------|-------------|---------------------|-----------------------|
| Gravitacional   | $10^{-40}$  | $\infty$            | Todas as partículas   |
| Eletromagnética | $10^{-2}$   | $\infty$            | Partículas carregadas |
| Nuclear fraca   | $10^{-5}$   | $< 10^{-18}m$       | Léptons e hadrons     |
| Nuclear forte   | 10          | $\approx 10^{-15}m$ | Hádrons               |

Tabela 1.1: As interações fundamentais.

A interação gravitacional seria mediada pelos ainda não detectados *grávitons*. No mundo sub-atômico seus efeitos podem ser desprezados. A interação eletromagnética, mediada pelos fótons, atua sobre qualquer partícula carregada. A força fraca, responsável pelo decaimento de muitas partículas, como o decaimento  $\beta$  do nêutron, por exemplo, é mediada pelos bósons  $W^\pm$  e  $Z^0$ . A força nuclear forte manteria o núcleo atômico coeso pela troca de píons entre seus constituintes. Ela é na realidade uma manifestação de uma força forte mais fundamental, mediada pela troca de glúons entre quarks, os constituintes do próton e do nêutron e de uma infinidade de outras partículas.

Antes do modelo a quarks (ver próxima seção) as partículas eram classificadas de acordo com as interações que cada uma delas poderia experimentar.

$$\bullet \text{Hádrons (qualquer interação)} \left\{ \begin{array}{l} \mathbf{m\acute{e}sons} \text{ (bósons)} \\ \mathbf{b\acute{a}rions} \text{ (f\acute{e}rmions)} \end{array} \right\}$$

$$\bullet \text{Léptons (não interagem fortemente)} \left\{ \text{f\acute{e}rmions} \right\}$$

## 1.2 Os Atuais Constituintes Fundamentais

### 1.2.1 Os Quarks

Na década de 60 surgiu a hipótese de que os hádrons não seriam fundamentais. Em 1964, Gell-Mann e Zweig [1] propuseram que eles deveriam ser compostos de partículas ainda mais fundamentais, denominadas *quarks*. Estas teriam carga elétrica fracionária e ocorreriam em três tipos ou *sabores*: quark *up* ( $u$ ), com carga  $2/3$ ; quark *down* ( $d$ ), com carga  $-1/3$  quark *strange* ( $s$ ), com carga  $-1/3$ . O quark  $s$  tem estranheza  $S = -1$ , enquanto os outros dois têm  $S = 0$ . A cada quark  $q$  corresponderia um antiquark  $\bar{q}$  com carga e estranheza opostas.

O modelo dinâmico de quarks surgiu após experimentos com feixes de elétrons que sugeriram a existência de centros espalhadores no interior do próton.

O modelo a quarks evoluiu e hoje identificamos mais três sabores: quark *charm* ( $c$ ), com um número quântico associado  $C = 1$ ; quark *bottom* ( $b$ ), com o número  $B = -1$  e o quark *top* ( $t$ ), com o número quântico  $T = 1$ .

Para os hádrons o modelo estático de quarks estabelece o seguinte:

Bárions são compostos de três quarks ( $qqq$ ).

Mésons são compostos de um quark e um anti quark ( $q\bar{q}$ ).

Os quarks aparecem agrupados em três gerações representadas pelos dubletos

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \quad \text{e suas correspondentes antipartículas}$$

Na tabela a seguir organizamos os quarks de acordo com suas massas <sup>1</sup>, cargas e principais números quânticos.

Havia um problema teórico no modelo a quarks: ele violava o princípio da exclusão de Pauli para algumas partículas como, por exemplo, o  $\Delta^{++}$ , que sendo um férmion composto de três quarks  $u$ , teria dois de seus quarks com a mesma orientação de spin. Na ausência de um número quântico adicional o princípio de Pauli seria violado. Essa dificuldade foi removida

---

<sup>1</sup>Massas especuladas

| Sabores de Quarks | Massa            | Q    | S  | C | B  | T |
|-------------------|------------------|------|----|---|----|---|
| up ( $u$ )        | 2 à 8MeV         | +2/3 | 0  | 0 | 0  | 0 |
| down ( $d$ )      | 5 à 15MeV        | -1/3 | 0  | 0 | 0  | 0 |
| strange ( $s$ )   | 100 à 300MeV     | -1/3 | -1 | 0 | 0  | 0 |
| charm ( $c$ )     | 1,0 à 1,6 GeV    | +2/3 | 0  | 1 | 0  | 0 |
| botton ( $b$ )    | 4,1 à 4,5 GeV    | -1/3 | 0  | 0 | -1 | 0 |
| top ( $t$ )       | $180 \pm 12$ GeV | +2/3 | 0  | 0 | 0  | 1 |

Tabela 1.2: Os quarks e suas propriedades.

quando se postulou que cada sabor de quark poderia existir em três *cores* diferentes (*red*, *green* e *blue*). Assim o  $\Delta^{++}$  seria constituído de três quarks  $u$ , mas cada um com uma carga de cor diferente.

Até hoje não se conseguiu observar quarks isolados. Eles parecem estar confinados dentro de bárions e mésons e seu mecanismo de confinamento ainda não é bem compreendido no estágio atual da Cromodinâmica Quântica (ou QCD), a teoria com a qual se estuda tais partículas.

Os quarks mantêm-se em estados ligados devido à troca de partículas, conhecidas como *glúons*. Essas partículas são as mediadoras da interação forte, segundo o modelo da QCD. Tal fato alterou a visão que se tinha da força forte, pois agora ela já não se dava mais entre hádrons, mas sim entre quarks. Como estes últimos, os glúons também apresentam *cores*<sup>2</sup> e também não foram observados isoladamente. Este é o ponto de partida para um dos atuais ramos de pesquisa na física de altas energias: detectar estados ligados de glúons que formem outras partículas.

## 1.2.2 Os Léptons

Segundo o Modelo Padrão da física de partículas elementares, os léptons são, junto com os quarks, os constituintes fundamentais de toda a matéria.

O integrante mais conhecido dos léptons é o elétron ( $e^-$ ), que junto com os quarks  $u$  e  $d$  constituem toda a matéria ordinária do universo. O múon ( $\mu^-$ ), descoberto nos anos 30 a

---

<sup>2</sup>Na QCD, *cor* é um número quântico. Analogamente ao eletromagnetismo, dizemos que uma partícula que participa da interação forte possui uma carga de cor

partir do decaimento de píons ( $\pi$ ) em reações envolvendo raios cósmicos, também é um lépton, assim como o *tau* ( $\tau$ ) descoberto em experimentos em 1975. Tal como o elétron, o múon e o tau possuem carga negativa, só que são mais pesados.

Associado a cada tipo de lépton, existem partículas neutras que são o neutrino *eletrônico* ( $\nu_e$ ), o *muônico* ( $\nu_\mu$ ) e o *tauônico* ( $\nu_\tau$ ).

Da mesma forma que os quarks, temos também 6 léptons, que podem ser agrupados em três gerações representadas por dubletos

$$\begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \mu^- \\ \nu_\mu \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \tau^- \\ \nu_\tau \end{pmatrix} \text{ e suas correspondentes antipartículas}$$

Os léptons carregados sofrem interações eletromagnéticas e fracas, enquanto os neutrinos participam somente das interações fracas.

Os léptons possuem números quânticos característicos, denominados números leptônicos  $L_e$ ,  $L_\mu$  e  $L_\tau$ . Esses números têm o valor +1 para os léptons e valor -1 para os antiléptons.

### 1.3 Difração

Todos nós já ouvimos falar naturalmente em *difração*. Mais natural ainda é sua associação com a *ótica*, já que o fenômeno da difração em ótica ocorre quando a luz encontra um objeto pequeno.<sup>3</sup> Se posicionarmos um anteparo após o objeto – que pode ser uma fenda em uma tela, por exemplo – observaremos uma sequência de máximos e mínimos de intensidade luminosa.

Quando porém nos referimos à chamada *difração hadrônica*, queremos falar da interação que um feixe de partículas sofre ao ser espalhado por um alvo, que pode ser um núcleo ou até mesmo um nucleon. Contudo, tanto na difração ótica como na difração hadrônica, estamos interessados em saber as mudanças na função de onda da luz, ou no feixe de partículas incidente ocasionadas pela interação, e assim determinar seu estado final.

Os primeiros autores a darem uma definição de difração no âmbito da Física de Partículas foram Good e Walker [2] conjuntamente em 1960. Uma definição baseada em suas idéias poderia

---

<sup>3</sup>≈ Objetos de dimensão de 10 a 100 vezes maiores que o comprimento de onda da luz.

ser:

*“Uma interação difrativa ocorre quando os números quânticos do estado final são os mesmos do estado inicial, ou seja, não há troca de números quânticos durante o processo”.*

A não troca de números quânticos (exceto aqueles do vácuo) é um fenômeno que ocorre assintoticamente, ou seja, a difração de partículas só pode ser observada quando lidamos com processos que ocorrem a altas energias.

Ao nos referirmos a processos difrativos, podemos identificar três tipos:

1. **Espalhamento elástico:** é um processo do tipo



ou seja, onde encontramos no estado final as mesmas partículas do estado inicial.

2. **Difração simples:** nesse processo, uma das partículas presente no estado inicial permanece intacta, enquanto a outra dá origem a uma ressonância, ou a um conjunto de partículas com os mesmos números quânticos da partícula inicial, ou seja



3. **Difração dupla:** ocorre quando as duas partículas interagem e cada uma delas dá origem a uma ressonância ou a um conjunto de partículas com os mesmos números quânticos da partícula inicial que os gerou, ou seja



Naturalmente, a primeira dificuldade experimental que surge é como separar os eventos difrativos dos não-difrativos. Com o aumento da energia, os primeiros tendem a ser suprimidos,

mas não completamente. A definição de Good e Walker não nos ajuda nesse caso, pois se não pudermos reconstruir completamente os eventos como nos casos de difração simples e dupla, não podemos afirmar se os produtos finais realmente possuem os mesmos números quânticos dos estados iniciais. Ainda assim poderia haver alguma forma de contaminação por processos não-difrativos. Para contornar esse problema recorreremos à segunda definição para difração hadrônica [3]:

*“Uma reação difrativa é caracterizada por um grande gap de rapidez (grande separação angular) entre os estados finais de partículas.”*

Apesar da possibilidade de existência de processos não-difrativos com um grande *gap* de rapidez, estes são exponencialmente suprimidos com o aumento da energia de centro-de-massa, de modo que podemos contar com um elevado grau de confiança em garantir que se um processo apresenta um *gap* de rapidez a altas energias ele provavelmente é de natureza difrativa.

Em geral, é comum dividir os processos difrativos em *moles* e *duros*.

Processos ditos moles são caracterizados por valores de quadrimomentum transferido  $|t|$  da ordem de algumas centenas de  $\text{MeV}^2$  e ocorrem em uma distância da ordem de 1fm ( $R \sim 10^{-15}\text{m}$ ). Em tal escala de distância os cálculos feitos com a QCD perturbativa tornam-se demasiadamente complexos, o que nos leva a lançar mão de uma outra ferramenta teórica para descrever tais processos. A abordagem neste caso é a da *teoria de Regge* [6, 7], que prevê que as interações hadrônicas são mediadas não pela troca de partículas individualmente, mas pela troca de uma *trajetória de Regge*, que se traduz em uma família de partículas (ressonâncias) chamadas de *reggeons*. A princípio, a teoria de Regge prevê que a seção de choque total de interação decresce com o aumento da energia. Contudo, resultados experimentais mostram justamente o contrário. Então foi estabelecida a idéia de que assintoticamente a interação hadrônica seria mediada pela troca de uma nova trajetória com os números quânticos do vácuo chamado de *pomeron*.

Os processos hadrônicos duros envolvem altos valores de momentum transferido, tipicamente  $\geq 1 \text{ GeV}^2$ , e ocorrem em uma escala de distância muito menor que um tamanho

de um hádron (1 fm). Neste caso usamos a abordagem da QCD perturbativa no estudo das interações, embora haja a necessidade da utilização de métodos não-perturbativos (até hoje não muito claros) <sup>4</sup> quando lidamos com as funções de distribuição de quarks e glúons no interior dos hádrons.

Durante as últimas décadas os processos moles e duros permaneceram distintos um do outro, até que recentes resultados experimentais [4, 5] mostraram fenômenos que apresentam propriedades moles e duras nas interações. A partir daí teve início um esforço para se compreender a QCD do ponto de vista da Teoria de Regge, assim como para se compreender se existe um pomeron mole e um duro, ou se são apenas manifestações diferentes de uma mesma entidade. Os dados experimentais para elucidar tais pontos ainda são insuficientes, mas novos experimentos (CDF, DØ, RHIC e LHC) pretendem nos fornecer pistas para chegarmos a importantes conclusões sobre o comportamento difrativo nas interações fortes.

## 1.4 Propriedades da Matriz $S$

O estudo de amplitudes de espalhamento e de seções de choque está intimamente relacionado ao estudo da chamada *matriz de espalhamento*  $S$ . Este formalismo nos diz que, dado um estado inicial de partículas, podemos calcular o estado final através do uso de um operador linear que atua sobre o primeiro (Ver apêndice B).

A idéia de uma matriz de espalhamento na mecânica quântica relativística é de fundamental importância para a teoria de Regge quando aplicada às interações hadrônicas. Porém, é vantajoso estudarmos algumas propriedades dessa matriz que são de fundamental importância para a compreensão da teoria. São elas:

- unitariedade.
- Analiticidade.
- Crossing.

---

<sup>4</sup>Tentativas recentes foram feitas utilizando-se a chamada lattice QCD, mas os resultados mostraram-se aquém do esperado.

### 1.4.1 Unitariedade

O que chamamos de unitariedade da matriz  $S$  é expressa matematicamente por

$$S^\dagger S = S S^\dagger = 1, \quad (1.4)$$

ou, usando a equação B.54,

$$(1 - iT^\dagger)(1 + iT) = 1$$

onde  $T$  é o operador de transição, obtém-se

$$i(T^\dagger - T) = T^\dagger T. \quad (1.5)$$

Tomando-se os elementos de matriz da equação 1.5 entre um estado inicial  $|i\rangle$  e um estado final  $|f\rangle$ , assim como a relação de completeza entre todos os possíveis estados intermediários  $|n\rangle$ , teremos

$$i\langle f|T^\dagger - T|i\rangle = \sum_{\{n\}} \langle f|T^\dagger|n\rangle \langle n|T|i\rangle \quad (1.6)$$

ou

$$2\text{Im } T_{if} = \sum_{\{n\}} T_{fn}^* T_{in}, \quad (1.7)$$

onde a soma  $\{n\}$  é feita sobre todas as variáveis contínuas das várias partículas.

A matriz de transição  $T$  pode ser escrita em função da amplitude de espalhamento  $\mathcal{M}(i \rightarrow f)$  usando a conservação de energia-momentum, expressa pela função delta, da seguinte maneira:

$$T_{if} = (2\pi)^4 \delta^4(p_i - p_f) \mathcal{M}(i \rightarrow f). \quad (1.8)$$

Substituindo-se 1.8 na equação 1.7 permite-nos reescrevê-la como

$$2\text{Im } \mathcal{M}(i \rightarrow f) = \sum_n \int d\Phi \mathcal{M}^*(f \rightarrow n) \mathcal{M}(i \rightarrow n), \quad (1.9)$$

onde a soma  $n$  é feita sobre todas as partículas do estado intermediário.

A equação 1.9 representa um conjunto de equações integrais não-lineares acopladas. Mesmo sem resolvê-las podemos extrair delas algumas importantes consequências.

Vamos imaginar uma situação em que os momenta das partículas nos estados inicial e final são os mesmos, ou seja,

$$|i\rangle = |f\rangle, \quad (1.10)$$

que é o caso em que  $t = 0$  para um espalhamento  $2 \rightarrow 2$ . Para esse caso, a equação 1.9 pode ser expressa como

$$2\text{Im } \mathcal{M}_{el}(s, t = 0) = \sum_n \int d\Phi |\mathcal{M}(f \rightarrow n)|^2. \quad (1.11)$$

Comparando a equação anterior com B.59 vemos que

$$\sigma_{tot} = \frac{2}{F} \text{Im } \mathcal{M}_{el}(s, t = 0).$$

No limite de altas energias, resulta

$$\sigma_{tot} \underset{s \rightarrow \infty}{\simeq} \frac{1}{s} \text{Im } \mathcal{M}_{el}(s, t = 0), \quad (1.12)$$

onde usamos a equação B.69.

A equação 1.12 é o teorema ótico para o espalhamento relativístico. Sua importância reside no fato de que, segundo ele, a seção de choque total é dada somente pela parte imaginária de um espalhamento  $2 \rightarrow 2$  onde  $t = 0$ , o qual chamamos de *espalhamento elástico frontal*.

Sabemos que quanto maior for a energia de interação maior será o número de estados intermediários, ou seja, no limite de  $s \rightarrow \infty$  tem-se  $n \rightarrow \infty$ . Então, a equação 1.9 nos mostra que, assintoticamente, a amplitude de espalhamento é predominantemente imaginária e sua parte real é fortemente suprimida.

Consideremos agora o caso em que

$$|i\rangle \simeq |f\rangle, \quad (1.13)$$

ou seja, quando o estado final é quase igual ao inicial. Olhando para a equação 1.9 vemos agora que as fases correspondentes aos  $n$  estados intermediários somam-se, afim de que a soma final seja real, isto é, quando  $s \rightarrow \infty$  na condição  $|i\rangle \simeq |f\rangle$ , o cancelamento das contribuições imaginárias implica um cancelamento da seção de choque.

Portanto, estamos falando aqui de *difração*, no sentido que, nos dois casos que vimos, *não há troca de números quânticos*. Logo, usamos a unitariedade para inferir que

1. A amplitude de espalhamento é predominantemente imaginária para espalhamentos a baixo ângulo nos quais  $s \rightarrow \infty$ .
2. Um pico de difração ocorre na região de espalhamento frontal e cai rapidamente quando nos afastamos dessa região.

### 1.4.2 Analiticidade

A analiticidade da matriz  $S$  nos diz que as amplitudes de espalhamento são funções analíticas das variáveis cinemáticas quando essas são complexas, e que recaem no caso da amplitude física quando tais variáveis assumem valores reais.

A idéia da analiticidade é a de que, quando olhamos para as singularidades das amplitudes de espalhamento, devemos ter em mente que os pólos dessas funções sobre o eixo real representam a troca de partículas físicas.

Consideremos o caso em que a amplitude de espalhamento é função das variáveis cinemáticas  $s$  e  $t$ . Nosso estudo é feito basendo-se nos três canais cinemáticos de reação.

Seja  $\mathcal{M}_s(s, t)$  a amplitude de espalhamento no canal  $s$ . Ela é singular nos seguintes pontos

$$s = m^2, \quad s = (2m)^2, \quad s = (3m)^2, \quad \text{etc.} \quad (1.14)$$

onde  $m^2$ ,  $(2m)^2$ ,  $(3m)^2$  representam, respectivamente, a troca de uma, duas, três, e assim por diante, partículas no canal  $s$  de reação. A Fig. 1.1 mostra as singularidades no caso do canal  $s$ .

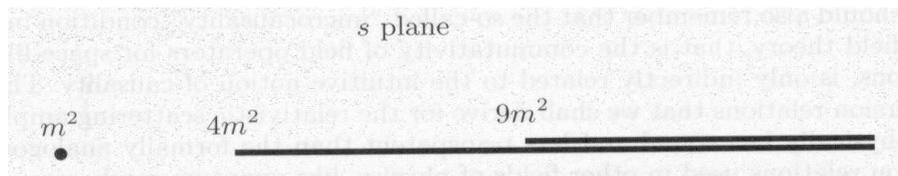


Figura 1.1: Singularidades da amplitude de espalhamento para o canal  $s$ .

O pólo  $s = m^2$  é chamado de *pólo simples*, enquanto que os outros são chamados de *branch points*.

Devemos notar que para  $s < 4m^2$  não é possível produzir duas partículas, de forma que  $\mathcal{M}_s(s, t)$  é real com uma singularidade em  $m^2$ .

Similarmente temos a mesma situação para os canais  $t$  e  $u$ .

Sendo  $\mathcal{M}_t(s, t)$  a amplitude de espalhamento no canal  $t$ , teremos

$$t = m^2, \quad t = (2m)^2, \quad t = (3m)^2, \quad \text{etc.} \quad (1.15)$$

Com os mesmos significados daqueles do canal  $s$ .

Analogamente, se  $\mathcal{M}_u(s, t)$  é a amplitude de espalhamento no canal  $u$ , então teremos

$$u = m^2, \quad u = (2m)^2, \quad u = (3m)^2, \quad \text{etc..} \quad (1.16)$$

Na próxima seção veremos uma importante propriedade de  $S$  que nos garante que a amplitude de espalhamento pode ser escrita como função das variáveis cinemáticas que desejarmos, bastando conhecer os domínios das variáveis em cada caso.

### 1.4.3 Crossing

O postulado de *crossing* da matriz  $S$  estabelece que uma mesma amplitude descreve processos em cada um dos canais cinemáticos, ou seja, tanto os canais

$$p_1 + p_2 = p_3 + p_4, \quad (\text{canal} - s), \quad (1.17)$$

$$p_1 - \bar{p}_3 = \bar{p}_2 - p_4, \quad (\text{canal} - t), \quad (1.18)$$

$$p_1 - \bar{p}_4 = \bar{p}_2 - p_3, \quad (\text{canal} - u), \quad (1.19)$$

quanto os seus canais correspondentes por simetria CPT (conjugação de carga + paridade + reversão temporal)

$$\bar{p}_3 + \bar{p}_4 = \bar{p}_1 + \bar{p}_2, \quad (\text{canal} - s), \quad (1.20)$$

$$p_2 - \bar{p}_4 = \bar{p}_1 - p_3, \quad (\text{canal} - t), \quad (1.21)$$

$$p_2 - \bar{p}_3 = \bar{p}_1 - p_4, \quad (\text{canal} - u). \quad (1.22)$$

Contudo, as regiões cinemáticas dos três canais são diferentes e não se superpõem. Portanto, apesar do postulado de *crossing* ainda se manter, devemos ter domínios diferentes das três variáveis, de modo que o completo conhecimento desses domínios nos permite usar uma mesma amplitude de espalhamento para os três canais.

Como exemplo, tomemos a amplitude de espalhamento  $\mathcal{M}(s, t)$ . Mantendo-se  $t$  fixo e considerando por simplicidade um espalhamento  $2 \rightarrow 2$  onde todas as partículas possuem a mesma massa, usamos a equação B.8 aplicada às singularidades no plano do canal  $u$  em 1.16 para calcular as singularidades de  $\mathcal{M}(s, t)$  no plano  $s$ :

$$s = 3m^2 - t, \quad s = -t, \quad s = -5m^2 - t, \quad \text{etc.} \quad (1.23)$$

onde o primeiro valor corresponde ao pólo simples, e os subsequentes aos *branch points*.

Devemos notar que o branch point  $(2m)^2$  corresponde ao caso de partículas sem massa, em que  $s = -t$ .

Os postulados da unitariedade e analiticidade nos permitiram estabelecer um conjunto de singularidades da amplitude  $\mathcal{M}(s, t)$  no plano  $s$  (Fig. 1.2) correspondentes a trocas de partículas físicas. Isso ocorre pois estados de  $n$  partículas produzidas contribuem para a parte imaginária da amplitude de espalhamento no caso em que  $s$  é maior que o limite de produção de partículas ( $4m^2$  no caso de partículas de mesma massa).

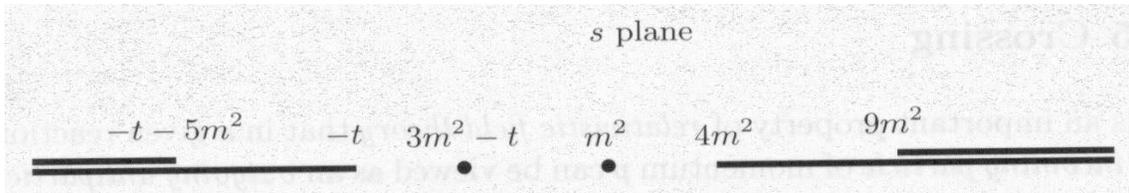


Figura 1.2: Amplitude de espalhamento no plano  $s$ .

Seja a parte imaginária da amplitude de espalhamento dada por

$$\text{Im}\mathcal{M}(s, t) = \frac{1}{2i}[\mathcal{M}(s, t) - \mathcal{M}(s, t)^*]. \quad (1.24)$$

Abaixo do limite não existem contribuições para a parte imaginária da amplitude, de modo que existe uma região no eixo real de  $s$  em torno da origem na qual  $\mathcal{M}(s, t)$  é puramente real. Portanto, se uma função qualquer é real em alguma parte do eixo real, ela possui a seguinte propriedade (teorema da reflexão de Schwarz):

$$\mathcal{M}(s, t)^* = \mathcal{M}(s^*, t). \quad (1.25)$$

Com isso, podemos reescrever 1.24 como

$$\text{Im}\mathcal{M}(s + i\epsilon, t) = \frac{1}{2i}[\mathcal{M}(s + i\epsilon, t) - \mathcal{M}(s - i\epsilon, t)], \quad (1.26)$$

na região onde  $\mathcal{M}(s, t)$  é analítica. Vemos então que a descontinuidade de  $\mathcal{M}(s, t)$ , que atravessa os cortes associados com os limites  $-t < s < 4m^2$  do canal  $s$ , é dada por

$$\Delta_s(s, t) \equiv \text{Disc}_s \mathcal{M}(s, t, u) = \frac{1}{2i} \lim_{\epsilon \rightarrow 0^+} [\mathcal{M}(s + i\epsilon, t) - \mathcal{M}(s - i\epsilon, t)] \quad (1.27)$$

ou seja, ela coincide com a parte imaginária de  $\mathcal{M}(s, t)$ ,

$$\Delta_s(s, t) \equiv \text{Im } \mathcal{M}(s, t). \quad (1.28)$$

Analogamente, o postulado de *crossing* pode ser usado para se determinar a descontinuidade da amplitude física no canal  $u$ , através de uma continuação analítica da amplitude física do canal  $s$ , tomando-se o limite inferior ao eixo real  $s$  :

$$\Delta_u(s, t) \equiv \text{Disc}_u \mathcal{M}(s(u, t), t) = \frac{1}{2i} \lim_{\epsilon \rightarrow 0^+} [\mathcal{M}(4m^2 - u - t - i\epsilon, t) - \mathcal{M}(4m^2 - u - t + i\epsilon, t)] \quad (1.29)$$

A simetria de *crossing* então estabelece em nosso caso que  $\mathcal{M}_s(s, t) = \mathcal{M}_u(s, t) = \mathcal{M}(s, t)$  e, portanto temos o vínculo

$$\mathcal{M}(s + i\epsilon, t) = \mathcal{M}(4m^2 - u - t - i\epsilon, t), \quad (1.30)$$

o que no limite de altas energias torna-se

$$\mathcal{M}(s, t) = \mathcal{M}(-s, t), \quad (1.31)$$

A equação 1.31 é válida somente para bósons idênticos. No caso de partículas reais, com vários números quânticos a serem considerados, em uma interação qualquer, teremos diferentes amplitudes para cada canal, devendo serem relacionadas através dos coeficientes de Clebsch-Gordan. Este caso por ser muito complexo e fugir ao escopo desse trabalho não será discutido aqui.

Terminada esta exposição sobre as propriedades da matriz  $S$ , podemos finalmente nos debruçar sobre a Teoria de Regge.

## 1.5 Teoria de Regge

Como mencionamos anteriormente, a Teoria de Regge constitui-se na base sobre a qual construímos nosso conhecimento sobre processos difrativos a altas energias. Ela é tipicamente uma teoria de canal  $t$ , isto é, ela descreve as interações partindo da premissa de que estas acontecem devido a troca de uma partícula (mediadora da interação) no canal  $t$  da reação. Muito embora, na Teoria de Regge, o que é trocado não é bem uma partícula e sim uma família de partículas representadas por uma trajetória. Essa teoria surgiu no âmbito da Mecânica Quântica Não-relativística quando T. Regge [6, 7] ao estudar potenciais de espalhamento teve a idéia de estender o número quântico de momento angular  $l$  até valores complexos na amplitude de ondas parciais calculada para um processo de espalhamento. O que é apenas uma

curiosidade matemática ganha corpo e importância quando abordamos a questão do ponto de vista da Mecânica Quântica Relativística. Nela, os estados ligados (ressonâncias) provenientes da interação com o potencial aparecem como pólos na matriz de espalhamento  $S$  (os chamados *pólos de Regge*). A localização de cada polo é definida por uma relação do tipo

$$l = \alpha(t), \tag{1.32}$$

onde  $\alpha(t)$  é uma função da energia que pode ser expandida para representar uma chamada *trajetória de Regge*, na qual encontra-se a série de ressonâncias determinadas pelos valores de  $l$ .

Aqui não será fornecida uma descrição pormenorizada da teoria de momentos angulares complexos, apenas suas aplicações. Estudos aprofundados sobre esse tema encontram-se nas referências [8, 9].

### 1.5.1 Trajetórias de Regge e o Pomeron

Como vimos na seção anterior,  $\alpha(t)$  representa uma trajetória (localização) dos pólos de Regge no plano complexo de  $l$ . Como não podemos ter ressonâncias ou estados ligados cujo quadrado da massa seja negativo e a trajetória  $\alpha(t)$  possui valores de  $l$  inteiros para  $t > 0$ , concluímos que os pólos de Regge correspondem a ressonâncias e/ou estados ligados com momentos angulares definidos  $l$ . Tais objetos organizam-se em uma família e recebem o nome de *Reggeons*, que são aqui simbolizados por  $\mathbb{R}$ .

Chew e Frautschi [10] fizeram o gráfico dos spins de alguns mésons em função de sua massa ao quadrado como mostra a Fig. 1.3 e encontraram o seguinte comportamento para  $\alpha(t)$ :

$$\alpha(t) = \alpha(0) + \alpha' t, \tag{1.33}$$

onde  $\alpha(0)$  e  $\alpha'$  são respectivamente o coeficiente linear e o coeficiente angular da trajetória.

O ajuste dos dados apresentados na Fig. 1.3 fornece os seguintes valores para os parâmetros

$$\alpha(0) = 0,55$$

$$\alpha' = 0,86 \text{ GeV}^{-2}. \quad (1.34)$$

O valor de  $\alpha'$  é aparentemente universal, enquanto que para trajetórias mesônicas  $\alpha(0) \simeq 0,5$ .

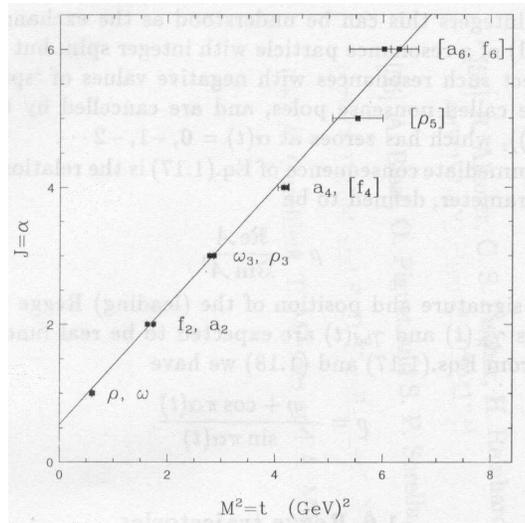


Figura 1.3: Trajetórias mesônicas dispostas no plano  $J \times M^2$ .

O teorema ótico dado por 1.12 nos leva no caso de um pólo principal a uma seção de choque total dada por

$$\sigma_{tot} \underset{s \rightarrow \infty}{\sim} s^{\alpha(0)-1}, \quad (1.35)$$

e se mais de um pólo contribui teremos

$$\sigma_{tot} \underset{s \rightarrow \infty}{\sim} \sum_i \mathcal{M}_i s^{\alpha(0)-1}. \quad (1.36)$$

Das duas equações anteriores vemos que para valores de  $\alpha(0) < 1$  a seção de choque total tende a diminuir com o aumento da energia.

No campo teórico, Okun e Pomeranchuk [11, 12] mostraram que a seção de choque de processos que ocorrem com troca de carga cor (como partículas mesônicas, por exemplo) no canal de interação deve realmente decair com o aumento da energia. Em seguida, Foldy e Pierls [13] mostraram que processos para os quais a seção de choque não decresce com o aumento da energia de interação são dominados pela troca de números quânticos do vácuo no canal de interação.

No campo experimental foi verificado um lento crescimento da seção de choque total com o aumento da energia [14, 15, 16, 17, 18, 19, 20].

Tais fatos levaram Gribov [21], Chew e Frautschi [10] sugerirem uma trajetória de Regge com *intercept* 1. Esse reggeon recebeu o nome de *Pomeron*, que aqui será simbolizado por  $\mathbb{P}$ .

Mais precisamente, segundo Donnachie e Landshoff [23], a trajetória do Pomeron seria

$$\alpha_{\mathbb{P}}(t) = 1,08 + 0,25t \text{ GeV}^{-2}. \quad (1.37)$$

Contando com os números quânticos do Pomeron (números quânticos do vácuo) relacionados abaixo

$$\mathbb{P} = +1, \quad C = +1, \quad G = +1, \quad I = 0, \quad \zeta = +1, \quad (1.38)$$

a amplitude de espalhamento para  $t = 0$ , no limite assintótico resulta em

$$\mathcal{M}_{\mathbb{P}}(s, t = 0) \underset{s \rightarrow \infty}{\simeq} i\beta_{\mathbb{P}}(0)s^{\alpha_{\mathbb{P}}(0)}. \quad (1.39)$$

Com um coeficiente linear de 1,08, o limite de Froissart-Martin [22, 24] é violado já que tal limite estabelece o seguinte comportamento para a seção de choque total

$$\sigma_{tot} < K \ln^2 s, \quad (1.40)$$

onde  $K$  é uma constante que vale aproximadamente 60 mb.

Uma explicação para esse fato seria de que ele não se origina devido a troca de apenas um pomeron, mas a troca de dois desses objetos.

O que é na realidade o pomeron e qual é a sua estrutura interna são perguntas ainda não respondidas, pois partículas com os números quânticos do vácuo são notadamente difíceis de serem detectadas. Especula-se que o pomeron poderia ser um estado ligado de glúons, por exemplo. Mas por enquanto, não há nada de conclusivo.

Espera-se que os novos experimentos a serem realizados no CERN, e os atuais no Fermilab, possam nos ajudar a responder essas perguntas que são fundamentais para a compreensão desse aspecto das interações hadrônicas.

# Capítulo 2

## Difração Hadrônica

A QCD é a teoria que descreve as interações fortes entre as partículas. A altas energias o parâmetro de acoplamento (*running coupling constant*)  $\alpha(Q^2)$  da QCD é menor que 1 ( $\alpha(Q^2) \simeq 0.14$ ) e a teoria de perturbações é aplicável, dando origem à chamada QCD perturbativa (*perturbative QCD*, *pQCD*). Contudo para energias da ordem de  $\Lambda_{QCD}$ , o parâmetro de acoplamento assume valores maiores que tornam impossível o uso da teoria de perturbações.

É sabido que o cálculo da seção de choque de espalhamento entre partículas possui uma componente não-perturbativa. Com o intuito de se compreender esta componente, lançamos mão da teoria de Regge. No âmbito desta teoria foi introduzido um objeto com os números quânticos do vácuo para descrever o comportamento das seções de choque total e elástica nas reações hadrônicas, e que representa pólos móveis no plano de momentum angular complexo. Tal objeto denominamos Pomeron. O Pomeron é um singlete de cor e seria trocado entre partículas em um tipo especial de interação que denominamos difrativa. Tal interação é caracterizada por *gaps de rapidity* entre partículas ou entre jatos no estado final. Então, a presença de tais *Gaps* significaria uma reação com troca de Pomerons.

Ingelman e Schlein [25] propuseram que o estudo de jatos no estado hadrônico final de processos difrativos poderia fornecer dados sobre a estrutura interna do Pomeron. Eles consideraram que o Pomeron possui uma estrutura interna partônica e que, portanto, poderia ser tratado no âmbito da QCD perturbativa, a partir da consideração de uma função de estrutura para o Pomeron e de um fator de fluxo de Pomerons que interagisse com os hádrons

na reação.

A interface entre o regime *soft* (jatos com baixo  $p_{\perp}$ ) não-perturbativo e o regime *hard* (jatos com alto  $p_{\perp}$ ) perturbativo nas interações hadrônicas ainda não é bem compreendida e, conseqüentemente, as magnitudes relativas entre os dois regimes para o cálculo das seções de choque.

Neste capítulo trataremos dos dois tipos de interações difrativas: a difração *soft* e a difração *hard*.

## 2.1 A Difração Soft

Como já foi dito, a componente *soft* das interações hadrônicas possui um caráter não perturbativo. Ela é bem descrita pela teoria de Regge [26], que prevê que a interação hadrônica ocorra graças a uma troca de partículas mesônicas que representam uma trajetória de Regge (ver capítulo 1).

Com o objetivo de se descrever as interações hadrônicas difrativas foi introduzida a idéia de que a interação seria mediada por uma partícula com os números quânticos do vácuo a que se deu o nome de Pomeron. O fato de não haver diferença entre os números quânticos do estado final e inicial mostra que não há radiação de partículas no canal  $t$  da interação. Isto explica a observação de *gaps de rapidity* no estado final.

### 2.1.1 Dissociação Difrativa

Consideremos o espalhamento  $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$  representado na Fig. 2.1.

A amplitude para esse espalhamento no limite  $s \rightarrow \infty$  é dada por [27]

$$\mathcal{M}(s, t) = \beta(t)\eta(t)s^{\alpha(t)}. \quad (2.1)$$

onde  $\beta$  é o resíduo e  $\kappa$  é o fator de assinatura

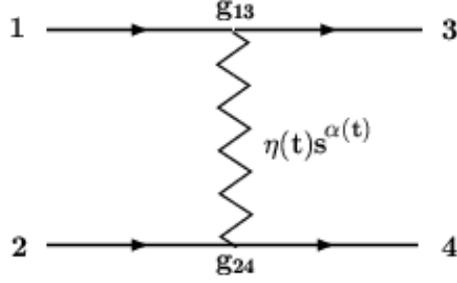


Figura 2.1: Espalhamento com a troca de um único reggeon.

$$\kappa = -\frac{1 + \zeta e^{-i\pi\alpha(t)}}{\text{sen}\pi\alpha(t)} \quad (2.2)$$

com  $\zeta$  assumindo os valores  $+1$  ou  $-1$ . Para uma trajetória linear como a da equação 1.33 podemos escrever  $\kappa$  como

$$\kappa \simeq \kappa(0)e^{-i\frac{\pi}{2}\alpha'(t)} \quad (2.3)$$

onde desprezamos a dependência em  $t$  dos denominadores em (2.2). Ao mesmo tempo em que o resíduo possui um comportamento exponencial em  $t$

$$\beta(t) = \beta(0)e^{B_0 t/2}, \quad (2.4)$$

e que este possa ser fatorizado como

$$\beta(t) = g_{13}(t)g_{24}(t), \quad (2.5)$$

onde  $g_{13}$  e  $g_{24}$  são os acoplamentos em cada vértice da Fig. 2.1. Essa fatorização nos permite relacionar seções de choque para diferentes processos. No caso do espalhamento da figura 2.1, temos

$$d\sigma^2(12 \rightarrow 34) = d\sigma(11 \rightarrow 33)d\sigma(22 \rightarrow 44), \quad (2.6)$$

que é válida quando uma única trajetória de Regge domina o processo. Se mais de uma trajetória contribui, essa relação não é mais válida.

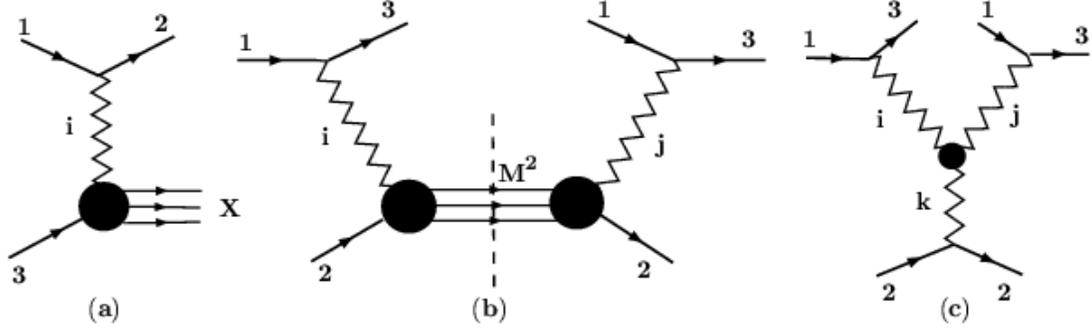


Figura 2.2: (a) Reação inclusiva simples  $1 + 2 \rightarrow 3 + X$  mediada pela troca de um reggeon  $i$ . (b) Discontinuidade através de  $M^2$  da amplitude de espalhamento. (c) Diagrama da triplo reggeon.

Vamos agora analisar o caso mais simples (e mais comum) de uma dissociação difrativa: o processo  $1 + 2 \rightarrow 3 + X$  Fig. 2.2(a). No chamado limite triplo de Regge  $s \gg M^2 \gg t$ , onde  $M^2$  é a massa invariante do estado hadrônico final  $X$ , a amplitude de espalhamento é dada por:

$$\mathcal{M}(12 \rightarrow 3X) \underset{s \rightarrow \infty}{\sim} \sum_i g_{13}^i(t) g_{2X}^i(t) \kappa_i^i(t) \left( \frac{s}{M^2} \right)^{\alpha_i(t)}, \quad (2.7)$$

e a seção de choque é dada por

$$\begin{aligned} 16\pi^2 s \frac{d^2\sigma^{SD}}{dt dM^2} &= \frac{1}{s} \sum_{ijk} g_{13}^i(t) g_{13}^{j*}(t) \kappa_i(t) \kappa_j^*(t) \left( \frac{s}{M^2} \right)^{\alpha_i(t) + \alpha_j(t)} \\ &\quad \times g_{22}^k(0) g_{ijk}(t) (M^2)^{\alpha_k(0)} \\ &= \sum_{ijk} G_{ijk}(t) s^{\alpha_i(t) + \alpha_j(t) - 1} (M^2)^{\alpha_k(0) - \alpha_i(t) - \alpha_j(t)}, \end{aligned} \quad (2.8)$$

onde  $g_{ijk}(t)$  ó acoplamento de triplo reggeon. Acima todos os acoplamentos e assinaturas foram absorvidos nas funções  $G_{ijk}(t)$  e o reggeon  $k$  não carrega momentum.

Podemos particularizar nossa análise para o espalhamento  $1 + 2 \rightarrow 1' + X_2$ , onde as partículas 1 e 1' são iguais e o estado hadrônico final  $X_2$  possui os mesmos números quânticos da partícula 2. Temos assim caracterizado um processo difrativo (contudo o spin e a paridade são números quânticos que podem ser alterados pois pode haver transferência de momentum angular na reação). Dessa forma, as partículas  $i$  e  $j$  representam agora a trajetória do Pomeron e a partícula  $k$  um Pomeron ou outro reggeon qualquer. Portanto,  $\alpha_i(t) = \alpha_j(t) = \alpha_{\mathbb{P}}(t)$ , e  $\alpha_k(t) = \alpha_{\mathbb{P}}(t)$ , ou  $\alpha_{\mathbb{R}}(t)$ . Então 2.8 pode ser escrita

$$16\pi^2 s \frac{d^2 \sigma^{SD}}{dt dM^2} = G_{\mathbb{P}\mathbb{P}\mathbb{P}}(t) s^{2\alpha_{\mathbb{P}}(t)-1} (M^2)^{\alpha_{\mathbb{P}}(0)-2\alpha_{\mathbb{P}}(t)} + G_{\mathbb{P}\mathbb{P}\mathbb{R}}(t) s^{2\alpha_{\mathbb{P}}(t)-1} (M^2)^{\alpha_{\mathbb{R}}(0)-2\alpha_{\mathbb{P}}(t)}. \quad (2.9)$$

Seja a seção de choque para a interação entre o Pomeron e partícula 2 dada por

$$\sigma_{\mathbb{P}}(M^2) = \frac{1}{M^2} \text{Disc}_{M^2} \mathcal{M}(\mathbb{P}2 \rightarrow \mathbb{P}2)$$

$$\underset{M^2 \rightarrow \infty}{\sim} g_{\mathbb{P}}(0) g_{\mathbb{P}\mathbb{P}\mathbb{P}}(0) (M^2)^{\alpha_{\mathbb{P}}(0)-1} + g_{\mathbb{R}}(0) g_{\mathbb{P}\mathbb{P}\mathbb{R}}(0) (M^2)^{\alpha_{\mathbb{R}}(0)-1}, \quad (2.10)$$

onde  $M$  é a energia de centro de massa no referencial do Pomeron e da partícula 2,  $\text{Disc}_{M^2}$  é a descontinuidade em  $M^2$  e  $g_{\mathbb{P}\mathbb{P}\mathbb{P}}(t) \simeq g_{\mathbb{P}\mathbb{P}\mathbb{P}}(0)$ .

Esta equação nos permite escrever 2.9 na forma fatorizada

$$\frac{d^2 \sigma^{SD}}{dt dM^2} = \frac{1}{16\pi^2 s} |g_{\mathbb{P}}(t)|^2 g_{\mathbb{P}}(t) \left( \frac{s}{M^2} \right)^{2\alpha_{\mathbb{P}}(t)-1} \sigma_{\mathbb{P}}(M^2), \quad (2.11)$$

onde o termo que multiplica  $\sigma_{\mathbb{P}}(M^2)$  é comumente chamado fator de fluxo do Pomeron

$$f_{\mathbb{P}}(s, t, M^2) = \frac{1}{16\pi^2} |g_{\mathbb{P}}(t)|^2 \left( \frac{s}{M^2} \right)^{2\alpha_{\mathbb{P}}(t)-1}. \quad (2.12)$$

No caso em que  $s$  não é assintótico, outras trajetórias de Regge contribuem, de modo que pelo menos  $i$  ou  $j$  represente uma trajetória mesônica. Este caso não será abordado aqui.

Ainda no limite assintótico, podemos fazer um cálculo análogo para a obtenção da seção de choque para o caso de difração dupla (*double diffraction*, DD), ou seja,

$$\frac{d^3\sigma^{DD}}{dt dM_1^2 dM_2^2} = \frac{1}{16\pi^2 s} |g_{\mathbb{P}}(t)|^2 g_{1\mathbb{P}}(0) g_{\mathbb{P}\mathbb{P}\mathbb{P}}^2(0) g_{2\mathbb{P}}(0) (s)^{2\alpha_{\mathbb{P}}(t)-1} (M_1^2)^{\alpha_{\mathbb{P}}(0)-2\alpha_{\mathbb{P}}(t)} (M_2^2)^{\alpha_{\mathbb{P}}(0)-2\alpha_{\mathbb{P}}(t)}, \quad (2.13)$$

onde  $g_{1\mathbb{P}}(0)$  e  $g_{2\mathbb{P}}(0)$  são respectivamente os acoplamentos do Pomeron com as partículas 1 e 2 na interação.

Vamos agora aplicar o formalismo desenvolvido até aqui em um caso em particular: o espalhamento  $p(\bar{p}) + p \rightarrow p(\bar{p}) + X$ . Seja  $\xi$  a fração do momentum do próton levada pelo Pomeron. No limite em que  $s \gg M^2$  temos a seguinte relação:

$$\xi = 1 - x_F = \frac{M^2}{s}, \quad (2.14)$$

onde  $x_F$  é a chamada variável de Feynman (ver apêndice A).

No caso do limite triplo de Regge o vértice de triplo pomeron é dominante, de modo que a equação 2.13, em termos de  $\xi$ , pode ser escrita como

$$\frac{d^2\sigma^{SD}}{d\xi dt} = \frac{1}{16\pi^2} |g_{\mathbb{P}}(t)|^2 g_{\mathbb{P}}(0) g_{\mathbb{P}\mathbb{P}\mathbb{P}}(0) \xi^{1-2\alpha_{\mathbb{P}}(t)} (M^2)^{\alpha_{\mathbb{P}}(0)-1}. \quad (2.15)$$

A Fig. 2.3 [27] mostra as relações entre as seções de choque integradas elástica, de *single diffraction* e a seção de choque total integrada.

Vemos na figura um decréscimo da razão  $\sigma_{SD}/\sigma_{tot}$  com o aumento da energia, o contrário do que a teoria de Regge prevê para a referida razão, já que segundo tal teoria

$$\sigma_{tot} \sim s^\lambda, \quad \sigma_{SD} \sim s^{2\lambda}, \quad \frac{\sigma_{SD}}{\sigma_{tot}} \sim s^\lambda, \quad \frac{\sigma_{el}}{\sigma_{tot}} \sim \frac{s^\lambda}{\ln s}, \quad (2.16)$$

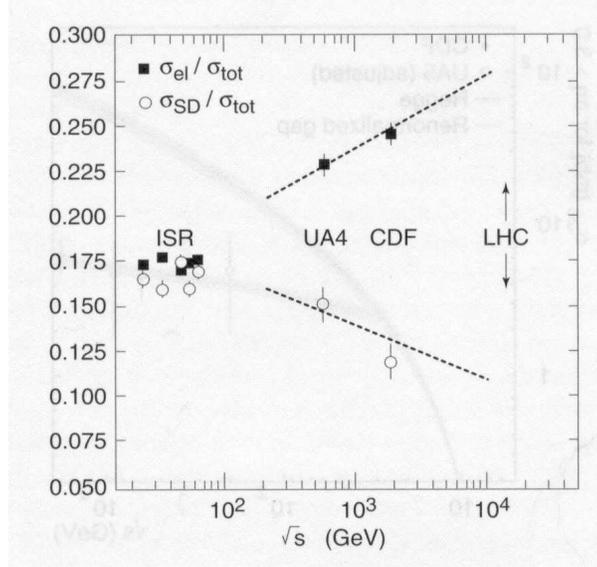


Figura 2.3: Razões entre as seções de choque integradas elástica e total e e de difração simples e total.

onde  $\lambda \simeq 0.1$ .

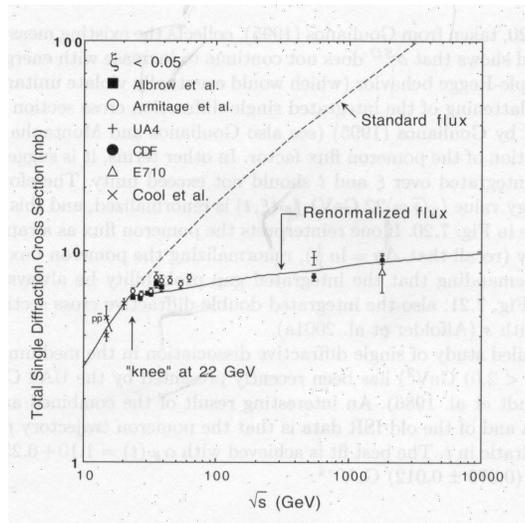


Figura 2.4: Dependência em  $\sqrt{s}$  da seção de choque integrada de difração simples.

A Fig. 2.4 [27] mostra que  $\sigma_{SD}$  de fato não cresce o suficiente com o aumento da energia de modo que a unitariedade pudesse ser violada. Tal comportamento encontra uma explicação [28] no fato de que o fluxo de Pomerons seria renormalizado à unidade, de modo que sua integração sobre  $\xi$  e  $t$  não excederia o valor 1. A interpretação do fluxo do Pomeron como uma medida da probabilidade de existência de um *rapidity gap* [29, 30], mostra então que essa probabilidade

seria sempre  $\leq 1$ . Contudo, recentemente [31] foi proposto que a teoria de Regge não careceria de tais modificações para descrever os dados experimentais existentes. Essa proposta baseia-se no fato de se considerar contribuições de outros reggeons para o cálculo da seção de choque difrativa junto com um ajuste que leva em consideração uma dependência em  $t$  dos vértices de triplos reggeons.

A Fig. 2.5 [27] nos mostra o mesmo tipo de comportamento para a seção de choque no caso de *double diffraction*, reforçando o modelo de vários reggeons.

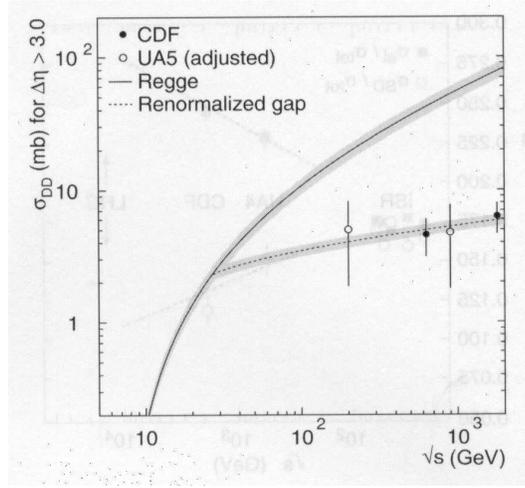


Figura 2.5: Dependência em  $\sqrt{s}$  da seção de choque integrada de difração dupla.

### 2.1.2 Seção de Choque Total

Em experimentos em colisores, a seção de choque total é obtida através de uma relação entre o número de eventos elásticos ( $N_{el}$ ) e o número de eventos inelásticos ( $N_{in}$ ):

$$\mathcal{L}\sigma_{tot} = N_{el} + N_{in}, \quad (2.17)$$

onde  $\mathcal{L}$  é a luminosidade integrada do feixe no acelerador em questão. Devido ao fato de que o real valor da luminosidade não é conhecido, podemos obter  $\sigma_{tot}$  através de sua relação com a taxa de eventos elásticos em  $t = 0$ , que é dada por

$$\left. \frac{dN_{el}}{dt} \right|_{t=0} = \mathcal{L} \left. \frac{d\sigma_{el}}{dt} \right|_{t=0} = \mathcal{L} \frac{1 + \rho^2}{16\pi} \sigma_{tot}^2, \quad (2.18)$$

onde  $\rho$  é a razão entre as partes real e imaginária da amplitude de espalhamento em  $t = 0$

$$\rho = \frac{\text{Re}\mathcal{M}(s, t = 0)}{\text{Im}\mathcal{M}(s, t = 0)}. \quad (2.19)$$

Eliminando  $\mathcal{L}$  entre as equações 2.17 e 2.18, obtemos para a seção de choque

$$\sigma_{tot} = \frac{16\pi}{1 + \rho^2} \frac{(dN_{el}/dt)|_{t=0}}{(N_{el} + N_{in})}. \quad (2.20)$$

Foi verificado experimentalmente [14, 15, 16, 17, 18, 19, 20] que a seção de choque total apresenta um lento crescimento no regime *soft* da interação, que seria descrito em termos da troca de Pomerons. Para esses, reescrevamos sua trajetória (equação 1.33) como

$$\alpha_{\mathbb{P}}(t) = 1 + \lambda + \alpha'_{\mathbb{P}} t, \quad (2.21)$$

onde o coeficiente linear da trajetória é  $\alpha_{\mathbb{P}}(0) = 1 + \lambda$ . Foi demonstrado por Donnachie e Landshoff [23] que qualquer seção de choque hadrônica total poderia ser escrita na forma

$$\sigma_{tot} = X s^\lambda + Y s^\eta, \quad (2.22)$$

onde  $X$  e  $Y$  são parâmetros livres da reação e os expoentes, de caráter universal, dados por

$$\lambda \approx 0.0808 \quad \eta \approx 0.4525. \quad (2.23)$$

Lembrando que a teoria de Regge prevê que

$$\sigma_{tot} \underset{s \rightarrow \infty}{\sim} \sum_i \mathcal{M}_i s^{\alpha(0)-1}, \quad (2.24)$$

vemos que o primeiro termo em 2.22 é devido a troca de um Pomeron com  $\alpha_{\mathbb{P}}(0) = 1.0808$  e o segundo termo devido a troca de um reggeon com  $\alpha_{\mathbb{R}}(0) = 0.5475$ .

Para um valor  $\alpha_{\mathbb{P}}(0) = 1.0808$ , o Pomeron é dito *soft*. Podemos resumir, afirmando que  $\lambda \approx 0.08 - 0.10$  representa a componente *soft* da interação. Contudo, existe um regime *hard*, perturbativo, no qual o Pomeron é descrito no âmbito da QCD [32, 33, 34, 35]. Nesse regime temos  $\lambda \approx 0.2 - 0.4$ , com o Pomeron chamado de *hard* Pomeron. Tal abordagem das interações difrativas será tema da próxima seção.

Quando descrevemos a seção de choque por uma função do tipo  $s^\lambda$  (com  $\lambda > 0$ ), vemos que o limite de Froissart-Martin poderá ser violado. Esse fato mostra que correções de unitariedade se fazem necessárias para a troca de um Pomeron. Tais correções implicariam em mudança no coeficiente linear da trajetória do Pomeron, de modo que o Pomeron “nu” seria diferente do Pomeron “efetivo” que é na realidade medido nos experimentos.

Tendo essas informações é natural que nos perguntemos: quantos Pomerons temos na realidade?

Ainda não temos a resposta para essa questão, mas podemos levantar algumas hipóteses [36].

1 As correções de unitariedade seriam desprezíveis nas energias alcançadas nos atuais aceleradores, de modo que o Pomeron “nu” teria um coeficiente linear  $\alpha_{\mathbb{P}}(0) \approx 1.08$ . Isso está em acordo com as medidas da função de estrutura  $F_2$  feitas no HERA .

2 Existe apenas um Pomeron, mas que recebe contribuições de efeitos perturbativos e não-perturbativos. Dependendo da escala de energia e do quadrimomentum transferido  $|t|$ , observaríamos a dominância da componente *soft* ou *hard* da interação, o que levaria aos diferentes valores de  $\lambda$  observados. Correções de unitariedade poderiam ainda reduzir o valor efetivo de  $\alpha_{\mathbb{P}}(0)$ .

3 Pomeron “nu”  $\equiv$  Pomeron na QCD, mas as correções de unitariedade são altas, de modo que o efeito de  $\lambda$  torna-se pequeno no caso de DIS.

O estudo de processos difrativos *soft* serviriam então para se observar o efeito das correções de unitariedade sobre a seção de choque difrativa.

O estudo da dissociação difrativa *soft* (ver subseção anterior) nos mostra que o coeficiente linear da trajetória do Pomeron pode ser obtido também através da dependência da seção de choque com as distribuições de massa difrativa e não apenas da dependência das energias. Portanto, informações extraídas dessas duas formas nos permitirão comparar os valores obtidos para  $\alpha_{\mathbb{P}}(0)$ , e assim compreender melhor o seu comportamento.

## 2.2 A Difração Hard

Nesta seção será abordada de forma fenomenológica a questão da chamada difração *hard*. Faremos uma breve discussão dos processos difrativos em colisões hádron-hádron, com a apresentação de resultados experimentais das colaborações CDF [37] e DØ [38] e uma comparação destes com os do HERA. Quando do estudo de colisões hádron-hádron, será enfatizada a colisão  $p\bar{p}$ , que será o objeto da parte de simulação deste trabalho com a utilização do gerador de Monte Carlo PHOJET [39, 40, 41]. Esse gerador de eventos é baseado no Modelo a Partons Dual [42] (*Dual Parton Model*, DPM), mais precisamente, no DPM de duas componentes, já que ele utiliza uma combinação das componentes *soft* e *hard* das interações hadrônicas para a sua descrição.

## 2.3 Difração nas Colisões Hadron-Hadron

Como sugerido por Ingelman e Schlein [25], em vários experimentos, tais como os realizados pelas colaborações UA8 [47], CDF [37] e DØ [38], foram observados jatos com alto  $p_{\perp}$  produzidos difrativamente.

Aqui será enfatizada a interação difrativa nas colisões  $p\bar{p}$  nos moldes daquelas realizadas no

TEVATRON a luz do Modelo a Partons Dual (*Dual Parton Model, DPM*) [48] formulado com uma componente *soft* e uma *hard* (Modelo a Partons de duas componentes), já que o gerador de eventos usado nesse trabalho, o PHOJET, apoia-se nas idéias de tal modelo para as interações hadrônicas a altas energias. A idéia do DPM é descrever as interações hadrônicas através da troca de um reggeon  $\mathbb{R}$  e de um Pomeron  $\mathbb{P}$ , utilizando-se da aproximação de vértice de triplo Pomeron proveniente da teoria de Regge para o cálculo da componente *soft* da interação e do modelo a partons da QCD para cálculos da componente *hard* da interação.

Os três tipos de processos de interesse: a difração simples (*single diffraction, SD*), difração dupla (*double diffraction, DD*) e a dupla troca de Pomerons (*Double Pomeron Exchange, DPE*) possuem uma componente *hard*. A seguir são discutidas algumas de suas características bem como são apresentados alguns dados experimentais relativos a eles.

### 2.3.1 Difração Simples

Uma interação do tipo difração simples entre hádrons (Fig. 2.6) ocorre quando um Pomeron emitido por um dos hádrons interage com o outro produzindo sua fragmentação. O hádron que emitiu o Pomeron perde uma pequena fração de seu momentum longitudinal, de modo que é espalhado muito próximo à linha do feixe, enquanto que a fragmentação do segundo produz do lado oposto dois jatos de partículas. Entre o hádron espalhado e os dois jatos existe um grande gap de rapidez, ou seja, temos um processo do tipo  $p + \bar{p} \rightarrow \bar{p} + gap + X$

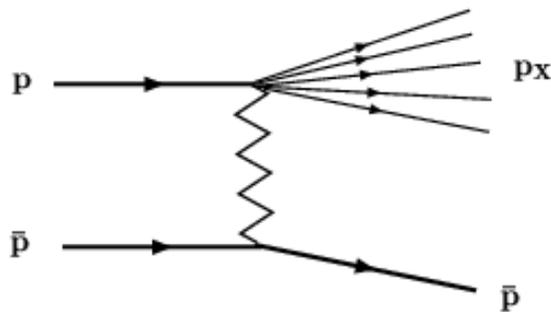


Figura 2.6: Difração simples.

No estudo de difração simples nas interações  $p\bar{p}$  no colisor SPS no CERN a  $\sqrt{s} = 630$  GeV

a colaboração UA8 [45] verificou pela primeira vez a existência de uma componente *hard* na estrutura do Pomeron, mais precisamente uma função do tipo  $\beta(1-\beta)$ ,<sup>1</sup> que segundo Ingelman e Schlein, caracterizaria um Pomeron composto basicamente por glúons.

Usando uma medida de coincidência entre um antipróton detectado por um espectrômetro do tipo *roman Pot* e uma medida de dijetos no detector principal, a colaboração CDF [50] realizou medidas da razão entre as taxas de dijetos produzidos via difração simples (SD) e processos não-difrativos (ND), a chamada razão  $R_{ND}^{SD}$ . Um gráfico dessa razão em função da variável de Bjorken para os antiprótons é mostrado na Fig. 2.7.

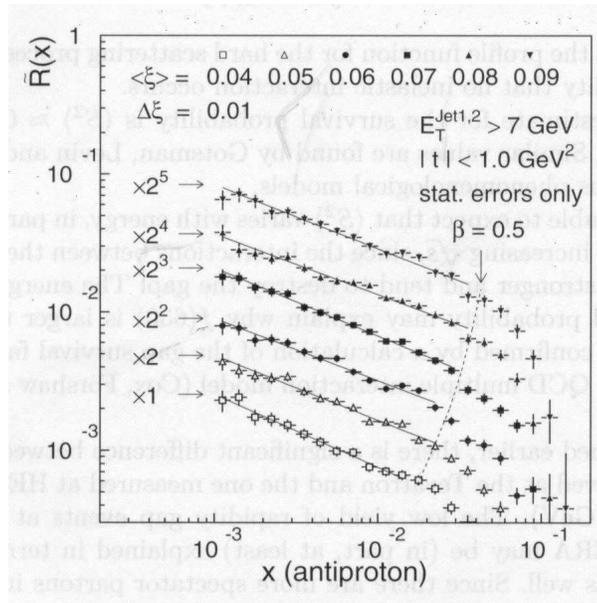


Figura 2.7: Gráfico da razão  $R_{ND}^{SD}$  em função da variável de Bjorken para antiprótons.

A importância de tal medida reside no fato que essa razão é, em primeira ordem na QCD, igual a razão entre as funções de estrutura difrativa e não-difrativa. Portanto, a função de estrutura difrativa  $F_{jj}^D(\beta)$  é obtida multiplicando-se a referida razão pela já conhecida função de estrutura de produção inclusiva de dijetos [30]

$$F_{jj}(x) = x \left[ g(x) + \frac{4}{9} \sum_i (q_i(x) + \bar{q}_i(x)) \right], \quad (2.25)$$

<sup>1</sup> $\beta$  é a fração do momentum do Pomeron levada por um de seus constituintes, ou seja, é a variável de Bjorken para o Pomeron.

e com mudança de variáveis  $\beta = x/\xi$ . A Fig. 2.8 mostra os resultados obtidos.

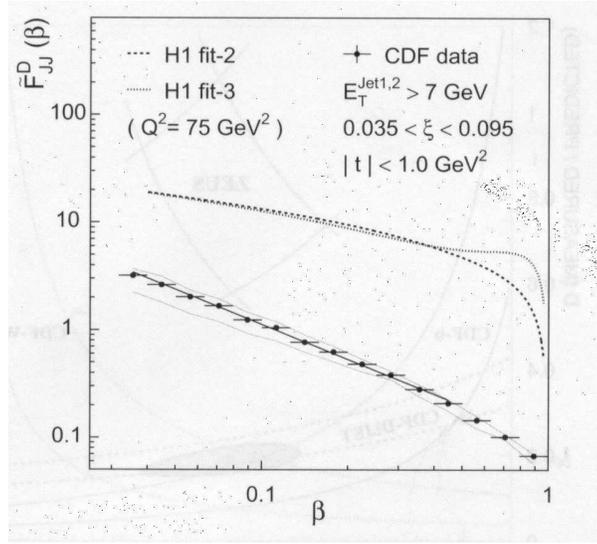


Figura 2.8: Medidas de  $F_{jj}^D(\beta)$  em função de  $\beta$  medidas pela colaboração CDF [50, 51]. As linhas pontilhada e tracejada representam os valores esperados baseados nas distribuições difrativas de partons extraídas a partir de experimentos de DDIS no HERA. A evidente diferença denota a quebra da fatorização entre experimentos de colisões  $ep$  e hádron-hádron.

Em conjunto com a distribuição de  $F_{jj}^D(\beta)$  obtida a  $\sqrt{s} = 1800$  GeV é mostrada aquela calculada a partir das distribuições de partons obtidas pela colaboração H1 no HERA. A quebra de fatorização é evidente, resultante de uma diferença de um fator  $\sim 10$  entre os dois resultados. Assim, fica claro que as distribuições difrativas de partons obtidas via DDIS <sup>2</sup> não podem ser aplicadas ao caso das interações hádron-hádron.

A razão  $R_{ND}^{SD}$  medida a  $\sqrt{s} = 1800$  GeV para dijetos foi de [30,31]

$$R_{jj} = 0.75 \pm 0.1\% \quad (2.26)$$

### 2.3.2 Difração Dupla

Assim como na difração simples, na difração dupla também é trocado um Pomeron entre os hádrons na reação. Entretanto os dois hádrons fragmentam-se, dando origem á assinatura experimental desse tipo de processo, que é a presença de dois jatos de partículas em lados

<sup>2</sup>Espalhamento Profundamente Inelástico Difrativo (*Diffraction Deep Inelastic Scattering*)

opostos do detector com um *gap* de rapidez entre eles. A Fig. 2.9 representa o processo  $p + \bar{p} \rightarrow X_1 + gap + X_2$ .

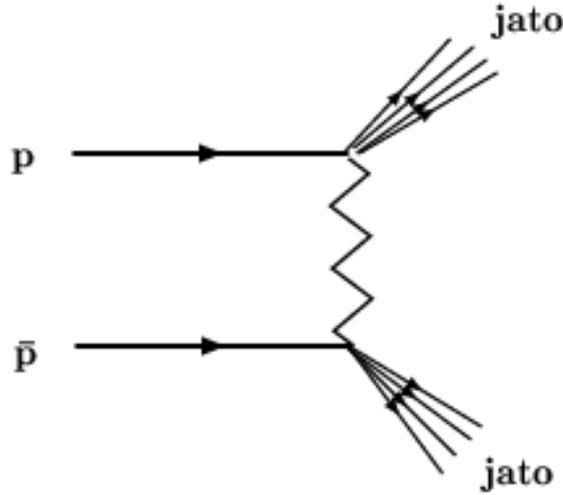


Figura 2.9: Difração dupla.

Medidas de difração dupla de Pomerons também foram realizadas no acelerador TEVATRON, medindo dijatos com um *gap* de rapidez central, como as realizadas pela colaboração CDF [51] que mediu a razão entre eventos de difração dupla e eventos inclusivos de dijatos ( $R_{DD}^{DD}$ ). Os valores encontrados foram os seguintes:  $R_{jj} = 2.7 \pm 0.9\%$  ( $\sqrt{s} = 630$  GeV) e  $R_{jj} = 1.13 \pm 0.16\%$  ( $\sqrt{s} = 1800$  GeV).

A diminuição das taxas de DD com o aumento da energia podem ser explicadas através do conceito de *gap survival*, que é a fração de eventos para as quais os partons espectadores do espalhamento não preenchem o *gap* gerado, ela é dada por [3, 52]

$$\langle S^2 \rangle = \frac{\int T_H(b) S^2(s, b) d^2\mathbf{b}}{\int T_H(b) d^2\mathbf{b}}, \quad (2.27)$$

$T_H$  é a função perfil para o espalhamento *hard* e  $S^2(s, b)$  é a probabilidade de não ocorrência de interações inelásticas. Com o aumento da energia ocorre um aumento do número de canais inelásticos na reação, ou seja, aumenta a probabilidade de que o número crescente de partons espectadores preencham o *gap*, destruindo-o.

### 2.3.3 Dupla Troca de Pomerons

A Fig. 2.10 representa uma reação de dupla troca de Pomerons (DPE), cuja assinatura experimental é a presença de um próton e um antipróton espalhados próximos à linha do feixe e, ao mesmo tempo, a presença de dois jatos na região central do detector em torno de  $\eta = 0$ , com gaps de rapidez separando-os do próton e do antipróton. Esse processo  $p + \bar{p} \rightarrow p + gap + X + gap + \bar{p}$  ocorre quando o próton e o antipróton espalham emitindo um Pomeron cada um. A ocorrência então do espalhamento Pomeron-Pomeron gera os dois jatos observados.

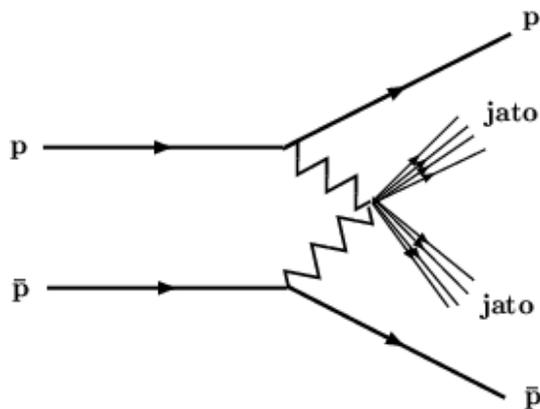


Figura 2.10: Dupla troca de pomerons.

Os dados extraídos de DPE pela colaboração CDF [51] serviram como mais um teste para a fatorização nas colisões hádron-hádron. Em primeira ordem na QCD, a razão entre eventos DPE e SD e a razão entre eventos SD e ND devem ser iguais. O gráfico da Fig. 2.11 mostra os resultados.

É claro na figura 2.11 que tal igualdade não é verificada, o que viola mais uma vez a fatorização.

Todos os processos difrativos que aqui foram reportados serão novamente passíveis de uma nova e mais completa análise na Run II do TEVATRON, com a instalação de *roman pots* nos dois lados dos detectores CDF e DØ. No quarto capítulo desse trabalho descreveremos a instalação de tais detectores junto ao detector DØ.

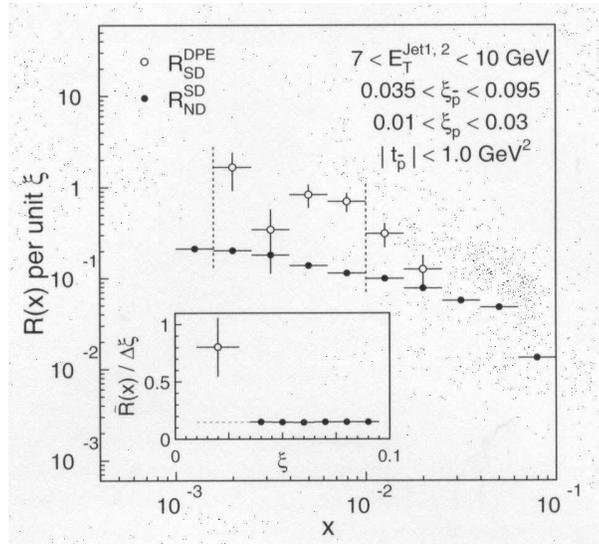


Figura 2.11: Gráfico comparativo das razões  $R_{SD}^{DPE}(x_p, \xi_p)$  e  $R_{SD}^{ND}(x_{\bar{p}}, \xi_{\bar{p}})$  por unidades de  $\xi$  em função de  $x$ .

# Capítulo 3

## O Acelerador Tevatron e o Experimento DØ

Este capítulo descreve o Acelerador Tevatron do Fermilab, bem como o detector DØ.

### 3.1 Sistema de Coordenadas

O sistema de coordenadas adotado é o cilíndrico  $(\rho, \phi, z)$ , com a origem do sistema coincidindo com o centro do detector, com o eixo  $z$  positivo na direção do feixe de prótons e o eixo  $y$  apontando para o topo do detector. Em certas ocasiões o uso do sistema de coordenadas esférico  $(r, \theta, \phi)$  torna-se conveniente. As variáveis angulares são definidas de modo que para  $\theta = \pi/2$  e  $\phi = \pi/2$ ,  $r = y$  e para  $\theta = 0$ ,  $r = z$ . O ângulo polar  $\theta$  é o ângulo entre as partículas resultantes da colisão e a direção do feixe  $p\bar{p}$  e o ângulo azimutal  $\phi$  é medido no plano perpendicular à direção do feixe, como mostra a Fig 3.1.

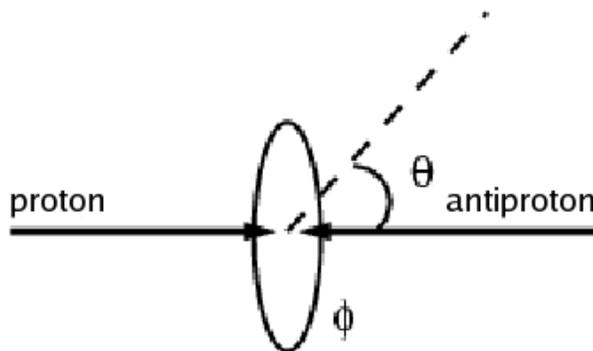


Figura 3.1: Sistema de coordenadas.

A **rapidez** (rapidity)  $y$  de uma partícula com energia  $E$  e momentum longitudinal  $p_L$  (na direção do feixe) é definida como

$$y = \frac{1}{2} \log \left( \frac{E + p_L}{E - p_L} \right). \quad (3.1)$$

No regime do Tévatron,  $\Delta y$  é um invariante de Lorentz na direção do feixe  $p\bar{p}$ .

No limite de altas energias, quando a energia de uma partícula é muito maior que sua massa ( $E \gg m$ ), temos que  $y \approx \eta$ , onde  $\eta$  é a chamada **pseudo-rapidez** (pseudo-rapidity)

$$\eta = -\ln \left| \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \right|. \quad (3.2)$$

A pseudo-rapidez é medida a partir de uma perpendicular ao eixo  $p\bar{p}$  ( $\phi = \pi/2$ ) no sentido contrário ao do ângulo  $\theta$ , e será usada em lugar deste para designar lugares geométricos no detector.

Nas colisões  $p\bar{p}$ , os momenta longitudinais de seus constituintes não são conhecidos já que muitos dos produtos da colisão podem escapar da detecção no tubo do feixe. Portanto, torna-se particularmente útil o uso do chamado **momentum transverso**  $p_T$ , que é a projeção do vetor momentum da partícula num plano perpendicular ao eixo do feixe:

$$p_T = p \operatorname{sen} \theta. \quad (3.3)$$

No mesmo espírito podemos definir também a **energia transversa**<sup>1</sup>  $E_T$ :

$$E_T = \sqrt{p_T^2 + m^2}. \quad (3.4)$$

## 3.2 Luminosidades e Seções de Choque

A *luminosidade*  $\mathcal{L}$ , um fator de fluxo proporcional à frequência é definida como o número de partículas atravessando uma unidade de área por unidade de tempo em um certo ponto ao longo do feixe, que geralmente é medida em  $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . A luminosidade do Tevatron durante o *Run I* foi da ordem de  $1\text{-}10 \times 10^{30} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  e a esperada para o *Run II* em torno de  $0,4\text{-}50 \times 10^{32} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . A medida da taxa de reação é dada em termos de uma *seção de choque* de interação  $\sigma$ , geralmente expressa em barns, onde  $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{cm}^2$ . A taxa de reação  $R$ , a luminosidade  $\mathcal{L}$ , e a seção de choque  $\sigma$  são relacionadas por

$$R = \sigma \mathcal{L}. \quad (3.5)$$

Com isso podemos escrever o número de eventos  $N$  de um processo em particular em um determinado intervalo de tempo integrando a taxa de reação com respeito ao tempo:

$$N = \sigma \int \mathcal{L} dt. \quad (3.6)$$

A quantidade  $\int_T \mathcal{L} dt$  é chamada de *luminosidade integrada*, e ela indica a quantidade de dados coletados no período de tempo  $T$ . A luminosidade integrada durante o *Run I* coletada pelo  $D\bar{O}$  foi de  $(130 \pm 166) \text{pb}^{-1}$ . Para o *Run II* espera-se atingir algo em torno de  $2 \text{fb}^{-1}$ .

---

<sup>1</sup>Mesmo sendo a energia um escalar, é comum definir uma componente transversa da energia depositada no calorímetro por uma partícula ou por um jato proveniente de uma interação.

### 3.3 O Feixe e o Colisor Tevatron

Com uma energia de centro de massa de 1,96 TeV, o Tevatron é atualmente o mais potente colisor de partículas do mundo. Ele tem a forma de um anel com aproximadamente 6 km de circunferência por onde circulam, em sentidos opostos, prótons e antiprótons a velocidades próximas a da luz. Sua estrutura é composta de magnetos supercondutores e cavidades de rádio frequência (RF). Os feixes de partículas são acelerados nas cavidades de RF ao mesmo tempo em que suas trajetórias são curvadas devido à ação dos magnetos supercondutores. Após cada feixe atingir a energia de 0,98 TeV, eles são postos a colidir em duas grandes áreas experimentais: BØ e DØ, onde estão localizados respectivamente os detectores CDF (Collider Detector at Fermilab) e DØ. O processo de aceleração das partículas compreende vários estágios. Aqui será dada uma visão simplificada dos principais estágios dos processos, que são descritos em detalhes na referência [53]. O acelerador, que é mostrado na Fig. 3.2, é constituído de oito componentes básicos:

- Pré acelerador Cockroft-Walton
- Acelerador Linear (*Linac*, **L**inear **A**ccellerator)
- *Booster* Síncrotron
- Injetor Principal
- Fonte de Antiprótons
- Debuncher, Acumulador
- Reciclador
- Acelerador Tevatron

O processo tem início quando átomos de hidrogênio recebem um elétron e tornam-se íons negativos que são acelerados por um multiplicador de tensão do tipo **Cockroft-Walton** de onde saem com energia de 750 keV. Esses íons, então, são injetados em um **Linac** de cerca de 150 m de comprimento, onde cavidades de rádio frequência (RF) em seqüência elevam sua energia para 400 MeV e então colidem com uma fina placa de carbono que arranca os dois

elétrons do íon, restando então apenas o próton. A partir daí, o feixe de prótons é direcionado para o **Booster** circular, que possui 75 m de raio, onde é mantido em órbita circular pela ação de dipolos e quadrupolos magnéticos para focalização do feixe, ao mesmo tempo em que é acelerado nas cavidades de RF até 8 GeV. Nesse estágio tem-se de 5 a 7 grupos (*bunches*) de partículas, cada um contendo  $5\text{-}6 \times 10^{10}$  prótons. Essa quantidade de partículas então deixa o *Booster* a caminho do próximo estágio de aceleração: o **Injetor Principal**.

O Injetor Principal é um síncrotron localizado tangencialmente ao acelerador **Tevatron** que eleva a energia do feixe até em torno de 150 GeV. Ele foi construído para a *Run II* do acelerador em substituição ao **Anel Principal**, que ficava junto ao Tevatron e operou durante o *Run I*. Essa mudança reduziu os *halos* do feixe assim como *backgrounds* vistos nos detectores durante a *Run I*. Com aproximadamente 3 km de circunferência, o Injetor Principal é capaz de liberar três vezes mais prótons para o Tevatron do que o Anel Principal, além de aglutinar os grupos de partículas provenientes do *Booster* em um único grupo de alta densidade que contém aproximadamente  $5 \times 10^{12}$  prótons, que após atingir a energia de 150 GeV, é finalmente dirigido ao Tevatron.

Ainda no Injetor Principal, grupos de partículas de 120 GeV são extraídos e postos a colidir com um alvo externo de níquel/cobre para produção de antiprótons. Os antiprótons produzidos no espalhamento são focalizados por uma lente de lítio que consiste de uma peça cilíndrica de lítio por onde passa uma corrente elétrica de alta amperagem (0,67 mA) que gera um campo magnético azimutal que age para focalizar partículas carregadas negativamente. Após isso, um magneto seleciona partículas de 8 GeV para os dois anéis de armazenamento.

O primeiro dos anéis de armazenamento é o chamado **Debuncher**. A função do *Debuncher* é usar as cavidades de RF para converter o feixe de antiprótons no espaço de fase de uma configuração, com uma pequena dispersão temporal e grande dispersão de momentum, para uma com grande dispersão temporal e com pequena dispersão de momentum. Depois eles são estocasticamente “resfriados” para reduzir suas oscilações transversas e conduzidos ao segundo anel de armazenamento chamado de **Acumulador**. O *Acumulador* situa-se no mesmo

túnel do *Debuncher* e tem como função continuar o “resfriamento” dos antiprótons que vão sendo acumulados a uma taxa de  $10^{12}$  antiprótons/hora. Daí os antiprótons são conduzidos ao anel de reciclagem (**Reciclador**) de 8 GeV, que consiste de um túnel compartilhado com o Injetor Principal. O *Reciclador* funciona como um pós-acumulador que acumula e resfria os antiprótons durante um período de 0,5-3h até atingir um total em torno de  $3 \times 10^{12}$  desses. Uma vez acumulados e acelerados a energia de 8 GeV, os antiprótons são extraídos e enviados ao Injetor Principal para serem acelerados até 150 GeV.

A última parte do processo consiste em injetar  $36 \times 36$  grupos de prótons e antiprótons de 150 GeV com 396 ns de espaço de tempo entre eles no colisor Tevatron onde circulam em sentido contrário sob a ação das cavidades de RF e de magnetos supercondutores que elevam suas energias a 0,98 TeV cada. Uma vez atingida esta energia eles colidem em dois pontos dentro do anel onde se localizam os dois grandes detectores do complexo: o **CDF** e o **DØ**. No centro dos detectores alcança-se a energia de 1,96 TeV. Com essa energia, são produzidas centenas de outras partículas com as mais diversas massas e energias cinéticas, que terão suas propriedades determinadas por um enorme e complexo sistema de detectores dispostos em torno da região de colisão.

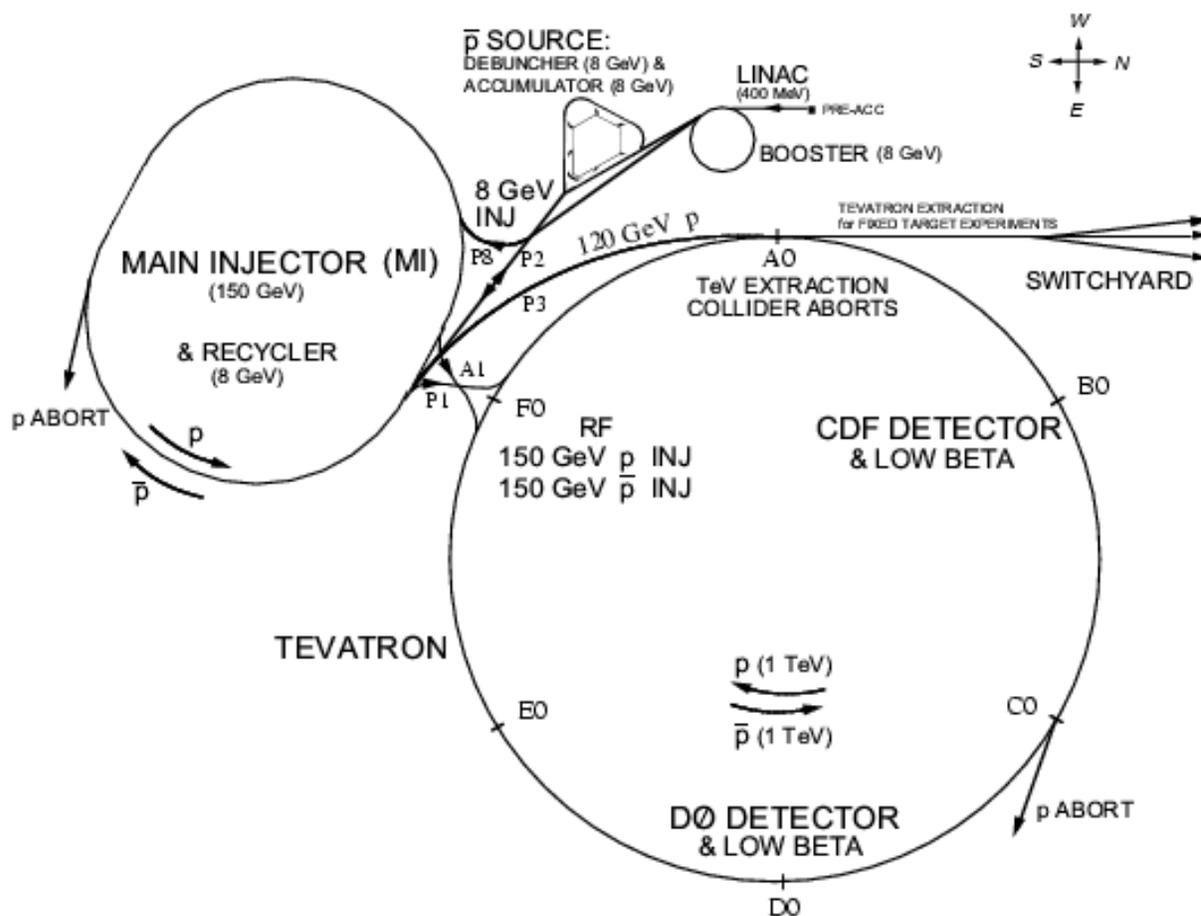
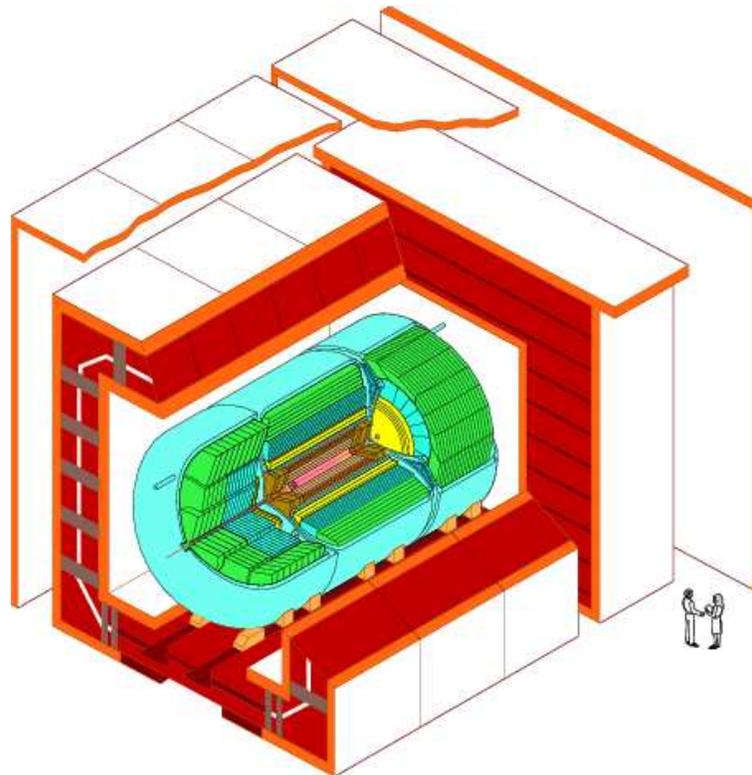


Figura 3.2: Visão do complexo do acelerador Tevatron do Fermilab.

### 3.4 O Detector DØ

O detector DØ [54] (Fig.3.3) é um detector de uso geral para o estudo de colisões  $p\bar{p}$  com energia de centro de massa de 1,96 TeV. Ele opera no Tevatron do Fermilab desde 1992 e seu projeto foi feito para o estudo de estados finais que contenham elétrons, múons, jatos e neutrinos resultantes dos processos de colisão que ocorrem em seu centro. Ele é usado principalmente no estudo de estados finais de grande massa e com grande momentum transversal (Física de alto  $p_T$ ). Recentemente o detector passou por um período de reforma para a *Run II* do acelerador, sendo modificado para permitir medidas de momentum e carga elétrica das partículas e também o estudo de fenômenos de baixo  $p_T$ . O detector DØ possui cerca de 13 m de altura, 12 m de largura e 20 m de comprimento e pesa aproximadamente 5500 toneladas e está montado sob uma plataforma móvel que pode ser deslocada dentro do laboratório.



**DØ Detector**

Figura 3.3: O detector DØ.

O detector para *Run II*, que é mostrado em corte na Fig. 3.4, é constituído de três partes

principais:

• **Inner Tracking System:** Essa é a parte mais interna do detector e permite registrar as trajetórias das partículas carregadas em uma grande faixa de pseudorapidez. O sistema baseia-se no princípio da ionização de um meio por uma partícula carregada e é composto de quatro subdetectores. Imediatamente em torno da linha do feixe encontra-se o *Silicon Microstrip Tracker* (SMT) utilizado para reconstruir vértices primários e secundários. Logo em seguida tem-se o *Central Fiber Tracker* (CFT) finamente segmentado, que permite um eficiente rastreamento na região central de pseudorapidez e, juntamente com o SMT, permite a reconstrução de traços e medidas de momentum de partículas carregadas. O SMT e o CFT estão imersos em uma região de campo magnético de 2 Tesla gerado por um solenóide supercondutor de 2,8 m de comprimento. Diretamente acima do solenóide, um sistema de *Central Preshower* (CPS) desempenha um duplo papel na detecção de partículas. Ele pode ser usado para o rastreamento de partículas carregadas e funcionar como um pré-calorímetro, fornecendo informação sobre a deposição de energia das partículas que atravessem o solenóide. Esse mesmo papel é desempenhado pelo *Forward Preshower* (FPS), localizado na região frontal de pseudorapidez.

O *Silicon Microstrip Tracker* (SMT), é o subdetector mais próximo à linha do feixe no  $D\emptyset$ . Sua principal função é a de fornecer informações para o rastreamento de partículas e reconstrução de vértices primários e secundários.

O detector é constituído de discos e módulos em forma de tambores. Nesse arranjo experimental são medidas as coordenadas  $r, \phi$  e  $z$  das partículas. Essa configuração dos detectores permite uma reconstrução tridimensional dos traços das partículas carregadas.

O Central Fiber Tracker (CFT) está localizado logo após o SMT, e junto com este tem a função de reconstrução de traços. O campo magnético de 2 T gerado pelo solenóide também permite ao CFT realizar medidas de momentum transverso de partículas carregadas. O detector consiste de camadas bem próximas de tiras de fibras cintilantes montadas sobre suportes cilíndricos de fibra de carbono.

O *Central Preshower* (CPS) é baseado no mesmo princípio de fibras cintiladoras do CFT. O detector, de forma cilíndrica, fica localizado em um espaço de 51 mm existente entre o solenóide e o calorímetro central. O CPS tem uma dupla função no DØ: Ao mesmo tempo em que ele mede o depósito de energia de uma partícula que atravesse o solenóide em direção ao calorímetro central, ele pode também rastrear uma partícula carregada, informando a posição da partícula em termos de  $\eta$ ,  $\phi$  e  $z$ , adicionando essa informação àquelas obtidas pelo SMT e pelo CFT.

O detector consiste de três camadas cilíndricas, cada uma contendo um arranjo de tiras cintiladoras que formam pequenos triângulos com fibras de desvio de comprimento de onda (*wavelength-shift*, WLS).

- **Calorímetro:** É atualmente o calorímetro de maior resolução instalado em um detector no mundo. Ele envolve todo o Sistema de Rastreamento Interno e é dividido em três partes: Calorímetro Central e Calorímetros Frontais, sendo cada uma dessas subdividida em uma parte eletromagnética e a outra hadrônica. A função do calorímetro é medir a energia depositada nele por partículas neutras ou carregadas, sejam elas elétrons, fótons ou hádrons. O balanço de energia feito pelo calorímetro nos permite inferir sobre a presença de partículas como múons e neutrinos, sendo que presença destas partículas reflete-se em ‘energia perdida’ (*missing energy*) pelo detector.

- **Sistema de Múons:** É a parte mais externa do detector DØ e responsável pela detecção de múons. O sistema é constituído de um toróide de ferro magnetizado combinado com câmaras proporcionais e de deriva (*proportional and drift chambers*) e com cintiladores para identificação e reconstrução de traços de múons.

### 3.4.1 Calorímetro

Um dispositivo que mede a energia depositada por uma partícula ou por um grupo de partículas, absorvendo-as, é chamado de **calorímetro**. Quando uma partícula interage com o material do calorímetro ela gera uma quantidade de partículas em cascata que depende de sua energia inicial.

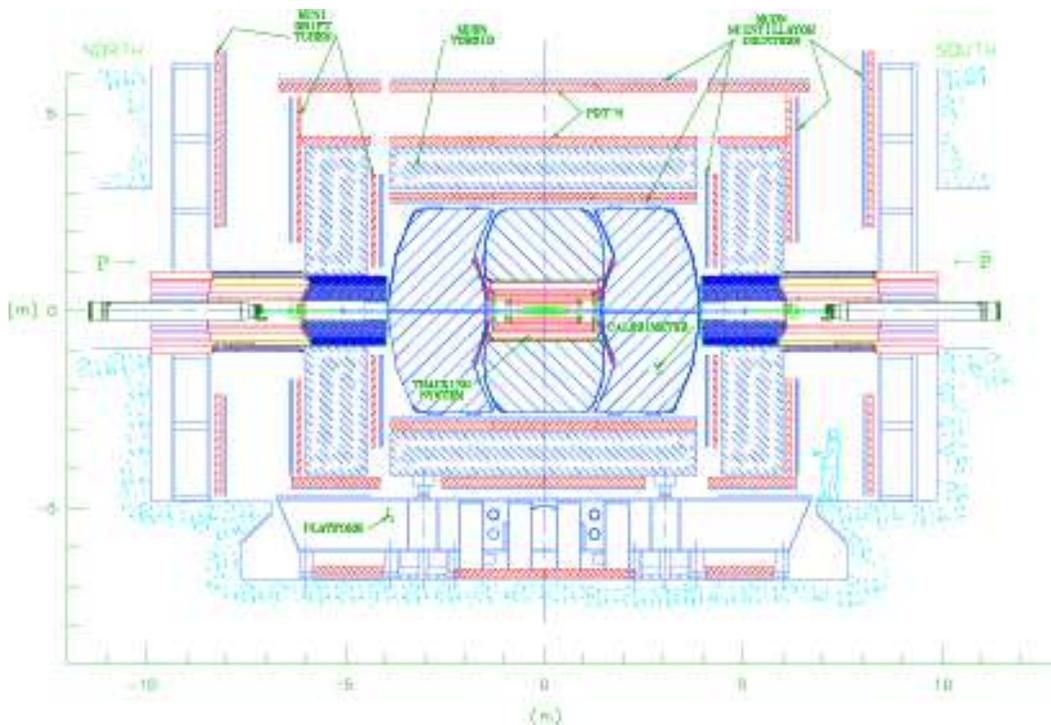


Figura 3.4: Visão em corte do detector DØ, mostrando seus subdetectores.

Existem dois tipos de calorímetros, que dependem se a partícula incidente gera uma reação em cascata (chuveiro) eletromagnética ou hadrônica. Cada tipo de calorímetro é otimizado para maximizar a rejeição ao outro tipo de chuveiro.

Atualmente, o calorímetro é um detector de fundamental importância na Física de Altas Energias, já que além da sua utilização na detecção de partículas carregadas, ele é o único dispositivo disponível para detecção de partículas neutras, permitindo a medida do balanço de energia entre a que foi gerada na colisão e a depositada no detector, de onde podemos inferir a presença de partículas fracamente interagentes como neutrinos.

### Geometria do Calorímetro

O calorímetro do DØ (Fig. 3.5) é do tipo calorímetro de amostragem com urânio empobrecido como meio absorvedor e argônio líquido como meio de ionização.

O calorímetro é dividido em módulos, cada um deles formado por células de detecção posicionadas radialmente que contém o material absorvedor e os detectores de sinais

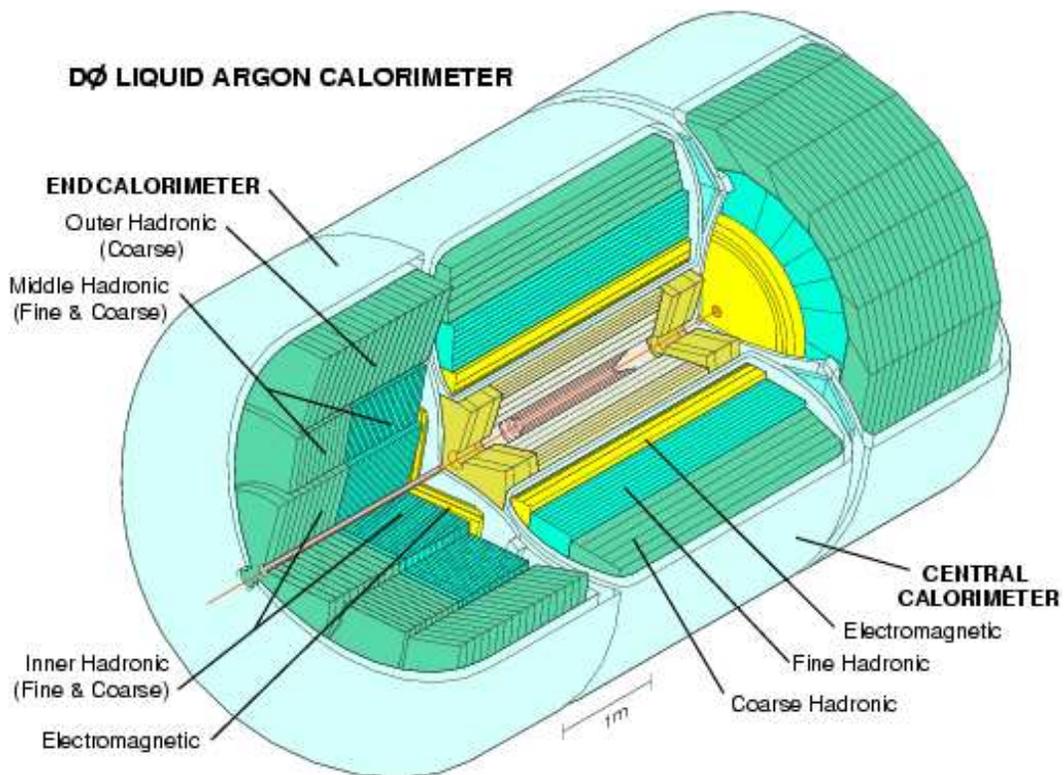


Figura 3.5: Visão em corte do calorímetro do DØ.

provenientes da ionização. Cada célula dessas, que é mostrada na Fig. 3.6, é constituída de placas de urânio para absorção e produção de sinais através das chamadas *signal boards*. O espaço de 2,3mm entre cada placa é preenchido por argônio líquido. O sistema de sinais consiste de chapas de circuito impresso feitas com duas camadas de material isolante G10 de 0,5 mm de espessura que comprimem uma placa de cobre para leitura de sinais; a superfície externa da chapa de circuito é revestida com uma cobertura de epoxy resistivo. Durante a operação, as placas de urânio são aterradas, enquanto que uma tensão positiva de 2,0 - 2,5 kV é aplicada à cobertura resistiva. Quando as partículas, carregadas provenientes do chuveiro, atravessam o argônio líquido elas produzem traços de ionização. Os elétrons liberados são coletados pelas placas de sinais após um tempo de arrasto (*drift time*) da ordem de 450 ns, e induzem um sinal na placa de cobre.

Como o calorímetro funciona com argônio líquido como material ionizante, é necessário um conjunto de criostatos para manter a temperatura do argônio baixa. Para permitir o acesso

ao sistema central do detector ele foi segmentado em três partes, cada uma com seu próprio criostato: um calorímetro central (CC) e dois para os calorímetros de extremidades (CE).

O calorímetro central (Fig. 3.7) cobre a região central do DØ na faixa de pseudorapidez  $|\eta| < 1,2$  e consiste de três partes cilíndricas concêntricas de módulos. A parte eletromagnética possui quatro camadas de células. As duas primeiras medem o desenvolvimento longitudinal inicial do chuveiro até em torno de  $2X_0$ .<sup>2</sup> A terceira mede o máximo do chuveiro eletromagnético, em torno de  $7X_0$ . A última camada retém o restante do chuveiro em  $10X_0$ . Cada célula tem uma área transversa de  $0,1 \times 0,1$  em  $\Delta\eta \times \Delta\phi$ , com exceção da terceira que tem  $0,05 \times 0,05$  em  $\Delta\eta \times \Delta\phi$ . A parte hadrônica do calorímetro possui em torno de  $7-9\lambda$ <sup>3</sup> de comprimento e é dividida em quatro camadas de células, todas elas segmentadas em  $\Delta\eta \times \Delta\phi \approx 0,1 \times 0,1$ . A parte hadrônica tem dois tipos de módulos: 16 hadrônicos finos (HF) que medem chuveiros hadrônicos e 16 hadrônicos espessos (HE) que medem qualquer fluxo de energia que possa escapar do HF, além de reduzir a fuga de hádrons. O módulo HF compreende as três primeiras camadas ( de  $0,9\lambda$ ,  $1,0\lambda$ , e  $1,3\lambda$  de comprimento, respectivamente) das quatro do detector hadrônico. As células do módulo HF possuem placas de urânio-nióbio absorvedor de 6 mm de espessura, enquanto que o módulo HE consiste de uma única camada de  $3,2\lambda$  de comprimento com placas absorvedoras de cobre de 46,5mm de espessura.

As outras duas partes do calorímetro do DØ encontram-se em cada uma das extremidades do CC e cobrem uma região de pseudorapidez de  $|\eta| = 1,3$  a  $4,2$ . Cada calorímetro de extremidade consiste de três partes cilíndricas concêntricas de módulos. Contudo, a parte eletromagnética tem a forma de um disco voltado para a porção mais interna do calorímetro hadrônico. Ela difere da parte do CC apenas no fato de que suas duas camadas mais internas detectam chuveiros até  $2,3X_0$ , ao invés de apenas  $2X_0$ . A parte hadrônica do CE é dividida em uma parte interna de módulos HF e HE; uma intermediária (mediana) de módulos HF e HE e uma externa apenas com módulos HE. Todas as células tem segmentação transversa de  $0,1 \times 0,1$  em  $\Delta\eta \times \Delta\phi$ .

---

<sup>2</sup> $X_0$  é o chamado comprimento de radiação do material [55].

<sup>3</sup> $\lambda$  é o chamado comprimento de interação nuclear do material [55].

A segmentação do calorímetro pode ser visualizada na figura 3.7.

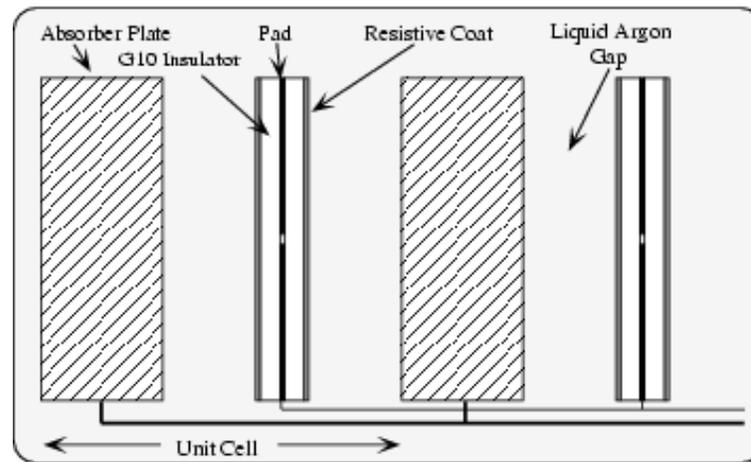


Figura 3.6: Visão de uma célula do calorímetro.

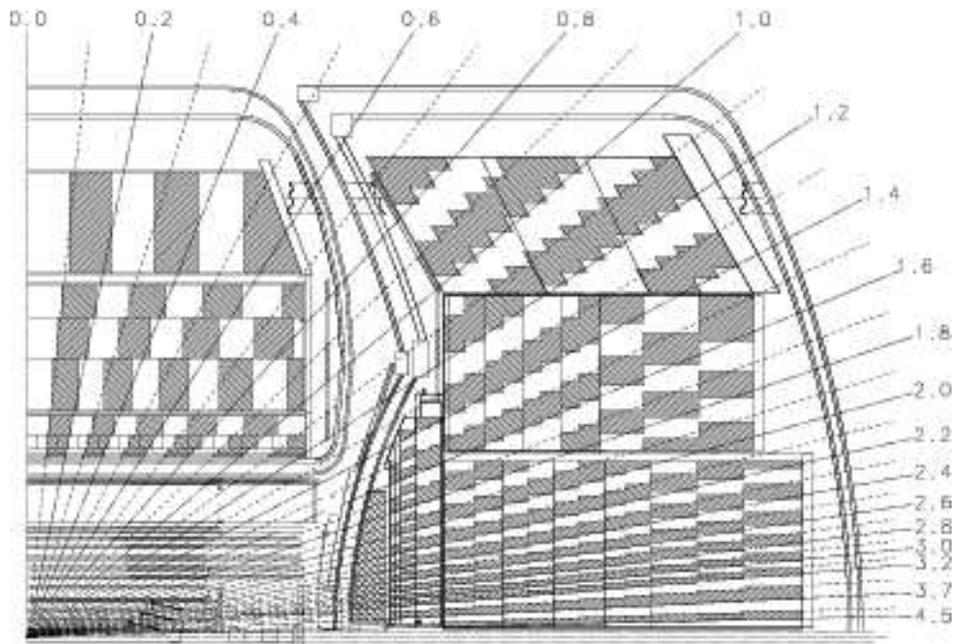


Figura 3.7: Segmentação do calorímetro visualizada em unidades de rapidez

## Performance do Calorímetro

A performance do calorímetro do DØ é bem conhecida, visto que se tem todas as informações de sua operação durante a *Run I*. A resposta para elétrons e píons foi linear com até 0,5% de acurácia. Resultados semelhantes são esperados para a *Run II*.

A resolução em energia é parametrizada como

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = C^2 + \frac{S^2}{E} + \frac{N^2}{E^2},$$

onde  $C$  é uma constante que representa as incertezas na calibração,  $S$  representa as flutuações na forma dos chuveiros e  $N$  é devido a ruídos. Os valores destas constantes são mostrados na tabela abaixo

|          | $C$               | $S$                                   | $N$                         |
|----------|-------------------|---------------------------------------|-----------------------------|
| Elétrons | $0,003 \pm 0,002$ | $0,157 \pm 0,005 \text{ (GeV)}^{1/2}$ | $\approx 0,140 \text{ GeV}$ |
| Píons    | $0,032 \pm 0,004$ | $0,41 \pm 0,04 \text{ (GeV)}^{1/2}$   | $\approx 1,28 \text{ GeV}$  |

### 3.4.2 Monitor de Luminosidade

O monitor de luminosidade [56] consiste de um conjunto de placas cintilantes plásticas posicionadas antes dos calorímetros frontais. Localizados a aproximadamente 135 cm do ponto central de colisão do detector DØ eles cobrem a região de pseudorapidez de  $2,7 < |\eta| < 4,4$ .

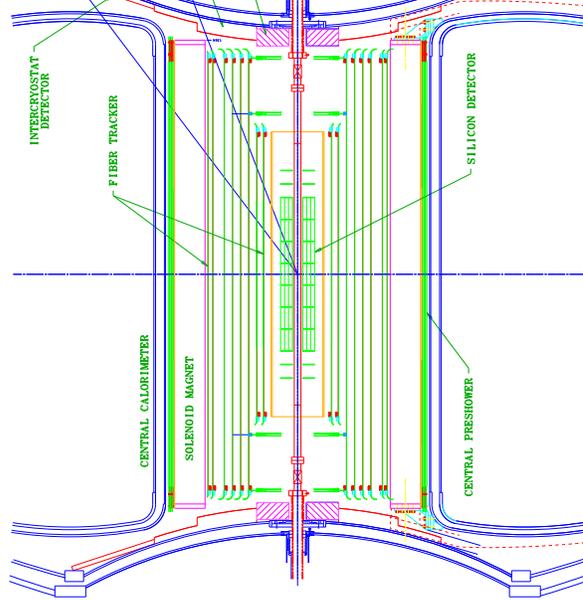


Figura 3.8: Vista lateral do monitor de luminosidade do detector DØ.

## 3.5 O FPD

Aqui será discutido o Detector Frontal de Prótons (*Forward Proton Detector* - FPD): sua localização, geometria, sistema de detecção, eficiência geométrica, resolução, bem como os tipos de eventos a serem analisados por ele e as modificações realizadas no colisor do Tevatron para seu advento.

A descrição apresentada refere-se ao FPD localizado junto ao detector DØ. Um arranjo semelhante está localizado junto ao CDF.

### 3.5.1 O Que é o FPD ?

O FPD [57] consiste de um conjunto de espectrômetros de momentum localizados ao longo do tubo do feixe em ambos os lados do detector DØ com o objetivo de se detectar prótons e/ou antiprótons produzidos em eventos difrativos no centro do DØ. Os espectrômetros são divididos em espectrômetros de dipolo e espectrômetros de quadrupolo, cujos detectores estão localizados em 18 *roman pots*<sup>4</sup> como mostra a Fig. 3.9. Nessa figura veêm-se as estações

<sup>4</sup>Esses *roman pots* foram projetados e construídos em Campinas pelos grupos de Física Experimental de Altas Energias do CBPF, da UERJ, da UFRJ e da UFBA em colaboração com os membros no Laboratório Nacional de Luz Síncrotron (LNLS).

de quadrupolos  $P1$  e  $P2$  do lado do próton e  $A1$  e  $A2$  do lado do antipróton. A orientação é indicada pelas letras  $U$  (*up*),  $D$  (*down*),  $I$  (*inside*) e  $O$  (*outside*). Do lado do antipróton destacam-se os espectrômetros de dipolo identificados como  $D1$  e  $D2$ . As distâncias de cada estação em relação ao ponto de interação no centro do detector, assim como as dos quadrupolos magnéticos  $Q$ , dos dipolos magnéticos  $D$  e dos separadores eletrostáticos  $S$  são mostradas na figura.

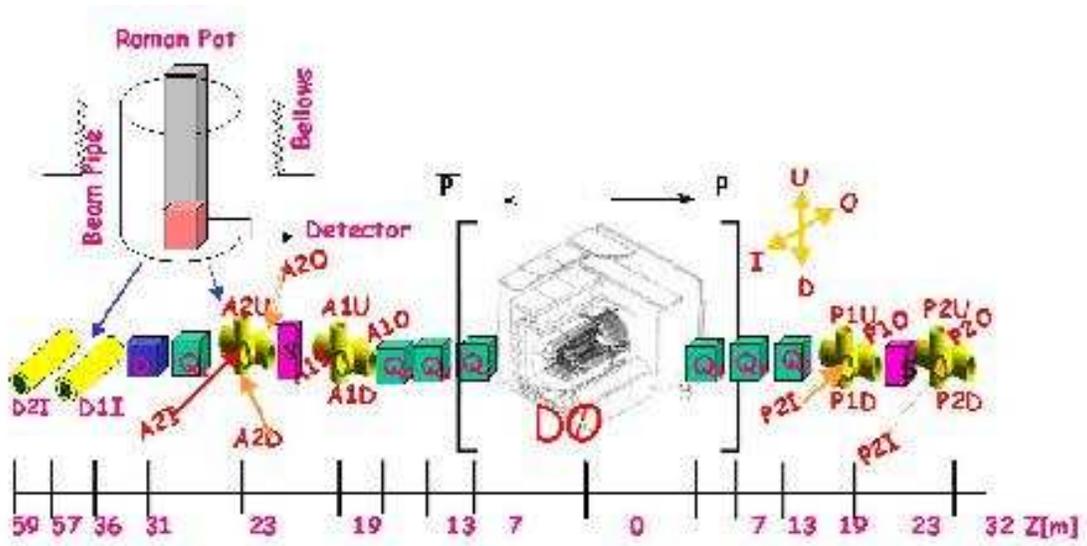


Figura 3.9: O FPD. A figura acima mostra um desenho do FPD localizado junto ao detector  $DØ$ , mostrando a distância dos *roman pots* do ponto central de interação.

O objetivo do FPD é detectar traços de prótons e/ou antiprótons e determinar seu momentum, ângulo de espalhamento ( $\theta \approx \sqrt{t}$ ) e suas coordenadas  $(x,y)$ . Para isso é desejável que os detectores em cada *roman pot* possam ser movimentados o mais simetricamente e o mais perto possível do feixe sem serem excessivamente contaminados pelo *halo* do feixe e por *backgrounds* do  $DØ$ . Amostras de eventos elásticos podem ser usadas *off-line* para determinar a posição do feixe através das taxas de eventos elásticos em cada *roman pot*. Uma outra alternativa é fazer o gráfico das taxas de eventos elásticos versus posição dos pots quando os detectores são inseridos e então determinar a posição do feixe através de uma gaussiana na parte central da distribuição obtida. A incerteza na posição do feixe é estimada em  $100 \mu\text{m}$ , que é comparável a resolução de posição do detector.

As modificações feitas no acelerador do Tévatron consistiram de aproximar os quadruplos magnéticos do detector DØ de modo a criar um espaço para colocação do FPD na região dos separadores eletrostáticos, como mostra a figura 4.1. A aproximação dos quadrupolos magnéticos demandaram uma mudança de alguns percentuais no gradiente do campo magnético, o que mesmo assim ficou abaixo do limite de operação a 1TeV, que é 140 Tesla/metro. Uma blindagem teve de ser feita para o Sistema de Múons com o objetivo de reduzir *backgrounds* em sua região.

Os *roman pots* necessitam de um alto vácuo para sua operação. Isto resultou na colocação de duas válvulas de vácuo em cada lado dos pots afim de não comprometer o nível de vácuo no separador eletrostático.

Os *roman pots* foram concebidos de forma a propiciar um rápido acesso e facilidade de remoção do tubo do acelerador, podendo ser substituídos por uma seção normal do tubo.

Cada *roman pot* consiste de uma pequeno compartimento de aço onde são encaixados os detectores de posição (fibras cintiladoras) mantidos isolados da bomba de vácuo, embora todo sistema permaneça no vácuo. Cada *roman pot* é compacto, possuindo um comprimento de 3,77 cm ao longo da linha do feixe, altura de 13 cm e largura de 7 cm. Essas dimensões foram projetadas dessa forma de modo a abrigar todo o sistema de fibras do detector. O *roman pot* pode ser movido para um vão durante a injeção do feixe e depois novamente para a posição de medida junto ao feixe. Um tubo cilíndrico acima do *roman pot* serve como guia das fibras do detector para os tubos fotomultiplicadores (*Photomultiplier Tubes* - PMT).

O *roman pot* é feito de uma chapa de aço de 2 mm de espessura, exceto por uma pequena janela de 2 cm em sua extremidade que corresponde a área ativa do detector. A janela é composta de pequenas folhas de aço inoxidável de 150  $\mu\text{m}$  com o objetivo de reduzir os múltiplos espalhamentos na região. No instante que o detector é colocado no *roman pot*, um epoxi de baixa viscosidade é injetado pelo tubo cilíndrico para preencher o espaço vazio ao lado dos detectores e uma tampa de aço é soldada no topo da caixa, formando assim um sistema estável de detectores.

O sistema de posicionamento dos detectores é baseado em dois potenciômetros lineares de alta precisão. O sinal de posição é então enviado para a Sala de Controle (*Main Control Room*), onde o movimento dos *roman pots* é monitorado. O sistema de posicionamento é capaz de prover deslocamentos com a precisão de até  $4 \mu\text{m}$ .

O detector de posição dentro de cada *roman pot* consiste de fibras de plástico cintilador dispostas em seis camadas com área de  $2\text{cm} \times 2\text{cm}$  de plástico cintilador (Fig. 3.10). O detector é composto de fitas empilhadas de quatro fibras cada orientadas de modo que o próton e/ou antipróton espalhado atravessasse todas as quatro fibras, maximizando a saída de luz para os PMT. A pilha de fitas possui um espaçamento de  $1/3$  de largura de fita.

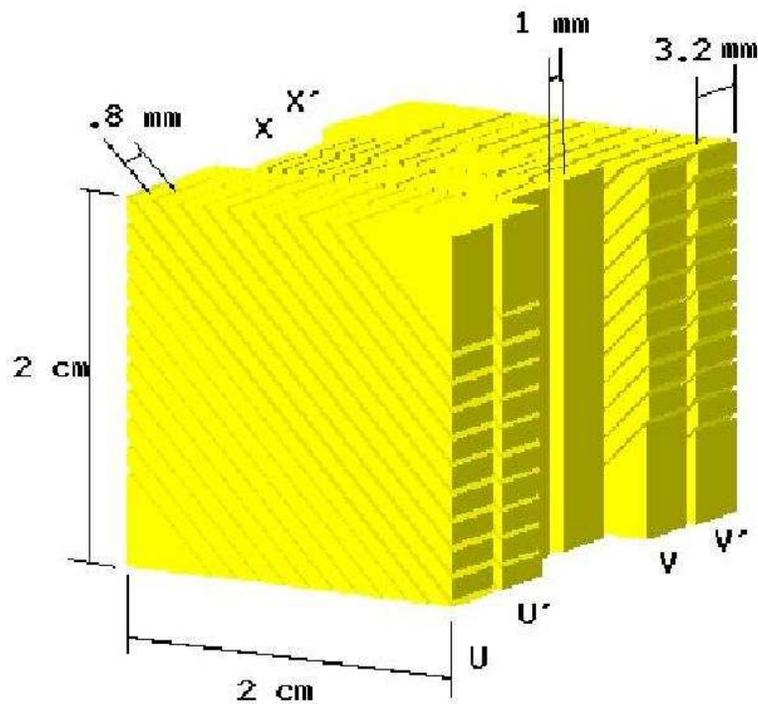


Figura 3.10: Geometria do cintilador mostrando os seis planos do detector.

# Capítulo 4

## Simulação de Eventos

Neste capítulo são apresentados os resultados obtidos a partir da simulação de eventos difrativos e não difrativos em colisões a altas energias através do método de Monte Carlo.

### 4.1 O Gerador de Eventos PHOJET

O gerador de eventos a altas energias utilizado neste trabalho foi o **PHOJET** [41], que utiliza o método de Monte Carlo para simular colisões, implementando o Modelo a Partons de duas componentes (*Dual Parton Model*, DPM). O objetivo do programa é permitir um estudo das interações hadrônicas (difrativas e não-difrativas) em uma faixa de energia de  $2 \text{ GeV} < \sqrt{s} < 2000 \text{ GeV}$  através do cálculo de seções de choque e da geração de um estado hadrônico final de múltiplas partículas. Aqui é utilizada a idéia da unitarização para um tratamento unificado dos regimes *soft* e *hard* da interação. Correções na unitariedade são necessárias pois uma interação mediada pela troca de um único Pomeron viola a unitariedade a altas energias.

O DPM é um modelo fenomenológico que utiliza a expansão da QCD para valores grandes de  $N_c$  (número de cores) e de  $N_f$  (número de sabores), em conjunto com idéias gerais de unitariedade e dualidade, teoria de reggeons de Gribov [58] e de uma descrição partônica dos hádrons. Neste modelo, a produção de partículas se dá em duas etapas: (1) separação de cor devido à interação e (2) fragmentação de objetos com cor em cordas (*strings*) e sua posterior hadronização.

O Modelo a Partons de duas componentes é assim chamado pois unifica as componentes

*soft* e *hard* das interações a altas energias através de um esquema de unitarização. No modelo, os processos *soft* são tratados no âmbito da teoria de Regge, enquanto os processos *hard* são tratados no âmbito da QCD perturbativa. A altas energias, interações *soft* e *hard* são descritas pela troca de um único Pomeron. Assim a seção de choque total pode ser calculada integrando-se e somando-se sobre todos os possíveis estados intermediários com momenta  $q_i$ . Contudo, devemos separar a integração sobre os momenta em duas partes, a integração sobre os momenta com  $q_i < p_{\perp}^{corte}$ , que corresponde apenas a processos *soft*, e  $q_i \geq p_{\perp}^{corte} \gg \Lambda_{QCD}$ , relativo à parte *hard* da interação, se tivermos pelo menos um estado intermediário representando um alto momentum transferido. O corte no momentum transversal  $p_{\perp}^{corte}$  no **PHOJET** é da ordem de 2,5 - 3 GeV/c.

Parte deste trabalho concentra-se na produção de jatos a altas energias. Para  $p_{\perp} \gg \Lambda_{QCD}$ , a seção de choque (*hard*) para tal processo em uma colisão hádron-hádron é dada por [58]

$$\frac{d\sigma^{hard}}{dp_{\perp}} = \int dx_1 dx_2 \sum_{i,j,k,l} f_{i|A}(x_1, \mu^2) f_{j|B}(x_2, \mu^2) \frac{d\sigma_{i,j \rightarrow k,l}^{QCD}(s, t)}{dp_{\perp}} \Theta(x_1 x_2 s - 4p_{\perp}^2), \quad (4.1)$$

onde  $\Lambda_{QCD}$  é o parâmetro de escala da QCD,  $\mu^2$  é a escala de fatorização nos processos partônicos e  $f_{i|A}(x_1, \mu^2)$  e  $f_{j|B}(x_2, \mu^2)$  são as funções de distribuições de partons das partículas de estado inicial  $A$  e  $B$ . Como um hádron é constituído por partons, com cada um portando uma fração  $x$  do momentum do hádron, as funções de distribuição obedecem a

$$\sum_i \int x f_i(x, \mu^2) dx = 1, \quad (4.2)$$

onde a soma é realizada sobre os partons que constituem o hádron em questão.

Apesar da impossibilidade de se calcular as funções de distribuição (devido à sua componente não-perturbativa), se estivermos em um regime onde a QCD perturbativa pode ser aplicada (tipicamente  $\mu^2 \geq 4 \text{ GeV}^2$ ), a evolução das funções de distribuição é calculada pelas equações DGLAP [43]

$$\frac{df_{i|A}(x_1, \mu^2)}{d\log(\mu^2/\Lambda_{QCD}^2)} = \frac{\alpha_s(\mu)^2}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \sum_j f_{j|A}(y, \mu^2) P_{ij} \frac{x}{y}, \quad (4.3)$$

onde  $P_{ij}$  são as chamadas *splitting functions*, que representam a probabilidade de um parton  $j$  irradiar um outro parton,  $x$  é a chamada variável de Bjorken [44] e  $y$  é fração do momentum do hádron A levada por um parton que o constitui.

Tendo sido feita uma breve descrição do gerador de eventos utilizado, bem como algumas de suas particularidades, o passo seguinte é a descrição do processo de simulação e a apresentação das diversas distribuições das variáveis físicas de interesse para este trabalho.

## 4.2 Apresentação da Amostra Gerada

Apresentamos nessa seção algumas das distribuições das variáveis cinemáticas obtidas ao fim do processo de simulação de eventos difrativos e não-difrativos. Primeiro são mostradas distribuições para as partículas de estado final e após estas, as distribuições para os jatos, para os prótons difratados e por fim das variáveis difrativas.

### 4.2.1 Partículas de Estado Final

Elaboramos um programa que utiliza o **PHOJET** para simular uma colisão próton-antipróton com uma energia de centro-de-massa de 2 TeV, produzindo assim um estado final de partículas.

As distribuições apresentadas a seguir são referentes a uma amostra de 30.000 eventos de difração simples onde foi simulada a dissociação difrativa do antipróton e de 30.000 eventos não-difrativos. Nelas não foram aplicados cortes, de modo que representam em sua totalidade a saída do **PHOJET**.

Na verdade, podemos obter do **PHOJET** todas as informações sobre todas as partículas intermediárias produzidas na interação, porém como nosso interesse é reconstruir os jatos (de onde muitas dessas partículas provém) tal qual nos eventos reais, estamos interessados somente nas partículas de estado final, ou seja, aquelas que são registradas pelo experimento.

## Momentum Transverso

Na figura 4.1(a) é apresentada a distribuição de momentum transverso de difração simples. Ela tem uma forma típica de uma distribuição dessa natureza, mostrando a rápida diminuição do número de eventos com o aumento do momentum transverso.

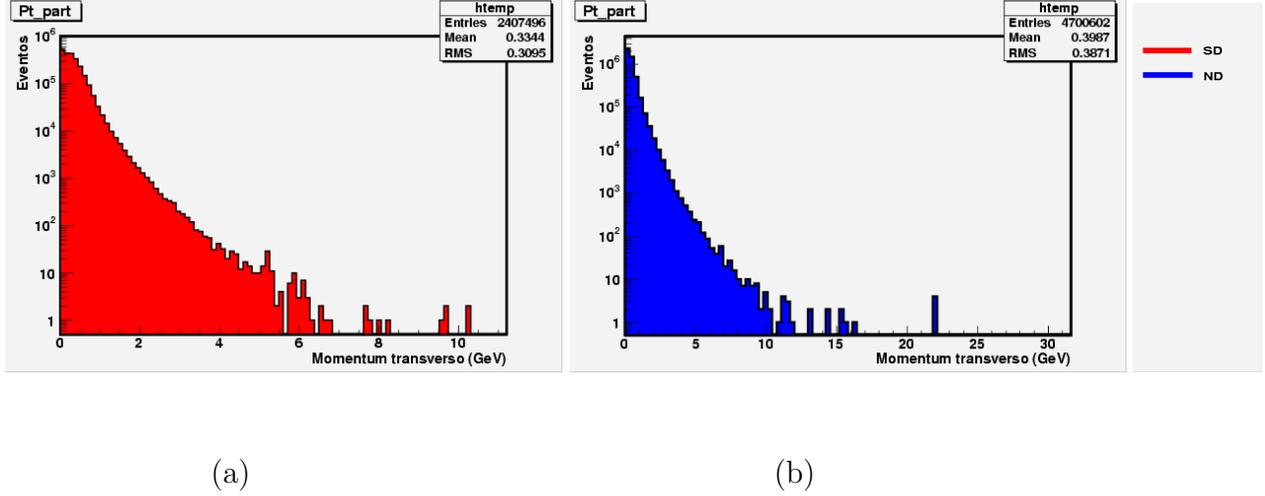


Figura 4.1: Distribuição de momentum transverso das partículas de estado final em eventos (a) de difração simples e (b) eventos não difrativos.

Comparativamente temos na figura 4.1(b) o mesmo tipo de distribuição só que para eventos não difrativos. Das duas figuras vemos que partículas produzidas em eventos não-difrativos podem atingir valores mais altos de momentum transverso do que aquelas produzidas difrativamente. Isto é explicado pelo fato de que o número de partículas provenientes de uma interação *hard* é muito maior em uma interação não-difrativa do que em uma difrativa, onde a maioria dos processos são do tipo *soft*.<sup>1</sup> Notamos também que o número de partículas produzidas em uma interação não-difrativa é significativamente maior do que em uma interação difrativa (aqui no caso, difração simples) com o mesmo número de eventos e mesma energia de centro de massa, já que, nas interações difrativas a altas energias, a troca de um singlete de côm implica na existência de regiões desprovidas de partículas (*rapidity gaps*)<sup>2</sup> enquanto nas

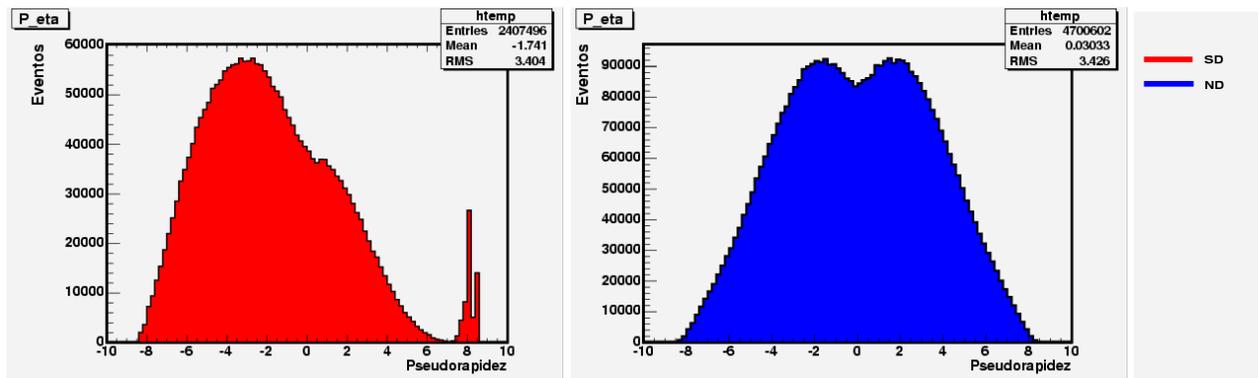
<sup>1</sup>Lembremos que o **PHOJET** faz uma diferenciação entre processos *soft* e *hard* baseada em um corte sobre o momentum transverso de  $\geq 2,5 - 3\text{GeV}/c$

<sup>2</sup>Aqui cabe um comentário: a idéia da “não existência” de partículas em uma situação real em um detector depende da eficiência do mesmo na detecção de partículas de baixos momenta transversos. Sendo assim, se o detector registra somente partículas que tenham um momentum transverso acima de um determinado valor,

interações não-difrativas a troca de um octeto de cor implica em hadronizações nas regiões onde haveria um *rapidity gap*.

## Pseudorapidez

Na figura 4.2(a) é mostrada a distribuição de pseudorapidez onde foi simulada a dissociação do antipróton. Nela vê-se uma cauda (concentração) na região em torno de  $\eta \approx 8,5$ , que é devida aos prótons difratados produzidos a baixo ângulo. Notadamente a região  $\eta < 0$  apresenta uma concentração maior de partículas, resultantes da dissociação do antipróton que entra do lado oposto. É exatamente entre as duas regiões supracitadas que ocorrem os *rapidity gaps* para cada evento, como mostra a figura.



(a)

(b)

Figura 4.2: Distribuição de pseudorapidez das partículas de estado final em eventos (a) de difração simples e (b) não-difrativos.

Na figura 4.2(b) é evidente a uniformidade da distribuição, já que não há nenhuma direção privilegiada para a produção de partículas resultantes da interação, produzindo assim a simetria observada em  $\eta$ .

---

partículas com um valor de momentum transversal menor do que aquele não serão detectadas, o que nos levaria a uma falsa conclusão sobre um *rapidity gap*.

## Ângulo Azimutal

As distribuições do ângulo azimutal ( $\phi$ ) para as partículas resultantes da simulação para difração simples e não-difrativo são mostradas respectivamente nas figuras 4.3(a) e 4.3(b). É observada a produção uniforme de partículas no ângulo azimutal para ambas.

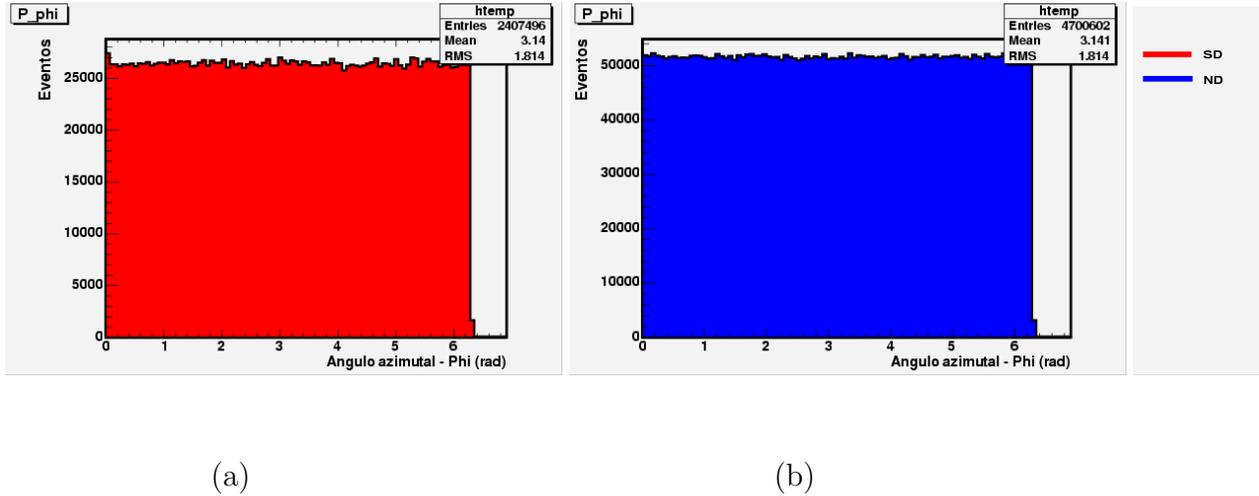


Figura 4.3: Distribuição de ângulo azimutal das partículas de estado final em eventos (a) de difração simples e (b) não-difrativos.

### 4.2.2 Jatos

Os jatos são reconstruídos a partir de um algoritmo que seleciona partículas de estado final geradas que se encontram dentro de um cone de raio  $R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} = 0,7$ . Aqui foi imposto um corte na energia transversa do jatos formados de 8 GeV (correspondente a energia mínima de um jato que pode ser medida pelo calorímetro do DØ) e um corte em  $\eta$  de modo que somente jatos na região  $|\eta| < 4,5$  são aceitos. Isso deve-se ao fato de que o calorímetro do DØ registra jatos até esse valor máximo em  $\eta$ .

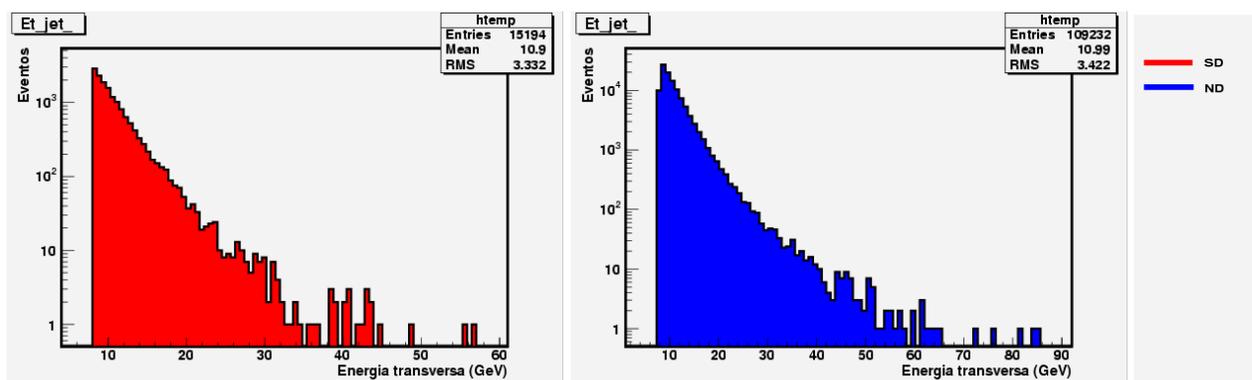
Tendo sido obtidos os jatos, têm-se acesso às diversas variáveis cinemáticas associadas a eles. Algumas delas são mostradas aqui.

As distribuições mostradas a seguir correspondem à simulação de 1 milhão de eventos, de difração simples e não-difrativos. Para todas as distribuições foi imposto um corte de 8 GeV na energia transversa de todos os jatos.

## Energia Transversa

As figuras 4.4(a) e 4.4(b) mostram, respectivamente, as distribuições de energia transversa de jatos produzidos em eventos de difração simples e não-difrativo. Ambas apresentam o mesmo decréscimo acentuado do número de jatos com o aumento da energia, ao mesmo tempo que fica evidente o efeito do corte em 8 GeV imposto para seleção de jatos.

Observa-se, no caso não-difrativo, maior número de jatos com mais altos valores de energia transversa. Essa diferença é originada pela troca de glúons (octetos de cor) entre os todos os quarks do próton e do anti-próton. Já no caso difrativo, o próton (ou o anti-próton) “sobrevive” após a interação.



(a)

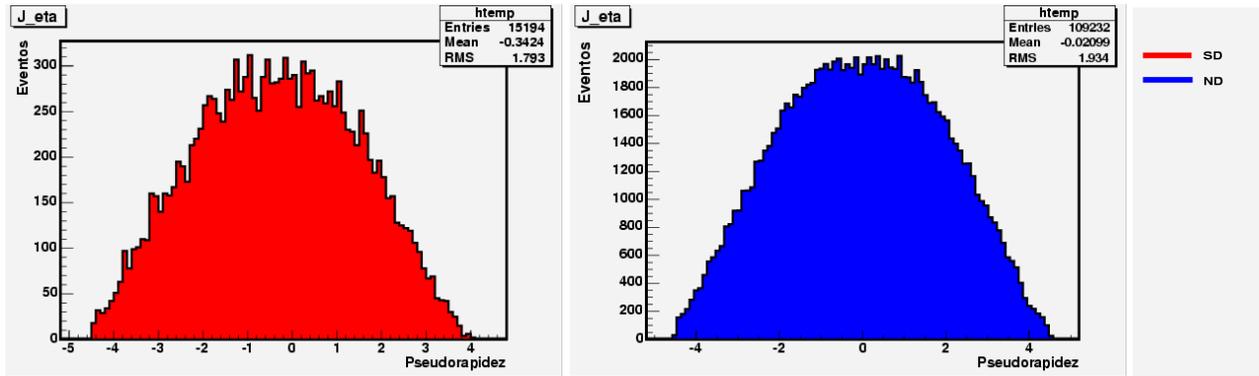
(b)

Figura 4.4: Distribuição de energia transversa de jatos em eventos (a) de difração simples e (b) não-difrativos.

## Pseudorapidez

Na figura 4.5(a) é mostrada a distribuição de pseudorapidez dos jatos gerados em eventos de difração simples. A média negativa da distribuição nos mostra uma maior concentração de eventos na região negativa em  $\eta$  devido a direção em que se dá a dissociação difrativa do antipróton. Sem o corte imposto para  $\eta$  foi observado que a distribuição da figura 4.5(a) apresentaria uma concentração de eventos até  $\eta \approx -5,0$ . Já a distribuição de eventos não-difrativos (figura 4.5(b)) apresenta o comportamento uniforme típico de uma distribuição de

pseudorapidez. Da mesma forma que na distribuição de eventos de difração simples, a ausência do corte em  $\eta$  implicaria em uma concentração de eventos até as regiões  $\eta \approx \pm 5, 0$ .



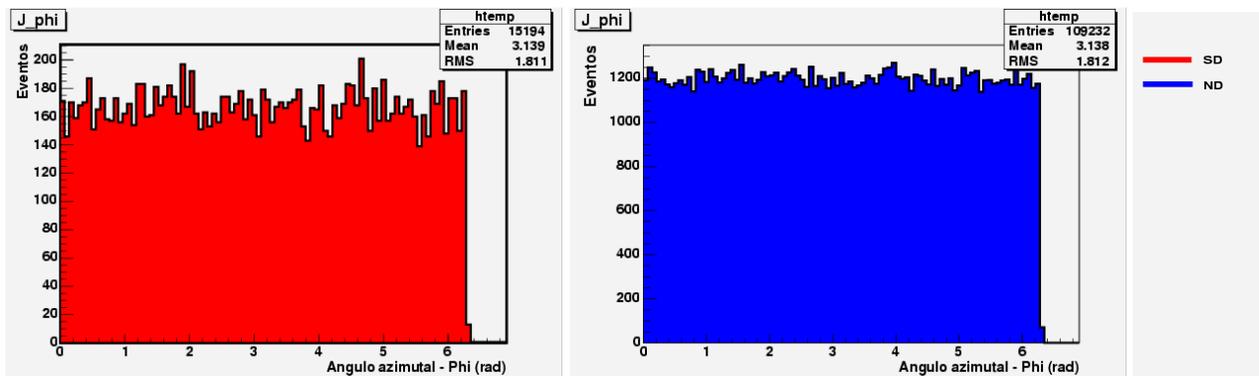
(a)

(b)

Figura 4.5: Distribuição de pseudorapidez de jatos em eventos (a) de difração simples e (b) não-difrativos.

### Ângulo Azimutal

Assim como na distribuição do ângulo azimutal ( $\phi$ ) para as partículas as figuras 4.6(a) e 4.6(b) mostram também uma uniformidade para a mesma distribuição para os jatos produzidos tanto na difração simples como em processos não-difrativos.



(a)

(b)

Figura 4.6: Distribuição de ângulo azimutal de jatos em eventos (a) de difração simples e (b) não-difrativos.

### 4.2.3 O Próton Difratado

As distribuições mostradas a seguir referem-se aos prótons difratados a baixo ângulo durante a simulação dos eventos de difração simples. A seleção de tais prótons foi feita através do uso de um algoritmo <sup>3</sup> após a seleção das partículas de estado final. Deve ser ressaltado aqui que algumas das distribuições apresentadas poderiam ser aquelas obtidas através da detecção do próton difratado, utilizando-se para isso um detector do tipo do FPD.

#### Momentum Total

Na figura 4.7 é mostrada a distribuição do momentum total do próton após a interação. Nela é evidente um pico de distribuição em torno de 1000 GeV/c, indicando aqueles prótons que perderam apenas uma pequena fração de seu momentum original, estando assim dentro da região cinemática onde a troca de um Pomeron é dominante em relação a troca de outras trajetórias de Regge, que é  $\xi < 0,05$  [57].

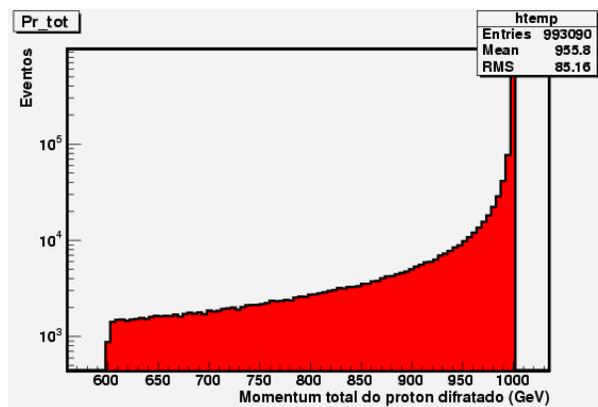


Figura 4.7: Distribuição do momentum total dos prótons difratados em eventos de difração simples.

O repentino crescimento da distribuição em torno de 600 GeV/c (o que corresponde a  $\xi \approx 0,4$ ) é devido a um corte interno do **PHOJET**. Tal fato não acarreta problemas de análise pois o referido corte encontra-se fora da região cinemática da difração por troca de números

<sup>3</sup>Este algoritmo, implementado no Programa Principal que executa o **PHOJET**, consiste em procurar por prótons que sejam provenientes do estado inicial de partículas e que não produzam outras partículas ao fim do processo de interação.

quânticos do vácuo <sup>4</sup>.

## Pseudorapidez

A distribuição em  $\eta$  para os prótons difratados é mostrada na figura 4.8. Ela corresponde exatamente à concentração de eventos em torno de  $\eta \approx 8,5$  observada na figura 4.2(a). Eventuais diferenças entre elas provém do fato de que o cálculo para a pseudorapidez das partículas foi feito em precisão simples (*real* ou *single precision*) enquanto que o mesmo cálculo para os prótons difratados foi feito em precisão dupla (*double precision*). Isso explica o fato da distribuição mostrada na figura 4.8 estende-se até  $\eta \approx 9,6$ , diferentemente da distribuição da figura 4.2(a), pois os valores de  $\eta$  são calculados a partir dos valores de  $\theta$  das partículas geradas na interação, que no caso dos prótons difratados são muito pequenos, escapando assim do cálculo feito com precisão simples.

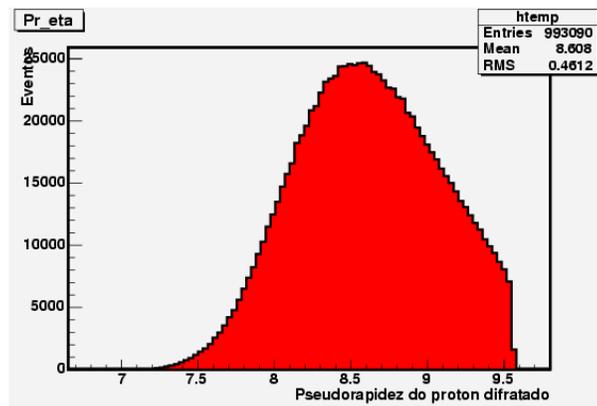


Figura 4.8: Distribuição em pseudorapidez dos prótons difratados em eventos de difração simples.

## Ângulo Azimutal

Na figura 4.9 é mostrada a distribuição de ângulo azimutal dos prótons difratados. Novamente pode ser vista uma uniformidade da distribuição, não indicando nenhuma direção privilegiada em  $\phi$  para a produção de tais partículas.

---

<sup>4</sup>No **POMWIG**, por exemplo, tal corte é feito pelo programa em  $\xi = 0,1$

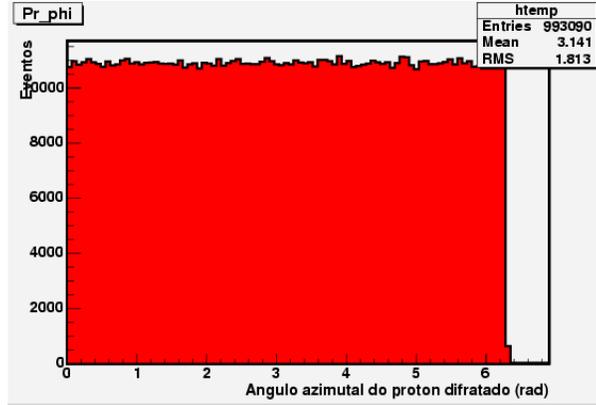


Figura 4.9: Distribuição de ângulo azimutal dos prótons difratados em eventos de difração simples.

#### 4.2.4 Variáveis Difrativas

Nesta seção são mostrados os resultados obtidos para algumas variáveis difrativas de interesse para este trabalho.

##### Quadrimentum Transferido

O quadrimentum transferido ao próton (canal  $t$ ) é calculado através da equação

$$t = -(p - p_{feixe})^2 \quad (4.4)$$

onde  $p$  é o quadrimentum do próton difratado e  $p_{feixe}$  é o quadrimentum do feixe inicial de prótons. Sua distribuição é mostrada na figura 4.10.

A forma da distribuição reflete um comportamento do tipo  $dN/d|t| \sim e^{-b|t|}$  [27]. Sendo  $b$  o *slope parameter* definido na seção (2.3.2).

##### Fração do Momentum Longitudinal do Próton

A fração do momentum longitudinal do próton que é levada pela trajetória de Regge (Pomeron) na interação difrativa é calculada a partir da própria definição da variável, ou seja, através da equação

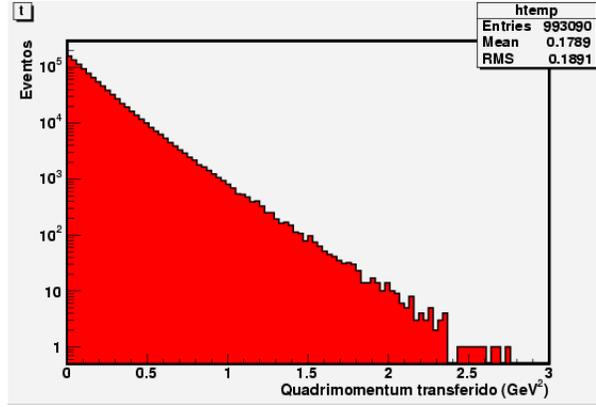


Figura 4.10: Quadrimentum transferido ao próton difratado em eventos de difração simples.

$$\xi = 1 - \frac{p_{final}}{p_{inicial}}, \quad (4.5)$$

sendo  $p_{final}$  e  $p_{inicial}$ , respectivamente o momento do próton antes e depois da interação.

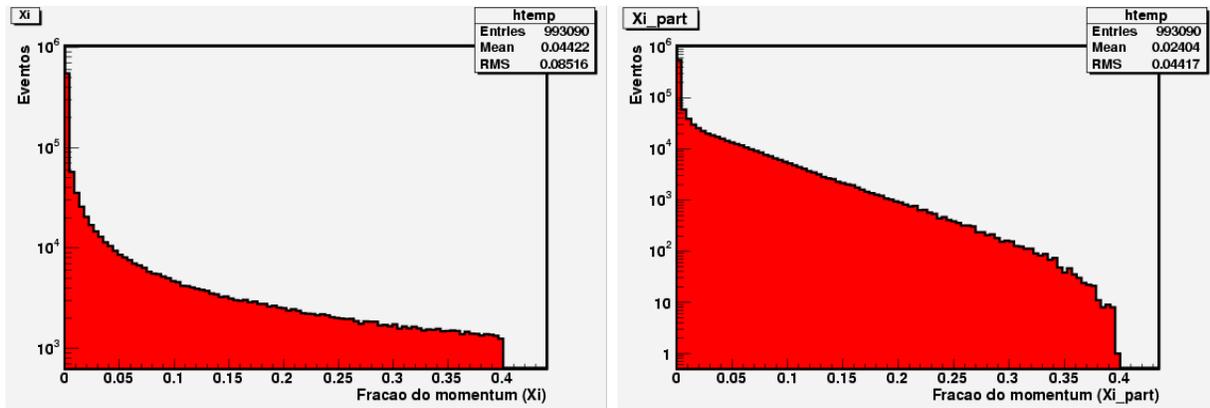
Os resultados para  $\xi$  através do uso equação 4.5, representariam, em termos experimentais, a detecção do próton difratado através da utilização de um detector do tipo FPD. Contudo, na ausência de um detector desse tipo, há uma outra maneira para se obter  $\xi$  de forma aproximada, através da equação [59]

$$\xi = \frac{\sum_i E_{iT} e^{-\eta_i}}{2E}, \quad (4.6)$$

onde  $E_{iT}$  e  $\eta_i$  são respectivamente a energia transversa (ver equação 3.4 do capítulo 3) e a pseudorapidez dos hádrons de estado final, excetuando-se o próton produzido difrativamente, e  $E$  a energia do próton (ou do antipróton) de estado inicial.

A distribuição obtida através de um algoritmo que implementa a Eq. 4.5 é mostrada na figura 4.11(a). Enquanto o cálculo realizado pela implementação da equação 4.6, tem como resultado a distribuição mostrada na figura 4.11(b).

Em ambas distribuições nota-se claramente o já supracitado corte em  $\xi = 0,4$  feito no próprio **PHOJET**.



(a)

(b)

Figura 4.11: Distribuição de  $\xi$  para eventos de difração simples calculada a partir da equação 4.5 (a) e calculada a partir da equação 4.6 (b).

Na figura 4.12 é mostrada a mesma distribuição da figura 4.11(b) para eventos não-difrativos.

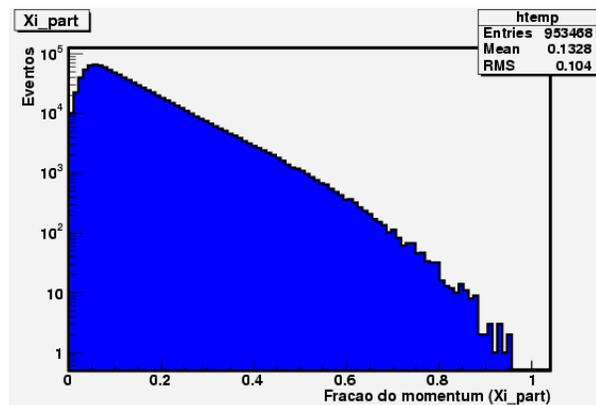


Figura 4.12: Distribuição de  $\xi$  para eventos não difrativos calculada a partir da equação 4.6.

## Massa Difrativa

A partir dos valores de  $\xi$  obtidos através da equação 4.5 os valores para a massa difrativa foram calculados usando-se a seguinte equação

$$M_X = \sqrt{\xi} \sqrt{s} \quad (4.7)$$

onde  $\sqrt{s}$  é energia de centro de massa da interação, no caso 2 TeV. Os valores obtidos para  $M_X$  são mostrados na distribuição da figura 4.13

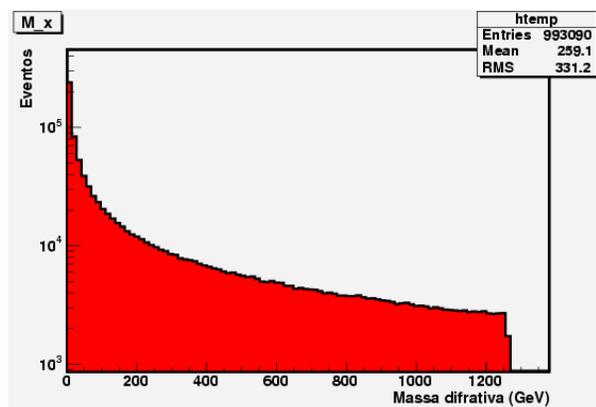


Figura 4.13: Massas dos sistemas difrativos produzidos em de eventos de difração simples.

### 4.2.5 Variáveis de *Gap*

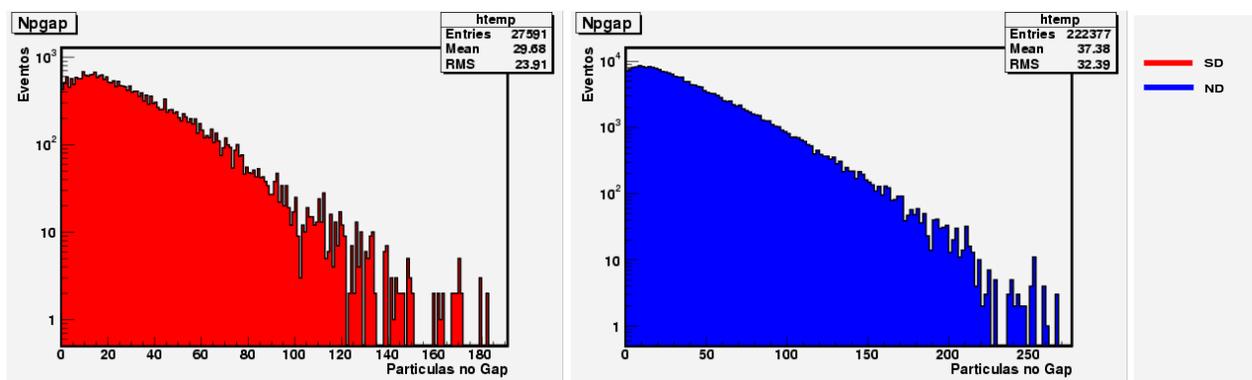
O *rapidity gap* é definido aqui como uma região de pseudorapidez compreendida entre  $\eta = 4.5$  (correspondente ao valor máximo em  $\eta$  no qual opera um detector típico de colisor como o calorímetro do DØ) e o valor de  $\eta$  do jato mais próximo no plano de  $\eta$ , a qual chamamos de  $\Delta\eta$ .

Deve ser ressaltado que mais uma vez não foram aplicados cortes na geração das distribuições a seguir, exceto aquele que garante jatos na região  $\eta < 4,5$ . Dessa forma, apesar da região de *rapidity gap* estar definida, ela é povoada de partículas produzidas na interação.

## Número de Partículas no *Gap*

Uma outra distribuição de significativo interesse é a do número de partículas na região de *Gap* para eventos de difração simples e não difrativos, apresentadas, respectivamente, nas figuras 4.14(a) e 4.14(b). Tendo sido definida a região de *rapidity gap* para cada evento, a referida distribuição é feita contando-se todas as partículas presentes na mesma região.

Comparando as figuras nota-se claramente, mais uma vez, que a quantidade de partículas produzidas nas interações não-difrativas é significativamente maior do que nas interações difrativas.



(a)

(b)

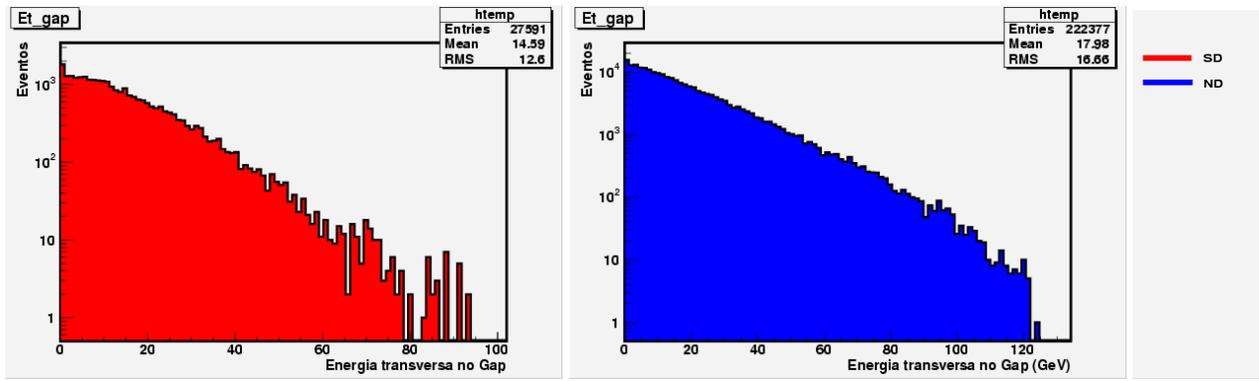
Figura 4.14: Número de partículas presentes na região de *rapidity gap* para eventos (a) de difração simples e (b) não-difrativos.

## Energia Transversa Depositada no *Gap*

Uma das informações a respeito das partículas presentes no *Gap* é sua energia transversa. A distribuição desse depósito de energia no *Gap* para os eventos de difração simples é mostrada na figura 4.15(a), enquanto que para os eventos não-difrativos é mostrada na figura 4.15(b).

Nelas fica evidente o maior número de depósitos de baixa energia. Sendo que nos eventos não-difrativos há um maior depósito de energia por largura de *Gap*.

Como já foi dito, em termos experimentais, partículas de baixas energias, apesar de presentes no *Gap*, não serão registradas nos detectores.



(a)

(b)

Figura 4.15: Energia transversa depositada no *Gap* por partículas produzidas na interação para eventos (a) de difração simples e (b) não-difrativos.

# Capítulo 5

## Determinação da Proporção de Eventos Difrativos.

Neste capítulo apresentamos o método de identificação da fração de eventos difrativos de uma amostra.

Em um primeiro momento são mostradas as distribuições de algumas variáveis difrativas de interesse, agora contendo cortes em algumas variáveis previamente selecionadas. Em seguida é feita uma comparação entre eventos de difração simples e não-difrativos através da fração do momentum do próton levada pelo Pomeron em cada um dos casos, sendo utilizado para isso o cálculo feito através da equação 4.6. Mostramos que esta variável é capaz de discriminar eventos difrativos de não-difrativos.

A proporção de eventos difrativos é obtida através de um *fit* (ajuste) feito separadamente para as distribuições difrativas e não-difrativas. A combinação de tais ajustes nos permite estimar a proporção de eventos difrativos em uma amostra que contenha os dois tipos de eventos. Finalmente, o método é aplicado à uma distribuição de eventos com uma proporção conhecida de eventos difrativos com o objetivo de testar sua validade e auto-consistência. Em seguida são aplicados cortes em algumas variáveis de interesse visando estudar o efeito de tais cortes sobre a proporção de eventos difrativos na amostra

## 5.1 Variáveis Difrativas e de *Gap*

Das variáveis apresentadas no capítulo anterior, foi escolhida a  $\Delta\eta$  com o objetivo de ilustrar a idéia de um *rapidity gap* e as de fração do momentum do próton difratado para serem usadas na análise a ser realizada neste trabalho.

### 5.1.1 Fração do Momentum Longitudinal do Próton Difrado

É sobre as distribuições mostradas a seguir que será feito o trabalho de se determinar a proporção de eventos difrativos de uma amostra de dados. Primeiramente elas serão mostradas isoladamente, ou seja, as difrativas separadas das não-difrativas - mas mesmo assim, contendo os mesmos cortes, para que sua posterior comparação possua sentido - e em seguida será mostrada sua superposição visando a determinação da fração de eventos difrativos.

Na figura 5.1 é mostrada a distribuição de  $\xi$  do próton difratado calculada a partir da equação 4.5, que como já dito, equivaleria a detecção do próton difratado por detector do tipo FPD. Nela foi aplicado o corte do número de jatos  $\geq 1$  para somente selecionar eventos *hard* e foi observada apenas a região cinemática  $\xi < 0,1$  porque os eventos difrativos ocorrem predominantemente em tal região.

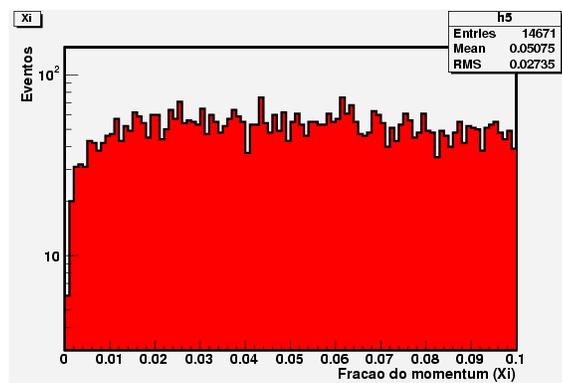


Figura 5.1: Distribuição de  $\xi$  para eventos de difração simples calculada a partir da equação 4.5

Em relação à figura 4.11(a) vemos que o corte imposto para a presença apenas de eventos que produzissem jatos causou uma forte supressão daqueles eventos contidos na região de baixos

valores de  $\xi$ , em particular para a região  $\xi < 0.05$ , evidenciando assim que eventos nos quais o próton perde apenas uma pequena fração de seu momentum longitudinal inicial - o que significa a troca de um singlete de cor com baixo momentum transversal - são produzidas partículas que não dão origem a jatos.

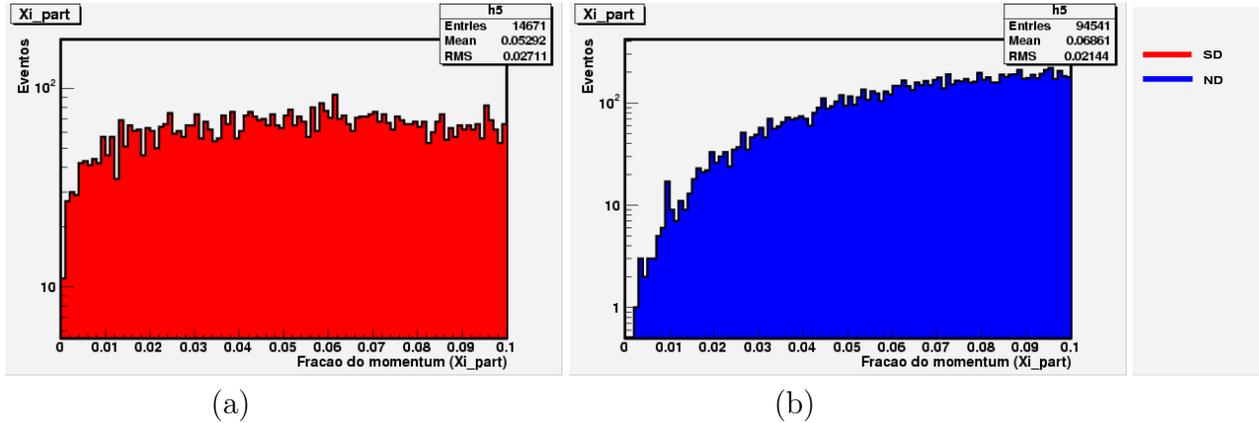


Figura 5.2: Distribuição de  $\xi$  para eventos de difração simples (a) e para eventos não-difrativos (b). Ambas calculadas a partir da equação 4.6 e com o requerimento de apenas eventos que contenham jatos.

A figura 5.2 mostra a importante comparação entre as distribuições de  $\xi$  calculadas através do uso da equação 4.6 para os casos difrativo e não-difrativos. Por ter sido aplicado à elas o mesmo corte da distribuição anterior, observamos um comportamento bastante similar da distribuição difrativa (figura 5.2(a)) com aquela da figura 5.1 nas condições em que foram concebidas agora. Em relação a distribuição para os eventos não-difrativos (figura 5.2(b)), chama à atenção a considerável diminuição do número de eventos desta se comparada com àquela da figura 4.12, em particular para a região de baixos valores de  $\xi$ , onde não foram produzidos jatos.

A figura 5.3(a) apresenta uma superposição das figuras 4.11(b) e 4.12 do capítulo anterior, enquanto a figura 5.3(b) apresenta a mesma superposição, contudo somente mostrando a região compreendida entre  $0 < \xi < 0,1$ .

A figura serve para destacar a contribuição muito mais significativa das interações difrativas em relação as não-difrativas na região de baixos valores de  $\xi$ .

A figura 5.4(a) equivale a figura 5.3(a) com o requerimento adicional do número de jatos

$\geq 1$ , ou seja, a seleção de eventos *hard*, enquanto a figura 5.4(b) equivale a figura 5.3(b) com o mesmo corte.

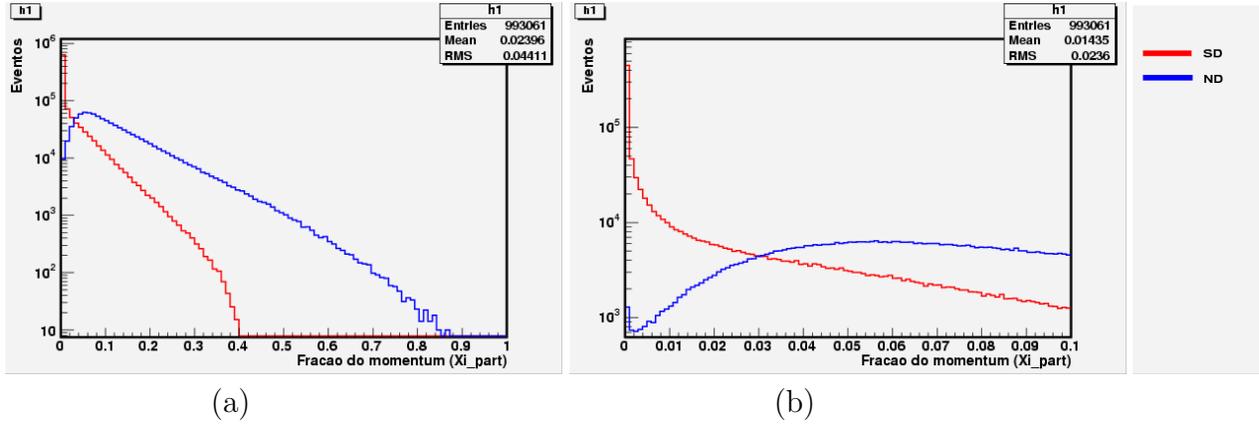


Figura 5.3: (a) Superposição das distribuição de  $\xi$  para eventos de difração simples (linha vermelha) e não-difrativos (linha azul). (b) A mesma superposição anterior na região  $0 < \xi < 0, 1$ .

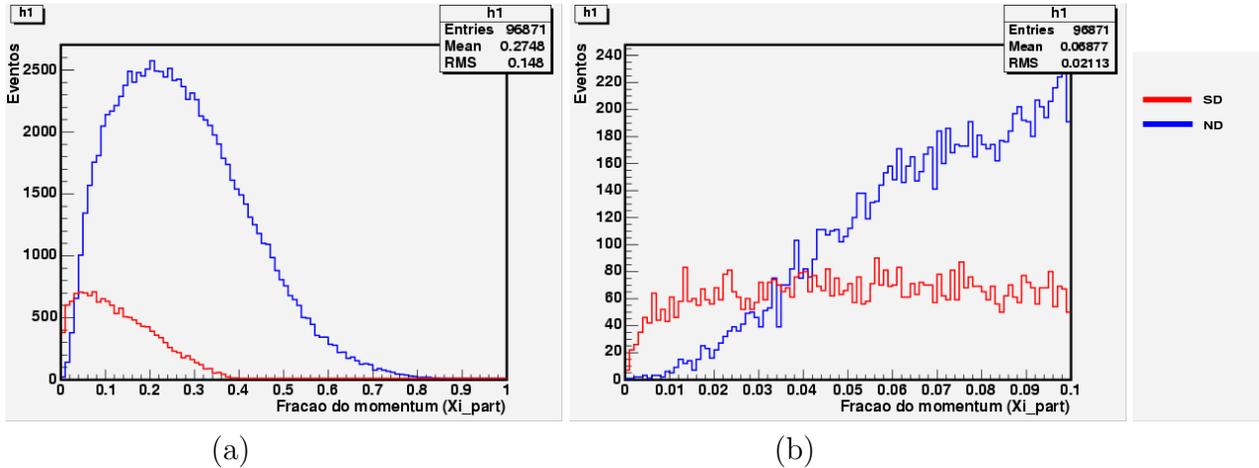


Figura 5.4: Superposições equivalentes as da figuras 5.3(a) e (b) mas com o corte do número de jatos  $\geq 1$ .

Observamos que ao impormos a condição de seleção de eventos *hard*, as distribuições de eventos difrativos são muito mais afetadas do que aquelas não-difrativas. A explicação para tal reside no fato das interações difrativas apresentarem contribuição maior de eventos *soft*.

Aqui é interessante uma comparação entre as duas formas de se calcular a fração do momentum do próton perdida na interação, ou seja, os valores obtidos através da equação 4.6 com aqueles obtidos com a relação 4.5, que equivaleriam a detecção do próton difratado.

Tal comparação é mostrada nos gráficos abaixo. Na figura 5.5(a) a comparação (erro relativo) entre as duas quantidades foi obtida sem nenhum corte sobre as variáveis cinemáticas. Contudo, na figura 5.5(b) foi aplicado o corte sobre o número de jatos para requerer apenas eventos *hard*. Observamos que na figura 5.5(b) a discrepância entre as duas quantidades é menor do que na figura 5.5(a), já que quando exigimos a presença de jatos estamos considerando eventos de alto momentum transverso - como já foi dito, foi requerido um corte de 8 GeV sobre a energia dos jatos - ou seja, partículas predominantemente na região central do detector. Dessa forma, a pseudorapidez na equação 4.6 tem seu valor aproximado àquele da rapidez original.

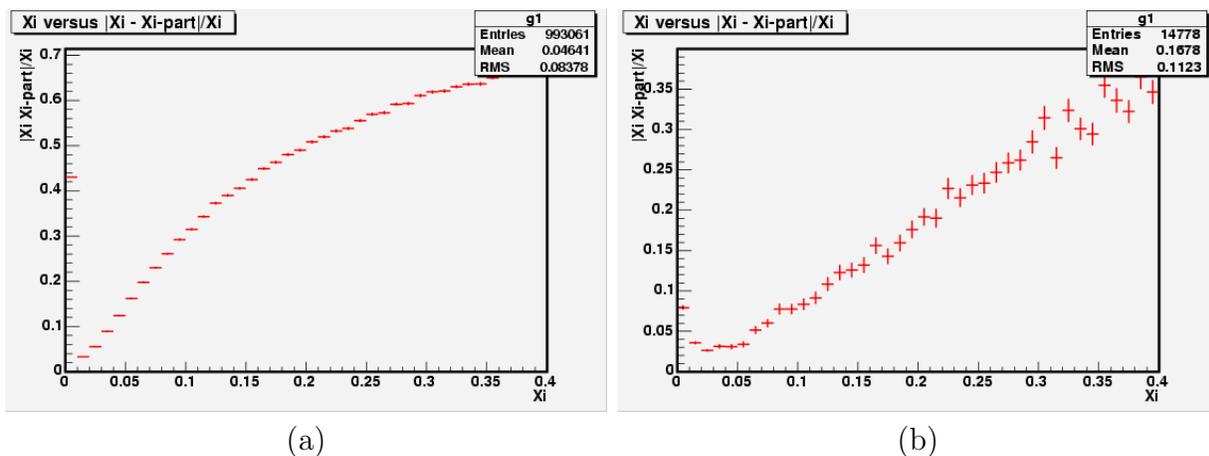


Figura 5.5: Comparação entre os valores da fração de  $\xi$  próton perdida na interação difrativa das duas formas apresentadas neste trabalho. Em (a) não há cortes sobre qualquer variável e em (b) há o corte requerendo a presença de pelo menos um jato no evento.

No ambiente do  $D\phi$ , são considerados como difrativos aqueles eventos nos quais não é registrada atividade de sinal nos dois lados do monitor de luminosidade. Dessa forma, aplicaremos tal corte exigindo que não haja sinais na região em pseudorapidez compreendida pelo monitor de luminosidade sobre cada uma das distribuições difrativas e não-difrativas apresentadas na figura 5.3 com o intuito de se estudar o efeito de tal corte sobre elas, assim como fizemos impondo a condição de pelo menos um jato por evento.

A figura 5.6 nos mostra tais distribuições quando impomos um corte requerendo que a atividade de sinais no monitor de luminosidade seja nula. A figura 5.6(a) nos mostra a fração do momentum do próton no intervalo  $0 < \xi < 0,2$  enquanto a figura 5.6(b) mostra o intervalo  $0 < \xi < 0,1$ .

O fato mais relevante aqui é que sob o efeito de tal corte o número de eventos difrativos reduz-se de 993061 para 617883. Uma redução de 37,78%. Enquanto que para eventos não-difrativos observamos uma redução de 954678 para 10008 eventos, ou seja, tal corte reduz em 98,95% o número de eventos não difrativos em uma amostra pura.

Aqui cabe o comentário que, na situação apresentada, são considerados como eventos difrativos apenas aqueles que não apresentam atividade na região do monitor de luminosidade, ou seja, demais eventos difrativos que produzem *rapidity gaps* em outras regiões não estão sendo considerados, de forma que o resultado apresentado não pode ser considerado representativo do total de uma amostra difrativa, apenas de parte dela. Enquanto que para os eventos não-difrativos observamos que o corte efetuado elimina quase todos os eventos dessa natureza na amostra.

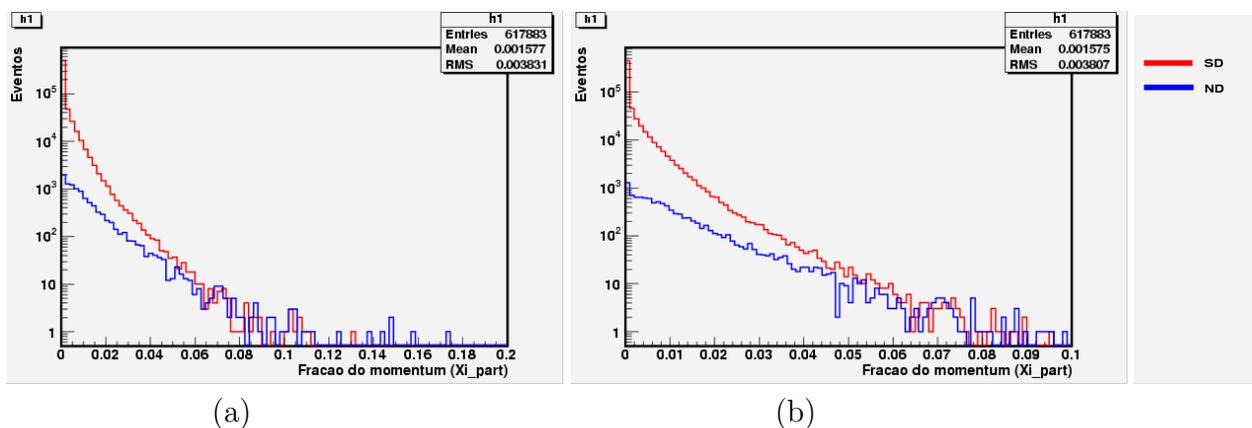


Figura 5.6: Superposições equivalentes as da figuras 5.3(a) e 5.3(b) requerendo ausência de atividade no monitor de luminosidade.

## 5.2 Determinação da Proporção de Eventos Difrativos

Nesta seção será feita a determinação da proporção de eventos difrativos em uma amostra. Tal determinação será feita tendo como base um ajuste feito sobre a distribuição de  $\xi$  obtida através do uso da equação 4.6 para eventos difrativos e não-difrativos.

O método utilizado será aplicado em distribuições com uma proporção conhecida de eventos difrativos com o intuito de testar sua validade e auto-consistência. Tendo feito isto,

aplicaremos o método para as mesmas distribuições, agora com cortes sobre certas variáveis de interesse. O objetivo é comprovar se o modelo desenvolvido é capaz de calcular a referida proporção mesmo com a presença de cortes.

Faremos um ajuste para cada distribuição e, a partir daí, uma combinação linear das duas funções de ajuste, e comparando com uma distribuição com proporção conhecida de eventos difrativos em relação aos não-difrativos, e dessa forma estudar se os parâmetros de ajuste da combinação linear reproduzem a proporção de eventos difrativos, ou seja, estamos buscando uma função de ajuste da forma

$$F = af_{ND} + bg_{SD},$$

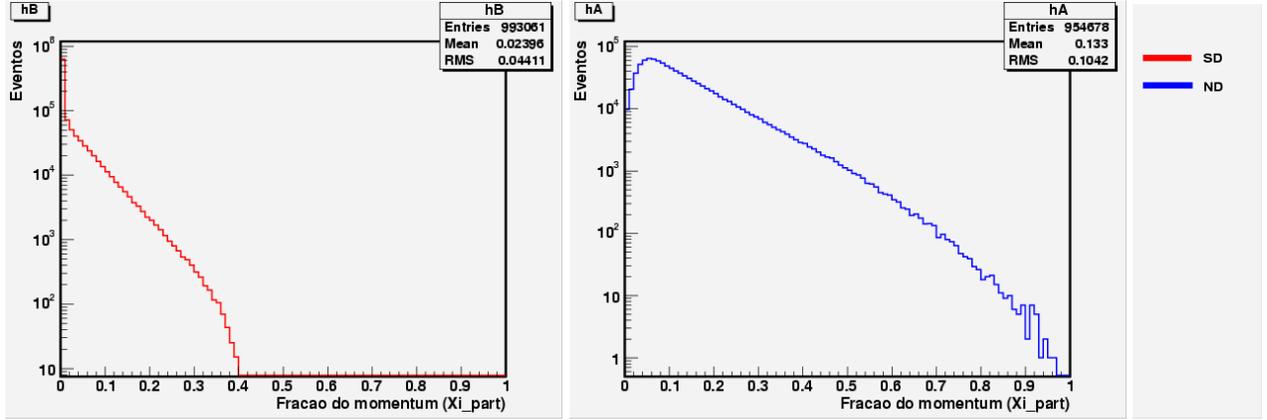
onde  $f_{ND}$  é a função que faz o ajuste da distribuição de eventos não-difrativos,  $g_{SD}$  é a função que faz o ajuste da distribuição difrativa e  $a$  e  $b$  são os parâmetros de ajuste.

O primeiro modo de se obter tais parâmetros é buscar um polinômio de grau superior para cada uma das distribuições e então combiná-los de forma que possam reproduzir a proporção de cada tipo de evento em uma distribuição composta. Todavia tal método pode apresentar problemas de convergência ao se combinar os dois ajustes, além do fato de, ao fazermos um ajuste utilizando funções, abrimos mão do conhecimento dos eventuais erros estatísticos da amostra.

A solução encontrada foi a de fazer o ajuste através das próprias distribuições *bin* por *bin*, evitando-se assim os problemas acima mencionados. Neste método, duas distribuições padrões são combinadas de modo que se possa obter a proporção de cada uma delas em uma amostra composta contendo eventos difrativos e não-difrativos.

A figura 5.7 mostra as distribuições sobre as quais o ajuste é feito sem a utilização de qualquer corte sobre as variáveis cinemáticas. A figura 5.7(a) mostra a distribuição para eventos difrativos enquanto que a figura 5.7(b) para os não-difrativos.

Com o intuito de se testar o método, aplicâmo-lo a uma amostra composta com 957632 eventos, sendo que destes 98976 são difrativos, ou seja, em torno de 10,34 % da amostra.

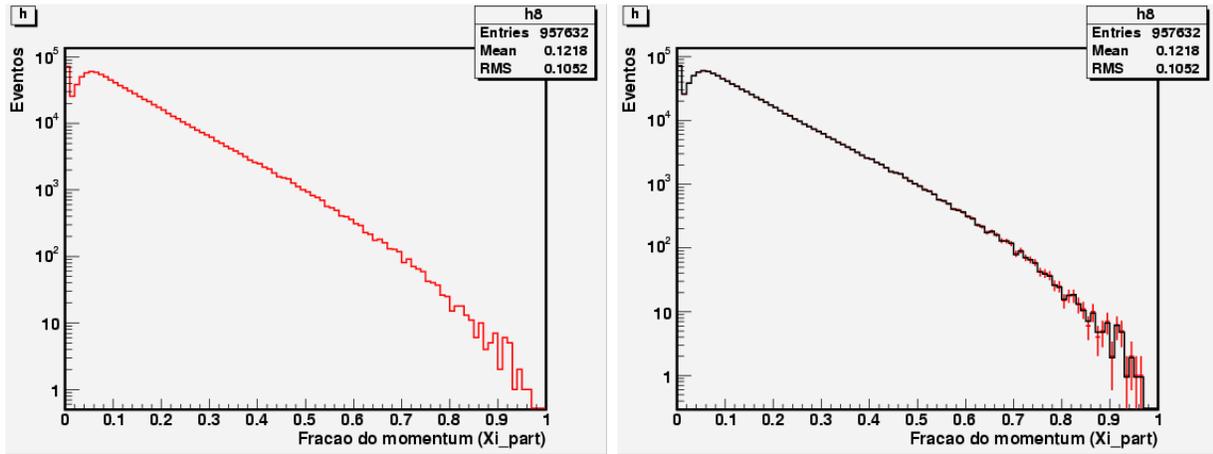


(a)

(b)

Figura 5.7: Distribuição padrão de  $\xi$  com um ajuste associado para eventos de difração simples (a) e para eventos não-difrativos (b).

A figura 5.8(a) mostra a distribuição da fração do momentum do próton difratado da composição supracitada, enquanto que a figura 5.8(b) mostra a mesma distribuição com as barras de erro associadas.



(a)

(b)

Figura 5.8: Distribuição de  $\xi$  em uma amostra composta de eventos de difração simples e não-difrativos.

Após ser feito o ajuste através das duas distribuições padrões, obtemos a seguinte função de ajuste

$$F = (0,8962 \pm 0,0014)f_{ND} + (0,1038 \pm 0,0005)g_{SD},$$

ou seja, a proporção encontrada de 10,38%, com erro de 0,05%, de eventos difrativos na amostra

confirma com boa precisão a eficiência do método.

O mesmo pode ser feito para uma amostra composta com 965746 eventos, sendo 297951 difrativos, ou seja, uma percentagem de aproximadamente 30,85%.

A distribuição composta utilizada agora é mostrada na figura 5.9. A fração do momentum do próton difratado é mostrada na figura 5.9(a) enquanto que a figura 5.9(b) mostra a mesma distribuição com as barras de erro associadas.

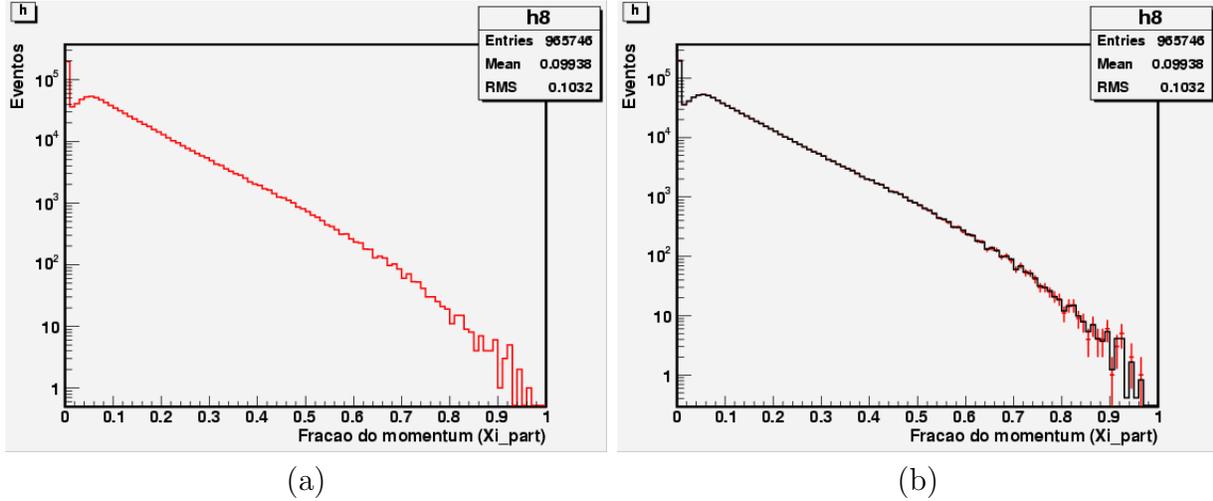


Figura 5.9: Distribuição de  $\xi$  em uma amostra composta de eventos de difração simples e não-difrativos.

Após o ajuste obtemos para a função procurada

$$F = (0,6912 \pm 0,0012)f_{ND} + (0,3088 \pm 0,0008)g_{SD},$$

onde o valor de 30,88% e o erro associado de 0,08% nos mostra novamente uma boa concordância entre as proporções.

Uma aplicação de interesse para este método é o estudo de como uma amostra composta contendo eventos difrativos e não-difrativos pode ter suas proporções de eventos difrativos e não-difrativos alteradas quando aplicamos cortes sobre ela.

Abordaremos dois tipos de cortes aqui. No primeiro pedimos a presença de pelo menos um jato em cada evento, ou seja, a presença apenas de eventos *hard* para as duas amostras compostas estudadas até aqui. No segundo, que não seja registrado nenhum *hit* (sinal) no

monitor de luminosidade, ou seja, estaremos requerendo a presença de um *rapidity gap* na região do monitor de luminosidade.

Em ambos os casos aplicaremos o modelo com o intuito de comprovar sua validade no cálculo das proporções desejadas quando aplicamos tais cortes sobre as amostras compostas.

### 5.2.1 Eventos que contenham pelo menos um jato

Aqui exige-se que cada evento tenha um número de jatos maior ou igual a 1.

A figura 5.10 é a mesma da figura 5.7 só que com o corte selecionando eventos que contenham pelo menos um jato. É sobre estas distribuições que faremos agora o ajuste visando estudar o comportamento de cada tipo de interação quando lidamos apenas com eventos *hard*. O que nos chama a atenção aqui é o fato de que com o corte imposto o número de eventos de difração simples cai de 993061 para 14778 - indicando uma redução em torno de 98% - enquanto para eventos não-difrativos observamos uma redução do número de eventos de 954678 para 96871 - redução em torno de 90%. Assim vemos que em uma amostra pura de dados a condição de existência de pelo menos um jato afeta mais os eventos difrativos, corroborando assim o que já foi previamente discutido. Contudo, ainda não sabemos o efeito de tal corte em uma distribuição composta. Para isso aplicaremos o nosso método de ajuste para a distribuição composta da figura 5.11, que é a mesma da figura 5.8 incluída a condição de existência de jatos. Em relação a tal amostra observamos uma redução do número de eventos de 957632 para 88571 - redução de 91%.

A figura 5.12 mostra as distribuições de eventos difrativos (5.12(a)) e não-difrativos (5.12(b)) da amostra composta após o corte sobre o número de jatos. Os 1485 eventos da amostra representam 1,68% do total de eventos.

Após ser feito o ajuste através das duas distribuições puras obtemos a seguinte função de ajuste

$$F = (0,984 \pm 0,005)f_{ND} + (0,0163 \pm 0,0024)g_{SD}.$$

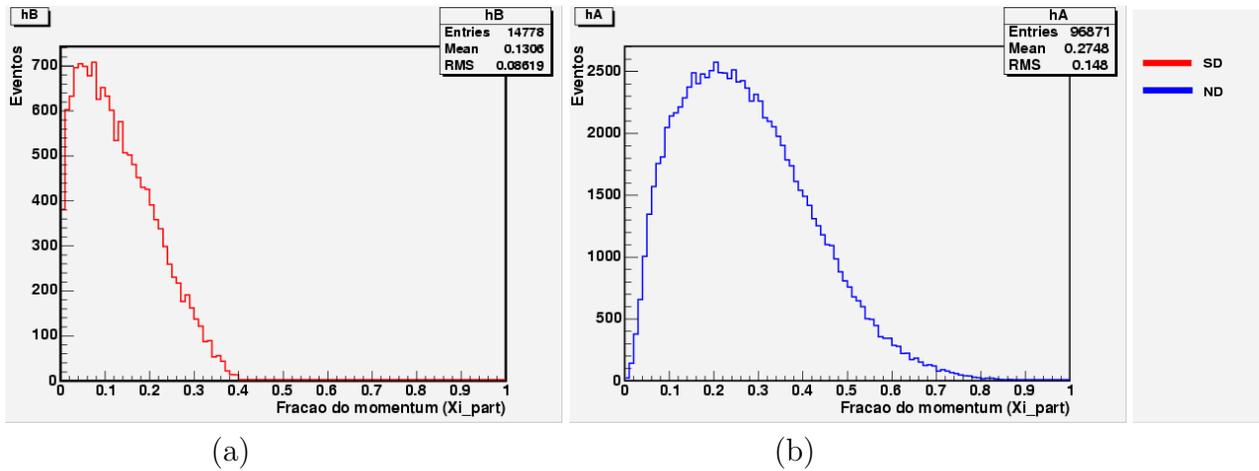


Figura 5.10: Distribuição de  $\xi$  com um ajuste associado para eventos de difração simples (a) e para eventos não-difrativos (b) quando é requerida a presença de pelo menos 1 jato por evento.

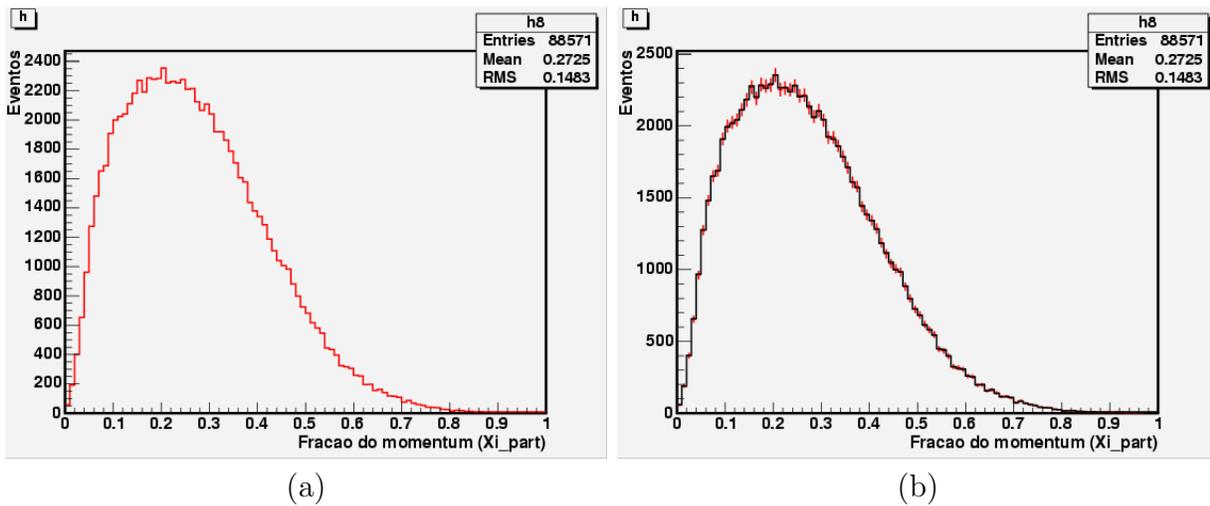


Figura 5.11: Distribuição de  $\xi$  em uma amostra composta de eventos de difração simples e não-difrativos quando é requerida a presença de pelo menos 1 jato por evento.

vemos então agora que a parte difrativa da amostra representa 1,63% do total, com um erro associado de 0,24%, contra os 10,38% anteriores e corroboram com o valor de 1,68% de eventos difrativos na amostra.

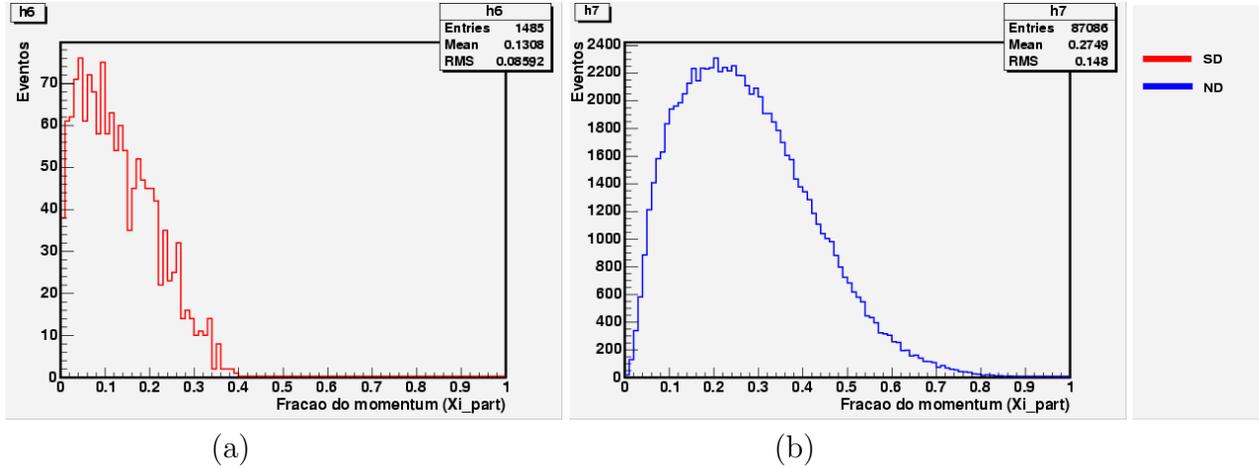


Figura 5.12: Distribuição de  $\xi$  em eventos difrativos (a) e não-difrativos (b) da amostra composta após o corte sobre o número de jatos.

Façamos o mesmo para a amostra composta com a proporção conhecida de 30,85% de eventos de difração simples.

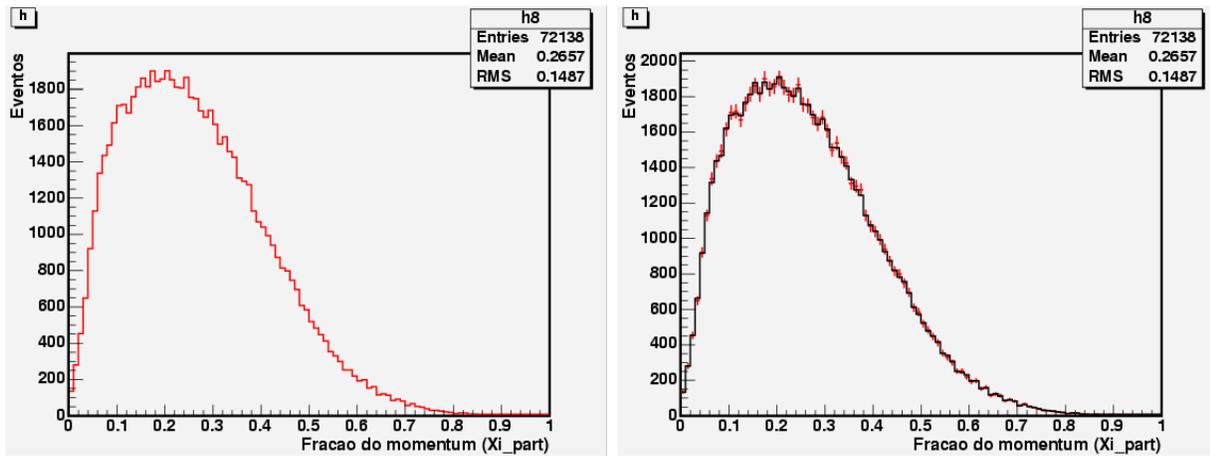
A distribuições mostradas na figura 5.13 são equivalentes àquelas mostradas na figura 5.11. Notamos nela que após a condição imposta o número de eventos caiu de 965476 para 72138 - redução de 92%.

A figura 5.14 mostra as distribuições de eventos difrativos (5.14(a)) e não-difrativos (5.14(b)) da amostra composta após o corte sobre o número de jatos. Os 4453 eventos da amostra representam 6,17% do total de eventos.

Após ser feito o ajuste obtemos a seguinte função de ajuste

$$F = (0,938 \pm 0,006)f_{ND} + (0,062 \pm 0,003)g_{SD},$$

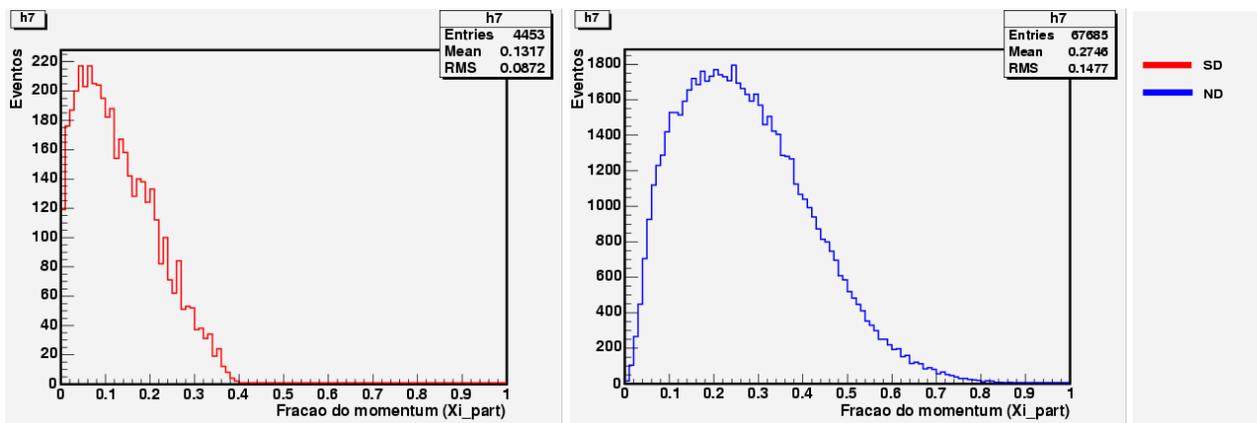
o que indica que neste caso a parte difrativa da amostra representa agora 6,2% da amostra, com erro de 0,3%, contra os 30,84% anteriores e corroboram com o valor de 6,17% de eventos difrativos na amostra.



(a)

(b)

Figura 5.13: Distribuição de  $\xi$  para uma amostra composta de eventos de difração simples e não-difrativos quando é requerida a presença de pelo menos 1 jato por evento.



(a)

(b)

Figura 5.14: Distribuição de  $\xi$  em eventos difrativos (a) e não-difrativos (b) da amostra composta após o corte sobre o número de jatos.

## 5.2.2 Ausência de atividade no Monitor de Luminosidade

O monitor de luminosidade do detector DØ compreende as regiões  $2,7 < |\eta| < 4,4$ . No corte a ser aplicado aqui será requerido que não haja sinal no monitor de luminosidade. Devido ao fato de que neste trabalho simula-se a dissociação difrativa do anti-próton, que propaga-se pela região  $\eta > 0$ , a região do monitor de luminosidade onde será aplicado o referido corte é  $2,7 < \eta < 4,4$ .

A figura 5.15 apresenta as distribuições difrativas e não-difrativas sobre as quais faremos o ajuste visando obter a proporção de eventos difrativos para este caso que estamos agora estudando. Nela observamos que o número de eventos difrativos cai de 993061 para 617883 - redução de 37,78% - enquanto o número de eventos não-difrativos cai de 954678 para 10008, mostrando uma redução em torno de 98,95%.

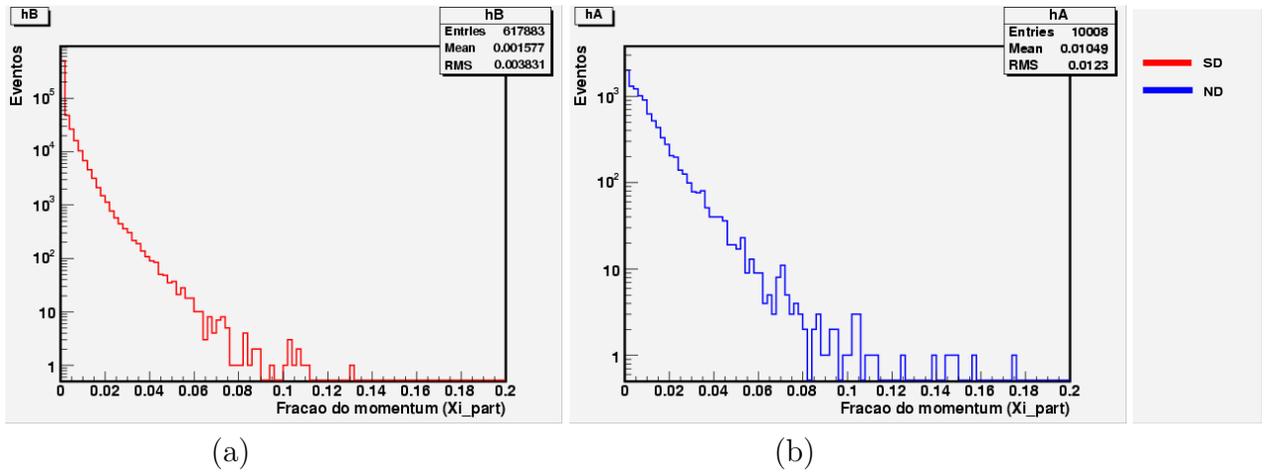


Figura 5.15: Distribuição de  $\xi$  com um ajuste associado para eventos de difração simples (a) e para eventos não-difrativos (b) quando é requerida atividade nula no monitor de luminosidade.

A figura 5.16 equivale àquela da figura 5.8, ou seja, a distribuição da fração de momentum do próton difratado da amostra composta com 10,35% de eventos difrativos.

Da figura 5.17 vemos que o número de eventos difrativos agora representam 87,3% do total da amostra.

Após a aplicação do ajuste o modelo fornece

$$F = (0,126 \pm 0,003)f_{ND} + (0,874 \pm 0,004)g_{SD},$$

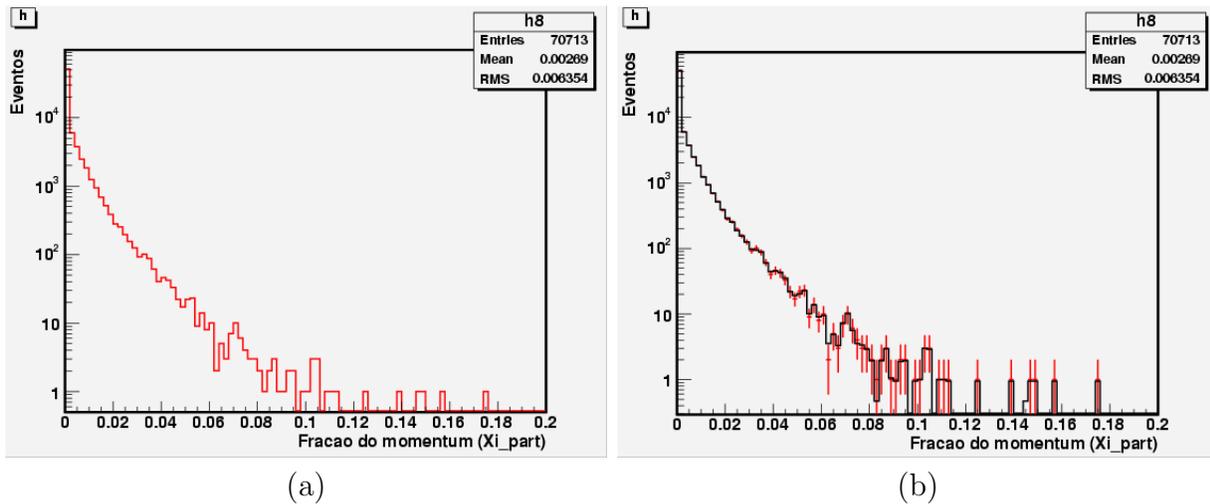


Figura 5.16: Distribuição de  $\xi$  em uma amostra composta de eventos de difração simples e não-difrativos quando é requerida atividade nula no monitor de luminosidade.

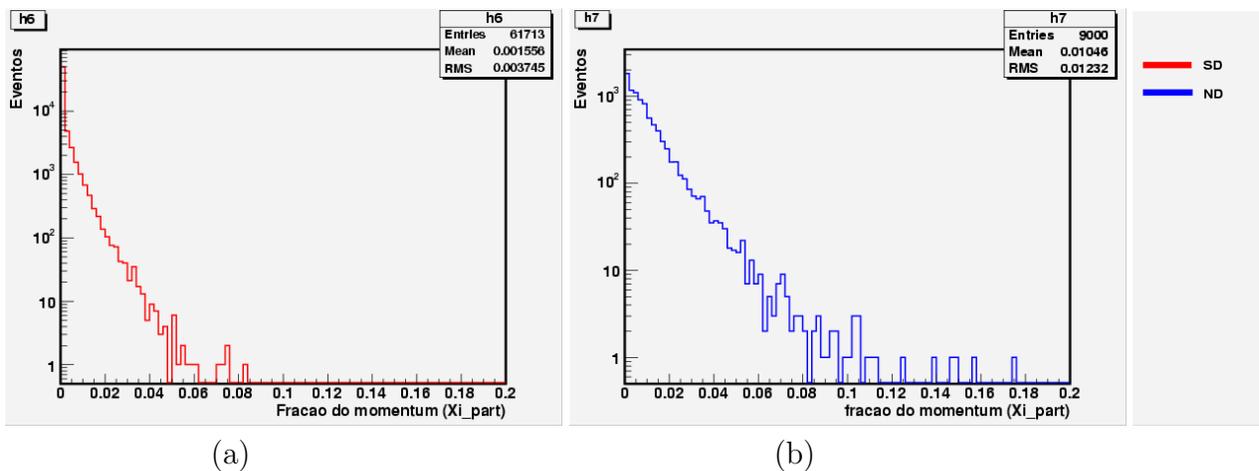


Figura 5.17: Distribuição de  $\xi$  para eventos difrativos (a) e não-difrativos (b) da amostra composta após o corte requerendo atividade nula no monitor de luminosidade.

ou seja, o valor encontrado de 87,4%, e erro de 0,4%, está em bom acordo com aquele correspondente à amostra.

A figura 5.18 equivale àquela da figura 5.13, ou seja, a distribuição da fração de momentum do próton difratado da amostra composta com 34,85% de eventos difrativos.

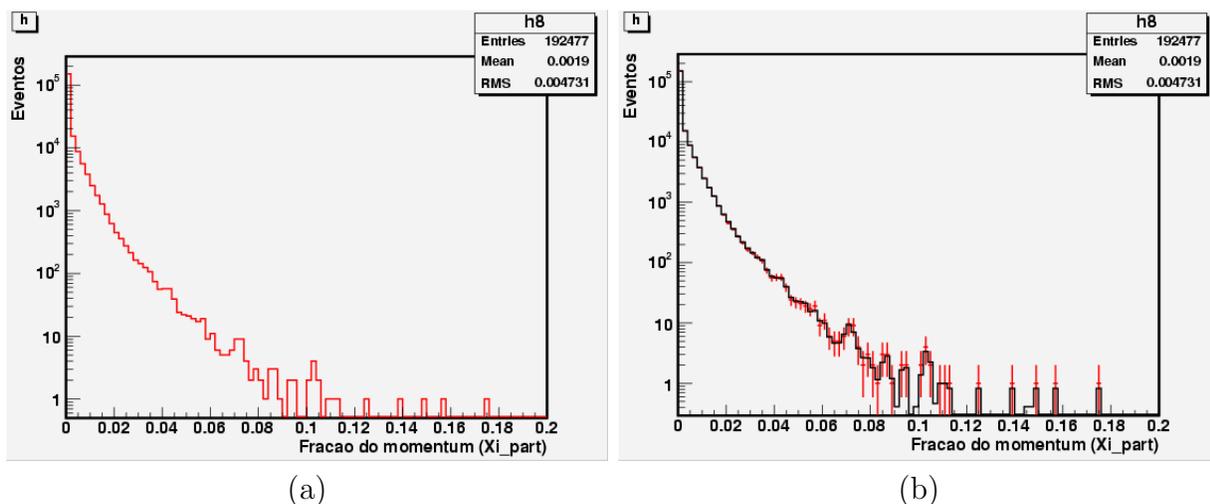


Figura 5.18: Distribuição de  $\xi$  em uma amostra de composta de eventos de difração simples e não-difrativos quando é requerida atividade nula no monitor de luminosidade.

Da figura 5.19 vemos que o número de eventos difrativos agora representam 96,4% do total da amostra.

A função de ajuste para a situação agora é

$$F = (0,0365 \pm 0,0012)f_{ND} + (0,964 \pm 0,003)g_{SD},$$

onde se observa uma proporção calculada de 96,4%, com erro associado de 0,3%, novamente confirma o resultado esperado.

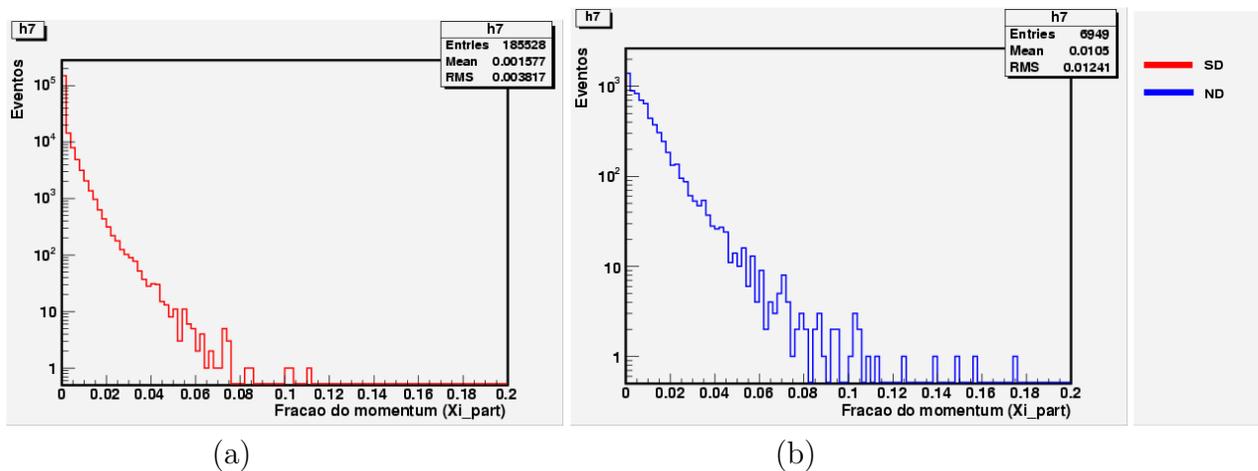


Figura 5.19: Distribuição de  $\xi$  em eventos difrativos (a) e não-difrativos (b) da amostra composta após o corte requerendo atividade nula no monitor de luminosidade.

Os resultados aqui apresentados estão sumarizados na tabela abaixo

| Tipo da amostra                                       | Proporção de eventos de difração simples (%) | Resultado obtido (%) | Erro percentual |
|---|--|----------------------|-----------------|
| Amostra sem cortes (I)                                | 10,34  | 10,38                | 0,05            |
| Amostra sem cortes (II)                               | 30,85  | 30,88                | 0,08            |
| Número da jatos $\geq 1$ (I)                          | 1,68   | 1,63                 | 0,24            |
| Número da jatos $\geq 1$ (II)                         | 6,17   | 6,2                  | 0,3             |
| Ausência de atividade no monitor de luminosidade (I)  | 87,3   | 87,4                 | 0,4             |
| Ausência de atividade no monitor de luminosidade (II) | 96,4   | 96,4                 | 0,3             |

Tabela 5.1: Resumo dos resultados obtidos.

# Capítulo 6

## Conclusões

O método aqui estudado visando a identificação de eventos de difração simples mostrou-se eficiente em seu objetivo, já que todas as suas predições para a proporção de eventos de difração simples em uma amostra contendo também eventos não-difrativos foram confirmadas dentro dos erros estatísticos associados a cada ajuste das funções que mostravam cada proporção.

Além desse fato, o método mostrou sua eficiência na predição de quanto uma amostra difrativa teria sua proporção alterada em uma amostra composta se fossem impostos cortes sobre certas variáveis que poderiam ser medidas em um experimento real de Altas Energias.

Tais resultados encorajam a aplicação do método a situações nas quais não temos acesso a medida do próton difratado, que só está disponível a alguns experimentos dotados de detectores de baixo ângulo bem como no caso da difração dupla. Tal trabalho é perfeitamente factível pois o **PHOJET** também simula tais interações e o programa aqui utilizado pode ser modificado no sentido de selecionar eventos produzidos em tais interações.

O gerador de eventos **PHOJET** mostrou-se uma importante ferramenta de simulação de eventos difrativos e não-difrativos. Sua implementação baseada no Modelo a Partons Dual nos permitiu explorar tanto o caráter *soft* como o *hard* das interações hadrônicas para este trabalho.

# Apêndice A

## Rapidez e Variável de Feynman

As componentes de um quadrivetor geralmente são escritas como  $(0,1,2,3)$ . Exemplos físicos deste tipo de notação são os quadrivetores  $(t, x, y, z)$  e  $(E, p_x, p_y, p_z)$ . Dado um quadrivetor qualquer  $V^\mu$ , suas componentes podem ser expressas de uma forma alternativa chamada de componentes no cone de luz do quadrivetor, que são dadas por

$$V^+ = \frac{V^0 + V^3}{\sqrt{2}}, \quad V^- = \frac{V^0 - V^3}{\sqrt{2}}, \quad \mathbf{V}^T = (V^1, V^2). \quad (\text{A.1})$$

Seja uma partícula de massa  $m$  com quadrimomentum  $q^\mu$  resultante da colisão entre duas outras que se movem em sentidos opostos no eixo  $z$ . A chamada rapidez é definida como

$$y = \ln \frac{p^+}{p^-}, \quad (\text{A.2})$$

ou simplesmente

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right), \quad (\text{A.3})$$

onde  $E$  é a energia da partícula e  $p_z$  é a componente de seu momentum na direção  $z$ . Essas duas quantidades quando vistas por dois referenciais inerciais  $a$  e  $b$  que se movem com uma velocidade relativa constante transformam-se como

$$\begin{cases} p_z^a = \gamma(p_z^b + \beta E^a). \\ E^a = \gamma(E^b + \beta p_z^b). \end{cases} \quad (\text{A.4})$$

No limite de altas energias onde a massa da partícula é muito menor que sua energia ( $E \gg m$ ) é válida a aproximação

$$E \approx p. \quad (\text{A.5})$$

Sabendo-se que  $p_z = p \cos \theta$ , reescrevemos a equação A3 como

$$y \approx \frac{1}{2} \ln \left( \frac{p + p \cos \theta}{p - p \cos \theta} \right)$$

$$y \approx \frac{1}{2} \ln \left( \frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} \right)$$

$$y \approx \frac{1}{2} \ln \left( \frac{\cos^2 \theta / 2}{\sin^2 \theta / 2} \right)$$

$$y \approx \ln | \cot \theta / 2 |$$

$$y \approx \ln | \operatorname{tg} \theta / 2 |.$$

A grandeza acima é geralmente chamada de *pseudorapidez*

$$\eta = -\ln | \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} |. \quad (\text{A.6})$$

Continuemos considerando o caso em que duas partículas que se movem no eixo  $z$  colidem produzindo um processo inclusivo  $1 + 2 \rightarrow 3 + X$ . A variável de Feynman  $x_F$  é definida como

$$x_F = \frac{p'_z}{p_z}, \quad (\text{A.7})$$

onde  $p'$  é o módulo do momentum da partícula 3 após a interação. Se fizermos na equação (1.57)  $m_4 \rightarrow M$ , com  $s$  e  $M \gg m_1, m_2$  obteremos

$$|\mathbf{p}'| \simeq \frac{s - M^2}{2\sqrt{s}}, \quad (\text{A.8})$$

de modo que podemos reescrever a variável de Feynman como

$$x_F \simeq 1 - \frac{M^2}{s}, \quad (\text{A.9})$$

pois

$$s, M^2 \gg m_1^2, m_3^2, \mathbf{p}_\perp^2.$$

# Apêndice B

## Cinemática

Aqui serão discutidas algumas generalidades da cinemática dos processos de espalhamento através do instrumental matemático que usamos em seu estudo. A aplicação aos processos difrativos será introduzida logo após essa discussão inicial.

### B.0.3 Espalhamento de Partículas

Um processo de colisão ocorre quando duas partículas 1 e 2, de quadrimomentos  $p_1 = (E_1, \mathbf{p}_1)$  e  $p_2 = (E_2, \mathbf{p}_2)$ , interagem da seguinte forma:

$$p_1 + p_2 \rightarrow p_3 + p_4 + \dots + p_n, \quad (\text{B.1})$$

onde devemos impor a condição de conservação do quadrimomento:

$$E_1 + E_2 = \sum_{i=1}^n E_i$$

$$\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 = \sum_{i=1}^n \mathbf{p}_i \quad (\text{B.2})$$

com

$$E_i^2 = \mathbf{p}_i^2 + m_i^2, \quad i = 1, 2, 3, \dots, n$$

Tal imposição nos dá um número de  $3N - 10$  variáveis invariantes de Lorentz, com 4 vínculos da conservação do quadrimomento e 6 vínculos de um sistema de referência quadridimensional arbitrário.

É importante agora distinguir entre dois tipos de processos de colisão: reações *exclusivas* e *inclusivas*.

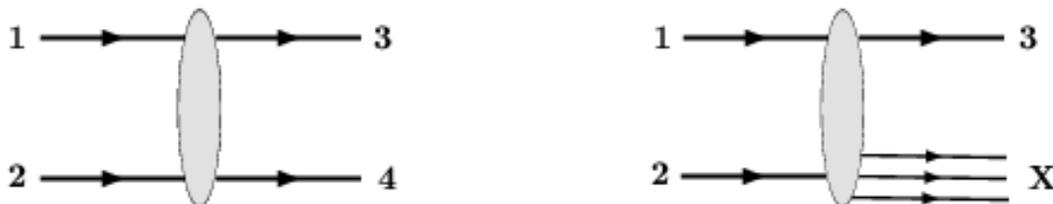


Figura B.1: (a) Espalhamento exclusivo  $1+2 \rightarrow 3+4$ ; (b) Espalhamento inclusivo  $1+2 \rightarrow 3+X$ .

Uma reação exclusiva é aquela onde todas as partículas resultantes e seus momenta são conhecidos (Fig. B.1(a)) e em uma reação inclusiva apenas algumas partículas e seus momenta são conhecidos (Fig. B.1(b)). Um caso particular de um processo exclusivo é o *espalhamento elástico*

$$A + B \rightarrow A + B, \quad (\text{B.3})$$

onde as partículas no estado final são as mesmas do estado inicial. Da mesma forma, um caso particular de um processo inclusivo é o *espalhamento difrativo simples*

$$A + B \rightarrow A + X, \quad (\text{B.4})$$

onde o estado final é caracterizado pela presença de uma partícula que colidiu e de um estado  $X$  com os mesmos números quânticos do estado inicial espalhado.

## B.0.4 Espalhamento $2 \rightarrow 2$

### Invariantes da Cinemática

A princípio quando estudamos um processo do tipo  $p_1 + p_2 \rightarrow p_3 + p_4$ , temos duas variáveis independentes: a energia de colisão e o ângulo de espalhamento. Contudo, é desejável expressar quantidades físicas de interesse em função de variáveis que sejam invariantes sob uma transformação de Lorentz. Introduzimos com este propósito as chamadas *variáveis de Mandelstan*:

$$s = (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2, \quad (\text{B.5})$$

$$t = (p_1 - p_3)^2 = (p_2 - p_4)^2, \quad (\text{B.6})$$

$$u = (p_1 - p_4)^2 = (p_2 - p_3)^2, \quad (\text{B.7})$$

onde  $s$  é a energia de centro de massa e  $t$  e  $u$  são quadrimomentos transferidos. Essas variáveis obedecem a seguinte identidade

$$s + t + u = \sum_{i=1}^4 m_i^2. \quad (\text{B.8})$$

Do ponto de vista prático é comum utilizarmos  $s$  e  $t$  como variáveis independentes. Cada uma dessas variáveis caracteriza um *canal* de reação, descritos matematicamente pelas três equações abaixo e pictoricamente pela Fig. B.2

$$p_1 + p_2 = p_3 + p_4, \quad (\text{canal } s), \quad (\text{B.9})$$

$$p_1 - \bar{p}_3 = \bar{p}_2 - p_4, \quad (\text{canal } t), \quad (\text{B.10})$$

$$p_1 - \bar{p}_4 = \bar{p}_2 - p_3, \quad (\text{canal } u), \quad (\text{B.11})$$

onde, por exemplo,  $\bar{p}_3$  significa o quadrimomento da antipartícula de  $p_3$ .

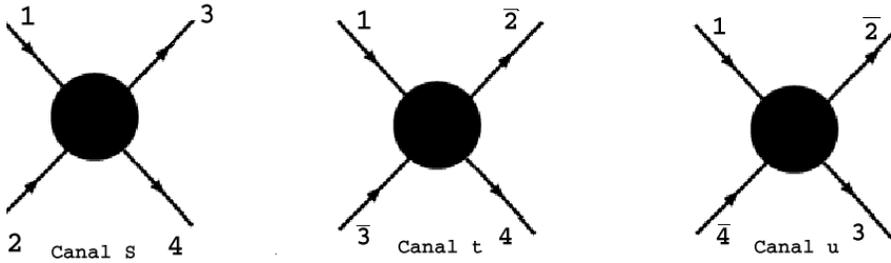


Figura B.2: Representação dos canais  $s$ ,  $t$  e  $u$  em um espalhamento.

### Sistema de Centro-de-Massa

O Sistema de Centro-de-Massa (SCM) é definido de forma que

$$\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 = 0. \quad (\text{B.12})$$

Por simplicidade adotaremos partículas movendo-se na direção do eixo  $z$ , de modo que podemos escrever

$$p_1 = (E_1, \mathbf{p}) = (E_1, 0, 0, p_z), \quad (\text{B.13})$$

$$p_2 = (E_2, -\mathbf{p}) = (E_2, 0, 0, -p_z), \quad (\text{B.14})$$

$$p_3 = (E_3, \mathbf{p}') = (E_3, \mathbf{p}_\perp, p'_z), \quad (\text{B.15})$$

$$p_4 = (E_4, -\mathbf{p}') = (E_4, -\mathbf{p}_\perp, -p'_z) \quad (\text{B.16})$$

De acordo com a Fig. B.3 abaixo, as componentes do momentum  $p_z$  e  $\mathbf{p}_\perp$  (bivetor perpendicular ao plano do eixo  $z$ ) são

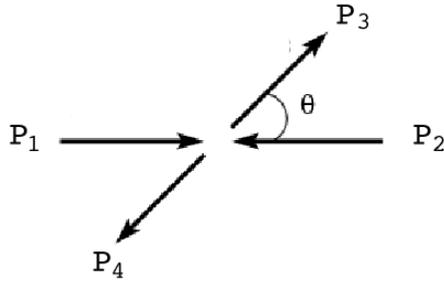


Figura B.3: Sistema de centro-de-massa.

$$p_z = |\mathbf{p}'| \cos \theta, \quad (\text{B.17})$$

$$|\mathbf{p}_\perp| = |\mathbf{p}'| \text{sen } \theta, \quad (\text{B.18})$$

de modo que o quadrimomento transferido  $t$  é dado por

$$\begin{aligned} t &= (p_1 - p_3)^2 \\ &= m_1^2 + m_3^2 - 2E_1 E_3 + 2|\mathbf{p}||\mathbf{p}'| \cos \theta. \end{aligned} \quad (\text{B.19})$$

Lembrando que  $\sqrt{s} = E_1 + E_2$  é a energia de centro-de-massa e que  $\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 = 0$ , podemos escrever as energias  $E_1, E_2, E_3$  e  $E_4$  como função de  $\sqrt{s}$ :

$$E_1 = \frac{1}{2\sqrt{s}}(s + m_1^2 - m_2^2), \quad (\text{B.20})$$

$$E_2 = \frac{1}{2\sqrt{s}}(s + m_2^2 - m_1^2), \quad (\text{B.21})$$

$$E_3 = \frac{1}{2\sqrt{s}}(s + m_3^2 - m_4^2), \quad (\text{B.22})$$

$$E_4 = \frac{1}{2\sqrt{s}}(s + m_4^2 - m_3^2), \quad (\text{B.23})$$

A partir das equações B.20 e B.23 é direto obter

$$\begin{aligned} \mathbf{p}^2 &= \mathbf{p}_z^2 = E_1^2 - m_1^2 \\ &= \frac{1}{4s} \lambda(s, m_1^2, m_2^2) \end{aligned} \quad (\text{B.24})$$

e

$$\begin{aligned}
\mathbf{p}'^2 &= -\mathbf{p}_\perp^2 = E_3^2 - m_3^2 \\
&= \frac{1}{4s} \lambda(s, m_3^2, m_4^2)
\end{aligned} \tag{B.25}$$

onde a função triângulo  $\lambda$  é definida como

$$\lambda(x, y, z) = x^2 + y^2 + z^2 - 2xy - 2yz - 2xz. \tag{B.26}$$

No limite de altas energias podemos desprezar as massas e obter para as energias

$$E_1, E_2, E_3, E_4 \underset{s \rightarrow \infty}{\simeq} \frac{\sqrt{s}}{2} \tag{B.27}$$

e

$$|\mathbf{p}|, |\mathbf{p}'| \underset{s \rightarrow \infty}{\simeq} \frac{\sqrt{s}}{2}. \tag{B.28}$$

No caso particular do  $D\bar{O}$  podemos considerar massas iguais para as partículas interagentes. É fácil verificar que as equações B.19 e B.24 podem ser reescritas como

$$\cos \theta = 1 + \frac{2t}{s - 4m^2}, \tag{B.29}$$

e

$$|\mathbf{p}| = \frac{1}{2} \sqrt{s - 4m^2}, \tag{B.30}$$

ou simplesmente como

$$t = -2\mathbf{p}^2(1 - \cos \theta) \tag{B.31}$$

e

$$s = 4(\mathbf{p}^2 + m^2), \quad (\text{B.32})$$

que de acordo com a Eq. B.8 nos dá

$$u = -2\mathbf{p}^2(1 + \cos \theta). \quad (\text{B.33})$$

E no caso em que podemos desprezar as massas das partículas frente à energia de colisão, as equações B.29 e B.30 tornam-se respectivamente

$$\cos \theta = 1 + \frac{2t}{s}, \quad (\text{B.34})$$

$$|\mathbf{p}| = \frac{\sqrt{s}}{2}. \quad (\text{B.35})$$

### Sistema do Laboratório

No Sistema do Laboratório (SL), consideramos um alvo fixo e fazemos incidir um feixe de partículas sobre ele. Em nosso caso do espalhamento  $2 \rightarrow 2$ , podemos tomar, por exemplo

$$\mathbf{p}_2 = 0, \quad (\text{B.36})$$

com a partícula 1 incidente movendo-se ao longo do eixo  $z$  e colidindo com a partícula 2 produzindo a configuração mostrada na Fig. B.4 a seguir:

Os quadrimomentos das partículas são dados por

$$p_1 = (E_1, 0, 0, p_1), \quad (\text{B.37})$$

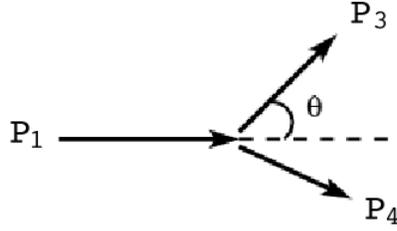


Figura B.4: Sistema do laboratório.

$$p_2 = (m_2, 0, 0, 0), \quad (\text{B.38})$$

$$p_3 = (E_3, \mathbf{p}_3), \quad (\text{B.39})$$

$$p_4 = (E_4, \mathbf{p}_4). \quad (\text{B.40})$$

A partir das quatro equações acima é direto o cálculo das variáveis de Mandelstan:

$$s = (p_1 + p_2)^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2m_2E_1, \quad (\text{B.41})$$

$$t = (p_2 - p_4)^2 = m_2^2 + m_4^2 - 2m_2E_4, \quad (\text{B.42})$$

$$u = (p_2 - p_3)^2 = m_2^2 + m_3^2 - 2m_2E_3. \quad (\text{B.43})$$

De onde de cada uma pode-se obter

$$E_1 = \frac{1}{2m_2}(s - m_1^2 - m_2^2), \quad (\text{B.44})$$

$$E_4 = \frac{1}{2m_2}(m_2^2 + m_4^2 - t), \quad (\text{B.45})$$

$$E_3 = \frac{1}{2m_2}(m_2^2 + m_3^2 - u). \quad (\text{B.46})$$

Das equações B.44 - B.46 obtemos

$$\begin{aligned} p_1^2 &= E_1^2 - m_1^2 \\ &= \frac{1}{4m_2^2}\lambda(s, m_1^2, m_2^2), \end{aligned} \quad (\text{B.47})$$

$$\begin{aligned} \mathbf{p}_4^2 &= E_4^2 - m_4^2 \\ &= \frac{1}{4m_2^2}\lambda(t, m_2^2, m_4^2), \end{aligned} \quad (\text{B.48})$$

$$\begin{aligned} \mathbf{p}_3^2 &= E_3^2 - m_3^2 \\ &= \frac{1}{4m_2^2}\lambda(u, m_2^2, m_3^2), \end{aligned} \quad (\text{B.49})$$

Em um experimento de física de partículas é comum medirmos o ângulo de espalhamento das partículas. No caso da partícula 3 espalhada em um ângulo  $\theta_3$ , usamos

$$t = (p_1 - p_3)^2 = m_1^2 + m_3^2 - 2E_1E_3 + 2p_1|\mathbf{p}_3|\cos\theta_3 \quad (\text{B.50})$$

em conjunto com as equações (1.44, 1.46, 1.47, 1.49) para obtermos

$$\cos \theta_3 = \frac{(s - m_1^2 - m_2^2)(m_2^2 + m_3^2 - u) + 2m_2^2(t - m_1^2 - m_3^2)}{\lambda^{\frac{1}{2}}(s, m_1^2, m_2^2)\lambda^{\frac{1}{2}}(u, m_2^2, m_3^2)}. \quad (\text{B.51})$$

### B.0.5 O Espaço de Fase

No começo do estudo da cinemática de colisão de partículas para um processo do tipo  $p_1 + p_2 \rightarrow p_3 + p_4 + \dots + p_n$ , impusemos a condição de conservação do quadrimomento (Eq. 1.34)

$$E_1 + E_2 = \sum_{i=1}^n E_i$$

$$\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 = \sum_{i=1}^n \mathbf{p}_i \quad (\text{B.52})$$

com

$$E_i^2 = \mathbf{p}_i^2 + m_i^2, \quad i = 1, 2, 3, \dots, n.$$

As equações B.52 definem um espaço de uma superfície de  $3n - 4$  dimensões que chamamos de *espaço de fase*. É nesse espaço que desenvolvemos toda a cinemática do estudo de colisões de partículas, onde a identificação da região de interesse no espaço para um dado processo constitui-se um ponto de extrema importância para a Física de Altas Energias.

### Amplitude de Espalhamento e Seções de Choque

Seja um operador linear que agindo sobre um estado inicial de partículas o transforma em um estado final, ou seja

$$S|i\rangle = |f\rangle, \quad (\text{B.53})$$

onde  $|i\rangle$  denota o estado inicial e  $|f\rangle$  o final. Esse é o formalismo da chamada *matriz de espalhamento*  $S$  ou simplesmente *matriz- $S$* . A matriz  $S$  pode ser escrita em termos de um operador de transição de estados  $T$  da seguinte forma:

$$S = 1 + iT, \quad (\text{B.54})$$

onde 1 é matriz identidade.

A probabilidade de transição de um estado inicial  $i$  para um estado final  $f$  é obtida do elemento de matriz

$$S_{if} = \langle i|S|f\rangle = \delta_{if} + i\langle i|T|f\rangle = \delta_{if} + iT_{if}. \quad (\text{B.55})$$

O módulo quadrado dessa quantidade é o que chamamos de amplitude de espalhamento  $\mathcal{M}(i \rightarrow f)$ .

A seção de choque diferencial para um processo  $p_1 + p_2 \rightarrow p_3 + p_4 + \dots + p_n$  é dada por

$$d\sigma = \frac{1}{F} |\mathcal{M}(i \rightarrow f)|^2 d\Phi, \quad (\text{B.56})$$

onde  $F$  é o fluxo incidente dado por

$$F = 2\lambda^{\frac{1}{2}}(s, m_1^2, m_2^2) \quad (\text{B.57})$$

e  $d\Phi$  é o espaço de fase invariante de Lorentz, que é dado por

$$d\Phi = \prod_{j=1}^n \frac{d^4 p'_j}{(2\pi)^3} \delta(p_j'^2 - m_j^2) (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - \sum_{j=1}^n p'_j). \quad (\text{B.58})$$

A seção de choque total é obtida pela integração da Eq. B.56 somando-se sobre todos os possíveis números de partículas no estado final:

$$\sigma_{tot} = \frac{1}{F} \sum_n \int |\mathcal{M}(i \rightarrow f)|^2 d\Phi \quad (\text{B.59})$$

Se usarmos a expressão

$$\int d^4p \delta(p^2 - m^2) = \int \frac{d^3\mathbf{p}}{2p_0} \theta(2p_0), \quad (\text{B.60})$$

na B.58 podemos reescrevê-la como

$$d\Phi = \prod_{j=1}^n \frac{d^3\mathbf{p}'_j}{(2\pi)^3 2E'_j} (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - \sum_{j=1}^n p'_j). \quad (\text{B.61})$$

Finalmente, usando as Eqs. B.57 e B.60 em B.56, a seção de choque diferencial para o processo  $p_1 + p_2 \rightarrow p_3 + p_4 + \dots + p_n$ , fica

$$d\sigma = \frac{1}{2\lambda^{\frac{1}{2}}(s, m_1^2, m_2^2)} |\mathcal{M}(i \rightarrow f)|^2 \prod_{j=1}^n \frac{d^3\mathbf{p}'_j}{(2\pi)^3 2E'_j} (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - \sum_{j=1}^n p'_j). \quad (\text{B.62})$$

Voltaremos agora nossa atenção para os dois tipos de processos de espalhamento de nosso interesse: processos exclusivos e inclusivos.

•**Espalhamento Exclusivo.** A Eq. B.62 para um processo exclusivo do tipo  $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$  fica

$$d\sigma = \frac{1}{2\lambda^{\frac{1}{2}}(s, m_1^2, m_2^2)} |\mathcal{M}(12 \rightarrow 34)|^2 \frac{d^3\mathbf{p}_3 d^3\mathbf{p}_4}{(2\pi)^3 2E_3 (2\pi)^3 2E_4} (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - p_3 - p_4). \quad (\text{B.63})$$

Contudo, antes de fazermos a integração reescreveremos a função delta como

$$4\delta^4(p_1 + p_2 - p_3 - p_4) = \delta(E_1 + E_2 - E_3 - E_4)\delta^3(\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_3 - \mathbf{p}_4),$$

o que dá

$$\begin{aligned} d\sigma &= \frac{1}{2\lambda^{\frac{1}{2}}(s, m_1^2, m_2^2)} |\mathcal{M}(12 \rightarrow 34)|^2 \frac{d^3\mathbf{p}_3 d^3\mathbf{p}_4}{(2\pi)^3 2E_3 (2\pi)^3 2E_4} (2\pi)^4 \delta^3(\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_3 - \mathbf{p}_4) \\ &\quad \times \delta(E_1 + E_2 - E_3 - E_4). \end{aligned}$$

Fazendo a integração em  $\mathbf{p}_4$  obtemos

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2\lambda^{\frac{1}{2}}(s, m_1^2, m_2^2)(2\pi)^2} \int \frac{\mathbf{p}_3^2 d|\mathbf{p}_3|}{2E_3 2E_4} \delta(E_1 + E_2 - E_3 - E_4) |\mathcal{M}(12 \rightarrow 34)|^2, \quad (\text{B.64})$$

onde  $d^3\mathbf{p}_3 = \mathbf{p}_3^2 d|\mathbf{p}_3| d\Omega$ .

Escolhendo o SCM para o cálculo da integral em B.64 onde nela fazemos  $\mathbf{p}_1 = -\mathbf{p}_2$  e  $\mathbf{p}_3 = -\mathbf{p}_4$  e também

$$E_1 + E_2 = \sqrt{s},$$

$$E_3 + E_4 = \sqrt{\mathbf{p}_3^2 + m_3^2} + \sqrt{\mathbf{p}_3^2 + m_4^2} (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - \sum_{j=1}^n p'_j).$$

teremos a seguinte expressão para calcular

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{8\lambda^{\frac{1}{2}}(s, m_1^2, m_2^2)(2\pi)^2} \int \frac{\mathbf{p}_3^2 d|\mathbf{p}_3|}{\sqrt{\mathbf{p}_3^2 + m_3^2} \sqrt{\mathbf{p}_3^2 + m_4^2}} \delta(\sqrt{s} - \sqrt{\mathbf{p}_3^2 + m_3^2} - \sqrt{\mathbf{p}_3^2 + m_4^2}) |\mathcal{M}(12 \rightarrow 34)|^2. \quad (\text{B.65})$$

O cálculo dessa integral pode se tornar mais simples se fizermos a mudança de variável de integração

$$E = \sqrt{\mathbf{p}_3^2 + m_3^2} + \sqrt{\mathbf{p}_3^2 + m_4^2}$$

e diretamente

$$dE = \frac{E \mathbf{p}_3}{\sqrt{\mathbf{p}_3^2 + m_3^2} \sqrt{\mathbf{p}_3^2 + m_4^2}} d\mathbf{p}_3.$$

Com isso a integral em B.64 fica simplesmente

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{64\pi^2 \lambda^{\frac{1}{2}}(s, m_1^2, m_2^2)} \int \frac{\mathbf{p}_3}{E} |\mathcal{M}(12 \rightarrow 34)|^2 \delta(\sqrt{s} - E) dE, \quad (\text{B.66})$$

que após ser facilmente resolvida fornece

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\lambda^{\frac{1}{2}}(s, m_3^2, m_4^2)}{64\pi^2 s \lambda^{\frac{1}{2}}(s, m_1^2, m_2^2)} |\mathcal{M}(s, t)|^2. \quad (\text{B.67})$$

No limite de altas energias a equação acima torna-se

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \underset{s \rightarrow \infty}{\simeq} \frac{1}{64\pi^2 s} |\mathcal{M}(s, t)|^2, \quad (\text{B.68})$$

visto que nesse limite

$$F = \lambda^{\frac{1}{2}}(s, m_1^2, m_2^2) \simeq 2s. \quad (\text{B.69})$$

**•Espalhamento Inclusivo Simples.** Um espalhamento inclusivo simples é uma reação do tipo  $1 + 2 \rightarrow 3 + X$ , onde podem ser produzidas  $n$  partículas do tipo 3 e  $N$  partículas de outros tipos, representadas na reação pelo  $X$ .

A seção de choque de produção de pelo menos uma partícula do tipo 3 é, de acordo com a Eq. B.62, dada por

$$d\sigma_{1+2 \rightarrow 3+X} = \sum_{n=1}^{\infty} d\sigma^{(n)} = \frac{1}{2\lambda^{\frac{1}{2}}(s, m_1^2, m_2^2)} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{N=1}^{\infty} |\mathcal{M}(1 + 2 \rightarrow n + N)|^2 d\Phi_{n+N}, \quad (\text{B.70})$$

onde  $d\sigma^{(n)}$  é a seção de choque diferencial para produção de partículas do tipo 3. O espaço de fase correspondente é dado por

$$d\Phi_{n+N} = \prod_{i=1}^n \frac{d^3\mathbf{p}'_i}{(2\pi)^3 2E'_i} \prod_{j=1}^N \frac{d^3\mathbf{k}_j}{(2\pi)^3 2\epsilon_j} (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - \sum_{i=1}^n p'_i - \sum_{j=1}^N k_j). \quad (\text{B.71})$$

Uma forma invariante de se escrever a seção de choque diferencial inclusiva simples é

$$\mathcal{F}(\mathbf{p}, s) \equiv (2\pi)^3 2E \frac{d^3\sigma}{d^3\mathbf{p}} = \frac{1}{2\lambda^{\frac{1}{2}}(s, m_1^2, m_2^2)} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{N=1}^{\infty} \int d\Phi_{n+N} \sum_{l=1}^n E'_l \delta^3(\mathbf{p} - \mathbf{p}'_l) |\mathcal{M}(1+2 \rightarrow n+N)|^2. \quad (\text{B.72})$$

Integrando a equação acima em  $\mathbf{p}$  obtemos a seção de choque inclusiva simples total:

$$\begin{aligned} \sigma_{incl} &= \int \frac{d^3\mathbf{p}}{(2\pi)^3 2E} \mathcal{F}(\mathbf{p}, s) \\ &= \frac{1}{4(2\pi)^3 \lambda^{\frac{1}{2}}(s, m_1^2, m_2^2)} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{N=1}^{\infty} \int d\Phi_{n+N} \sum_{l=1}^n \int d^3\mathbf{p} \delta^3(\mathbf{p} - \mathbf{p}'_l) |\mathcal{M}(1+2 \rightarrow n+N)|^2 \\ &= \sum_{n=1}^{\infty} n\sigma^{(n)}, \end{aligned} \quad (\text{B.73})$$

que mede o número de partículas do tipo 3 no estado final.

A *multiplicidade* de partículas do tipo 3 é então definida como

$$\langle n \rangle = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} n\sigma^{(n)}}{\sum_{n=0}^{\infty} \sigma^{(n)}} = \frac{1}{\sigma_{tot}} \sum_{n=0}^{\infty} n\sigma^{(n)}. \quad (\text{B.74})$$

De acordo com a Eq. B.73 podemos escrever então que

$$\sigma_{incl} = \langle n \rangle \sigma_{tot}. \quad (\text{B.75})$$

# Bibliografia

- [1] Gell-Mann, M. (1953), Phys. Rev. **92**, 883
- [2] Good, M.L. and Walker, W.D. (1960), Phys. Rev. **120**, 1857.
- [3] Bjorken, J.D. (1993), Phys. Rev. **D47**, 101.
- [4] Derrick, M. et al., ZEUS Collaboration (1993), Phys. Lett. **B315**, 481.
- [5] Ahmed, T. et al., H1 Collaboration (1994), Nucl. Phys. **B429**, 477.
- [6] Regge, T. (1959), Nuovo Cimento **14**, 951.
- [7] Regge, T. (1960), Nuovo Cimento **18**, 947.
- [8] Watson, G.N. (1918) Proc. Roy. Soc. **95**, 83.
- [9] Sommerfeld, A. (1949) *Partial Differential Equations in Physics*, Academic Press, New York.
- [10] Chew, G.F.P. and Frautschi, S.C. (1961), Phys. Rev, Lett, **7**, 394
- [11] Pomeranchuk, I.Y. (1956) *Sov. Phys.* **3**, 306.
- [12] Okun, L.B. and Pomeranchuk, I.Y. (1956) *Sov. Phys. JEPT* **3**, 306.
- [13] Foldy, L.F. and Pierls, R.F. (1963) *Phys. Rev.* **130**, 1585.
- [14] Bozzo, M. et al., UA4 Collaboration (1984a), Phys. Lett. **136B**, 217.
- [15] Bozzo, M. et al., UA4 Collaboration (1984b), Phys. Lett. **147B**, 392.

- [16] Alner, G.J. et al., UA5 Collaboration (1986), *Z. Phys.* **C32**, 133.
- [17] Amos, N.A. et al., E710 Collaboration (1990a), *Phys. Lett.* **B243**, 158.
- [18] Amos, N.A. et al., E710 Collaboration (1990b), *Phys. Lett.* **B247**, 127.
- [19] Amos, N.A. et al., E710 Collaboration (1992), *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2433.
- [20] Abe, F. et al., CDF Collaboration (1994), *Phys. Rev.* **D50**, 5518; 5535; 5550.
- [21] Gribov, V.N., *Zh. Eksp. Teor. fiz.* **41**, 667 [transl. *Sov. Phys.JETP* **14** (1962) 478].
- [22] Froissart, M. (1961), *Phys. Rev.* **123**, 1053.
- [23] Donnachie, A. Landshoff, P.V. (1992), *Phys. Lett.* **B296**, 227.
- [24] Martin, A. (1963) *Phys. Rev.* **129** 1432.
- [25] Ingelman, G. and Schlein, P.E. (1985), *Phys. Lett.* **152B**, 256.
- [26] Collins, P.D.B. (1977), *An Introduction to Regge Theory and High Energy Physics*, Cambridge University Press, Cambridge, UK.
- [27] Barone, V. and Predazzi, E (2002) *High-Energy Particle Diffraction*, Springer, New York.
- [28] Goulianos, K. (1995), *Phys. Lett.* **B358**, 379.
- [29] Goulianos, K (2001a), *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **99**, 9.
- [30] Goulianos, K (2001b), *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **99**, 37.
- [31] Donnachie, A. Landshoff, P.V. (2003), arXiv:hep-ph/0305246 v1.
- [32] Kuraev, E.A., Lipatov, L.N. and Fadin, V.S. (1976), *Sov. Phys. JETP* **44**, 443.
- [33] Kuraev, E.A., Lipatov, L.N. and Fadin, V.S. (1977), *Sov. Phys. JETP* **45**, 199.
- [34] Balitsky, Y.Y. and Lipatov, L.N. (1978), *Sov. J. Nucl. Phys.* **28**, 822.

- [35] Lipatov, L.N. (1986), Sov. Phys. JETP **63**, 904.
- [36] Levonian, S.V. (1996), arXiv:hep-ph/9612206 v3.
- [37] Abe, F. et al., CDF Collaboration (1995), Phys. Rev. Lett. **74**, 855.
- [38] Abachi, S. et al., DØ Collaboration (1994), Phys. Rev. Lett. **72**, 2332.
- [39] Engel, R. (1995), Z. Phys. **C66**, 203.
- [40] Engel, R. and Ranft, J. (1996), Phys. Rev. **D54**, 4244.
- [41] Engel,  
R. PHOJET Manual, preprint Siegen University SI 95-05, ou <http://www.physik.uni-leipzig.de/~eng/phojet.html>. (1995)
- [42] Capella, A., Sukhatme, U., Tan, C.I. and Tran Thanh Van, J. (1994), Phys. Rep. **236**, 227.
- [43] Ellis, R.K., Stirling, W.J., Webber, B.R. (1998) *QCD and Collider Physics*. Cambridge University Press, Cambridge, UK.
- [44] Bjorken, J.D. (1967), Phys. Rev. **163**, 1767.
- [45] Brandt, A. et al., UA8 Collaboration (1992), Phys. Lett. **B297**, 417
- [46] Derrick, M. et al., ZEUS Collaboration (1996), ICHEP, pa 02-048.
- [47] Brandt, A. et al., UA8 Collaboration (1998a), Phys. Lett. **B421**, 395
- [48] Capella, A., Sukhatme, U., Tan, C.I., Trần Thanh Vân, J., Phys. Rep. 236 (1994) 225.
- [49] Engel, R., Ranft, J. and Roesler, S. (1995), arXiv:hep-ph/9502319 v1.
- [50] Affolder, T. et al., CDF Collaboration (2000b), Phys. Rev. Lett. **84**, 5043.
- [51] Affolder, T. et al., CDF Collaboration (2000c), Phys. Rev. Lett. **85**, 4215

- [52] Gotsman, E., Levin, E. and Maor, Uri. (1993), Phys. Rev. **B390**, 199.
- [53] Patwa, A.M. (2002) *The Forward Preshower System and a Study of the  $J/\psi$  Trigger with the  $D\bar{O}$  Detector* PhD. Thesis, Fermilab.
- [54] *The  $D\bar{O}$  Detector*, NIM, A338(1994), 185-253.
- [55] Fernow, R. (1996) *Introduction to Experimental Particle Physics*. Cambridge University Press, Cambridge, UK.
- [56] <http://www.hep.brown.edu/lm/detector.htm>.
- [57] Brandt, A. et al., *A Forward Proton Detector at  $D\bar{O}$*  - Fermilab - Pub - 97/377.
- [58] *Hadronic Interactions of Photons at High Energies*. Ralph Engel, PhD thesis (1997).
- [59] Collins, J.C. (1997) *Light-cones Variables, Rapidity and All That*, arXiv:hep-ph/9705393 v1.

# Livros Grátis

( <http://www.livrosgratis.com.br> )

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

[Baixar livros do Conselho Nacional de Educação - CNE](#)

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)

[Baixar livros de Literatura](#)  
[Baixar livros de Literatura de Cordel](#)  
[Baixar livros de Literatura Infantil](#)  
[Baixar livros de Matemática](#)  
[Baixar livros de Medicina](#)  
[Baixar livros de Medicina Veterinária](#)  
[Baixar livros de Meio Ambiente](#)  
[Baixar livros de Meteorologia](#)  
[Baixar Monografias e TCC](#)  
[Baixar livros Multidisciplinar](#)  
[Baixar livros de Música](#)  
[Baixar livros de Psicologia](#)  
[Baixar livros de Química](#)  
[Baixar livros de Saúde Coletiva](#)  
[Baixar livros de Serviço Social](#)  
[Baixar livros de Sociologia](#)  
[Baixar livros de Teologia](#)  
[Baixar livros de Trabalho](#)  
[Baixar livros de Turismo](#)