**Universidade do Estado do Rio de Janeiro**
Centro de Tecnologia e Ciências
Instituto de Física

Juliana Fonseca Boaretto

# Estudo do comportamento de variáveis cinemáticas na produção difrativa de mésons D* em colisões próton-próton $\sqrt{s}$ = 7TeV

Rio de Janeiro
2012

Juliana Fonseca Boaretto

**Estudo do comportamento de variáveis cinemáticas na produção difrativa de mésons D* em colisões próton-próton √s = 7TeV**

Dissertação apresentada como requisito parcial para obtenção do título de Mestre, ao Programa de Pós-graduação em Física, da Universidade do Estado do Rio de Janeiro.

Orientador: Prof. Dr. Hélio Nogima
Coorientador: Prof. Dr. Luiz Martins Mundim Filho

Rio de Janeiro
2012

CATALOGAÇÃO NA FONTE
UERJ / REDE SIRIUS / BIBLIOTECA CTC/D

B662 Boaretto, Juliana Fonseca.
Estudo do comportamento de variáveis cinemáticas na produção difrativa de mésons D* em colisões próton-próton √s = 7TeV / Juliana Fonseca Boaretto. – 2012.
75 f.: il.

Orientador: Hélio Nogima.
Coorientador: Luiz Martins Mundim Filho.
Dissertação – Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Instituto de Física.

1. Mésons – Difração - Teses. 2. Interações próton-proton - Teses. 3. Partículas (Física nuclear) – Teses. 4. Solenóide de múon compacto – Teses. 5. Grande colisor de hádrons (França e Suíça) – Teses. I. Nogima, Hélio. II. Mundim Filho, Luiz Martins. III. Universidade do Estado do Rio de Janeiro. Instituto de Física. IV. Título.

CDU 539.126

Autorizo, apenas para fins acadêmicos e científicos, a reprodução total ou parcial desta dissertação, desde que citada a fonte.

_____ _____
Assinatura Data

Juliana Fonseca Boaretto

**Estudo do comportamento de variáveis cinemáticas na produção difrativa de mésons D* em colisões próton-próton √s = 7TeV**

Dissertação apresentada como requisito parcial para obtenção do título de Mestre, ao Programa de Pós-graduação em Física, da Universidade do Estado do Rio de Janeiro.

Aprovada em 31 de agosto de 2012.

Orientador: Prof. Dr. Hélio Nogima
Instituto de Física - UERJ

Coorientador: Prof. Dr. Luiz Martins Mundim Filho
Instituto de Física - UERJ

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Carley Pedro de Oliveira Martins
Instituto de Física - UERJ

Prof. Dr. Wanda Lúcia Prado da Silva
Instituto de Física - UERJ

Prof. Dr. José Augusto Chinellato
Universidade Estadual de Campinas

Prof. Dr. Maria Elena Pol
Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Rio de Janeiro
2012

## AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente a Deus por me amparar em momentos difíceis.

Aos meus pais, Sérgio e Maria José, pelo amor incondicional, pelo apoio desde o início acreditando em meus objetivos e pelo incentivo nos momentos mais difíceis.

Ao meu irmão, Gustavo, por fazer parte dos meus momentos de descontração.

Ao meu marido, Janderson, pelo apoio, amor, carinho, compreensão e companheirismo principalmente nos momentos em que dediquei o nosso tempo ao mestrado.

Ao meu avô José (em memória) e minhas avós Iracema e Arlete, porque sempre estiveram e estão presentes na minha vida.

Ao meu orientador Hélio Nogima, pela sua ajuda, amizade, por acreditar em mim, contribuir para o meu crescimento profissional e co-orientador Luiz Mundim pela sua ajuda em momentos críticos e pelos ensinamentos passados.

Aos professores do Departamento de Física Nuclear e Altas Energias, por compartilhar conhecimentos.

Aos meus colegas do Departamento de Física Nuclear e Altas Energias, que sempre estavam dispostos a me ajudar.

Ao corpo docente do programa de pós-graduação em física da UERJ, pela contribuição em minha formação profissional.

Aos meus colegas de pós-graduação, pela ajuda e incentivo.

Aos meus amigos, por compreenderem a minha ausência.

À CAPES, pelo auxílio financeiro.

A todas as pessoas que, direta ou indiretamente, contribuíram para a execução dessa Tese de Mestrado.

Seja a mudança que você quer ver no mundo.

*Dalai Lama*

# RESUMO

BOARETTO, Juliana Fonseca. *Estudo do comportamento de variáveis cinemáticas na produção difrativa de mésons D* em colisões próton-próton* $\sqrt{s}$ *= 7TeV*. 2012. 75 f. Dissertação (Mestrado em Física) – Instituto de Física Armando Dias Tavares, Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 2012.

Apresentamos um estudo preliminar da produção difrativa de mésons $D^{*\pm}$ utilizando dados obtidos da colisão próton-próton, a energias de centro de massa de 7 TeV, com o experimento CMS-LHC. O trabalho inclui o desenvolvimento do algoritmo de reconstrução dos mésons $D^{*\pm}$ através do canal de decaimento $D^{*\pm} \rightarrow D^0\pi_s^{\pm} \rightarrow K^{\mp}\pi^{\pm}\pi_s^{\pm}$, a medida da eficiência de detecção e reconstrução, e uma análise do comportamento de variáveis cinemáticas na produção difrativa dessas partículas, particularmente, das lacunas de rapidez. Para isso, foi utilizada uma luminosidade integrada de 3,171 $\mathrm{pb}^{-1}$ de dados coletados no ano de 2010. As análises com os dados experimentais foram comparadas com os resultados obtidos com geradores de Monte Carlo PYTHIA6, PYTHIA8 e POMPYT.

Palavras-chave: Mésons – Difração. Interações próton-próton. Partículas (Física nuclear). Solenóide de múon compacto. Grande colisor de hádrons (França e Suíça).

**ABSTRACT**

In this work we present a very preliminary study of the diffractive production of $D^{*\pm}$ mesons from proton-proton collisions, at center of mass energy of 7 TeV, with the CMS-LHC experiment. The decay channel $D^{*\pm} \rightarrow D^0\pi_s^{\pm} \rightarrow K^{\mp}\pi^{\pm}\pi_s^{\pm}$ was reconstructed and the efficiency was computed. An analysis of the dependence of the kinematical variables, particularly of the pseudo rapidity gap Δη, on the meson production was done. A total luminosity of 3.171 $\mathrm{pb}^{-1}$ of data collected in the year of 2010 was analyzed, and the reconstructed data were compared to the ones obtained with PYTHIA6, PYTHIA8 and POMPYT generators.

Keywords: Mesons - Diffraction. Proton-proton interactions. Particles (Nuclear physics). Compact muon solenoid. Large hadron collider (France and Switzerland).

## LISTA DE FIGURAS


Figura 1 - Modelo Padrão da Física de Partículas Elementares. ..... 16
Figura 2 - Representação da equação DGLAP (1.5). ..... 21
Figura 3 - Representação da equação DGLAP (1.6). ..... 21
Figura 4 - Espalhamento elástico: representação do estado final das partículas (pontos rosa) no espaço ϕ (ângulo azimutal) – η (pseudorapidez). ..... 23
Figura 5 - Difração simples: os pontos pretos representam o produto da dissociação de uma das partículas. ..... 23
Figura 6 - Difração dupla: ambas as partículas se dissociam. ..... 24
Figura 7 - Dupla troca de pomeron. ..... 24
Figura 8 - Trajetórias mesônicas. ..... 26
Figura 9 - Esquema de decaimento do méson $D^{*+}$. ..... 29
Figura 10 - Identificação da massa do $D^{*+}$ através da diferença de massa entre o $D^{*+}$ e $D^0$ no experimento H1. ..... 30
Figura 11 - Seções de choque $\sigma(ep \rightarrow e(D^{*\pm}X')Y)$ como função de (a) $X_P$; (b) $\log_{10}\beta$ e (c) $z_P^{obs}$, medidos no experimento H1 [17] ..... 31
Figura 12 - Seções de choque $\sigma(ep \rightarrow e(D^{*\pm}X')Y)$ como função de (a) $\log_{10}Q^2$; (b) $p^*_{\{T,D^*\}}$ e (c) $\eta_{D^*}$, medidos no experimento H1 [17] ..... 32
Figura 13 - Identificação da massa do $D^{*+}$ através da diferença de massa entre o $D^{*+}$ e $D^0$ no experimento ZEUS [18] ..... 33
Figura 14 - Resultados do $D^{*+}$ difrativo com $x_P < 0{,}035$ no experimento ZEUS [18] ..... 34
Figura 15 - Complexo de aceleradores do CERN. ..... 35
Figura 16 - Cobertura em η de cada subsistema do CMS. ..... 38
Figura 17 - Vista transversal do detector CMS. ..... 39
Figura 18 - *Layout* do detector CMS. ..... 39
Figura 19 - Sistema de trajetórias do CMS. ..... 40
Figura 20 - Vista longitudinal do sistema de trajetórias do CMS. ..... 41
Figura 21 - *Layout* do ECAL mostrando a disposição dos módulos de cristal, supermódulos e *endcaps*, com a *preshower* na frente. ..... 42
Figura 22 - Vista longitudinal do detector CMS mostrando os locais do barril do calorímetro hadrônico (HB), tampas laterais (HE), barril externo (HO) e calorímetros frontais (HF). ..... 43

Figura 23 - Esquema de numeração das cunhas. A cunha 1 está situada na direção (+x) do anel do LHC. ..... 44
Figura 24 - Esquema do calorímetro HF. ..... 46
Figura 25 - Segmentação transversa das torres do HF. ..... 46
Figura 26 - Sistema de múons e seus sub-detectores. ..... 48
Figura 27 - Localização do CASTOR na região frontal do CMS. ..... 49
Figura 28 - Vista lateral do ZDC mostrando as seções eletromagnética e hadrônica. ..... 50
Figura 29 - Localização dos sistemas de monitoramento ao longo do experimento CMS. ..... 51
Figura 30 - Distribuição da reconstrução dos dados experimentais. (a) mostra a distribuição do número de traços, (b) mostra a distribuição do número de vértices primários e (c) e (d) mostram a distribuição dos vértices primários nas coordenadas do detector. ..... 55
Figura 31 - Distribuição da reconstrução dos dados simulados gerados com o POMPYT. (a) mostra a distribuição do número de traços, (b) mostra a distribuição do número de vértices primários e (c) e (d) mostram a distribuição dos vértices primários nas coordenadas do detector. ..... 56
Figura 32 - Distribuição da reconstrução dos dados simulados gerados com o PYTHIA6. (a) mostra a distribuição do número de traços, (b) mostra a distribuição do número de vértices primários e (c) e (d) mostram a distribuição dos vértices primários nas coordenadas do detector. ..... 57
Figura 33 - Distribuição da reconstrução dos dados simulados gerados com o PYTHIA8. (a) mostra a distribuição do número de traços, (b) mostra a distribuição do número de vértices primários e (c) e (d) mostram a distribuição dos vértices primários nas coordenadas do detector. ..... 58
Figura 34 - Esquema de decaimento do $D^{*\pm}$ ..... 59
Figura 35 - Espectro e fundo da diferença de massa $\Delta m$, obtido pela combinação de cargas na reconstrução do $D^{*\pm}$, com dados simulados. ..... 60
Figura 36 - Espectro e fundo da massa invariante do $D^0$, obtido pela combinação de cargas na reconstrução do $D^{*\pm}$, com dados simulados. ..... 60
Figura 37 - Distribuição de massa invariante de candidatos a $D^0$ reconstruído, utilizando dados experimentais. ..... 60
Figura 38 - Distribuição da diferença de massa $\Delta m$ de candidatos a $D^{*\pm}$ reconstruído, utilizando dados experimentais. ..... 60

Figura 39 - Distribuição de $\Delta m$, obtida pela reconstrução do $D^{*\pm}$ utilizando o gerador PYTHIA6. ..... 62
Figura 40 - Distribuição de $\eta$ do $D^{*\pm}$, obtida a nível de gerador utilizando o PYTHIA6. ..... 62
Figura 41 - Distribuição de $\Delta m$, obtida pela reconstrução do $D^{*\pm}$ utilizando o gerador PYTHIA8. ..... 62
Figura 42 - Distribuição de $\eta$ do $D^{*\pm}$, obtida a nível de gerador utilizando o PYTHIA8. ..... 62
Figura 43 - Distribuição de $\Delta m$, obtida pela reconstrução do $D^{*\pm}$ utilizando o gerador POMPYT. ..... 62
Figura 44 - Distribuição de $\eta$ do $D^{*\pm}$, obtida a nível de gerador utilizando o POMPYT. ..... 62
Figura 45 - $\Delta\eta$ de toda a amostra a nível de gerador com a comparação entre diferentes geradores de Monte Carlo. ..... 64
Figura 46 - $\Delta\eta$ das partículas em eventos com $D^{*\pm}$, no decaimento $D^{*\pm} \rightarrow D^0\pi_s^{\pm} \rightarrow K^{\mp}\pi^{\pm}\pi_s^{\pm}$ a nível de gerador com a comparação entre diferentes geradores de Monte Carlo. ..... 64
Figura 47 - Distribuição da soma de energia no lado positivo do HF, com toda a amostra de dados experimentais. ..... 65
Figura 48 - Distribuição da soma de energia no lado negativo do HF, com toda a amostra de dados experimentais. ..... 65
Figura 49 - Ilustração da definição de $\Delta\eta$. ..... 66
Figura 50 - Distribuição do $\eta_{max}$, de toda a amostra obtida pelo gerador Pythia8, comparando as componentes difrativas e não difrativas com a distribuição integral. ..... 66
Figura 51 - Distribuição do $\eta_{min}$, de toda a amostra obtida pelo gerador Pythia8, comparando as componentes difrativas e não difrativas com a distribuição integral. ..... 66
Figura 52 - Distribuição do $\eta_{max}$ dos candidatos a $D^{*\pm}$ reconstruído comparando dados experimentais com diferentes geradores de Monte Carlo. ..... 66
Figura 53 - Distribuição do $\eta_{min}$ dos candidatos a $D^{*\pm}$ reconstruído comparando dados experimentais com diferentes geradores de Monte Carlo. ..... 66
Figura 54 - Distribuição do $\mathrm{Min}(\eta_{max,}\text{-}\eta_{min})$ dos candidatos a $D^{*\pm}$ reconstruído comparando dados experimentais com diferentes geradores de Monte Carlo. ..... 67
Figura 55 - Distribuição do $p_T$ dos candidatos a $D^{*\pm}$ reconstruído comparando dados experimentais com diferentes geradores de Monte Carlo. ..... 68

Figura 56 - Distribuição do $p_T$ do $D^{*\pm}$ reconstruído com o corte em $\mathrm{Min}(\eta_{max,}\text{-}\eta_{min})<3$ com dados experimentais e diferentes geradores de Monte Carlo. ..... 68
Figura 57 - Distribuição do $p_T$ do $D^{*\pm}$reconstruído x pT do $D^{*\pm}$ a nível de gerador, gerados com (a) PYTHIA6, (b) PYTHIA8 e (c) POMPYT. ..... 69
Figura 58 - Distribuição do $p_T$ do $D^{*\pm}$ reconstruído x pT do $D^{*\pm}$ a nível de gerador com o corte em $\mathrm{Min}(\eta_{max,}\text{-}\eta_{min})<3$, gerados com (a) PYTHIA6, (b) PYTHIA8 e (c) POMPYT. ..... 70
Figura 59 - Distribuição da diferença de massa de candidatos a $D^{*\pm}$ reconstruído com o corte em $\mathrm{Min}(\eta_{max,}\text{-}\eta_{min})<3$, utilizando dados experimentais com ajuste de função. ..... 70

## LISTA DE TABELAS

Tabela 1 - Resumo das interações fundamentais. ..... 17
Tabela 2 - Algumas propriedades dos mésons chamosos. ..... 29
Tabela 3 - Modos de decaimento e taxa de decaimento do $D^*$ ..... 29
Tabela 4 - Amostras de dados simulados geradas pelo PYTHIA6 e pelo PYTHIA8. ..... 54
Tabela 5 - Amostra de dados experimentais coletados em 2010. ..... 54

# INTRODUÇÃO

Os processos difrativos representam uma parcela substancial da seção de choque nas colisões hadrônicas. Por essa razão, há grande interesse nesses processos, tanto no entendimento da física envolvida, assim como pela possibilidade de explorá-los na seleção de objetos raros ou exóticos, principalmente em canais de produção exclusiva. Os processos difrativos não podem ser tratados pela cromodinâmica quântica perturbativa, sendo descritos pela teoria de Regge em termos da troca de um objeto virtual neutro, sem cor ou sabor e que carregam números quânticos do vácuo, o chamado Pomeron.

Até hoje a natureza do Pomeron e os seus mecanismos de reação não são completamente conhecidos. Um caminho promissor é usar os espalhamentos difrativos duros para resolver a estrutura partônica do Pomeron. Uma forma de selecionar esses eventos é através da identificação de jatos ou de sabores pesados como quarks c ou b entre os produtos das colisões, o que garante a presença de uma escala dura de energia. O quark c (charme) é o mais leve deles, sendo abundantemente produzido no LHC (*Large Hadron Collider*). Devido ao confinamento, os quarks não podem ser observados isoladamente. Uma forma de detectá-los é através da observação de objetos que surgem no processo de fragmentação. No caso da produção de charme, a hadronização dá origem aos mésons D e sua observação denota a presença do sabor pesado.

O LHC entrou definitivamente em operação no início do ano de 2010. Desde então vem coletando dados de colisão próton-próton a energias inéditas. Este novo domínio de energia permite o teste de vários aspectos da QCD e da Física Difrativa nunca antes explorados. A análise de dados dessa dissertação é baseada em um dos experimentos do LHC, o detector CMS (*Compact Muon Solenoid*). Neste trabalho fazemos a seleção de eventos contendo mésons $D^{*\pm}$ com o detector central do CMS, identificando-os através do canal de decaimento $D^0 + \pi_s^{\pm}$. Fazemos a análise da sua produção difrativa na região de rapidez $|\eta|$<2,5, através das variáveis cinemáticas relevantes. O objetivo principal é verificar como elas podem ser usadas na seleção de eventos difrativos.

Esta dissertação é dividida da seguinte forma. No capítulo 2, é feita uma breve revisão sobre a Física de Partículas, abordando os fundamentos da Cromodinâmica Quântica e da Física Difrativa. No capítulo 3 é discutido o detector CMS. É feita uma explanação geral sobre o acelerador LHC (*Large Hadron Collider*) e um detalhamento das características principais dos subdetectores do CMS. No capítulo 4 é detalhada a análise dos dados,

incluindo a seleção dos eventos de interesse, método de reconstrução e o estudo do comportamento das variáveis cinemáticas nos eventos difrativos. O capítulo 5 é reservado às conclusões e às considerações finais.

# 1 ASPECTOS TEÓRICOS

## 1.1 **Modelo Padrão**

A Física de Partículas Elementares [1] é o ramo de estudo sobre os constituintes elementares da matéria e suas interações. Nossa compreensão dessas interações é reunida no que chamamos de "Modelo Padrão" da Física de Partículas (Figura 1). A ideia básica é que as simetrias da Natureza dão origem a forças de calibre, que são descritas pelas Teorias de *Gauge* ou Teorias de Calibre. Este é o caso para as forças eletromagnéticas, nuclear fraca e nuclear forte. As interações são descritas pela teoria quântica de campo incorporando o princípio de calibre: os quanta são os fótons, os glúons e os bósons $W^+$, $W^-$ e $Z^0$, que são trocados nas interações entre as partículas materiais, os léptons e os *quark*s. A força gravitacional não está inclusa no Modelo Padrão. A Eletrodinâmica Quântica (QED) é uma teoria de calibre que descreve a interação eletromagnética de elétrons e fótons. O modelo eletrofraco e a Cromodinâmica Quântica (QCD) são teorias de calibre que descrevem interações fracas e fortes de léptons e quarks. O resumo disso encontra-se na Tabela 1.

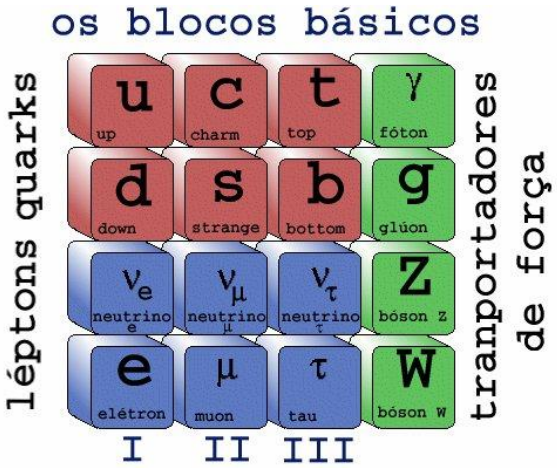
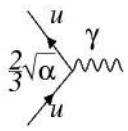
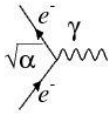
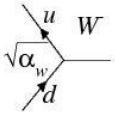
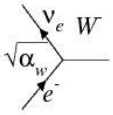
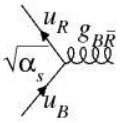



Figura 1: Modelo Padrão da Física de Partículas Elementares.

Tabela 1: Resumo das interações fundamentais.

| **Interação** | **Quantum** | **Quarks** | **Léptons** | **Acoplamento Típico** | **Alcance** |
|---|---|---|---|---|---|
| Eletromagnética | Fóton $\lambda$ |   |   | $\alpha \approx 10^{-2}$ | $\infty$ |
| Fraca | $W^{\pm}, Z^{0}$ |   |   | $\alpha_W \approx 10^{-6}$ | $10^{-18}$m |
| Forte | Glúons $g$ |   | | $\alpha_s \approx 1$ | $10^{-15}$m |

Quarks são partículas que interagem por meio das interações eletromagnética, fraca e forte, e possuem carga elétrica fracionária (+2/3 e -1/3), além das "cargas de cor" relativas à interação forte. As evidências para a existência dos quarks e o estudo de suas propriedades, vêm do estudo de partículas que interagem fortemente, chamadas hádrons. Os hádrons estão divididos em bárions e em mésons. Os bárions são formados por três quarks, e os mésons por dois quarks (um quark e um antiquark). Os seis tipos de quarks, ou sabores, são chamados de *up*, *down*, *charm*, *strange*, *top* e *bottom*. Os elétrons e os neutrinos não experimentam interações fortes e não são hádrons. Eles formam um grupo separado de partículas chamadas léptons. Cada lépton carregado, isto é, elétron, múon ou tau, tem um neutrino associado a ele. Os neutrinos participam exclusivamente de interações fracas, mas os elétrons também experimentam interações eletromagnéticas. Para cada uma dessas partículas existe uma antipartícula correspondente com as mesmas características, mas carga oposta.

## 1.2 **Cromodinâmica Quântica (QCD)**

### 1.2.1 Constante de acoplamento ($\alpha_s$)

A Cromodinâmica Quântica (QCD) [2,3] é uma teoria de calibre não-abeliana, baseada no grupo de simetria unitário especial de três dimensões (SU(3)). Ela descreve interações de quarks e glúons. Quarks se manifestam em uma das seis possíveis cargas de cor (três cores fundamentais e três anticores). Glúons carregam uma cor e uma anticor e podem, portanto, interagir uns com os outros também. Esta é uma conseqüência direta da natureza não-abeliana do grupo de simetria subjacente. O Modelo Padrão descreve a força da interação quark-glúon em termos da constante de acoplamento forte $\alpha_s$ expressa como:

$$\alpha_s(\mu_r^2) = \frac{12\pi}{\left(11n_c - 2n_f\right)\ln\frac{\mu_r^2}{\Lambda_{QCD}^2}} \tag{1.1}$$

onde $\mu_r^2$ é a escala de renormalização, o número de cores ($n_c$) é 3, o número de sabores ($n_f$) é igual a 6 e $\Lambda_{QCD}$ é um parâmetro que é determinado experimentalmente. Em espalhamentos profundamente inelásticos, $\mu_r^2$ pode ser igualado a $Q^2$ que é a escala de energia.

Podemos evidenciar dois aspectos importantes que ocorrem através da constante de acoplamento: liberdade assintótica e confinamento. A liberdade assintótica ocorre quando a interação entre partículas se torna arbitrariamente fraca em pequenas distâncias, o que faz com que o valor da constante de acoplamento tenda a zero. O confinamento ocorre quando as partículas se afastam umas das outras, quanto mais as partículas tenderem a se afastar maior será a constante de acoplamento.

### 1.2.2 Distribuição de pártons

O Modelo de pártons é um modelo fenomenológico introduzido por Feynman et al.[4] em 1969 como forma de analisar interações hadrônicas. Basicamente assumimos que:

- o hádron aparece como uma coleção de quarks e glúons livres, chamados pártons, que estão todos viajando na mesma direção do hádron “pai”. O momento do hádron é dividido entre os pártons. Para cada tipo de párton existe uma densidade de probabilidade $f_i$(x) que dá a probabilidade de se encontrar um párton do tipo i

transportando uma fração de momento x do hádron. A soma dos momentos dos pártons corresponde ao momento do hádron, isto é:

$$\sum_i \int_0^1 \mathrm{x} f_i(\mathrm{x}) d\,\mathrm{x} = 1 \tag{1.2}$$

onde a soma se estende sobre todos os pártons.

- Os pártons parecem incoerentes quando interagem externamente. A seção de choque total $\sigma$, no caso de interações duras, pode ser determinada pela soma, sobre a contribuição de todos os pártons no hádron, das seções de choque para processos básicos com pártons livres $\hat{\sigma}_i$.

$$\sigma = \sum_i \int_0^1 f_i(\mathrm{x}) \hat{\sigma}_i d\,\mathrm{x} \tag{1.3}$$

O modelo de pártons é válido para todos os hádrons. As distribuições de pártons são diferentes para diferentes hádrons, mas são universais para todos os hádrons de mesmo tipo e em todas as interações. No modelo de pártons as funções de estrutura podem ser obtidas em termos de funções de densidade de pártons. Para pártons de spin $\frac{1}{2}$, por exemplo,

$$F_2(\mathrm{x}, Q^2) = \sum_{i=q,\bar{q}} e_i^2 \mathrm{x} f_i(\mathrm{x}, Q^2) \tag{1.4}$$

A soma é feita sobre todos os sabores de quark e antiquark, $e_i$ indica a carga do quark $i$, $F_2$ é a função de estrutura e $f_i$ é a função de distribuição de pártons com fração de momentum x. Os processos de espalhamento profundamente inelástico (elétron-próton), onde o elétron investiga o hádron via troca de um fóton virtual, tem dado base para o atual modelo de estrutura hadrônica. O próton é entendido em termos das funções de estrutura, que são dependentes da distribuição espacial de objetos dentro do mesmo, os pártons, os quais obedecem a regras prescritas pela QCD.

### 1.2.3 Fatoração

Como vimos anteriomente $\alpha_s$ é a constante de acoplamento que varia com a escala $\mu_r$ de interação. Com o aumento de $\mu_r$, $\alpha_s$ diminui, $\mu_r \to \infty$ $\alpha_s \to 0$ o que leva a propriedade de liberdade assintótica. Isso significa que em altas energias, onde $\alpha_s \ll 0$, a teoria da perturbação é aplicável. Em baixas energias, $\alpha_s$ é grande e a expansão em $\alpha_s$ não converge. A fim de resolver esse problema outra escala foi introduzida, a escala de fatoração $\mu_f$.

A fatoração [5,6] permite separar a amplitude de espalhamento entre hádrons em duas partes independentes. A primeira parte, também conhecida como espalhamento duro, pode ser tratada perturbativamente. A outra parte caracteriza os tipos de hádrons envolvidos e é descrita por distribuições de pártons no interior dos hádrons, obtidas experimentalmente. Ou seja, a física abaixo da escala de $\mu_f$ não é calculável em QCD perturbativa, e é inclusa nas funções de densidade de pártons, e a física acima da escala $\mu_f$ é calculável na QCD perturbativa.

### 1.2.4 Equações DGLAP

O processo mais simples que apresenta as principais características da QCD no limite de altas energias é o espalhamento inelástico profundo. Esse processo depende de duas variáveis cinemáticas: o momento transferido $Q^2$ e o x de Bjorken, que é a fração de momento do próton portada pelos pártons. A dependência e a evolução das distribuições dessas variáveis são obtidas através das equações dinâmicas DGLAP ou BFKL.

As equações conhecidas como equações DGLAP (Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi) [7-10], descrevem a evolução em $Q^2$ das densidades de quarks e densidades de glúons em QCD:

$$\frac{\partial}{\partial \ln Q^2} g(x,Q^2) = \frac{\alpha_s}{2\pi}\int_x^1 \frac{dy}{y}\left[\sum_i q_i(y,Q^2)P_{gq}\left(\frac{x}{y}\right) + g(y,Q^2)P_{gg}\left(\frac{x}{y}\right)\right] \tag{1.5}$$

$$\frac{\partial}{\partial \ln Q^2} q(x,Q^2) = \frac{\alpha_s}{2\pi}\int_x^1 \frac{dy}{y}\left[\sum_i q_i(y,Q^2)P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right) + g(y,Q^2)P_{qg}\left(\frac{x}{y}\right)\right] \tag{1.6}$$

As funções $P_{ij}$ são também chamadas de funções *splitting* e derivam de diagramas de Feynman (como mostra a Figura 2 e Figura 3). Elas são a probabilidade de encontrar um

párton do tipo $i$ com fração de momento $x$ irradiado de um párton do tipo $j$ com uma fração de momento $y$ ($y > x$) na escala $Q^2$.

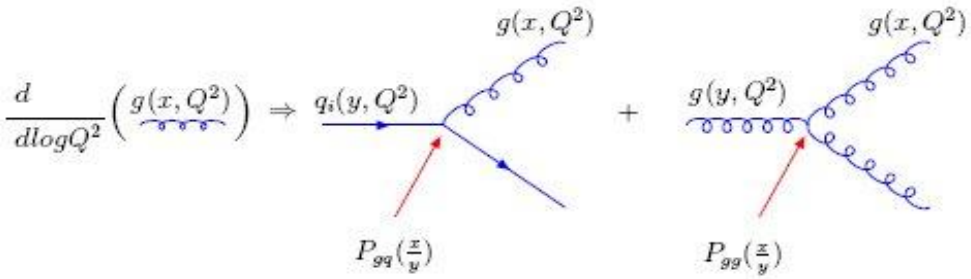



Figura 2: Representação da equação DGLAP (1.5).

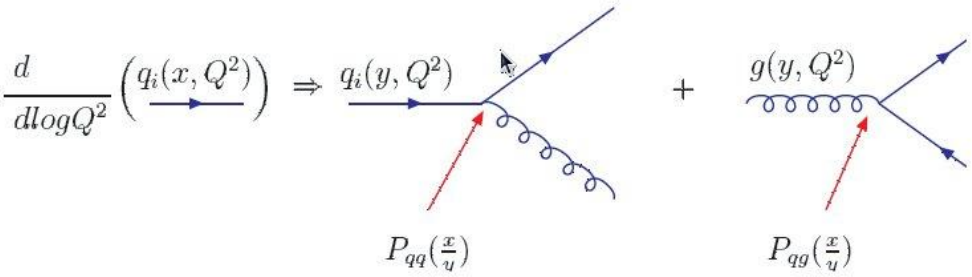



Figura 3: Representação da equação DGLAP (1.6).

### 1.2.5 Equações BFKL

A equação DGLAP [11,12] efetua uma ressoma dos termos do tipo $\left(\alpha_s(Q^2)\ln(Q^2)\right)^2$. Em altas energias, termos do tipo $\left(\alpha_s(Q^2)\ln\left(\frac{1}{x}\right)\right)^2$ tornam-se importantes, pois a evolução das funções de estrutura em relação a $x$ deve ser analisada. Através do estudo das amplitudes de espalhamento em altas energias, principalmente pela dominância das interações pela troca de pomerons, é possível obter uma equação de evolução que descreva as contribuições em logaritmo dominante $\ln\left(\frac{1}{x}\right)$, fornecendo uma evolução em $x$. Esta equação é chamada de equação BFKL (Balitsky, Fadin, Kuraev, Lipatov). Quando $x$ é muito baixo e $Q^2$ é suficientemente grande, ao se trabalhar com pequenos valores de $\alpha_s(Q^2)$ a divergência vem do termo $\ln\left(\frac{1}{x}\right)$, assim:

$$\alpha_s(Q^2) \ll 1 \tag{1.7}$$

$$\alpha_s(Q^2)\ln(Q^2) \ll 1 \tag{1.8}$$

$$\alpha_s(Q^2)\ln\left(\frac{1}{x}\right) \approx 1. \tag{1.9}$$

A distribuição diferencial de glúons é definida como

$$xg(x,Q^2) = \int_0^{Q^2} \frac{dk^2}{k} f(x,k^2) \tag{1.10}$$

Os resultados da evolução da equação de BFKL:

$$\frac{df(x,k^2)}{d\ln\left(\frac{1}{x}\right)} = dk^{`2} K_L\left(k^2,k^{`2}\right) f\left(k^2,k^{`2}\right) = K_L \otimes f = \lambda f \tag{1.11}$$

onde $\otimes$ representa a convolução, e $K_L$ é o *Lipatov kernel* que representa a soma sobre as potências dos termos $\alpha_s \ln\left(\frac{1}{x}\right)$. A distribuição de glúon resultante, no regime de $x$ pequeno, pode ser expressa como:

$$xg(x,Q^2) \sim f(Q^2)x^{-\lambda} \tag{1.12}$$

O conhecimento da distribuição de glúons no próton é importante, pois as dinâmicas de evolução da QCD predizem um grande crescimento desta distribuição no regime de pequeno $x$. Nesse trabalho, vamos estudar processos em que a transferência de momento $(Q^2)$ é tipicamente baixa. Esses processos são conhecidos como difrativos e serão descritos a seguir.

## 1.3 **Física Difrativa**

A difração em Física de Altas Energias guarda várias similaridades com a difração ótica [13], e originalmente era usada para denotar as características de espalhamentos elásticos. Mais tarde a definição se expandiu para cobrir uma gama de processos governados por mecanismos similares. Os processos de difração hadrônica tem duas características essenciais:

- uma reação em que não há troca de números quânticos entre partículas de cor é, em Física de Altas Energias, uma reação difrativa. Em outras palavras, difração é o fenômeno que ocorre assintoticamente sempre que as partículas espalhadas (ou conjuntos de partículas) possuem os mesmos números quânticos das partículas

incidentes. Requerer somente que não haja troca de números quânticos (que não os do vácuo) é uma condição necessária, mas não suficiente, para que o processo seja difrativo, já que experimentalmente nem sempre é possível identificar os produtos de uma reação.

- Uma reação difrativa é caracterizada por uma grande lacuna de rapidez no estado final, não suprimida exponencialmente.

As topologias possíveis para processos difrativos são:

- Espalhamento elástico: quando as mesmas partículas incidentes emergem depois da colisão (Figura 4);

$$1 + 2 \rightarrow 1' + 2' \tag{1.13}$$

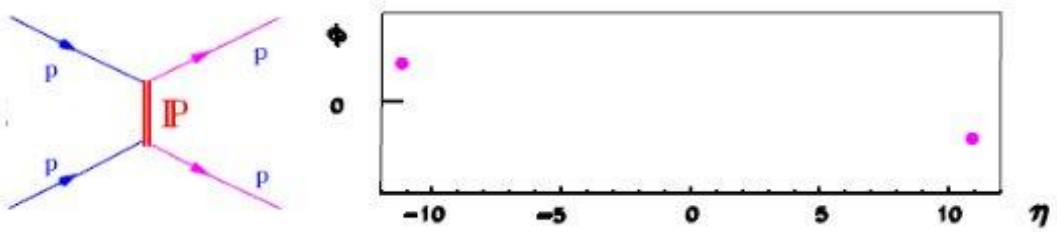



Figura 4: Espalhamento elástico: representação do estado final das partículas (pontos rosa) no espaço $\phi$ (ângulo azimutal) – $\eta$ (pseudorapidez).

- Difração simples: quando uma das partículas incidentes se mantém intacta enquanto outra se dissocia em um sistema excitado com os mesmos números quânticos (Figura 5);

$$1 + 2 \rightarrow 1' + X_2 \tag{1.14}$$

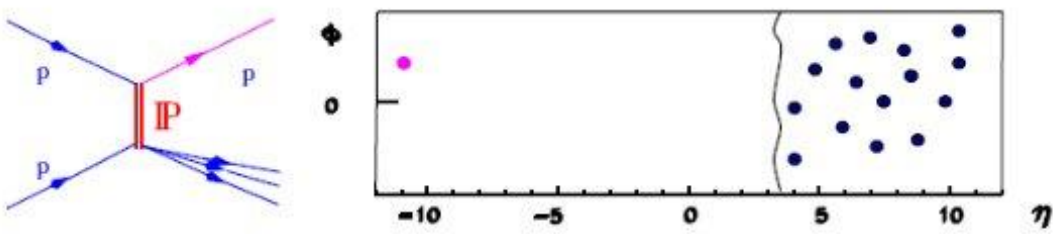



Figura 5: Difração simples: os pontos pretos representam o produto da dissociação de uma das partículas.

- Difração dupla: quando cada partículas incidente se dissocia em um sistema excitado com exatamente os mesmos números quânticos das duas partículas iniciais (Figura 6);

$$1 + 2 \rightarrow X_1 + X_2 \tag{1.15}$$

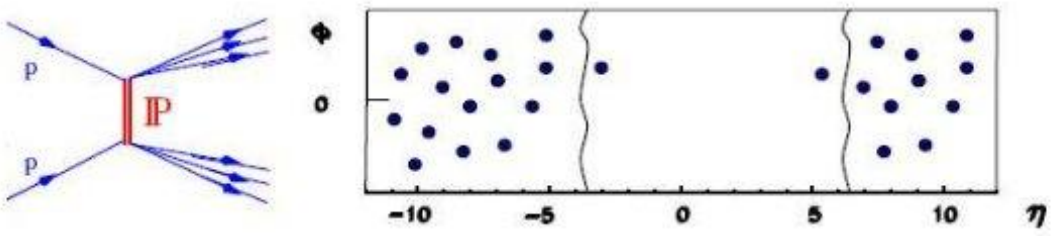



Figura 6: Difração dupla: ambas as partículas se dissociam.

- Dupla troca de pomeron: quando as duas partículas se mantém intactas e há a produção de um sistema central com a troca de dois pomerons entre as partículas incidentes (Figura 7).

$$1 + 2 \rightarrow 1' + X + 2' \tag{1.16}$$

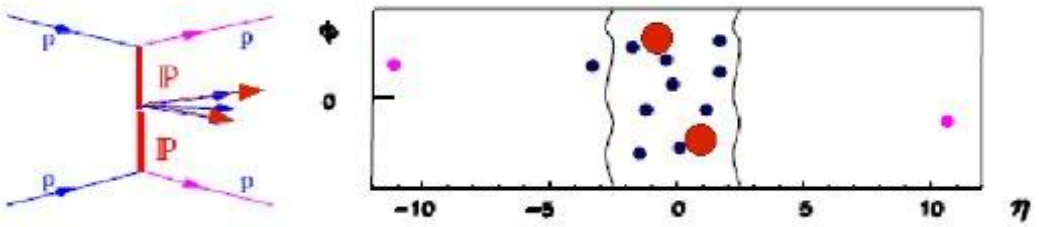



Figura 7: Dupla troca de pomeron.

Processos hadrônicos são classificados em duas classes distintas:

- Os processos moles (*soft*) são caracterizados por uma escala de energia da ordem do tamanho do hádron R ($\sim$1 fm). O quadrado do momento transferido é geralmente pequeno: $|t| \sim \frac{1}{R^2} \sim$ (algumas centenas de MeV)$^2$. As seções de choque tem dependência exponencial em t, $\frac{d\sigma}{dt} \sim e^{-R^2|t|}$, e eventos com grande |t| são altamente suprimidos. Exemplos clássicos de processos moles são espalhamento elástico hádron-hádron e dissociação difrativa. Do ponto de vista teórico, a QCD perturbativa é

inadequada para descrever esses processos A presença de uma grande escala de distância (R) faz com que o processo seja intrinsecamente não perturbativo. A aproximação que foi adotada para descrever processos moles é a teoria de Regge, que será discutida na seção seguinte.

- Os processos duros (*hard*) são caracterizados por duas (ou mais) escalas de energia: uma é do tamanho do hádron, a outra é uma escala de energia dura. O momento transferido é da ordem dessa escala de energia, portanto, grande ($\geq 1\mathrm{GeV}^2$). As seções de choque têm dependência com a potência ou com o logaritmo do momento transferido. Dois exemplos de processos duros são o espalhamento inelástico e a produção de jatos com grande $p_T$. Os altos valores de momento transferido permitem o uso da QCD perturbativa. Parte dos processos, entretanto, ainda são de origem não perturbativa. Esta componente é incorporada na fragmentação. Os teoremas de fatoração garantem que a parte perturbativa pode ser separada da parte não perturbativa.

### 1.3.1 Modelo de Regge

A estrutura teórica para a descrição da difração em altas energias é a teoria de Regge, desenvolvida por Tulio Regge em 1957 [14] em base não-relativística. Essa teoria descreve reações hadrônicas de altas energias em termos da troca de "objetos" chamados *reggeons*. Os estados ligados para potenciais esféricos atrativos para um dado momento angular, aparecem como pólos de amplitude de ondas parciais $\alpha_l\,(t)$, quando se estende os valores de $l$ para valores complexos. Para potenciais bem comportados, a localização dos pólos de Regge é definida por uma relação do tipo

$$l = \alpha(t) \tag{1.17}$$

onde $\alpha(t)$ é uma função do momento transferido chamada trajetória de Regge.

A função $\alpha(t)$ pode ser expressa como

$$\alpha(t) = \alpha(0) + \alpha' t \tag{1.18}$$

onde $\alpha(0)$ e $\alpha'$ são conhecidos como a interseção e inclinação, respectivamente, da trajetória. A Figura 8 mostra trajetórias mesônicas, onde $\alpha(0) \simeq 0{,}5$.

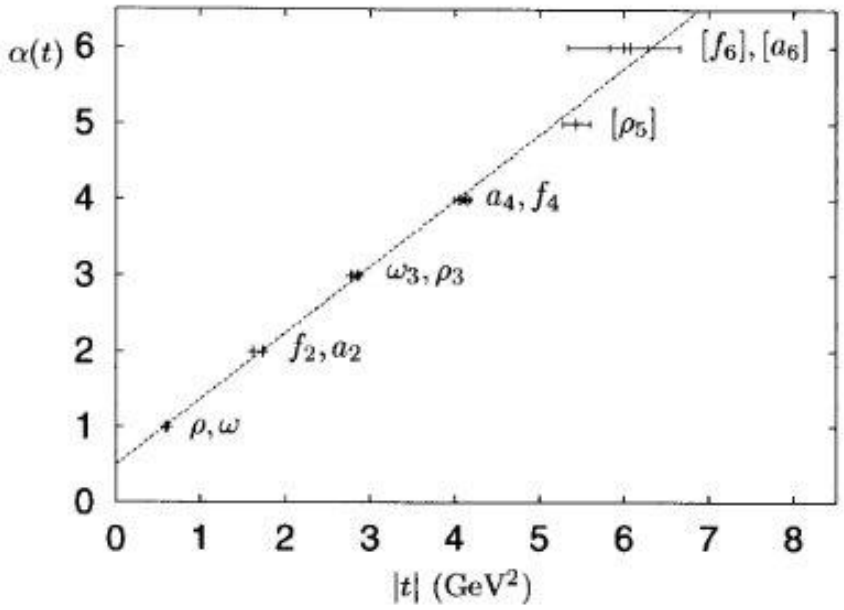



Figura 8: Trajetórias mesônicas [14].

### 1.3.2 Pomeron

Para considerar seções de choque totais assintoticamente constantes, Chew e Frautschi (1961) e Gribov (1961) introduziram a teoria de Regge com interseção 1. Esse reggeon foi chamado de pomeron. A trajetória do pomeron não corresponde a de nenhuma partícula conhecida. É esperado que os pomerons sejam compostos por dois ou mais glúons (*glueballs*). A trajetória do pomeron com um candidato *glueball* seria

$$\alpha_P(t) = 1{,}08 + 0{,}25t/\mathrm{GeV}^2. \tag{1.19}$$

O pomeron é a trajetória dominante nos processos elásticos e difrativos, que acontecem pela troca de números quânticos do vácuo no canal $t$. Assim temos, P=+1, C=+1, G=+1 e I=0, que correpondem a paridade, carga, G-paridade e isospin, respectivamente.

### 1.3.3 Variáveis Cinemáticas

A seguir são descritas as principais variáveis para a caracterização dos processos difrativos das colisões.

- Rapidez e lacunas de rapidez.

  Para uma partícula de energia $E$ e $p_z$, a componente do momento ao longo do eixo $z$, a radidez $y$ é definida como:

$$y = \frac{1}{2}\ln\frac{E + p_z}{E - p_z}. \tag{1.20}$$

  Caso a massa da partícula seja muito maior que a sua energia, a rapidez pode ser aproximada pelo que definimos como pseudo-rapidez:

$$\eta = -\ln\left[\tan\frac{\theta}{2}\right]. \tag{1.21}$$

  As lacunas de rapidez são regiões de rapidez desprovidas de partículas, que podem denotar a presença de uma interação difrativa, conforme discutido na seção 1.3.

- Fração de momento do pomeron ($\xi$)

  Em colisões de difração simples, um dos dois prótons permanece intacto. A fração do momento longitudinal perdido pelo próton intacto é relacionado a fração do momento tomada pelo pomeron,

$$\xi = 1 - \frac{p_{inicial}}{p_{final}}, \tag{1.22}$$

  onde $p_{final}$ e $p_{inicial}$ são, respectivamente, os momentos final e inicial do próton. Essa quantidade pode ser também escrita usando o estado final das partículas produzidas através da relação:

$$\xi = \sum_i \frac{1}{\sqrt{s}} E_{T_i} e^{\eta_i}, \tag{1.23}$$

  onde $E_{T_i}$ é a energia transversal e $\eta_i$ é a pseudorapidez da $i$-ésima partícula.

- Massa difrativa

  A massa difrativa é dada pelo somatório das massas de todas as partículas do estado final em um sistema dissociado, como segue

$$M_X = \sum_i m_i, \tag{1.24}$$

## 1.4 **Mésons D$^{*\pm}$**

### 1.4.1 Características, modos de decaimento

Desde a sua descoberta em 1974 [15], o quark *charm* tem desempenhado um papel único na Física de Partículas. Sua descoberta, por si só foi uma importante validação do Modelo Padrão.

A produção de hádrons charmosos em colisões $pp$ pode ser calculada na QCD perturbativa de acordo com a equação:

$$d\sigma(pp \to D + \chi) = \sum_{i,j,k} \int dx_1 dx_2 dz f_i(x_1, \mu_f) f_j(x_2, \mu_f) \times d\sigma_{ij \to kX}(\mu_F, \alpha_s(\mu_R), m_c) D_k^D(z) \tag{1.25}$$

onde $i$ e $j$ a interação de pártons na colisão de prótons, transportando a fração de momento dos prótons $x$; $f_i$ é a função de estrutura; $\alpha_s$ é a constante de acoplamento forte; $D_k^D$ é a função de fragmentação que descreve a probabilidade de sair um quark pesado $k$ (por exemplo, charme) fragmentando para um méson D, $m_c$ é a massa do quark charme; $\mu_F$ e $\mu_R$ são escalas de fatoração e renormalização e finalmente a seção de choque $d\sigma$ é a seção de choque de espalhamento duro que é calculada na QCD perturbativa.

Devido ao confinamento de cor em QCD, observam-se hádrons "incolores" (mésons e bárions) que são produzidos no processo de fragmentação (ou hadronização). A hadronização não pode ser descrita por QCD perturbativa. Portanto, as previsões teóricas a nível hádron dependem de dados já coletados em outros experimentos e modelos empíricos. Os hádrons charmosos são produtos da hadronização do quark *charm*.

Os mésons charmosos são $D^0$, $D^{\pm}$, $D_s^{\pm}$, $D^{*\pm}$, $D^{*0}$ e $D_s^{*\pm}$. A tabela 2 mostra algumas propriedades desses mésons pesados. Neste trabalho é estudado o méson $D^{*\pm}$ que é constituído de um quark c e um antiquark $\bar{\mathrm{d}}$. A razão de fragmentação representa a probabilidade relativa de um quark *charm* fragmentar-se em espécies específicas de hádrons. Os mais recentes valores da razão de fragmentação do *charm* foram medidos em 2010[16], no caso do $D^{*\pm}$ o valor da razão de fragmentação é $\mathcal{B}(c \to D^*) = 0{,}238 \pm 0{,}007$. A Tabela 3 mostra os principais canais de decaimento do $D^{*\pm}$ com as respectivas taxas de decaimento.

Tabela 2: Algumas propriedades dos mésons chamosos.

| Méson | $D^0$ | $D^{\pm}$ | $D_s^{\pm}$ | $D^{*\pm}$ | $D^{*0}$ | $D_s^{*\pm}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Quarks | $c\bar{u}$ | $c\bar{d}$ | $c\bar{s}$ | $c\bar{u}$ | $c\bar{d}$ | $c\bar{s}$ |
| Massa (GeV) | 1,864 | 1,869 | 1,968 | 2,010 | 2,007 | 2,112 |
| $c\tau(s)$ | $4{,}1 \times 10^{-13}$ | $10{,}4 \times 10^{-13}$ | $5 \times 10^{-13}$ | $\mathcal{O}(10^{-18})$ | $\mathcal{O}(10^{-18})$ | $\mathcal{O}(10^{-18})$ |

Tabela 3: Modos de decaimento e taxa de decaimento do $D^{*\pm}$.

| Modos de decaimento | Taxa de decaimento |
|---|---|
| $D^* \rightarrow D^0 + \pi^+$ | $(67{,}7 \pm 0{,}5\%)$ |
| $D^* \rightarrow D^+ + \pi^0$ | $(30{,}7 \pm 0{,}5\%)$ |
| $D^* \rightarrow D^+ + \lambda$ | $(1{,}60 \pm 0{,}4\%)$ |

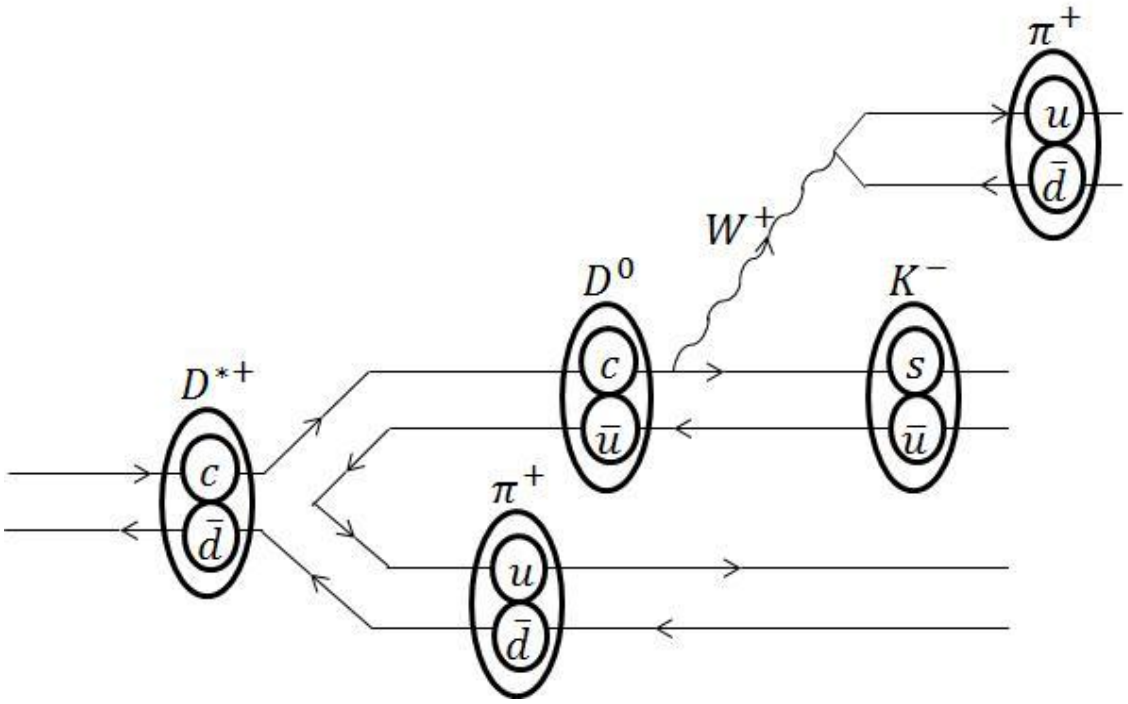



Figura 9 - Esquema de decaimento do méson $D^{*+}$.

A Figura 9 mostra o canal de decaimento do méson $D^{*\pm}$, que será utilizado nesse trabalho. Na primeira parte do decaimento apenas forças de interação eletromagnética e forte estão envolvidas. A escala de tempo é muito mais curta. No decaimento do $D^0$, um méson charmoso decai em mésons "não-*charm*" devido à propriedade de mudança de sabor do

decaimento fraco. O decaimento fraco também determina a escala de tempo para o decaimento a acontecer.

### 1.4.2 Medidas de experimentos do HERA

Os experimentos do HERA (Hadron Electron Ring) exploraram vários aspectos da produção de mésons charmosos, especialmente do D*. A seguir faremos uma síntese dos seus resultados.

- Experimento H1.

  Nesse trabalho [17], foi medida a seção de choque para a produção difrativa do méson $D^{*+}$ no espalhamento profundamente inelástico no experimento H1 do acelerador elétron-próton do HERA. A seção de choque é dada pelo processo $ep \rightarrow eXY$, onde o sistema X contém pelo menos um $D^{*+}$ que é separado por uma lacuna de rapidez de um próton de baixa massa remanescente do sistema Y. A seção de choque é apresentada na região difrativa profundamente inelástico definida por 2<$Q^2$<100 GeV$^2$, 0,05<y<0,7, $x_P < 0{,}04$, $M_y < 1{,}6$ GeV e |t|<1 GeV$^2$. Os $D^{*+}$ foram reconstruídos no intervalo $p_{T,D^*} > 2$ GeV e $\eta_{D^*} < 1{,}5$. A seção de choque encontrada foi 246 $\pm$ 54 $\pm$ 56 pb e forma 6% da seção de choque correspondente ao $D^{*+}$ inclusivo. Os mésons $D^{*+}$ foram reconstruídos usando o método de diferença de massa no canal de decaimento $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+_{slow} \rightarrow (K^-\pi^+)\,\pi^+_{slow}$, como mostra a Figura 10. As seções de choque diferenciais são mostradas nas Figuras 11 e 12. Elas representam os valores médios sobre os intervalos mostrados nas Figuras.

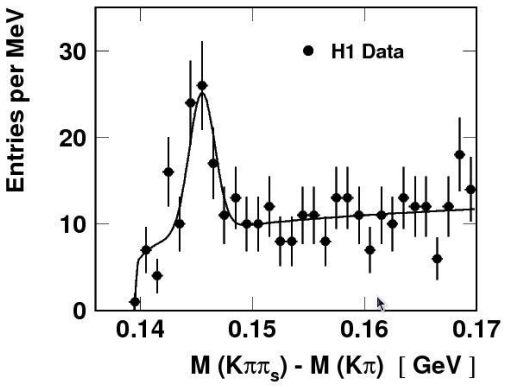



Figura 10: Identificação da massa do $D^{*+}$ através da diferença de massa entre o $D^{*+}$ e $D^0$ no experimento H1 [17].

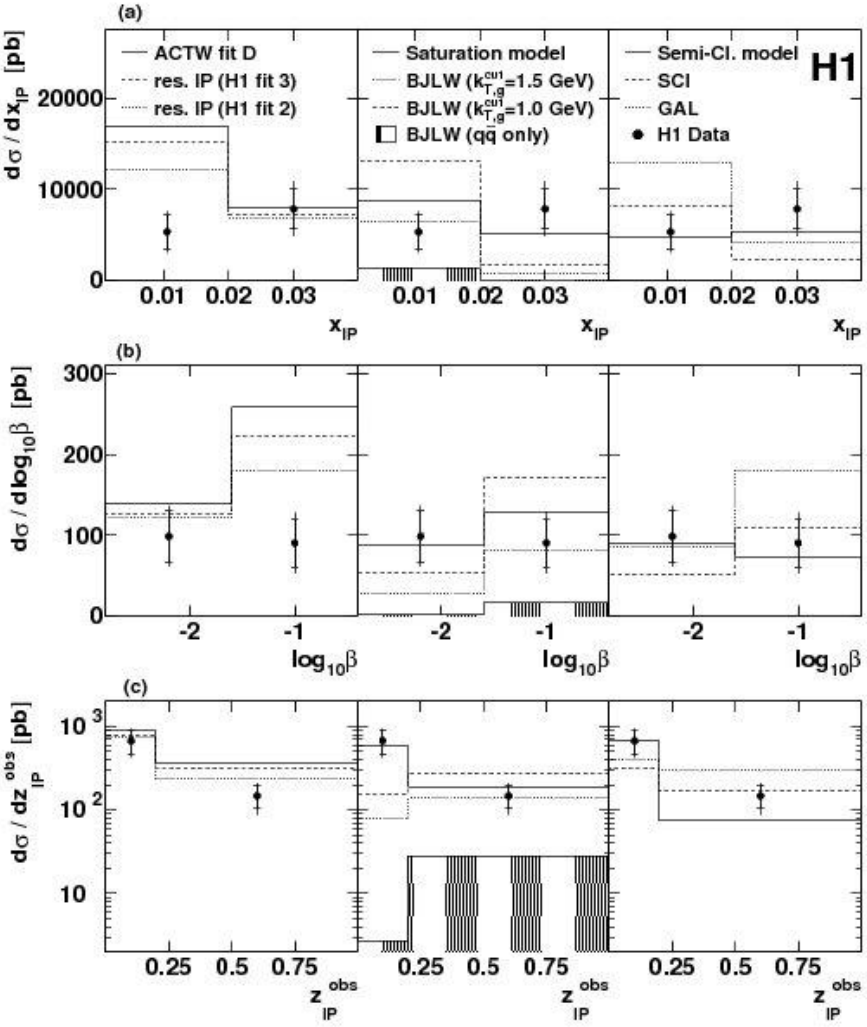



Figura 11: Seções de choque $\sigma(ep \rightarrow e(D^{*\pm}X')Y)$ como função de (a) $X_P$; (b) $\log_{10}\beta$ e (c) $z_P^{obs}$, medidos no experimento H1 [17].

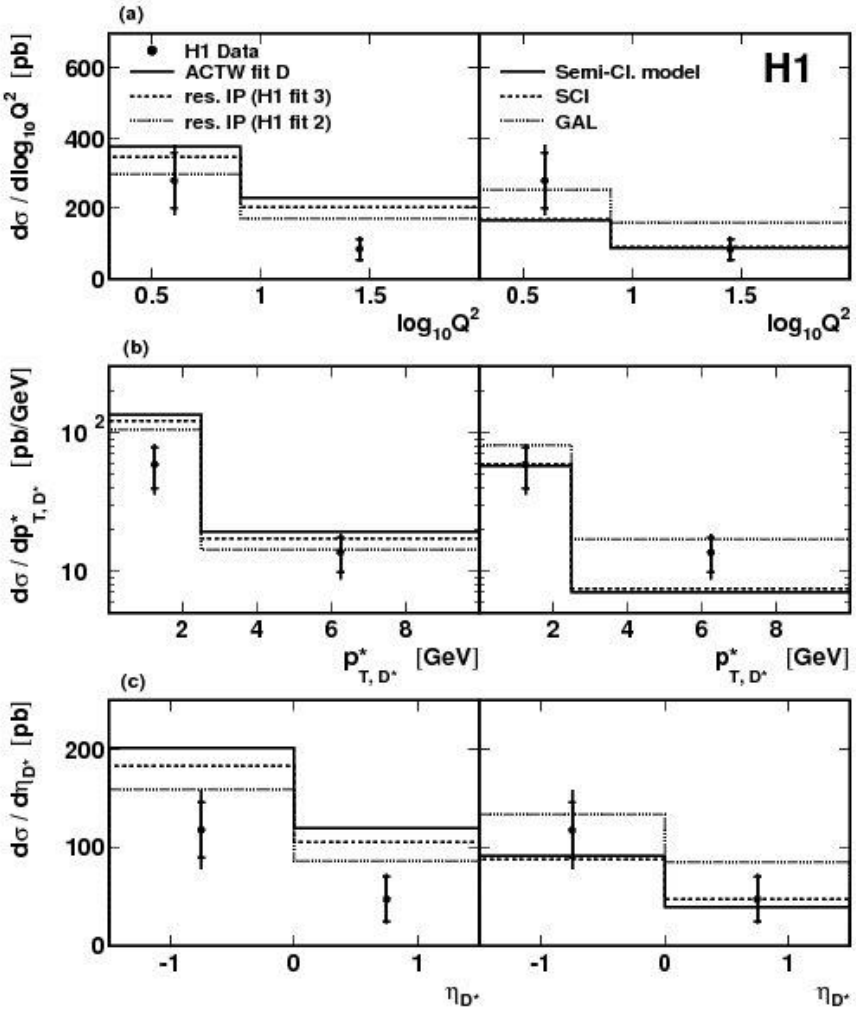



Figura 12: Seções de choque $\sigma(ep \rightarrow e(D^{*\pm}X')Y)$ como função de (a) $\log_{10}Q^2$; (b) $p^*_{\{T,D^*\}}$ e (c) $\eta_{D^*}$, medidos no experimento H1 [17].

- Experimento ZEUS

No experimento Zeus, foi pesquisada a fotoprodução difrativa de mésons $D^{*+}$ (2010) [18]. A amostra de dados possuía uma luminosidade integrada correspondente a 78,6 $\mathrm{pb}^{-1}$. Os mésons $D^{*+}$ (2010) foram identificados pelo canal de decaimento $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+_{slow} \rightarrow (K^-\pi^+)\pi^+_{slow}$. A região cinemática foi $Q^2$<1 GeV e 130<W<300 GeV. Os candidatos a $D^{*+}$ (2010) foram reconstruídos no intervalo $|\eta(D^{*+})| < 1{,}6$ e com um momento transversal mínimo $p_T(D^{*+}) > 1{,}9$ GeV. A Figura 13 mostra a distribuição da massa do méson $D^{*\pm}$. A

seleção difrativa foi realizada com o método de lacunas de rapidez (LRG-*Largest Rapidity Gap*), selecionando apenas eventos com atividade hadrônica e com uma pseudo-rapidez que não fosse menor que $\eta_{MAX} = 3{,}0$. Um corte adicional $x_P$<0,035 foi aplicado. A Figura 14 mostra distribuições de $x_P$, $M_x$, W, $p_T(D^{*\pm})$, $\eta(D^{*\pm})$ e $Z(D^{*\pm})$. O número final de candidatos a $D^{*+}$ foi 454 $\pm$ 30.

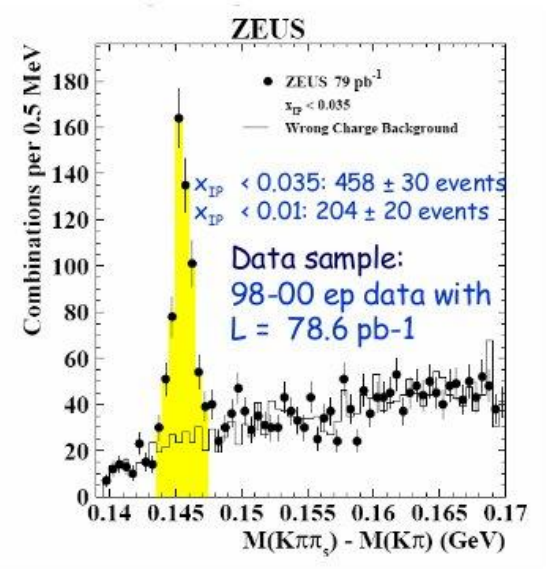



Figura 13: Identificação da massa do $D^{*+}$ através da diferença de massa entre o $D^{*+}$ e $D^0$ no experimento ZEUS [18].

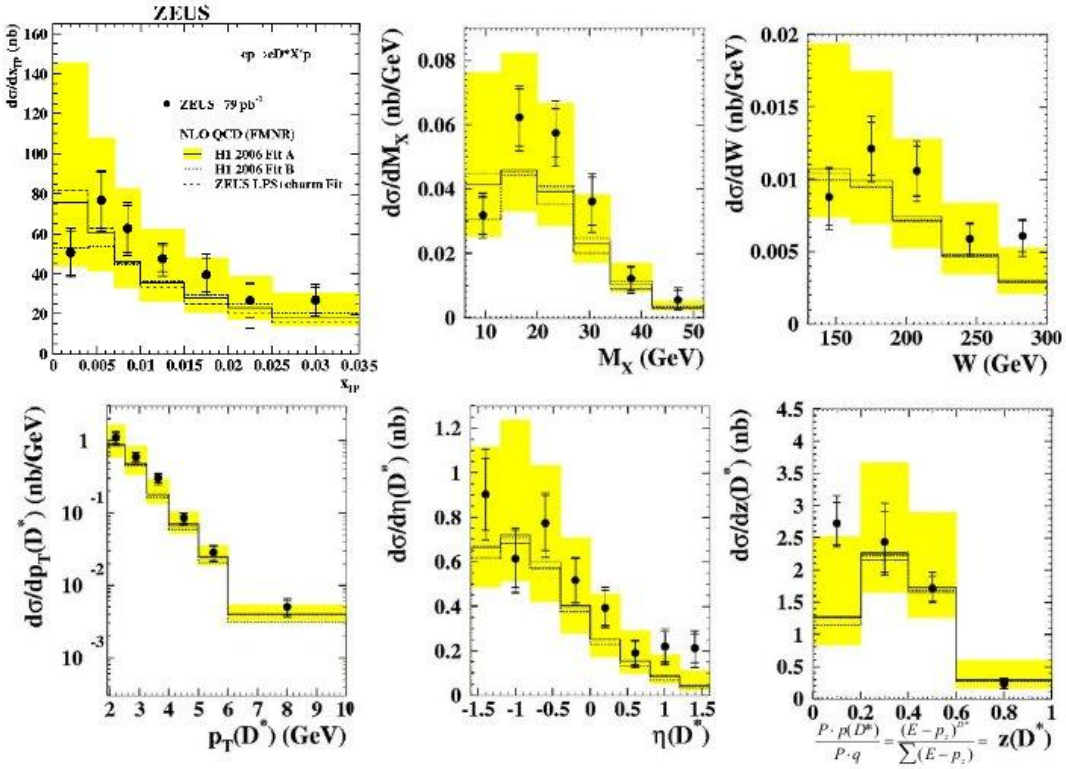



Figura 14: Resultados do $D^{*+}$ difrativo com $x_P < 0{,}035$ no experimento ZEUS [18].

### 1.4.3 Importância em Física Difrativa

Os processos difrativos duros são importantes ferramentas para a investigação da estrutura do próton a baixo $x$ ($low\text{-}x$) e do comportamento da QCD no regime de alta densidade. A presença de uma escala dura pode ser garantida com a produção de mésons charmosos, como o $D^{*\pm}$ (2010). O estudo de variáveis cinemáticas proposto neste trabalho possibilitará o estudo da produção difrativa desses mésons, e sua comparação com a teoria e os resultados de outros experimentos.

# 2 EXPERIMENTO CMS-LHC

## 2.1 *Large Hadron Colider* (LHC)

O LHC [19] é um acelerador de partículas projetado para operar com uma energia de centro de massa de até 14 TeV e luminosidades acima de $10^{34}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$, tendo sido construído no mesmo túnel onde encontrava-se o LEP (*Large Electron Positron*). Três tipos de colisões são feitas no LHC: próton-próton, íon-íon e íon-próton. O LHC incorpora cerca de 9.300 ímãs supercondutores, incluindo 1232 dipolos em torno de sua circunferência 27 km. O túnel do colisor contém dois tubos fechados dentro destes ímãs supercondutores refrigerados por hélio líquido, cada tubo contendo um feixe de prótons (ou íons pesados, como Pb). Os dois feixes viajam em direções opostas ao redor do anel. A temperatura de funcionamento do LHC é de 1,9 K que se consegue utilizando hélio líquido, o que torna o LHC o maior sistema criogênico do mundo.

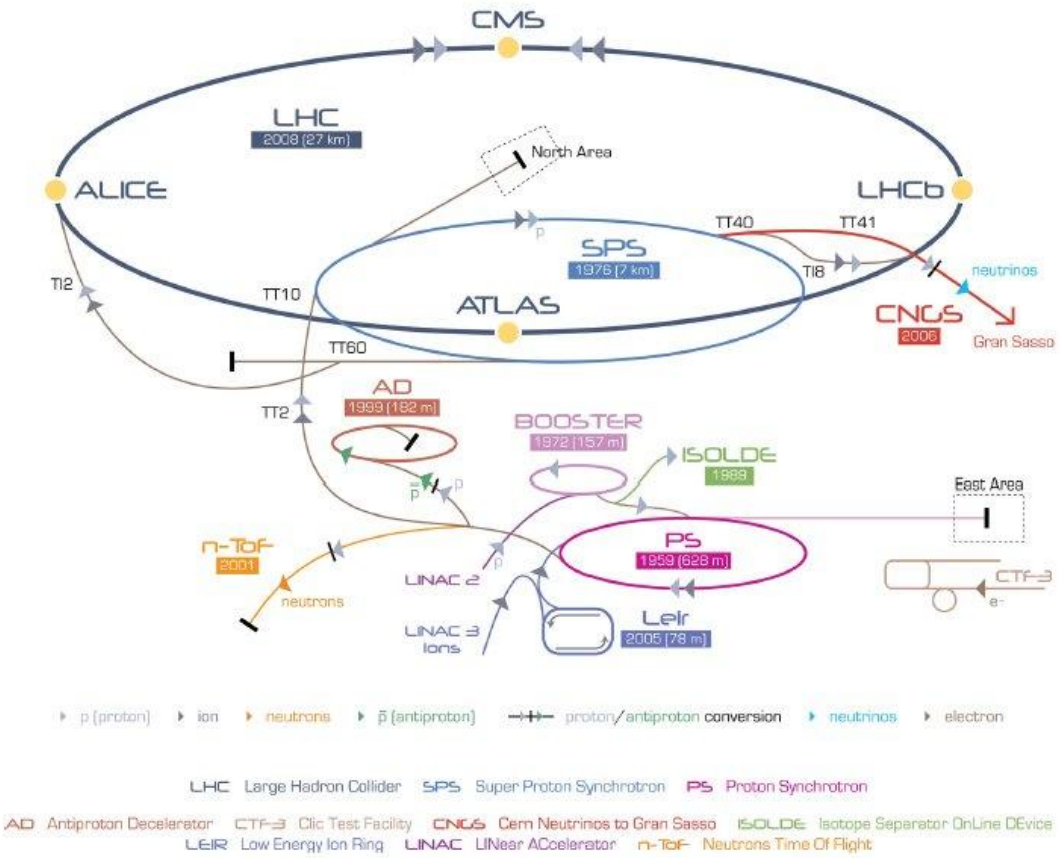



Figura 15: Complexo de aceleradores do CERN.

A Figura 15 mostra uma visão esquemática do complexo de aceleradores do CERN. Diferentes aceleradores são encadeados de forma que a energia dos feixes é progressivamente aumentada. Primeiramente, prótons são impulsionados no LINAC 2 (*LINear ACcelerator*) a uma energia de 50 MeV. Em seguida, os prótons são acelerados a energia de 26 GeV no *Proton Synchrotron* (PS). De lá, eles são transferidos para o último estágio de aceleração no LHC. Uma vez que são injetadas no LHC, os feixes são acelerados até a energia de colisão (em 2010-2011 $\sqrt{s}$ = 7 TeV).

A principal motivação do LHC é elucidar a natureza da quebra de simetria eletrofraca na qual, se presume, o mecanismo de Higgs ser responsável. Graças a sua alta energia de centro de massa e alta luminsidade, o LHC possui possibilidades não só para a descoberta do Higgs mas também em muitos outros campos como pesquisas em Física do quark b, estudo de partículas supersimétricas, etc.

### 2.1.1 Luminosidade

A taxa de colisão é quantificada em termos da luminosidade instantânea (número de colisões por unidade de tempo e área de seção de choque efetiva), que depende da configuração do acelerador:

$$L = \frac{N_b^2 n_b f_{rev} \lambda_r}{4\pi \epsilon_n \beta^*} F, \tag{2.1}$$

onde $N_b$ é o número de prótons por pacote, $n_b$ é o número de pacotes, $f_{rev}$ é a frequência de revolução, $\lambda_r$ é o fator de Lorentz, $\epsilon_n$ é a emitância transversa, $\beta^*$ é o valor da função beta no ponto de interação e F é o fator de redução devido ao ângulo entre os feixes no cruzamento dos pacotes.

### 2.1.2 Experimentos

O LHC conta com oito pontos de interação, chamados de IP (*Interaction Point*). Porém, apenas em quatro deles foram instalados experimentos, a saber:

- ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) [20]: Experimento dedicado ao estudo das colisões de íons pesados e ao estudo do párton de plasma.

- ATLAS (*Toroidal LHC ApparatuS*) [21]: Também é um experimento multi-propósito. Tem os mesmos objetivos físicos do detector CMS, mas o design de ambos é bem diferente.
- CMS (*Compact Muon Solenoid*) [22]: É um experimento multi-propósito.
- LHCb (LHC *Beauty*) [23]: Experimento dedicado à física das interações fracas e do quark b.
- LHCf (LHC *Forward*): Experimento dedicado a pequenos angulos de colisões próton-próton e estudos de radiação cósmica na Terra. Localizado próximo ao ATLAS.
- TOTEM (*TOTal Elastic and diffractive cross section Measurement*) [24]: Localizado próximo ao CMS.

## 2.2 ***Compact Muon Solenoid*** **(CMS)**

O *Compact Muon Solenoid* (CMS) [22] é um detector construído em torno de um solenóide supercondutor com 6 m de diâmetro interno que proporciona um campo magnético axial de 3,8 T. No interior do solenóide supercondutor estão instalados diversos subdetectores destinados à identificação e reconstrução de elétrons, fótons e hádrons, enquanto que os detectores de múons estão espalhados na região de retorno do campo magnético. Para garantir a maior hermeticidade possível, o CMS cobre integralmente a faixa azimutal de $-\pi<\phi<\pi$ e uma larga faixa de pseudorapidez $\eta<5{,}0$. Na Figura 16 temos a cobertura em $\eta$ de cada subsistema do CMS.

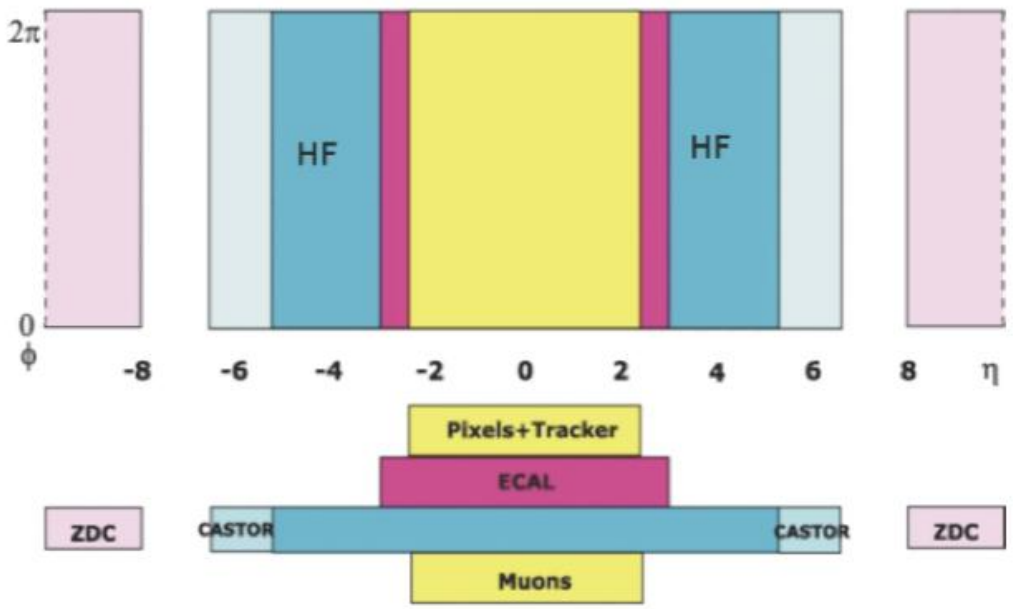



Figura 16: Cobertura em $\eta$ de cada subsistema do CMS.

O sistema de coordenadas do CMS foi definido como:

- O eixo x é horizontal, apontando para o sul em direção do centro do LHC.
- O eixo y é vertical apontando para cima.
- O eixo z é horizontal apontando no sentido anti horário.
- O sinal de pseudo-rapidez, $\eta = -\ln\left[\tan\frac{\theta}{2}\right]$ é igual ao sinal de z.
- O ângulo polar é medido baseado no eixo z: $\theta$=0 é o eixo +z, $\theta$=$\pi$ é o eixo - z.
- O ângulo azimutal $\phi$ é medido no plano x/y: $\phi$=0 é o eixo +x, $\phi = \frac{\pi}{2}$ é o eixo y e $\phi = a\tan 2(y, x)$ .

A Figura 17 ilustra a trajetória de fótons, elétrons, hádrons e múons criados em uma colisão próton-próton viajando através do subdetectors que compõem o CMS. Fótons só deixam sinais no calorímetro eletromagnético, onde sua energia é completamente absorvida e medida. Elétrons, por outro lado, são os primeiros a serem medidos como partículas carregadas no sistema de trajetórias (*tracker*), e depois absorvidos pelo calorímetro eletromagnético, permitindo uma medição precisa do seu momento e energia. Hádrons (carregados e neutros) são capazes de atingir o calorímetro hadrônico onde depositam a sua energia através de processos da cascata de partículas. As únicas partículas capazes de escapar através do material contido dentro do ímã são múons e neutrinos. Múons são identificados graças aos seus sinais no espectrômetro de múons. É a falta de interação dos neutrinos com a matéria que lhes permite escapar à detecção direta - eles só podem ser medidos indiretamente. Um desenho mais detalhado do detector CMS é mostrado na Figura 18. Cada subdetector de que é composto é descrito a seguir.

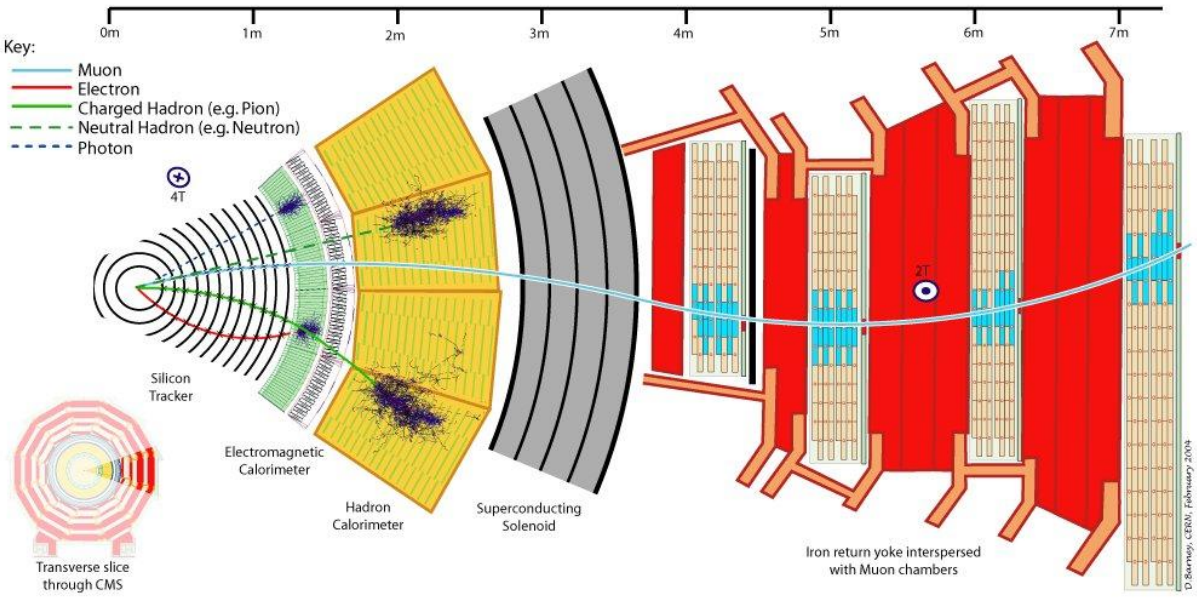



Figura 17: Vista transversal do detector CMS.

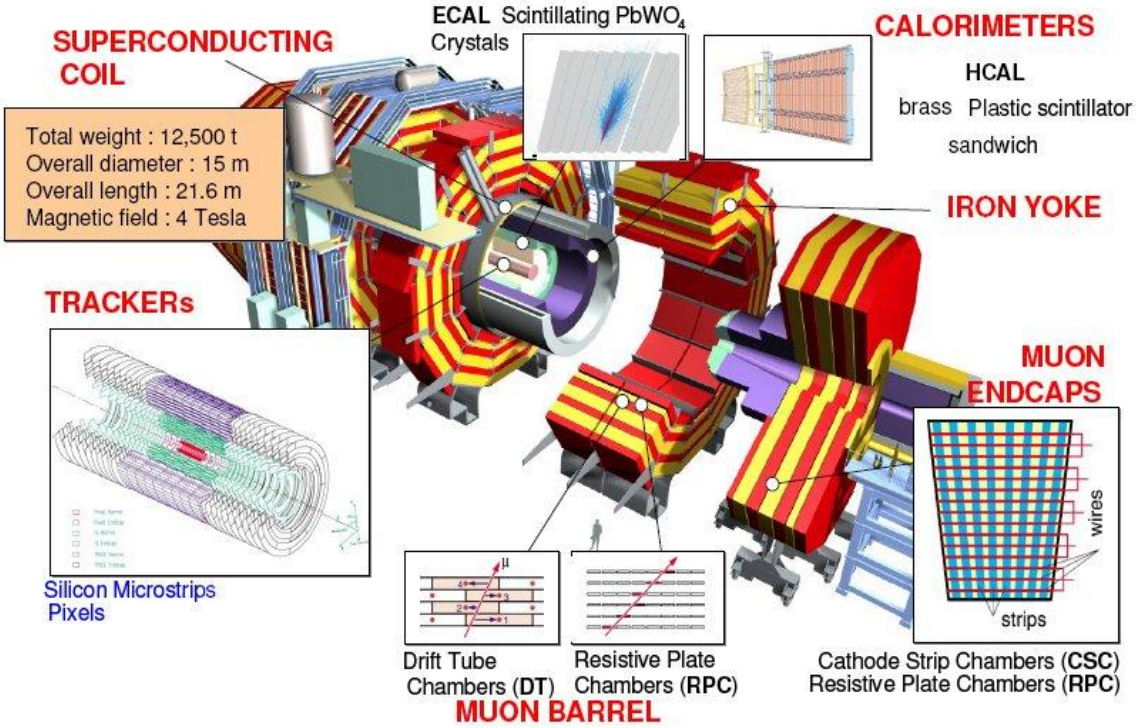



Figura 18: *Layout* do detector CMS.

### 2.2.1 *Tracker*

O CMS exige uma reconstrução robusta, eficiente e precisa das trajetórias de partículas carregadas com alto momento transversal $p_T$ na região de pseudorapidez $|\eta|$<2,5. O sistema de trajetografia do CMS ([25,26]) é desenhado para prover uma precisa e eficiente medida de trajetórias de partículas carregadas que emergem das colisões do LHC, bem como para uma precisa reconstrução de vértices secundários e de parâmetros de impacto. A medição precisa de vértices secundários e parâmetros de impacto é necessário para identificação eficiente de sabores pesados que são produzidos em muitos canais interessantes da Física.

O sistema de trajetórias envolve o ponto de interação, tem um comprimento de 5,08 m e um diâmetro de 2,5 m e é composto por: *Outer Barrel* (TOB), *Inner Barrel* (TIB), *Endcap* (TEC) e um detector de *Pixels*. Um desenho esquemático do sistema de trajetórias do CMS é mostrado na Figura 19. Ele é formado por 15232 módulos de detectores em forma de tiras de silício que cobrem uma área de 210 $m^2$. O esquema longitudinal de trajetória é mostrado na Figura 20.

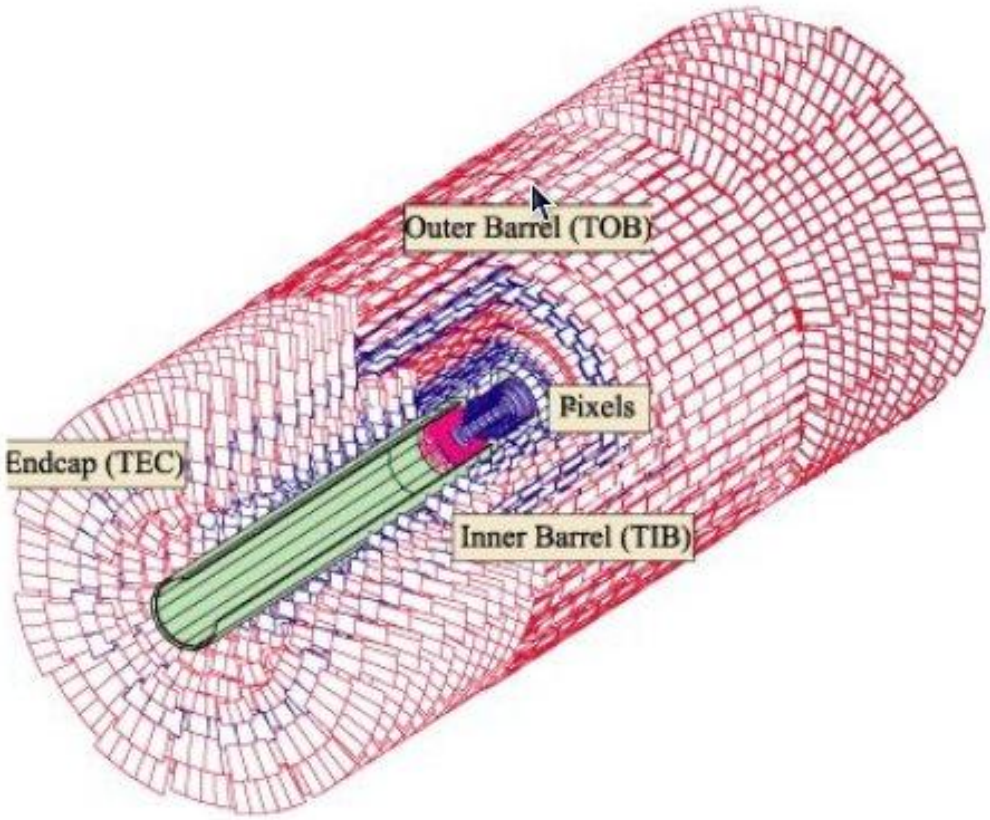



Figura 19: Sistema de trajetórias do CMS.

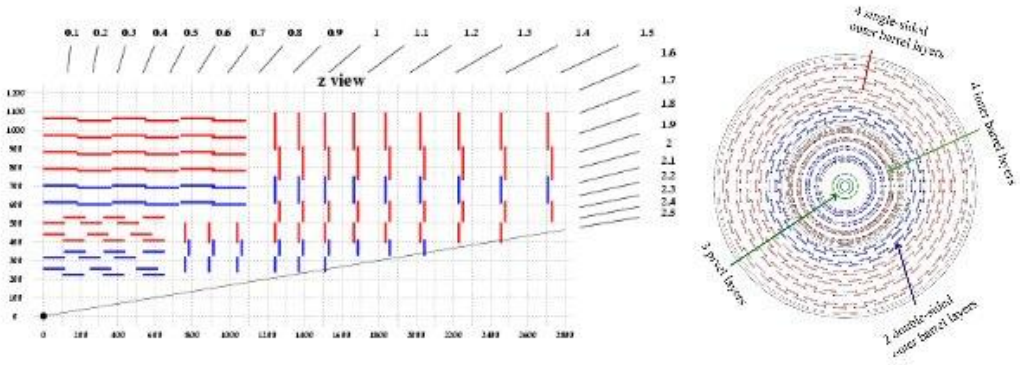



Figura 20: Vista longitudinal do sistema de trajetórias do CMS.

O sistema de pixel é a parte do sistema de trajetórias que está mais próxima da região de interação, ele é formado por camadas cilíndricas, de 4, 7 e 11 cm de diâmetro, dispostas ao redor do ponto de interação e dois discos em cada tampa, formados por pequenas unidades modulares de detectores. Contribui na identificação de pontos precisos no espaço r-$\theta$ e z e, portanto, é responsável por uma ótima resolução do parâmetro de impacto que é importante para uma boa reconstrução do vértice secundário. Na região do barril temos o TIB que consiste de 4 camadas que cobrem até |z| = 65 cm e o TOB, 6 camadas cobrindo até |z| = 110 cm. Nas tampas temos o TEC que consiste de 9 discos na região 120 < |z| < 280 cm, e o TID com 3 discos no espaço entre o TIB e o TEC.

### 2.2.2 Calorímetro ECAL

O calorímetro electromagnético (ECAL) [27], mede a energia e a posição de elétrons e fótons, é homogêneo e constituído por 61200 cristais de tungstato de chumbo (PbWO4) na parte central conhecida como barril, fechado por 7324 cristais em cada um das duas tampas(*endcaps*). A parte do barril do ECAL (EB) cobre a região de pseudorapidez $|\eta|<1{,}479$ e as *endcaps* (EE) cobrem uma região de $1{,}479<|\eta|<3{,}0$. A distância longitudinal entre o ponto de interação e o *endcap* é 315,4 cm, tendo em conta a mudança de estimativa para o ponto de interação de 1,6 cm quando o campo magnético de 4 T é ligado. O *endcap* consiste de cristais de forma idêntica agrupados em unidades mecânicas de 5×5 cristais (*supercrystals*, ou SCs). Cada *endcap* é dividido em dois, cada um em forma de um "D". Um detector *preshower* foi colocado na frente do ECAL nos *endcaps*. O objetivo principal do detector

*preshower* é identificar píons neutros no *endcaps* dentro da região 1,653<|$\eta$|<2,6. A Figura 21 mostra a vista longitudinal de um quarto do ECAL.

Os cristais de PbWO4 possuem uma alta densidade (8,23 $g/cm^3$), pequeno comprimento de radiação (0,89 cm) e um pequeno raio de Molière (2,2 cm), resultando em uma alta performance na resolução em altas energias e permitindo um calorímetro bem compacto. Fotodiodos de avalanche (APDs) são utilizados como fotodetectores no barril e fototriodos à vácuo (VPTs) no *endcaps*.

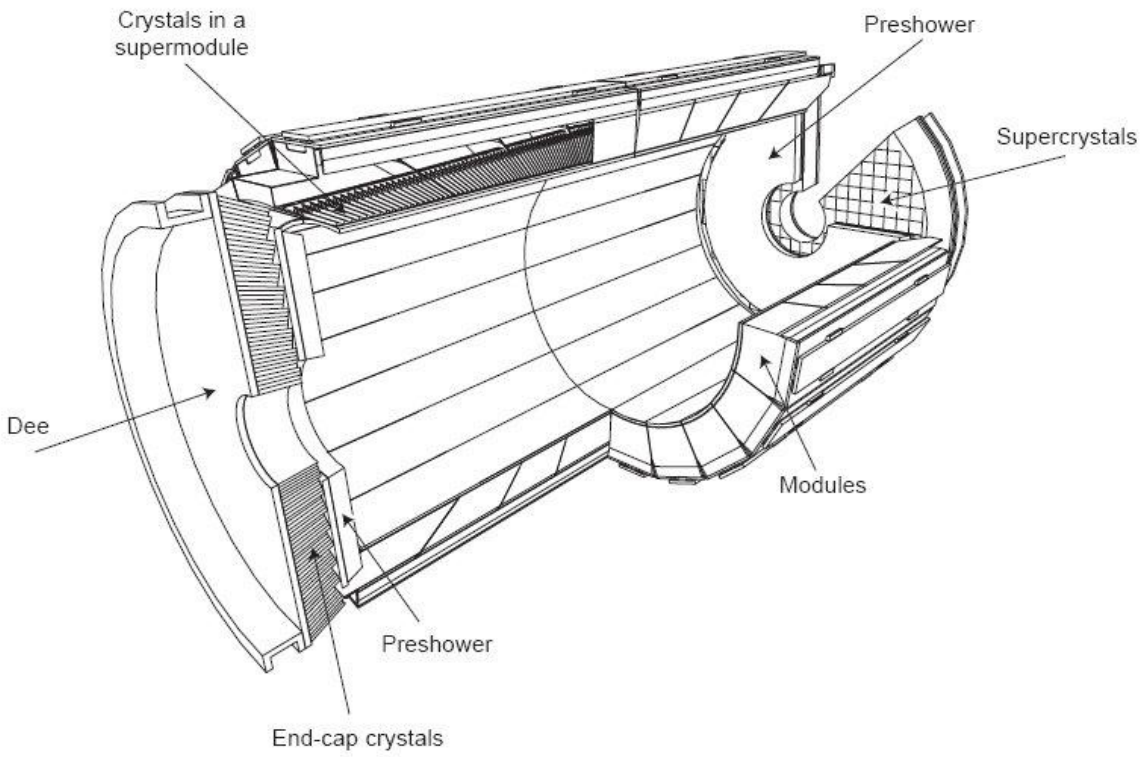



Figura 21: *Layout* do ECAL mostrando a disposição dos módulos de cristal, supermodulos e *endcaps*, com a preshower na frente.

### 2.2.3 Calorímetro HCAL

O Calorímetro Hadrônico (HCAL) [28] tem como objetivo medir a energia e a direção de jatos hadrônicos e a energia transversa perdida. A Figura 22 mostra a vista longitudinal do detector CMS. O barril e as tampas do calorímetro hadrônico estão situados atrás do sistema de traços e o calorímetro eletromagnético próximo ao ponto de interação. O barril do HCAL é radialmente restrito entre a extensão externa do calorímetro eletromagnético (R=1,77 m) e a medida interna da bobina magnética (R=2,95 m). O HCAL é

dividido em quatro partes: o barril (HB), duas tampas laterais (HE), barril externo (HO) situado por fora do criostato e, por último, um calorímetro situado nas extremidades do CMS (HF). Acima de $|\eta|$=3, os calorímetros frontais localizados a 11,2 m do ponto de interação estende a cobertura da pseudorapidez até $|\eta|$=5,2 utilizando a detecção de luz Cerenkov.

Figura 22: Vista longitudinal do detector CMS mostrando os locais do barril do calorímetro hadrônico (HB), tampas laterais (HE), barril externo (HO) e calorímetros frontais (HF).

2.2.3.1 Barril (HB)

O HB está dividido em duas partes, cada parte está inserida em uma extremidade do barril do criostato do solenóide supercondutor. Quanto à sua geometria absorvedora, o HB é composto por 36 cunhas azimutalmente idênticas que formam as duas partes da seção do barril (HB+ e HB-). As cunhas são construídas a partir de placas planas de latão, absorvedor alinhado paralelamente ao eixo do feixe. O esquema de numeração das cunhas é mostrado na Figura 23. Cada cunha é segmentada em quatro setores no ângulo azimutal ($\phi$).

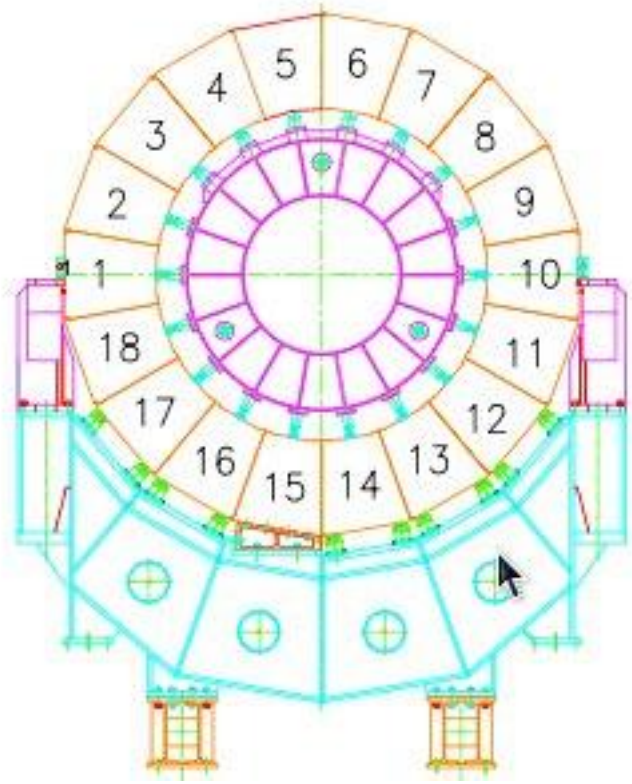



Figura 23: Esquema de numeração das cunhas. A cunha 1 está situada na direção (+x) do anel do LHC.

2.2.3.2 Tampas (HE)

As tampas do calorímetro hadrônico (HE) cobrem uma porção substancial do intervalo de pseudorapidez, 1,3<$|\eta|$<3,0 (13,2% do ângulo sólido), a região que contém 34% das partículas produzidas no estado final. A alta luminosidade do LHC ($10^{34}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$) exige que o HE lide com altas taxas de contagem (MHz) e tenha alta tolerância à radiação (10 MRad depois de 10 anos de funcionamento) em $|\eta| \simeq 3$. A geometria do absorvedor é motivada pela necessidade de minimizar as fissuras entre HB e HE, ao invés da resolução de energia de uma única partícula, visto que a resolução de jatos do HE é limitada pelo *pile-up*, efeitos do campo magnético e fragmentação dos pártons.

2.2.3.3 Barril Externo (HO)

Na região central de pseudorapidez, a combinação do *stopping power* do EB com o HB não fornece contenção suficiente para chuveiros hadrônicos. Para assegurar a profundidade de amostragem adequada para $|\eta|$<1,3, o calorímetro hadrônico é estendido fora

do solenóide com o HO (*Hadronic Outer Calorimeter*). O HO utiliza a bobina do solenóide como um absorvedor adicional equivalente a comprimentos de interação de $1{,}4/\sin\theta$ e é usado para identificar chuveiros atrasados e para medir a energia do chuveiro depositado após o HB.

2.2.3.4 Calorímetros Frontais (HF)

O calorímetro frontal HF receberá um fluxo de partículas sem precedentes. Em média, 760 GeV por interação próton-próton é depositado nos dois calorímetros HF, em comparação com apenas 100 GeV para o resto do detector. Além disso, essa energia não está distribuída uniformemente, mas tem um máximo acentuado na mais alta rapidez. Para $|\eta|$=5, após uma luminosidade integrada de $5 \times 10^5 \mathrm{pb}^{-1}$ ($\approx$ 10 anos de funcionamento LHC), o HF experimentará $\approx$ 10 MGy. As taxas de hádrons carregados serão extremamente elevadas. A face frontal do calorímetro está localizada a 11,2 m do ponto de interação. O buraco para o tubo do feixe é cilíndrico, com 12,5 cm de raio a partir do centro da linha de feixe. A seção transversal do HF é mostrada na Figura 24. A tecnologia utilizada para detecção é radiação Cerenkov produzida por chuveiros hadrônicos em fibras de sílica (quartzo cristalizado). A luz produzida é guiada pelas fibras até uma fotomultiplicadora. As fibras são paralelas à linha do feixe, e estão agrupados para formar torres 0,175×0,175 ($\Delta\eta \times \Delta\phi$) (Figura 25).

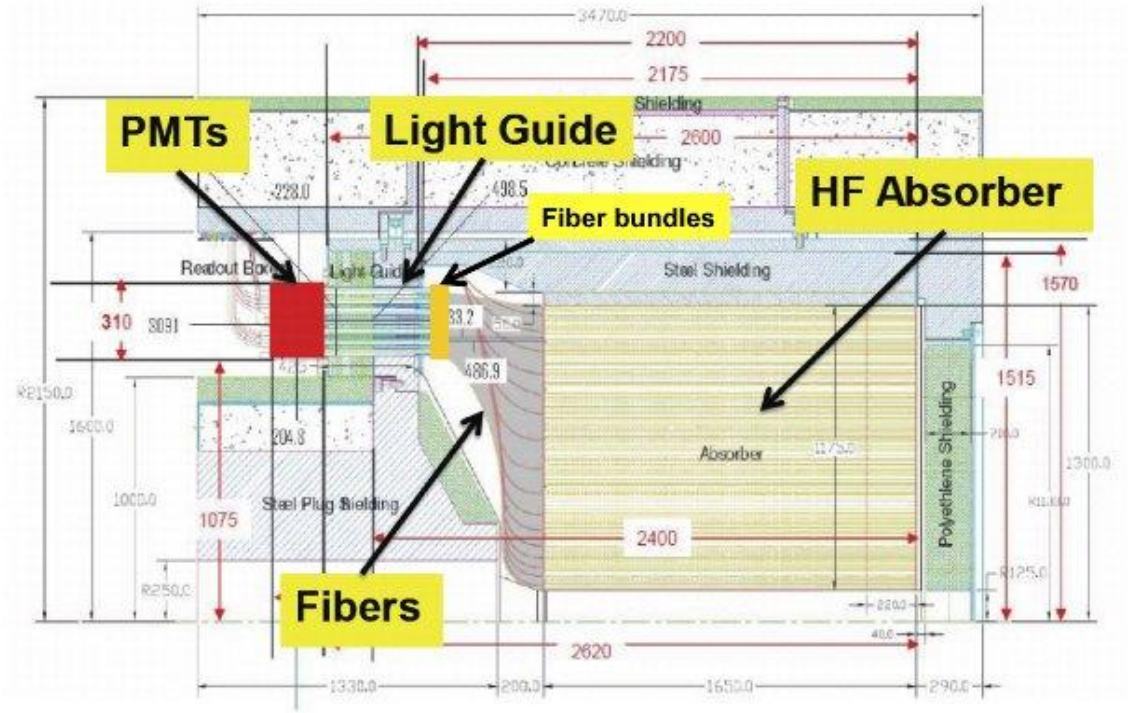



Figura 24: Esquema do calorímetro HF.

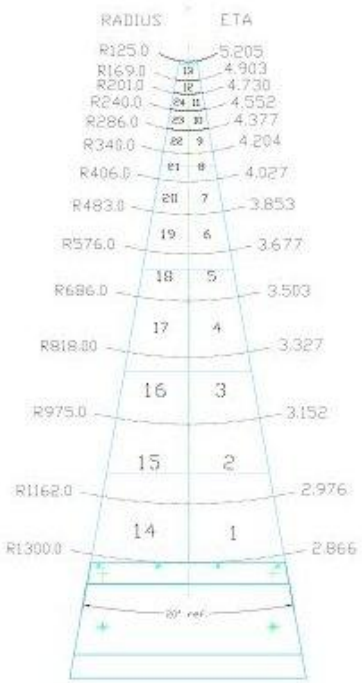



Figura 25: Segmentação transversa das torres do HF.

### 2.2.4 Detectores de Múons

O sistema de detecção de múons do CMS [29] foi projetado para reconstruir o momento e a carga dos múons. Ele utiliza três tipos de detectores a gás para a identificação do múon e é dividido em duas regiões, barril e tampas (Figura 26). A parte do barril do detector CMS é dividida em 5 discos; cada um é dividido em 12 setores, que cobrem 30º em ângulo azimutal. Cada câmara possui antes e/ou depois detectores do tipo RPC (*Resistive Plate Chamber*).

Os tubos de arrasto (*Drift Tube* - DT), localizados no barril cobrem a região de pseudorapidez $|\eta|<1,2$ e são organizados em quatro camadas (chamadas MB1, MB2, MB3 e MB4). Nas duas regiões *endcap* do CMS, usam-se detectores CSCs (*Cathode Strip Counters*), que com seu rápido tempo de resposta, segmentação fina e resistência à radiação, permitem a identificação de múons na região. Localizadas tanto no barril quanto nas tampas as RPCs consistem de 4 camadas de dectores intercaladas por placas de ferro e cobrem a região $0<|\eta|<2,1$.

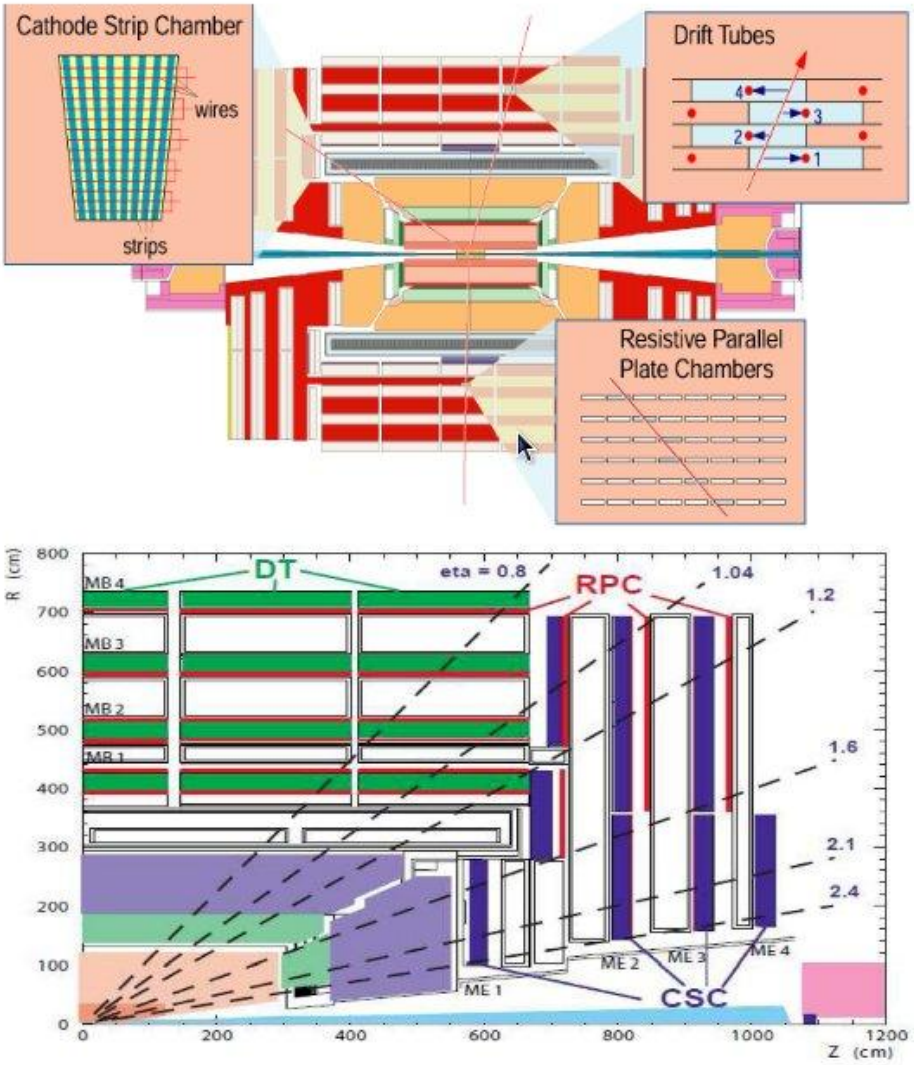



Figura 26: Sistema de múons e seus sub-detectores.

### 2.2.5 CASTOR

O detector CASTOR (*Centauro And Strange Object Research*) é um calorímetro de Cherenkov (conceito similar ao HF) com placas de tungstênio como absorventes e placas de sílica quartzo fundidos como meio ativo. Designado para regiões muito frontais de rapidez em colisões de íons pesados e próton-próton. Longitudinalmente, o CASTOR é segmentado em 14 módulos, 2 eletromagnéticos e 12 hadrônicos. O calorímetro CASTOR foi instalado a 14,38 m do ponto de interação (atualmente instalado apenas em um lado do IP5), cobre uma região de pseudoradidez de 5,2$\leq |\eta| \leq$6,6. A Figura 27 mostra a localização do CASTOR na região frontal do CMS.

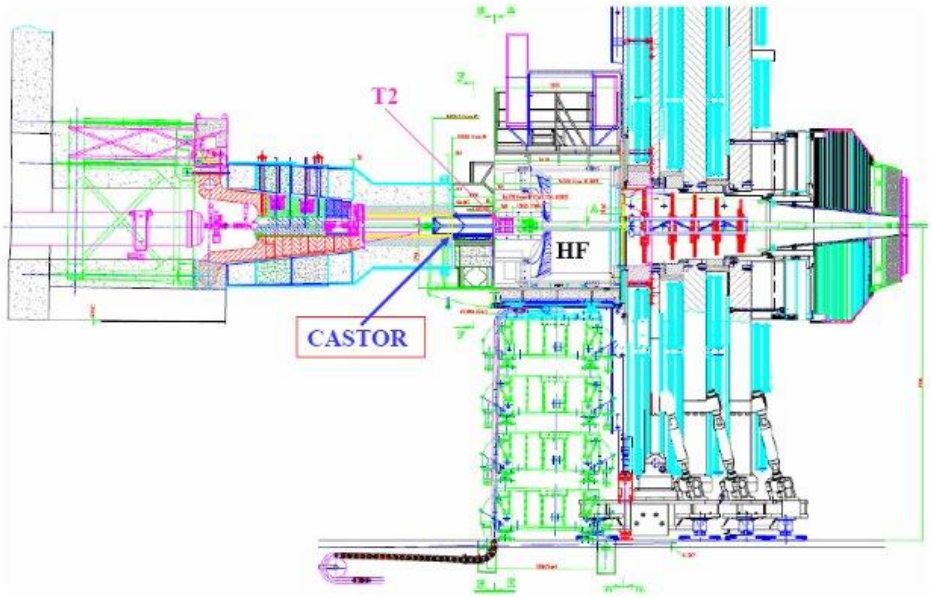



Figura 27: Localização do CASTOR na região frontal do CMS.

### 2.2.6 ZDC (*Zero Degree Calorimeter*)

Fora do volume principal do CMS, em ambos os lados IP5, o ZDC permite medir partículas neutras em $|\eta|>8{,}3$ com aceitação bastante elevada. Eles também são calorímetros de Cherenkov que utilizam fibras de tungstênio-quartzo, com uma seção eletromagnética e uma seção hadrônica, localizado a $\pm 140$ m de distância do IP5. A Figura 28 mostra a vista lateral do ZCD.

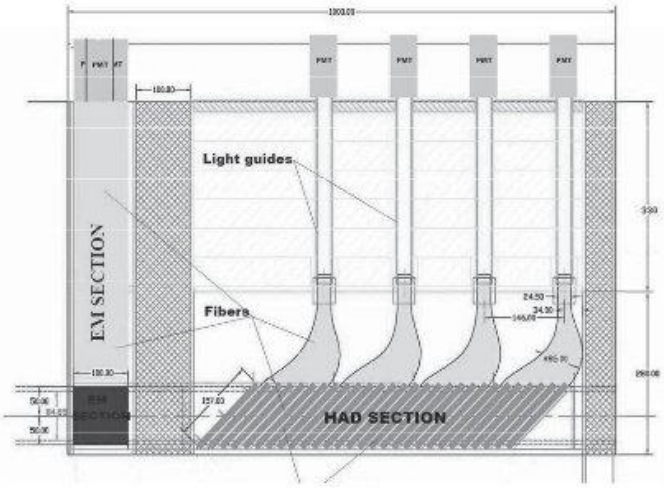



Figura 28: Vista lateral do ZDC mostrando as seções eletromagnética e hadrônica.

### 2.2.7 Sistemas de monitoramento

É a tarefa do grupo de *Beam Radiation Monitoring* (BRM), desenvolver sistemas de hardware e software com objetivo de monitorar todos os aspectos possíveis e as condições dos feixes pp do LHC. Isto inclui as medições das taxas de fluxo de partículas perto do tubo de feixe (BCM1-L, BCM1-F e BCM2 - *Beam Conditions Monitor*), as doses de radiação em torno da caverna onde está localizado o CMS e intensidade do feixe (RADMON), o posicionamento e temporização relativa ao cruzamento de feixes CMS (BPTX - *Beam Position Monitor*) e a taxa geral de fundo de partículas (BSC - *Beam Scintillator Counter*).

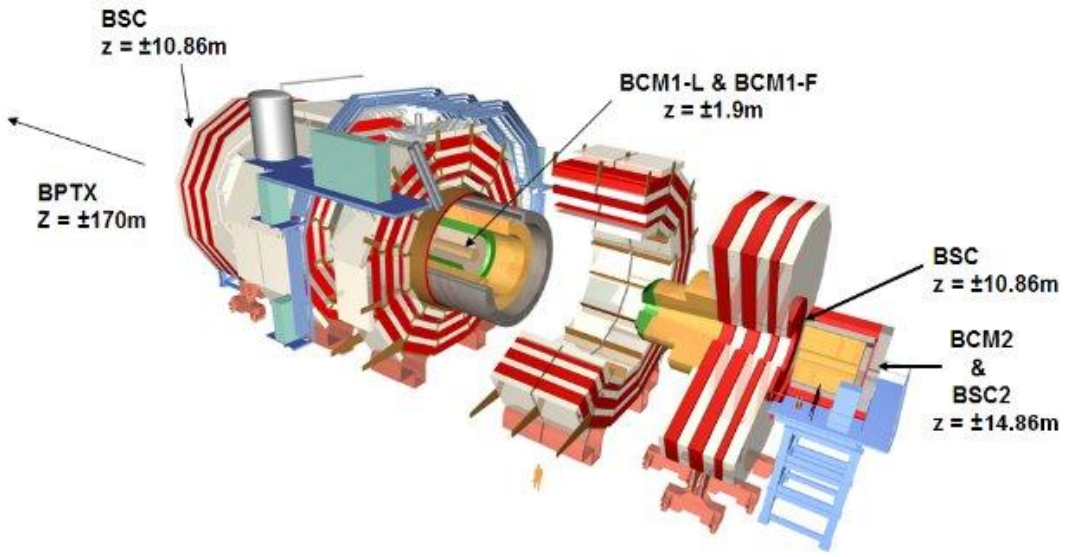



Figura 29: Localização dos sistemas de monitoramento ao longo do experimento CMS.

A Figura 29 mostra a localização dos sistemas de monitoramento BCM1-L, BCM1-F, BCM2, BSC e BPTX ao longo do experimento CMS. Nesse trabalho abordaremos dois elementos do sistema de monitoramento do CMS, o BSC [24] e o BPTX [24] que são utilizados como *trigger*. Os BSCs estão localizados a uma distância de 10,86 m a partir do ponto de interação (IP). Cada BSC é um conjunto de 16 placas de cintilador. Os elementos do BSC tem uma resolução temporal de 3 ns, a média mínima de eficiência de detecção de partículas ionizantes é 95,7%. Os dois dispositivos BPTX, estão localizados ao redor do tubo do feixe em uma posição de z = 170 m do IP, são projetados para fornecer informações precisas sobre a estrutura e tempo do feixe de entrada, com uma resolução de tempo de 0,2 ns.

### 2.2.8 Sistema computacional e ambiente de análise de dados

O sistema de computação do CMS cobre uma ampla gama de atividades. Ele processa e armazena os dados de reconstrução dos eventos, organiza a distribuição dos dados, além de gerar amostras de Monte Carlo necessárias para a análise física e, finalmente, fornece o quadro necessário para análise. O CMS produz uma enorme quantidade de informações que devem ser analisadas. Para enfrentar este desafio, o LHC emprega o *Worldwide LHC Computing Grid* (WLCG), uma infra-estrutura de computação distribuída e armazenamento de dados.

O modelo de computação CMS [30] é estruturado em uma série de *Tiers* ou centros de computação, o central *Tier* 0 no CERN, os grandes centros *Tier* 1 em sete países ao redor do mundo, e centros menores *Tier* 2. Desta forma a análise dos dados finais pode ser executada localmente em todo o mundo. Antes que os dados entrem no sistema de *Tier*, calibração e análise expressa do fluxo são realizados no CAF (*Cern Analysis Facility*). O CAF é dedicado às atividades críticas, como a latência de calibração e alinhamento, Detector / *Trigger Commissioning* ou Análise Física de alta prioridade.

O *framework* de *software* do CMS (CMSSW) é uma estrutura orientada a objeto baseado em C++ e *python*. Os formatos de dados utilizados são compatíveis com o ROOT [31], e consistem em *trees*, para organizar as informações do evento. Para facilitar o desenvolvimento, o CMS consolida sua base de código regularmente em versões. Isto permite a correta adequação a determinados períodos de aquisição de dados, assim como a novas implementações, seja ao nível de detectores, como ao nível de *software* de análise.

# 3 ANÁLISE DE DADOS

A análise de dados pode ser dividida em duas partes: o estudo da reconstrução do $D^{*\pm}$, onde foram definidos os parâmetros para seleção dos mésons através de dados simulados; e a seleção de eventos difrativos contendo $D^{*\pm}$, para o estudo do comportamento das variáveis cinemáticas. Para isso, foram utilizados três geradores de Monte Carlo para o confronto com os dados experimentais: PYTHIA6 [32] para eventos não difrativos, PYTHIA8 [33] para eventos difrativos e não difrativos e POMPYT [34] para eventos difrativos.

## 3.1 **Amostra de Dados**

Os dados experimentais usados nessa análise são do ano de 2010 e representam os primeiros dados coletados pelo CMS à energia de centro de massa de 7 TeV. A preferência por esse conjunto de dados se deve à baixa probabilidade de empilhamento (*pile-up*), ou superposição de interações, que dificultam a análise de eventos difrativos. Nessa fase inicial de operação do LHC, a luminosidade instantânea permaneceu baixa na maior parte do ano, sendo aumentada gradativamente durante o ano. Foram pré-selecionados eventos em que os detectores BPTX e BSC acusam a presença de sinais. Isto garante que, se ruídos não estiverem presentes, há interação entre os prótons incidentes. Esse tipo de amostra é denominada *minimum-bias*.

Sobre essa amostra foram ainda impostos critérios adicionais para selecionar eventos minimamente aceitáveis. São eles:

- Rejeição de eventos contendo partículas não relacionadas com a colisão (*scraping*) e que atingem o detector central.
- A existência de um vértice primário de interação reconstruído com ao menos 4 graus de liberdade. Isto garante um nível mínimo de qualidade do vértice para a tentativa de encontrar mésons charmosos.
- O vértice deve estar localizado a uma distância $|z| < 24$ cm e a uma distância transversal do eixo z menor que 2 cm.

Nas tabelas 4 e 5 encontram-se o nome das amostras utilizadas com o respectivo número de eventos, para Monte Carlo e dados experimentais respectivamente. Para o POMPYT foi gerada uma amostra privada contendo 2 milhões de eventos. Utilizando os cortes acima, nas Figuras 30, 31, 32 e 33, temos algumas distribuições da reconstrução dos

dados experimentais, PYTHIA6, PYTHIA8 e POMPYT respectivamente. O número de traços (a) correspondem a partículas carregadas reconstruídas no detector *tracker*, nota-se que o número de traços nos dados experimentais é substancialmente maior. Parte disso deve-se à ocorrência de mais de uma interação entre prótons em um mesmo evento (*pile-up*), enquanto nos dados simulados foram geradas apenas uma interação por evento. Além disso, nos dados experimentais existem ruídos de origens diversas que não são levadas em consideração na simulação. Estes efeitos apresentam-se também na distribuição do número de vértices primários (b), onde os dados experimentais apresentam maior valor médio. A esse ponto da análise ainda não foi efetuado o corte para apenas um vértice primário, tendo sido apenas descartado os eventos sem vértices reconstruídos. Mesmo que nas simulações tenha sido gerado apenas uma interação próton-próton por evento, os dados simulados apresentam mais de um vértice primário em alguns eventos. Isso pode decorrer da incorreta interpretação de vértices secundários originados pelo decaimento de partículas de curta vida-média, além de combinações aleatórias de traços resultando em falsos vértices. Os gráficos (c) e (d) mostram a distribuição dos vértices primários nas coordenadas do detector.

Tabela 4: Amostras de dados simulados geradas pelo PYTHIA6 e pelo PYTHIA8.

| **Amostra de dados simulados** | **Eventos** |
|---|---|
| MinBias_TuneD6T_7TeV-pythia6/Summer11NoPileup_START42_V11-v2/GEN-SIM-RECO | 54955375 |
| MinBias_Tune4C_7TeV-pythia8/Summer11-NoPU_START42_V11-v1/GEN-SIM-RECO | 25012976 |

Tabela 5: Amostra de dados experimentais coletados em 2010.

| **Amostra de dados experimentais** | **Eventos** | **Luminosidade** $(\mathbf{pb^{-1}})$ |
|---|---|---|
| MinimumBias/Run2010A-Dec22ReReco_v1/RECO | 103406306 | 3,171 |

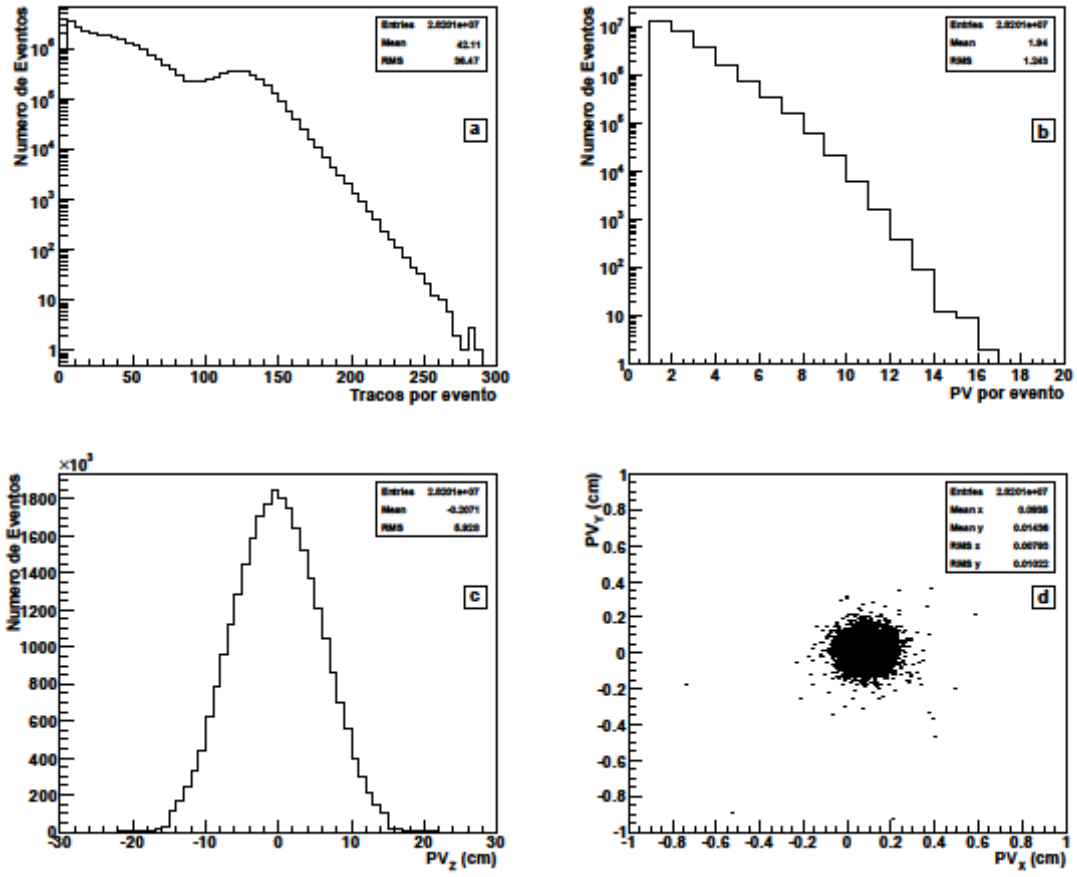



Figura 30: Distribuição da reconstrução dos dados experimentais. (a) mostra a distribuição do número de traços, (b) mostra a distribuição do número de vértices primários e (c) e (d) mostram a distribuição dos vértices primários nas coordenadas do detector.

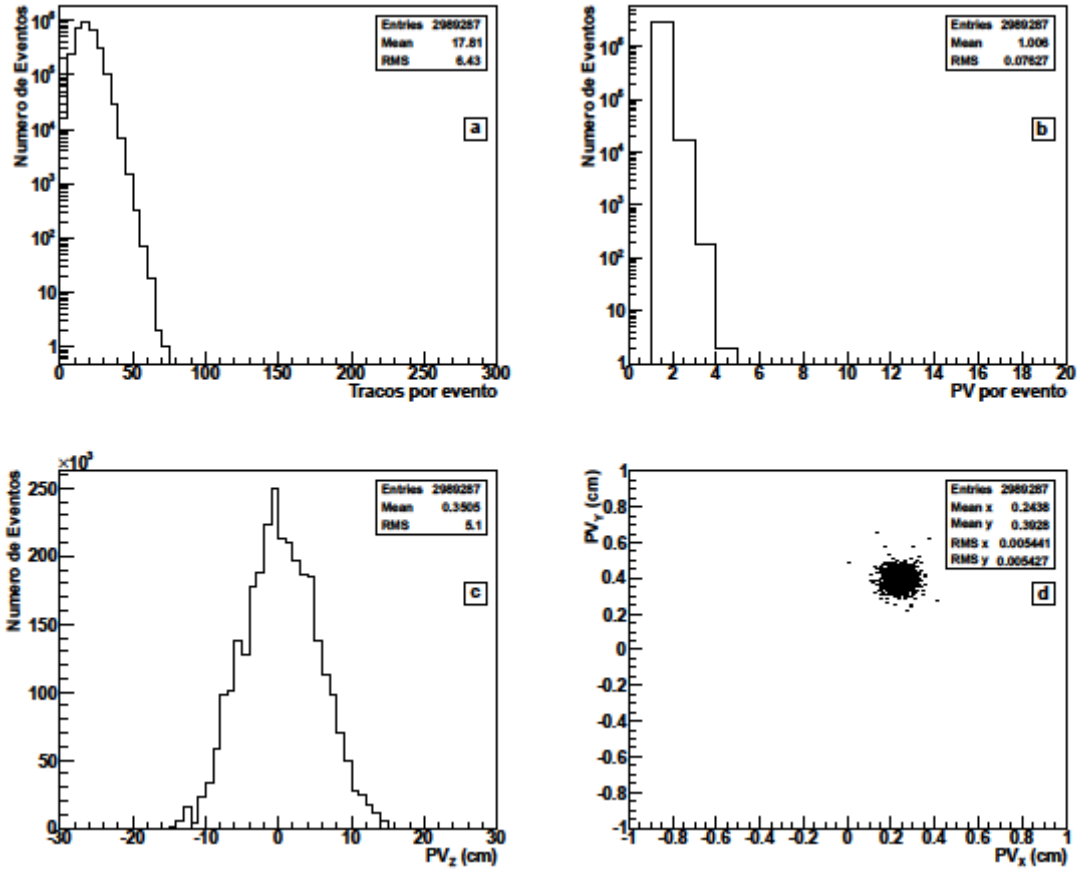



Figura 31: Distribuição da reconstrução dos dados simulados gerados com o POMPYT. (a) mostra a distribuição do número de traços, (b) mostra a distribuição do número de vértices primários e (c) e (d) mostram a distribuição dos vértices primários nas coordenadas do detector.

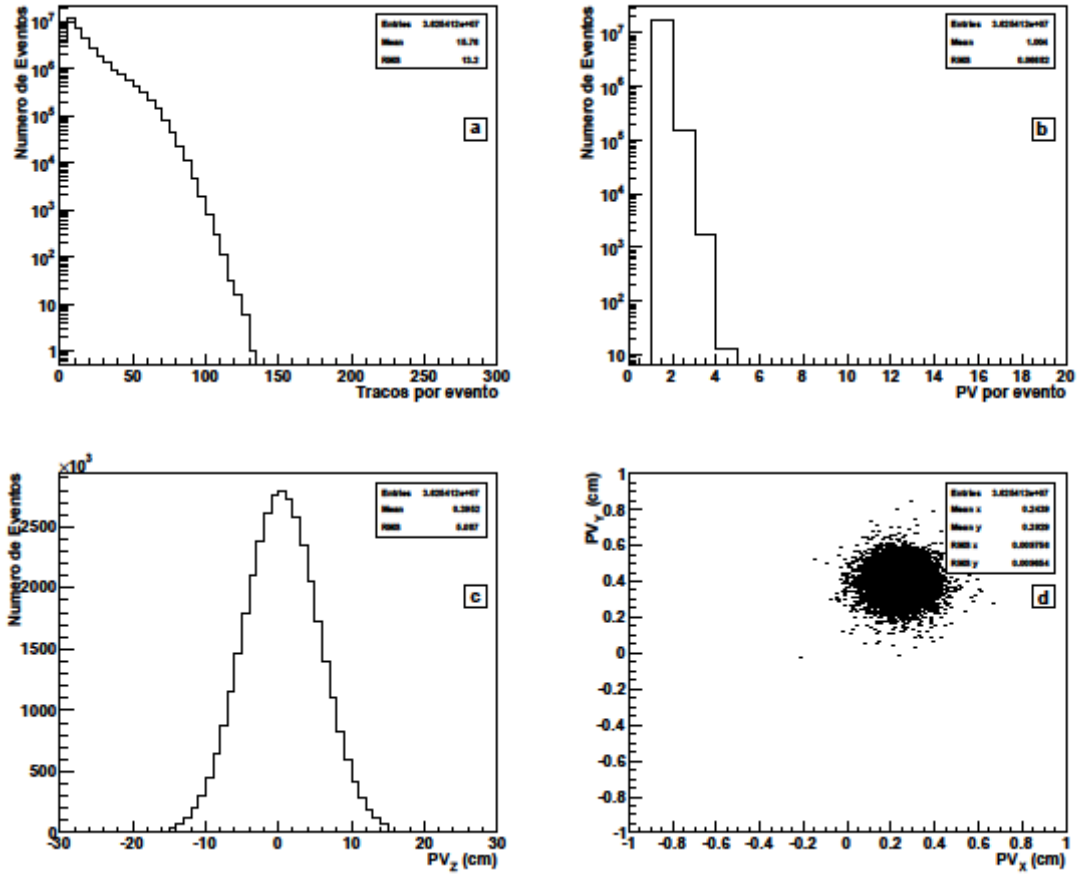



Figura 32: Distribuição da reconstrução dos dados simulados gerados com o PYTHIA6. (a) mostra a distribuição do número de traços, (b) mostra a distribuição do número de vértices primários e (c) e (d) mostram a distribuição dos vértices primários nas coordenadas do detector.

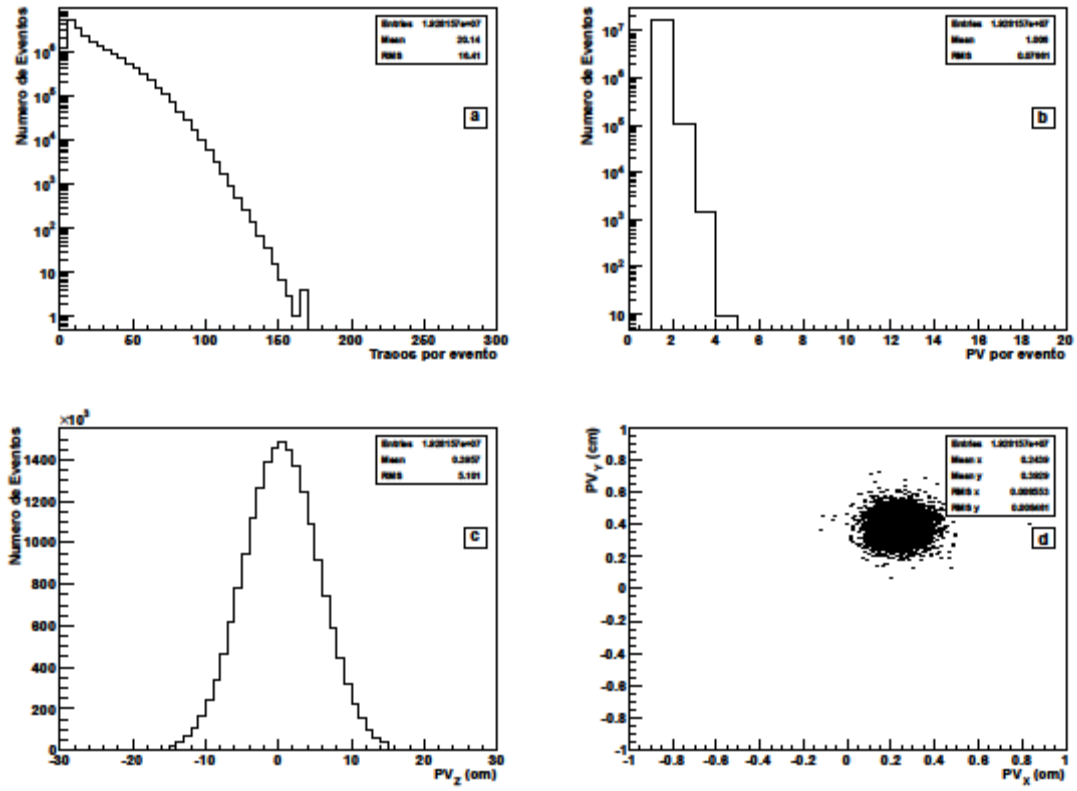



Figura 33: Distribuição da reconstrução dos dados simulados gerados com o PYTHIA8. (a) mostra a distribuição do número de traços, (b) mostra a distribuição do número de vértices primários e (c) e (d) mostram a distribuição dos vértices primários nas coordenadas do detector.

## 3.2 **Seleção do D$^{*\pm}$**

Os mésons $D^{*\pm}$ foram identificados pelo canal $D^{*\pm} \rightarrow D^0\pi_s^{\pm} \rightarrow K^{\mp}\pi^{\pm}\pi_s^{\pm}$. Este canal de decaimento foi escolhido, pois possui alta taxa de decaimento do $D^{*\pm}$ (67,7 $\pm$ 0,5). Além disso, o sistema de trajetografia é de alta performance o que permite reconstruir traços com baixo limiar. Embora a taxa de decaimento do canal escolhido para o $D^0$ seja baixa (3,80 $\pm$ 0,07), ele permite uma melhor resolução de energia para identificação do $D^{*\pm}$.

A reconstrução dos mésons $D^{*\pm}$ foi feita da seguinte forma: em cada evento, pares de traços com cargas opostas foram testados para formar um vértice, sendo, então, considerados candidatos a $D^0$. Um terceiro traço, foi adicionado como píon *slow*, com carga elétrica oposta à carga assumida pelo kaon. Esse terceiro traço é combinado com o candidato a $D^0$ para formar um candidato a $D^{*\pm}$. O píon do decaimento do $D^{*\pm}$ é chamado de píon *slow*, porque

possui um momento limitado pela pequena diferença entre as massas do $D^{*\pm}$ e $D^0$. Os critérios de seleção de bons traços para reconstrução do mésons $D^{*\pm}$ são:

- $p_T$>600 MeV para os candidatos a kaon e píon do decaimento do $D^0$, onde $p_T$ é o momento transversal;
- $p_T$>250 MeV para o candidato a píon *slow*;
- $|\eta|$< 2,5;
- Número total de hits > 5 para o kaon e o píon do decaimento do $D^0$;
- $|d_{xy}|$< 0,1 cm, onde $|d_{xy}|$ é o parâmetro transversal referente ao vértice primário;
- $|d_z|$< 1,0 cm, onde $|d_z|$ é o parâmetro longitudinal também referente ao vértice primário;

A Figura 34 mostra o esquema do decaimento estudado neste trabalho, mostrando inclusive como são calculados os parâmetros transversal e longitudinal. O sinal do $D^{*\pm}$ é obtido através da diferença de massa invariante entre o $D^{*\pm}$ e o $D^0$, ou seja, $\Delta m = m(D^{*\pm}) - m(D^0)$. A largura do pico do sinal na distribuição $\Delta m$ é dominada pela resolução do momento do píon *slow*. O *background* da distribuição a partir de combinações envolvendo partículas não relacionadas com a cadeia de decaimento considerada é suprimida por pequenas diferenças de massa. Foi, então, feito o corte na distribuição dos candidatos a $D^{*\pm}$ satisfazendo |m($D^0$)-1,865|<0,025 e nas distribuições de candidatos a méson $D^0$, $|\Delta m$ - 0,1454|<0,0012. O resultado da implementação desses cortes pode ser observado nas Figuras 35 e 36.

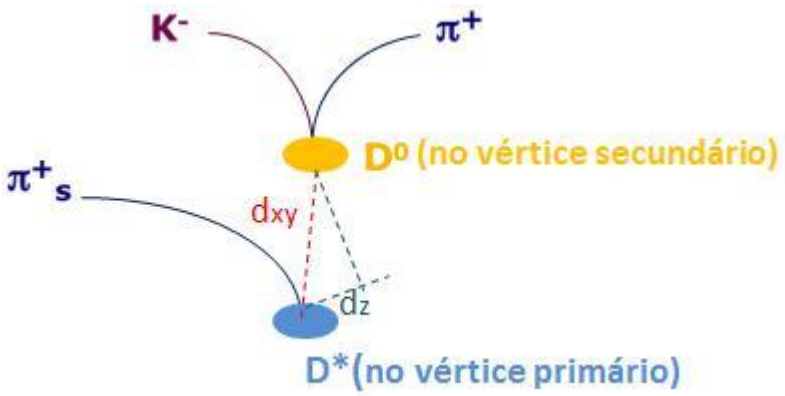



Figura 34: Esquema de decaimento do $D^{*\pm}$

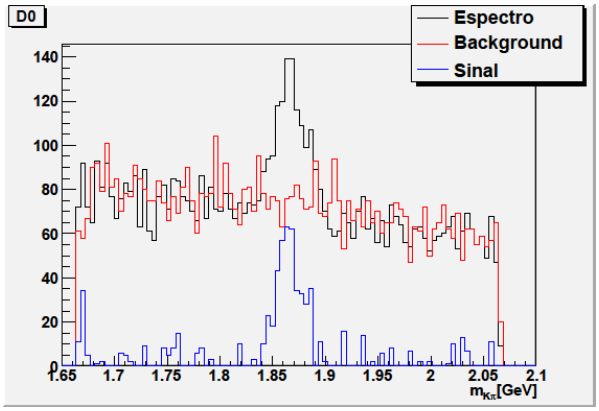



Figura 35: Espectro e fundo da diferença de massa $\Delta m$, obtido pela combinação de cargas na reconstrução do $D^{*\pm}$, com dados simulados.

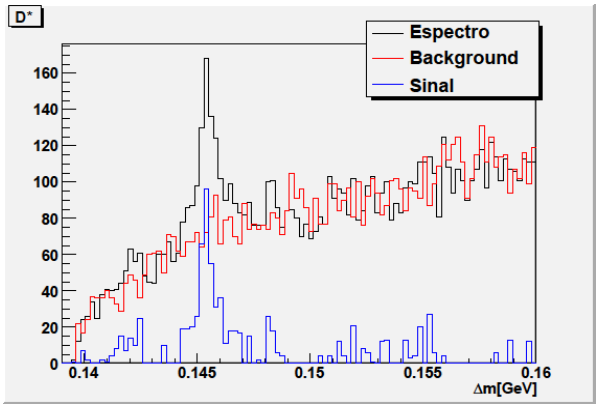



Figura 36: Espectro e fundo da massa invariante do $D^0$, obtido pela combinação de cargas na reconstrução do $D^{*\pm}$, com dados simulados.

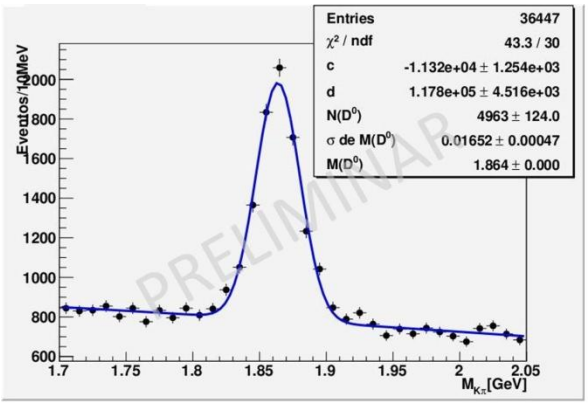



Figura 37: Distribuição de massa invariante de candidatos a $D^0$ reconstruído, utilizando dados experimentais.

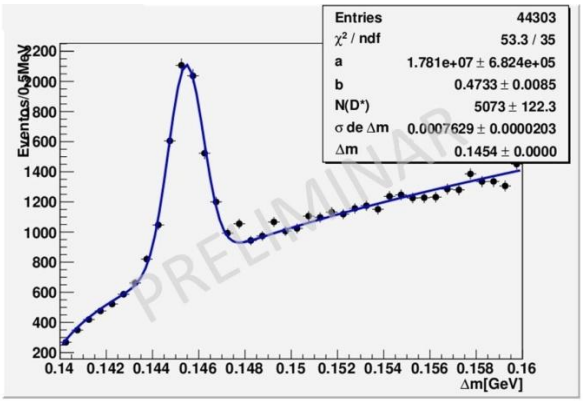



Figura 38: Distribuição da diferença de massa $\Delta m$ de candidatos a $D^{*\pm}$ reconstruído, utilizando dados experimentais.

O número de mésons $D^{*\pm}$ e $D^0$ é deduzido por meio de ajuste das distribuições de massa invariante de $\Delta m$ e $D^0$. A forma das distribuições de massa invariante são gaussianas com valores médios que representam a massa invariante das partículas e larguras dominadas pela resolução de momento de todas as partículas. Se uma das partículas do estado final não se origina a partir do $D^{*\pm}$, cria-se um fundo combinatorial ou *background*. O fundo combinatorial pode ser obtido pela combinação errada de cargas, como pode ser visto nas Figuras 35 e 36. Como se trata de um canal de decaimento bastante ruidoso, para obter uma

melhor relação entre o sinal e o fundo foram selecionados apenas $D^{*\pm}$ com $p_T > 7$ GeV. A fim de se ajustar um espectro de ressonância ao longo de fundo combinatorial não ressonante a partir das distribuições de $\Delta m$ e $D^0$, uma combinação de sinal com a função de fundo é usada. A distribuição de fundo combinatorial não-ressonante de $\Delta m$ tem a forma $a(\Delta m - m_\pi)^b$, onde $m_\pi$ é a massa do píon e "a" e "b" são parâmetros livres. A distribuição de fundo combinatorial não ressonante de $D^0$ é descrita por uma função quadrática. As Figuras 37 e 38 mostram o ajuste dessas funções aos dados experimentais. O número de mésons $D^{*\pm}$ e $D^0$ é obtido pela integral da gaussiana com os respectivos parâmetros, assim o número de mésons $D^{*\pm}$ e $D^0$ da amostra é 5073$\pm$122 e 4963$\pm$124, respectivamente. Além disso, os valores de massa invariante do méson $D^0$ e a diferença de massa $\Delta m$ representada pelos valores médios das gaussianas são 1863,8$\pm$0,4 MeV e 145,44$\pm$0,02 MeV, respectivamente. A massa invariante do méson $D^{*\pm}$ é (145,44$\pm$0,02) + (1863,8$\pm$0,4) = (2009,2$\pm$0,4) MeV/c$^2$. Esses valores de massa são compatíveis com os da referência [16], ou seja, 145,421$\pm$0,010 MeV e 1864,5$\pm$0,4 MeV para a diferença de massa $\Delta m$ e para a massa invariante do $D^0$, respectivamente.

## 3.3 **Eficiência de reconstrução**

É preciso ter uma estimativa de quão eficiente é a reconstrução. Para isso, utilizamos dados de Monte Carlo contendo eventos com $D^{*\pm}$ cujo decaimento ocorre no canal de interesse (píon-káon, píon). O intervalo de $\eta$ foi restrito a $|\eta| < 2{,}5$ por ser essa a região coberta pelo sistema de trajetografia. Também foram selecionados apenas os $D^{*\pm}$ com momento transversal $p_T > 7$ GeV, pois esse valor foi imposto na reconstrução para que se obtivesse uma melhor relação entre o sinal e o fundo. Dessa forma faz-se a comparação do número de $D^{*\pm}$ a nível de gerador e o número de $D^{*\pm}$ reais reconstruídos.

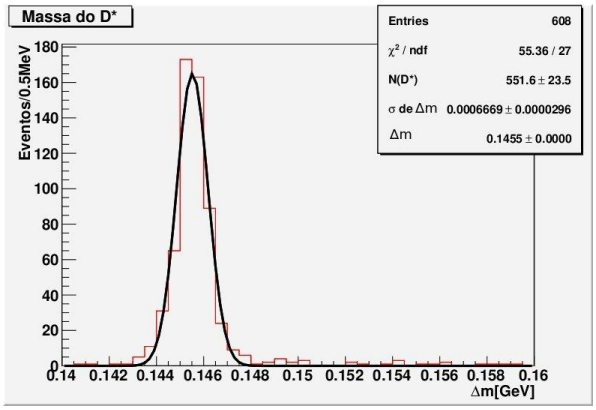



Figura 39: Distribuição de $\Delta m$, obtida pela reconstrução do $D^{*\pm}$ utilizando o gerador PYTHIA6.

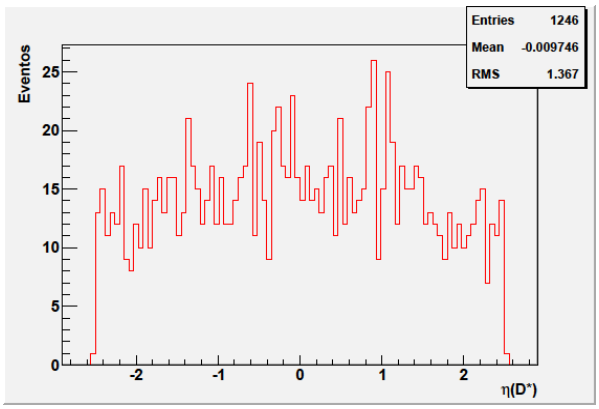



Figura 40: Distribuição de $\eta$ do $D^{*\pm}$, obtida a nível de gerador utilizando o PYTHIA6.

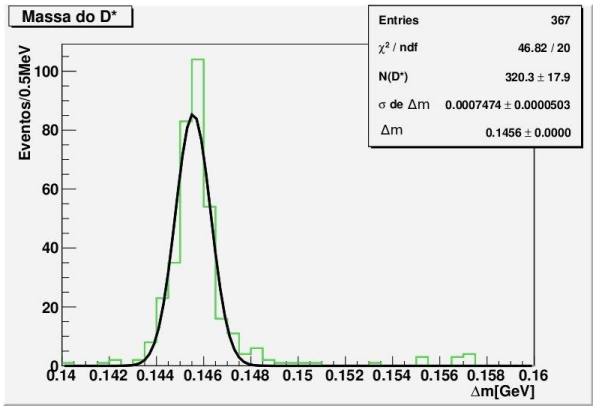



Figura 41: Distribuição de $\Delta m$, obtida pela reconstrução do $D^{*\pm}$ utilizando o gerador PYTHIA8.

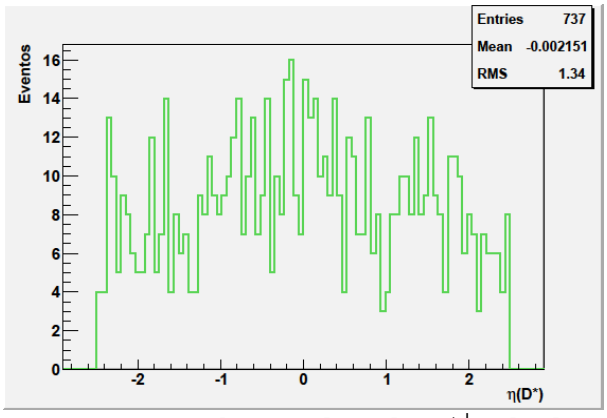



Figura 42: Distribuição de $\eta$ do $D^{*\pm}$, obtida a nível de gerador utilizando o PYTHIA8.

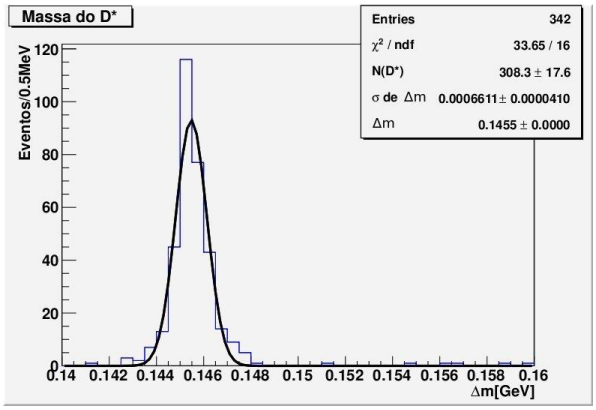



Figura 43: Distribuição de $\Delta m$, obtida pela reconstrução do $D^{*\pm}$ utilizando o gerador POMPYT.

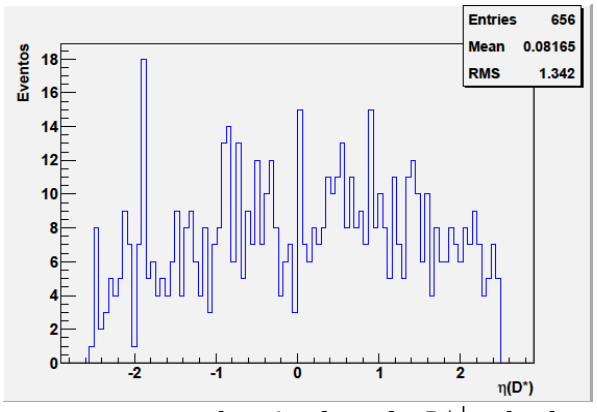



Figura 44: Distribuição de $\eta$ do $D^{*\pm}$, obtida a nível de gerador utilizando o POMPYT.

As Figuras 39 e 40 mostram a distribuição de $\Delta m$ do $D^{*\pm}$ reconstruído e a distribuição em $\eta$ a nível de gerador, relativas ao gerador PYTHIA6. Nesse caso, a eficiência da reconstrução foi de $\approx$ (44$\pm$2) % e o número de $D^{*\pm}$ obtido pela integral da gaussiana é 552$\pm$24. As Figuras 41 e 42 mostram a distribuição de $\Delta m$ do $D^{*\pm}$ reconstruído e a distribuição em $\eta$ a nível de gerador, agora em relação ao gerador PYTHIA8. A eficiência na reconstrução com o gerador PYTHIA8 foi de $\approx$ (43$\pm$2) % e o número de $D^{*\pm}$ obtido pela integral da gaussiana é 320$\pm$18. As Figuras 43 e 44 mostram a distribuição de $\Delta m$ do $D^{*\pm}$ reconstruído e a distribuição em $\eta$ a nível de gerador, finalmente relativas ao gerador POMPYT. Aqui a eficiência na reconstrução é $\approx$ (47$\pm$3) % e o número de $D^{*\pm}$ obtido pela integral da gaussiana é 308$\pm$18. Portanto, temos eficiências bem consistentes que indicam um valor médio de (45$\pm$2) %. Como o POMPYT tem uma produção que favorece mais a região central, sua eficiência de reconstrução é relativamente maior que nos outros geradores de Monte Carlo (PYTHIA6 e PYTHIA8).

## 3.4 **Eventos difrativos e lacunas de rapidez**

Como discutido na seção 2.3, os eventos difrativos são caracterizados por grandes lacunas de rapidez (*Large Rapidity Gap*), resultado de interações sem troca de cor. Eventos não difrativos podem também apresentar lacunas de rapidez, mas são exponencialmente suprimidos em função do tamanho da lacuna [13]. Podemos verificar esse comportamento nos gráficos 45 e 46. Tanto o POMPYT como a componente difrativa do PYTHIA8 mostram-se mais constantes quando comparados aos eventos não difrativos, que diminuem rapidamente com $\Delta\eta$. Na última Figura, o PYTHIA 6 apresenta somente a parte não difrativa, visto a sua deficiência na produção de massa difrativa pesada.

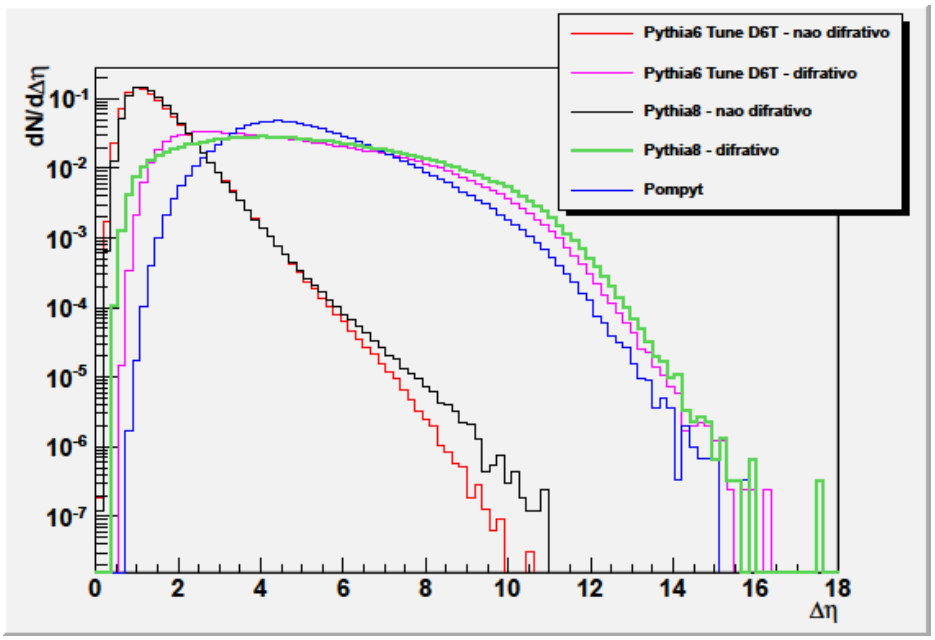



Figura 45: $\Delta\eta$ de toda a amostra a nível de gerador com a comparação entre diferentes geradores de Monte Carlo.

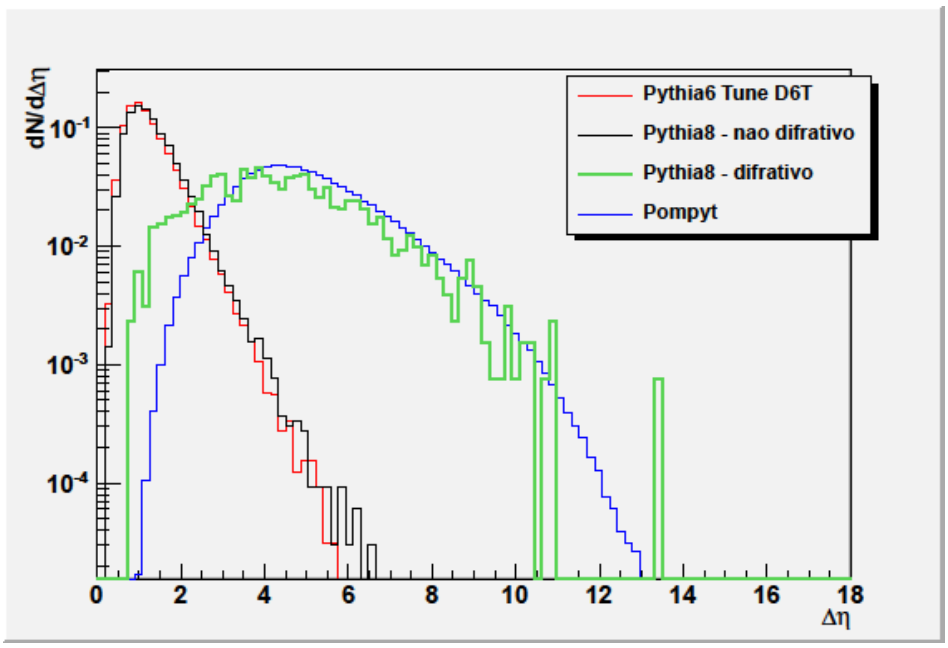



Figura 46: $\Delta\eta$ das partículas em eventos com $D^{*\pm}$, no decaimento $D^{*\pm} \rightarrow D^0\pi_s^{\pm} \rightarrow K^{\mp}\pi^{\pm}\pi_s^{\pm}$, a nível de gerador com a comparação entre diferentes geradores de Monte Carlo.

Nos eventos difrativos as lacunas de rapidez são identificadas pela ausência de partículas em determinadas regiões no espaço de fase. Por essa razão, a seleção de eventos difrativos normalmente é feita através da identificação dessas regiões nos dados reconstruídos (ao "nível do detector"). Para isso foi utilizada a técnica de reconstrução *particle flow*, que visa medir as partículas estáveis nos eventos (elétrons, múons, fótons, hádrons neutros e hádrons carregados), através da combinação dos sinais de todos os subdetectores que possam

ser sensibilizados pela partícula. Um evento de difração simples, que apresenta a dissociação de apenas um dos prótons, deve apresentar sinais em apenas um dos lados do calorímetro HF, sendo que no outro há um LRG. Para obter esses eventos, foram selecionados aqueles cuja energia depositada em um dos lados do HF não fosse maior que o valor limiar. Esse valor limiar, para a amostra de dados utilizada, é de 4 GeV e leva em conta os ruídos e a constante de calibração do HF. A existência de eventos de difração pode, portanto, ser identificada com a existência de um pico na distribuição de energia do HF na região de baixas energias [35]. Isto pode ser verificado nas Figuras 47 e 48.

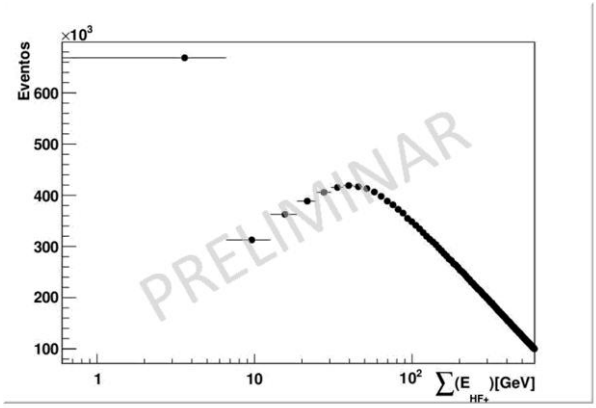



Figura 47: Distribuição da soma de energia no lado positivo do HF, com toda a amostra de dados experimentais.

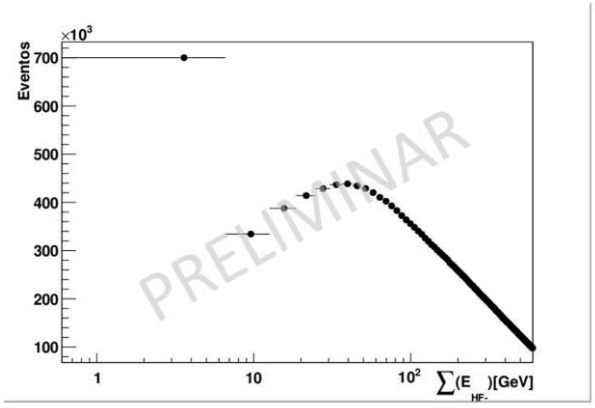



Figura 48: Distribuição da soma de energia no lado negativo do HF, com toda a amostra de dados experimentais.

Para a identificação de LRG nos dados reconstruídos, $\Delta\eta$ foi definido através dos valores extremos $\eta_{max}$ e $\eta_{min}$, que representam respectivamente o valor de $\eta$ da partícula com menor $\eta$ e o valor de $\eta$ da partícula com maior $\eta$. As Figuras 50 e 51 mostram as distribuições desses valores em toda a amostra utilizando o gerador PYTHIA8, com isso, pode-se avaliar o comportamento das componentes difrativa e não difrativa. Como já era de se esperar, a componente difrativa tem um comportamento mais constante do que a componente não difrativa. As Figuras 52 e 53 mostram as distribuições dos valores de $\eta_{max}$ e $\eta_{min}$ em eventos com $D^{*\pm}$ reconstruídos. Nota-se, observando o sinal do POMPYT, que em eventos difrativos, a existência das lacunas de rapidez distribuem os eventos mais igualmente no intervalo de $\eta$. O corte do sinal do PYTHIA8 em $\eta$ próximo de 2 deve-se à baixa estatística, sendo que essas distribuições foram normalizadas pelos dados experimentais.

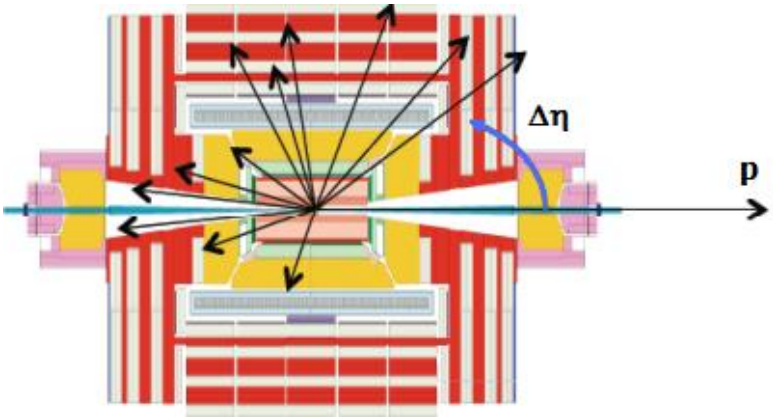



Figura 49: Ilustração da definição de $\Delta\eta$.

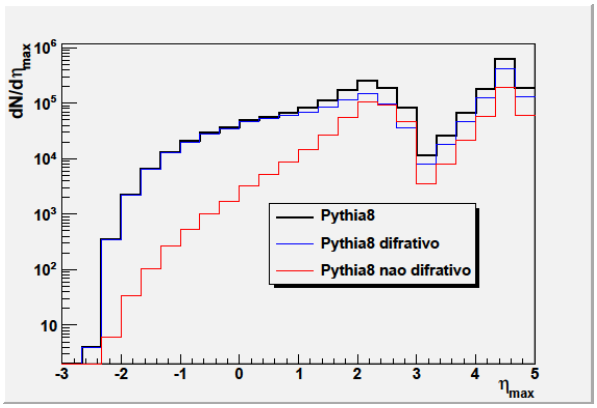



Figura 50: Distribuição do $\eta_{max}$, de toda a amostra obtida pelo gerador PYTHIA8, comparando as componentes difrativas e não difrativas com a distribuição integral.

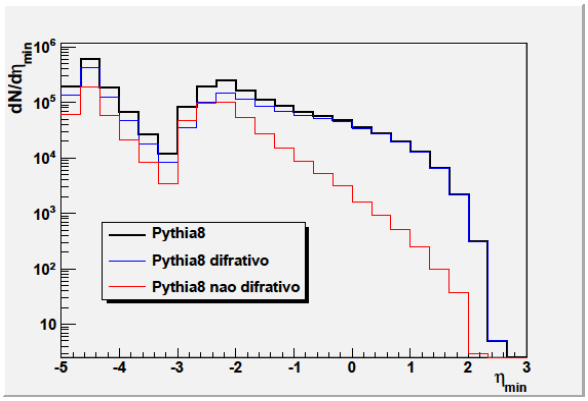



Figura 51: Distribuição do $\eta_{min}$, de toda a amostra obtida pelo gerador PYTHIA8, comparando as componentes difrativas e não difrativas com a distribuição integral.

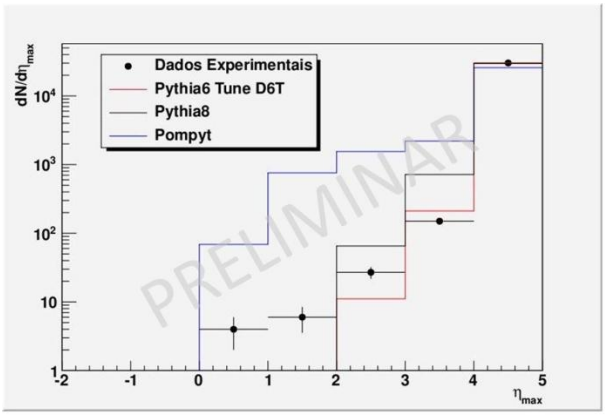



Figura 52: Distribuição do $\eta_{max}$ dos candidatos a $D^{*\pm}$ reconstruído comparando dados experimentais com diferentes geradores de Monte Carlo.

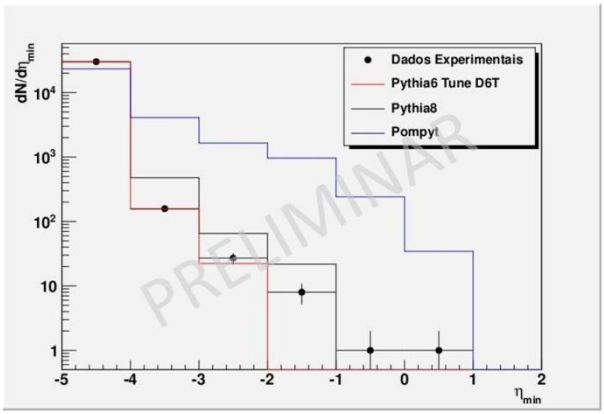



Figura 53: Distribuição do $\eta_{min}$ dos candidatos a $D^{*\pm}$ reconstruído comparando dados experimentais com diferentes geradores de Monte Carlo.

O valor de $\Delta\eta$ foi definido como $\Delta\eta = 4{,}9 - \mathrm{Min}(\eta_{max,} - \eta_{min})$, onde 4,9 é o maior valor de $\eta$ coberto pelo HF e $\mathrm{Min}(\eta_{max,} - \eta_{min})$ é o menor valor entre o $|\eta_{max}|$ e $|\eta_{min}|$. A Figura 49 ilustra como está sendo definido o LRG, levando em consideração a difração simples que, em geral, é o processo de difração dominante. A Figura 54 mostra a distribuição da função $\mathrm{Min}(\eta_{max,} - \eta_{min})$ em eventos com $D^{*\pm}$ reconstruídos. Nas componentes não difrativas os eventos diminuem conforme diminui o valor de $\mathrm{Min}(\eta_{max,} - \eta_{min})$. Para valores de $\Delta\eta$ maiores que 1,9 podemos impor um corte em $\mathrm{Min}(\eta_{max,} - \eta_{min})$<3.

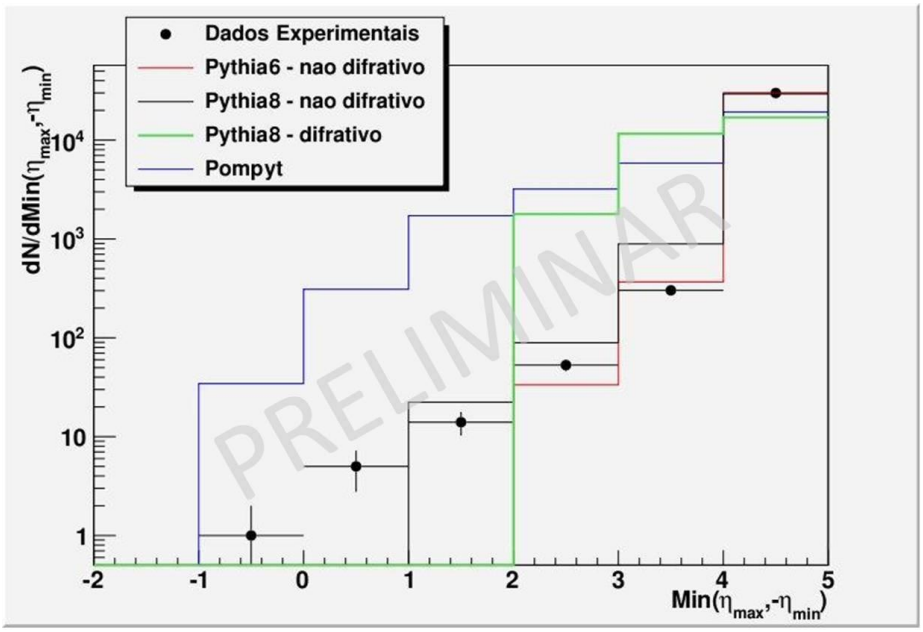



Figura 54: Distribuição do $\mathrm{Min}(\eta_{max,} - \eta_{min})$ dos candidatos a $D^{*\pm}$ reconstruído comparando dados experimentais com diferentes geradores de Monte Carlo.

A Figura 55 mostra a distribuição do momento transversal $p_T$ dos candidatos a $D^{*\pm}$ reconstruídos. Os dados simulados foram normalizados para o mesmo valor da quantidade de dados experimentais. Como se pode notar, as amostras de Monte Carlo não possuem estatística suficiente para apresentar a região acima de 30 GeV/c, isto pode ser notado também na Figura 57. Mas na região abaixo desse valor, à parte um deslocamento devido à normalização, as inclinações se assemelham. Impondo o corte $\mathrm{Min}(\eta_{max,} - \eta_{min})$<3 para a seleção de eventos difrativos obtemos a distribuição da Figura 56. Há um corte de cerca de uma ordem de grandeza na quantidade de eventos e isso pode ser verificado também pela Figura 58. Dos dados do PYTHIA 6 e PYTHIA 8 restaram apenas algumas dezenas, que segundo as Figuras 58a e 58b, parecem não ter nenhuma relação com os $D^{*\pm}$ presentes na simulação. De fato o número de $D^{*\pm}$ gerados nesses eventos é zero para ambos os geradores.

No caso do PYTHIA 6, sem esse corte, do número total de 573 $D^{*\pm}$ nenhum havia sido produzido por processos difrativos. No caso do PYTHIA 8, dos 334 $D^{*\pm}$, apenas 9 foram produzidos difrativamente, mas nenhum deles sobreviveu ao corte. Já no caso do POMPYT (Figura 58c), que é uma amostra puramente difrativa, os 70 eventos restantes dos 329 iniciais, mostram clara relação com os $D^{*\pm}$ gerados. Isso indica que esse corte (Min$(\eta_{max,} - \eta_{min})$<3) realmente enriquece a amostra com $D^{*\pm}$ produzidos difrativamente, mesmo que com baixa eficiência (≈20%). Usando esse corte nos dados experimentais e efetuando a procura por sinais de $D^{*\pm}$, conforme a seleção descrita na seção anterior, obtemos a Figura 59. Ou seja, dos 5070±120 $D^{*\pm}$ selecionamos 710±50 que são produzidos difrativamente, (13,9±1,1) % do total.

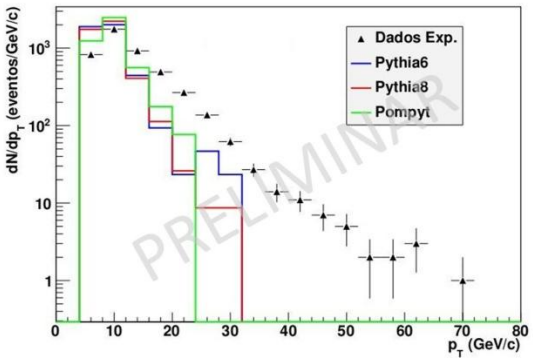



Figura 55: Distribuição do $p_T$ dos candidatos a $D^{*\pm}$ reconstruído comparando dados experimentais com diferentes geradores de Monte Carlo.

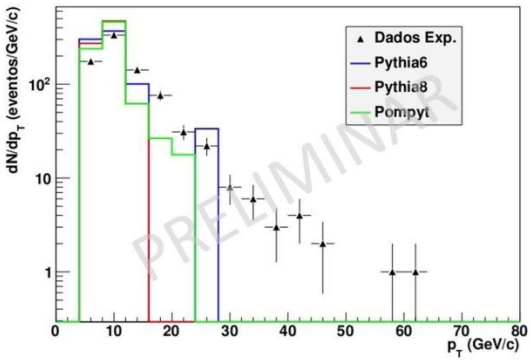



Figura 56: Distribuição do $p_T$ do $D^{*\pm}$ reconstruído com o corte em Min$(\eta_{max,} - \eta_{min})$<3 com dados experimentais e diferentes geradores de Monte Carlo.

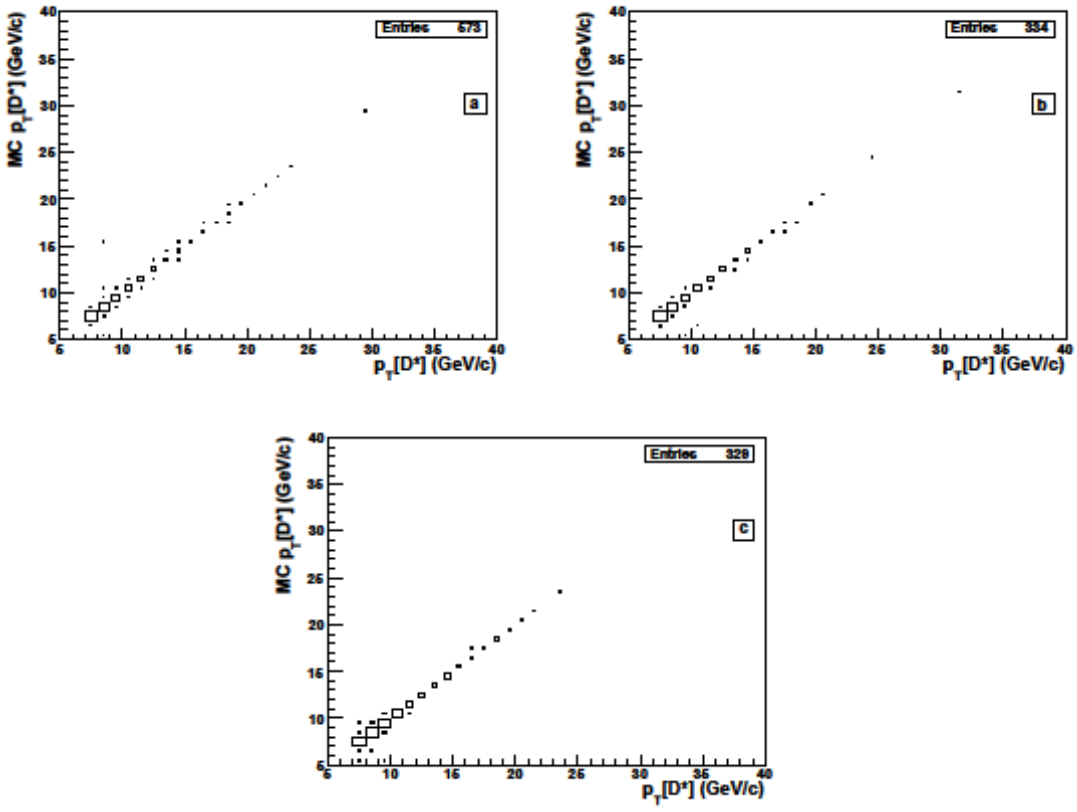



Figura 57: Distribuição do $p_T$ do $D^{*\pm}$ reconstruído x $p_T$ do $D^{*\pm}$ a nível de gerador, gerados com (a) PYTHIA6, (b) PYTHIA8 e (c) POMPYT.

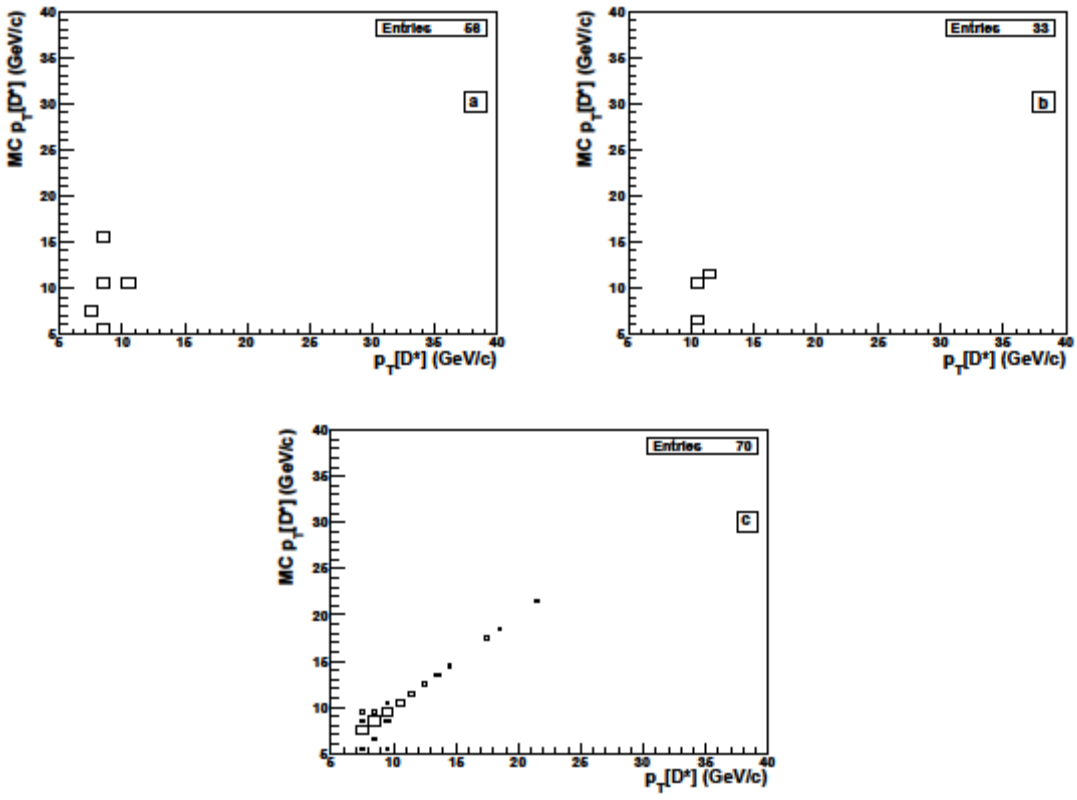



Figura 58: Distribuição do $p_T$ do $D^{*\pm}$ reconstruído x $p_T$ do $D^{*\pm}$ a nível de gerador com o corte em Min$(\eta_{max,} - \eta_{min})$<3, gerados com (a) PYTHIA6, (b) PYTHIA8 e (c) POMPYT.

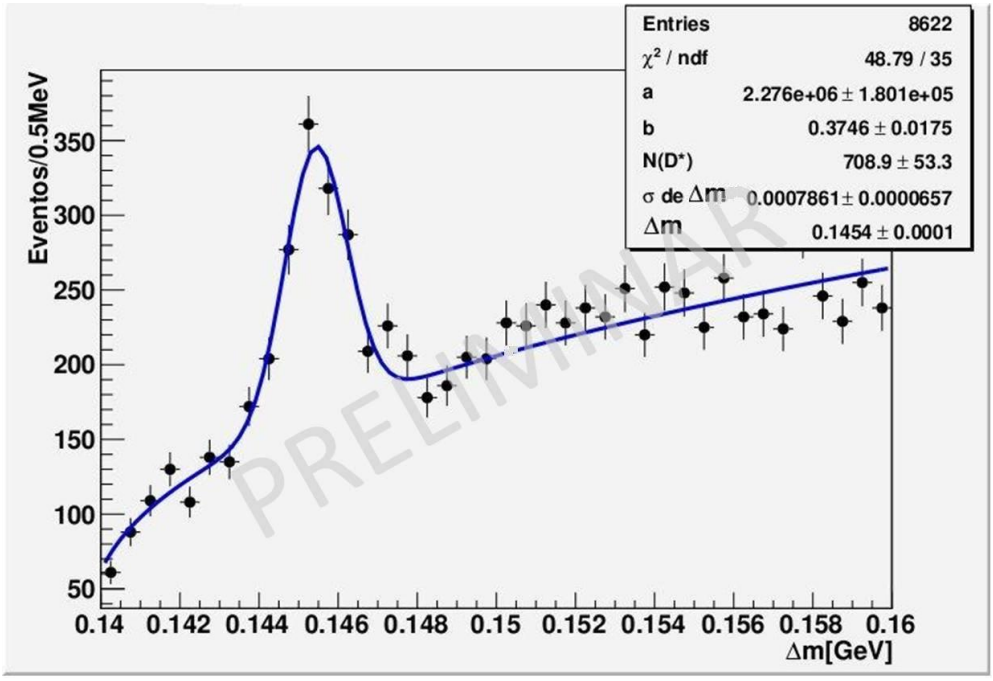



Figura 59: Distribuição da diferença de massa de candidatos a $D^{*\pm}$ reconstruído com o corte em Min$(\eta_{max,} - \eta_{min})$<3, utilizando dados experimentais com ajuste de função.

# 4 CONCLUSÃO

O principal objetivo desse trabalho foi estudar a produção inclusiva difrativa do méson $D^{*\pm}$, através do comportamento de variáveis cinemáticas do processo de espalhamento próton-próton. Para isso, utilizamos dados de colisões com energia de centro de massa de $\sqrt{s} = 7$ TeV coletados com o experimento CMS do LHC. Os dados dessa análise foram coletados em 2010 e correspondem a uma luminosidade integrada de 3,171 $\mathrm{pb}^{-1}$. Esses dados são de um período em que o LHC funcionou com baixa luminosidade o que facilita os estudos dessa natureza.

O $D^{*\pm}$ foi reconstruído utilizando unicamente o detector de trajetografia – *Tracker* - pelo canal de decaimento $D^{*\pm} \rightarrow D^0\pi_s^{\pm} \rightarrow K^{\mp}\pi^{\pm}\pi_s^{\pm}$ na região $|\eta| < 2{,}5$. Para isso, foi desenvolvido um código de seleção de traços e vértices que compõem esse canal de decaimento, produzindo candidatos a $D^{*\pm}$. O principal problema encontrado foi o grande fundo combinatório existente nos dados experimentais, que foi reduzido com um corte no número de traços por evento e, principalmente, ao limiar imposto de $p_T > 7$ GeV aos candidatos a $D^{*\pm}$. Os valores de massa invariante obtidos dos mésons $D^{*\pm}$ e $D^0$ são 2009,2$\pm$0,4 MeV e 1863,8$\pm$0,4 MeV, respectivamente, onde os erros referem-se unicamente a flutuações estatísticas. Esses valores são compatíveis com os valores de referência [16] ao nível de confiança de 99%. Através de simulações, obtivemos a eficiência de reconstrução como sendo (45$\pm$2) %.

Na seção 4.4, estudamos o comportamento das variáveis cinemáticas procurando selecionar o méson $D^{*\pm}$ difrativo. Analisando distribuições das variáveis $\eta_{min}$ e $\eta_{max}$ estabelecemos a condição $\mathrm{Min}(\eta_{max,} - \eta_{min})$<3 como selecionador de eventos difrativos. A baixa estatística de eventos difrativos das amostras de PYTHIA 6 e PYTHIA 8, não permitiram uma conclusão clara. Entretanto, observamos que com o corte acima, nenhum dos eventos com $D^{*\pm}$ de processos não difrativos sobreviveram. Com os dados do POMPYT, por outro lado, ≈20% dos eventos foram selecionados, indicando a possibilidade de enriquecer uma amostra com a condição $\mathrm{Min}(\eta_{max,} - \eta_{min})$<3. Aplicando isso aos dados experimentais, obtivemos 710$\pm$50 candidatos a $D^{*\pm}$ produzidos por processos difrativos, o que corresponde a ≈14% do total de 5070 $\pm$120 $D^{*\pm}$ originais.

Este trabalho tem como resultado, uma primeira aproximação para uma análise de produção difrativa de mésons charmosos. Os valores encontrados nesse trabalho servem, no momento, apenas como parâmetros aproximados. Teoricamente, com todos os valores de eficiência acima podemos encontrar o número total de $D^{*\pm}$ da amostra experimental e a parcela difrativa deles. Entretanto, para obter valores mais precisos, é necessário aumentar a estatística de dados simulados e adicionar uma análise dos erros sistemáticos envolvidos. Feito isso, uma evolução natural para esse trabalho seria a obtenção da seção de choque da produção difrativa dos mésons $D^{*\pm}$.

**REFERÊNCIAS**

1 HALZEN, F.; MARTIN, A. D. *Quarks and leptons*: an introductory course in modern particle physics. New York: John Wiley, 1984.

2 FRITZSCH, H.; GELL-MANN, M.; LEUTWYLER, H. Advantages of the color octet gluon picture. *Physics Letters B*, v.47, n. 4, p. 365–368, nov. 1973.

3 WEINBERG, S. Non-abelian gauge theories of the strong interactions. *Physical Review Letters*, v. 31, n.7, p. 494, 1973.

4 FEYNMAN, R.P. *Photon–hadron interactions*. New York: W. A. Benjamin, 1972.

5 COLLINS, J.C.; SOPER, D.E.; STERMAN, G. *Factorization of hard processes in QCD*: perturbative quantum chromodynamics. Singapore: World Scientific, 1989. V. 5, p. 1.

6 COLLINS, J.C. *Proof of factorization for diffractive hard scattering*. Disponível em: <http://arxiv.org/abs/hep-ph/9709499>. Acesso em: Nov. 2011.

7 DOKSHITZER Yu. L. Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and e+ e- Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics. *Sov. Phys. JETP*, v. 46, p. 641-653, 1977.

8 LIPATOV, L. N. The parton model and perturbation theory. *Sov. J. Nucl. Phys.*, v. 20, 1975.

9 ALTARELLI, G.; PARISI G. Asymptotic freedom in parton language. *Nuclear Physics B*, v. 126, n. 2, p. 298-318, ago. 1977.

10 GRIBOV, N; LIPATOV, L. N. Deep inelastic ep scattering in perturbation theory. *Sov. J. Nucl. Phys.*, v. 15, p. 438-450, 1972.

11 KURAEV, E.A.; LIPATOV L.N.; FADIN, V.S. Pomeranchuk singularity in nonabelian gauge theories. *Sov. Phys.-JETP*, United States, v. 45:2, p. 199-204, 1977.

12 BALITSKY, I. I.; LIPATOV, L. N. The Pomeranchuk singularity in Quantum Chromodynamics. *Sov. J. Nucl. Phys.*, v. 28, 1978.

13 BARONE, V.; PREDAZZI, E. *High-energy particle diffraction.* Berlim: Springer, 2002.

14 COLLINS, P. D. B. *An introduction to regge theory and high-energy physics.* Cambridge: Cambridge University Press, 1977. 300 p.

15 AUBERT, J.J.; BECKER, U.; BIGGS, P.J.; BURGER, J.; CHEN, M.; EVERHSRT, G.; GOLDHAGEN, P.; LEONG, J.; MCCORRISTON T.; RHOADES, T.G. et al. Experimental observation of a heavy particle j. *Physical Review Letters*, v.33, n.23, p.1404–1406, 1974.

16 NAKAMURA, K. Review of particle physics. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 37:075021, 2010.

17 ADLOFF, C.; ANDREEV, V.; ANDRIEU, B.; ANTHONIS, T.; ARKADOV, V.; ASTVATSATOUROV, A.; BABAEV, A.; BÄHR, J.; BARANOV, P.; BARRELET, E. et al. D* meson production in deep-inelastic diffractive interactions at hera. *Physics Letters B*, v.520, n. 3-4, p.191–203, nov. 2001.

18 CHEKANOV,S.; DERRICK, M.; MAGILL, S.; MUSGRAVE, B.; NICHOLASS, D.; REPOND J.; YOSHIDA R.; MATTINGLY M.C.K.; JECHOW M.; PAVEL N. et al. Diffractive photoproduction of d*(2010) at hera. *The European Physical Journal C-Particles and Fields*, v.51, n. 2, p.301–315, 2007.

19 CMS COLLABORATION. *LHC Machine*. Technical report, 2008.

20 ALICE COLLABORATION. ALICE: *Technical proposal for a large ion collider experiment at the CERN LHC*. Technical Report LHCC-95-71, 1995.

21 ATLAS COLLABORATION. *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*. Technical Report JINST 3 S08003, 2008.

22 CHATRCHYAN, S.; HMAYAKYAN, G.; KHACHATRYAN, V.; SIRUNYAN, A.M.; ADAM W.;BAUER, T.; BERGAUER, T.; BERGAUER, H.; DRAGICEVIC, M.; ERÖ, J. et al. The CMS experiment at the CERN LHC. *Journal of Instrumentation*, 3:S08004, 2008.

23 LHCb COLLABORATION. *LHCb technical design report*: Reoptimized detector design and performance. Technical Report LHCC-2003-030, 2003.

24 TOTEM COLLABORATION. *The TOTEM Experiment at the LHC*. Technical Report JINST 3 S08007, 2008.

25 CMS COLLABORATION. *The CMS tracker system project*: Technical Design Report. Technical Report CERN/LHCC-98-006, 1997.

26 CMS COLLABORATION. *The CMS tracker system project*: addendum to the Technical Design Report. Technical Report CERN/LHCC-2000-016, 1997.

27 CMS COLLABORATION. *The CMS electromagnetic calorimeter project*: Technical Design Report. Technical Report CERN/LHCC-97-033, 1997.

28 CMS COLLABORATION. *The CMS hadron calorimeter project*: Technical Design Report. Technical Report CERN/LHCC-97-031, 1997.

29 CMS COLLABORATION. *The CMS muon project*: Technical Design Report. Technical Report CERN/LHCC-97-032, 1997.

30 FOÁ, L.; HERVÉ, A.; BAYATYAN, G. L.; DELLA NEGRA, M.; PETRILLI, A. *CMS computing*: Technical Design Report. Technical Report CERN/LHCC-2005-023, 2005.

31 BRUN, R.; RADEMAKERS, F. Root - an object oriented data analysis framework. *Nuclear Inst. Meth. in Phys. Res. Technical Report A*, v. 389, n. 1-2, p. 81-86, 1997.

32 MRENNA, S.; SJÖSTRAND, T.;SKANDS, P. PYTHIA 6.4 physics and manual. *Journal of High Energy Physics*, v. 2006, n. 026, mai. 2006.

33 SJÖSTRAND, T. *Pythia 8 status report*. Disponível em: <http://arxiv.org/pdf/0809.0303v1.pdf>. Acesso em: Dez. 2011.

34 BRUNI, P.; EDIN A.; INGELMAN G. *Pompyt version 2.6 - a Monte Carlo to simulate diffractive hard scattering processes*. Unpublished program manual, 1996.

35 CMS COLLABORATION. *Observation of diffraction in proton-proton collisions at 7 TeV centre-of-mass energies at the LHC*. Technical Report CMS-PAS-FWD-10-001, 2010.