

CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS - CBPF

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

ESTUDO DA PRODUÇÃO EXCLUSIVA DO
MÉSON χ_{c0} NO EXPERIMENTO CMS/LHC

MARÍLIA DA SILVA RAMOS CARNEIRO

ORIENTADOR: PROF. DR. GILVAN AUGUSTO ALVES

RIO DE JANEIRO, RJ.

DEZEMBRO DE 2011

ESTUDO DA PRODUÇÃO EXCLUSIVA DO MÉSON χ_{c0} NO EXPERIMENTO CMS/LHC

Marília da Silva Ramos Carneiro

Gilvan Augusto Alves

Orientador

Rio de Janeiro, 16 de dezembro de 2011.

Agradecimentos

Primeiramente ao meu orientador Gilvan Alves pela confiança, dedicação, paciência em todas as etapas deste trabalho;

Aos professores Wagner Carvalho, Hélio Nogina, María Elena Pol, José Helayël, André Massafferri, José Roberto Mahon, Vitor Oguri, Márcia Begalli, Francisco Caruso, Alberto Santoro, Wanda Prado, Carley Martins, Maria de Fátima Alves, Luis Fernando de Oliveira, Vitor Lemes, Luiz Guilherme Duarte, Luis Mota, Jaime Fernando Rocha, por serem excelentes profissionais e admiráveis;

À Bete, Cristiana de Oliveira e ao José A. Ricardo e a todos os funcionários do CBPF pela responsabilidade que lhes cabem em manter o ambiente do CBPF de excelência;

Aos amigos Diego Figueiredo, Jonathan Hollar, Luana Soares, Eliza Melo, José Afonso, Dilson Damiano, Sandro Fonseca, Alan Malta, Antônio Vilela, por me darem suporte em momentos de muita dificuldade com o ambiente de software do CMS;

Aos amigos que, independente do espaço-tempo, permanecem amigos: Sannie Brum, Luana Soares, Ana Paula Faustino, André Nicolai, Rafael Aranha, Diogo Buarque, Fernanda Ramos, Leonardo Barbosa, Rafael Oliveira, João Guilherme Soares, Caio Jordão, Yves Chifarelli, André Gazzaneo, Gustavo Vicente, Bruno Gomes, Enrique Arias, Danielle Tostes, Luis Bernald, Thamys Abrahão, Max Jáuregui, Grasielle Santos, Eduardo Bittencourt, Juan Dueñas, Lucas Brito, Maria Elidaiana, Paulo Arruda, Rafael Ferrazoli, Jordan Martins, Ana Thereza Rosa, Pedro Cabrera, Patrícia Peres, Téo Paiva, Pablo Serejo, Fernando Roxo, Elionardo Pintas, por tornarem suportável alguns momentos de dificuldades e pelo companheirismo;

À minha família, em especial minhas tias Gelta e Lúcia e tios Antônio, Fernando e José Ricardo, pela amizade, paciência e cumplicidade;

Aos meus avós Tónico, Aydes, Therezinha e, em especial, a vovó Sirinha, por dividir seus conhecimentos em nossas agradáveis conversas;

Aos meus irmãos Maria Clara e Henrique, pelo apoio e motivação;

Aos meus pais e professores Antonio e Márcia, pelo suporte, carinho, de quem herdo a paixão pela pesquisa, de quem admiro e tento imitar a sensibilidade e o altruísmo;

A Vaquinha e Chandon e todos os cães que conviveram e participaram da minha história. *In memoriam*, Cotó, Bibi, Tieta, Vigilante e João por me ensinarem em silêncio o que é amor incondicional;

Ao Bruno Dias, por me fazer transbordar de felicidade.

Abstract

We present a study of the central exclusive production of the χ_{c0} meson in pp collisions at $\sqrt{s} = 7\text{ TeV}$ in the CMS detector at the LHC collider. The χ_{c0} is a $c\bar{c}$ meson state with the same quantum numbers as the Higgs boson, so its observation is a good opportunity to test the exclusive production mechanism. We begin with a brief description of the Standard Model, diffraction physics and the experimental environment. The analysis was done using data collected in 2010 by CMS. We performed efficiency studies using real data and a sample of simulated Monte Carlo events and a preliminary estimation of the cross section.

Resumo

Este trabalho apresenta um estudo da produção exclusiva central do méson χ_{c0} , em colisões pp a $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ no detector CMS do colisor LHC. O χ_{c0} é um estado $c\bar{c}$ com os mesmos números quânticos do Higgs, de forma que sua observação é uma boa oportunidade para testar o mecanismo de produção exclusiva central. Inicialmente, realizamos uma breve descrição do Modelo Padrão, processos de física difrativa e do experimento em questão. Nesta análise foram utilizados eventos coletados em 2010 pelo CMS. Realizamos um estudo das eficiências utilizando dados reais e eventos simulados de Monte Carlo, além de uma estimativa preliminar da seção de choque.

Lista de Figuras

2.1	O Modelo Padrão das Partículas elementares ilustrando as famílias de quarks e léptons, com os bósons de gauge na coluna vermelha à direita.	4
2.2	Decaimento $l^- \rightarrow \nu_l + W^-$	8
2.3	Decaimento $q^{-\frac{1}{3}} \rightarrow q^{+\frac{2}{3}} + W^-$	9
2.4	Decaimento semileptônico $q^{-\frac{1}{3}} + \nu_l \rightarrow q^{+\frac{2}{3}} + l^-$	9
2.5	O vértice mais fundamental para a interação forte. Lê-se: um <i>quark</i> entra, emite (ou absorve) um glúon e sai.	13
2.6	Representação da colisão de dois hádrons com produção de partículas de alto p_T	16
2.7	Matriz S para um processo genérico $1 + 2 \rightarrow 1' + 2' + \dots + n'$	18
2.8	Processo de espalhamento nos canais s , t e u das equações (2.20)-(2.22). (a) canal- s . (b) canal- t . (c) canal- u	19
2.9	Troca de reggeon.	21
2.10	Principal relação de trajetórias mesônicas (ρ , f_2 , a_2 , ω , etc. sobrepostos).	22
2.11	Um candidato a <i>glueball</i> que está na trajetória do pomeron. A reta corresponde a trajetória $\alpha_{\mathbb{P}}(t) = 1,08 + 0,25t \text{ GeV}^{-2}$ [15, 16].	23
2.12	Difração em física nuclear e hadrônica. (A) espalhamento elástico de prótons de $1,7 \text{ GeV}/c$ de ^{40}Ca e ^{48}Ca ; (B) espalhamento elástico de prótons de $1,75 \text{ GeV}/c$ de ^{208}Pb ; (C) espalhamento elástico medido no ISR (<i>Intersecting Storage Rings</i>) pela colaboração Aachen-CERN-Genova-Harvard-Torino. Extraído de [50]	25
2.13	Os quatro tipos de difração hadrônica que podem ocorrer em colisores hádron-hádron, são eles: a) espalhamento elástico; b) difração simples, onde apenas um dos hádrons é difratado; c) difração dupla, onde dois hádrons são difratados, porém, dissociam-se ou produzem ressonâncias; d) produção central, onde há dupla troca de pomeron, ambos hádrons trocam singlete de cor e, como consequência, partículas são produzidas.	26
3.1	Seção de choque da produção exclusiva do méson χ_{c0} . [54]	31
3.2	Diagrama esquemático para a CEP de um sistema X . X é um objeto de alta massa invariante no modelo KMR.	34

3.3	Comparação do resultado do CDF com três modelos de EDP.	36
4.1	Visão aérea da localização do LHC, entre a França e a Suíça, e dos experimentos situados nos pontos de interação.	38
4.2	Diagrama do complexo de aceleradores do CERN e os quatro principais experimentos do LHC: CMS, ATLAS, ALICE e LHCb.	41
4.3	Sistema de coordenadas do detector CMS. [44]	42
4.4	Uma visão em perspectiva do detector CMS.	44
4.5	Vista transversal de um octante do detector CMS.	45
4.6	À esquerda uma foto do solenóide e à direita uma concepção artística geral do mesmo.	45
4.7	O sistema de trajetografia.	46
4.8	Acima, uma vista longitudinal do sistema de trajetografia do CMS - cada linha representa um módulo do detector. Linha dupla indica módulos <i>back-to-back</i> que entregam hits estéricos. Abaixo, o sistema de trajetografia do CMS com seus 4 subdetectores: TOB, TIB, TEC e <i>Pixels</i>	47
4.9	Diagrama tridimensional do detector de <i>pixel</i>	48
4.10	Corte transversal do detector de silício do sistema de trajetografia.	49
4.11	Fotografia da montagem do ECAL.	51
4.12	Cristais de PbWO_4 com foto sensores anexados. À esquerda: uma barra de cristal com a face superior despolida e a cápsula APD (<i>Avalanche Photodiode</i>). A direita: um cristal da tampa e VPT (<i>Vacuum Phototriodes</i>).	51
4.13	Layout do calorímetro eletromagnético do CMS, mostrando o arranjo de módulos de cristais, supermódulos e tampas, com o pré-chuveiro na frente.	52
4.14	Seção do barril do calorímetro eletromagnético do CMS.	53
4.15	Seção das tampas do ECAL.	53
4.16	Vista longitudinal do detector CMS mostrando os calorímetros HB, HE, HO e HF.	54
4.17	Regiões de pseudorapidez dos subdetectores do sistema de múons.	56
4.18	Ilustração da localização dos subdetectores do sistema de múons: DT, CSC e RPC.	57
4.19	Vista lateral do ZDC mostrando as seções EM e HAD.	58
4.20	Localização do CASTOR na região frontal do CMS.	59
4.21	Arquitetura do <i>trigger</i> Nível-1 (L1).	63
4.22	Representação das camadas (<i>tiers</i>) até outubro de 2007.	65
5.1	À esquerda, os momenta transversos p_T dos múons reconstruídos da simulação. À direita, as pseudos-rapidez η de múons reconstruídos da simulação.	71

5.2	Ilustração do que seriam dois múons <i>back-to-back</i> no CMS não reconstruídos pela ausência de sinal nas câmaras de múon. À esquerda a visão frontal ($\rho - \phi$), à direita visão lateral e abaixo o mesmo evento 3D.	72
5.3	Ilustração de dois múons <i>back-to-back</i> no CMS reconstruídos. À esquerda a visão frontal ($\rho - \phi$), à direita visão lateral e abaixo o mesmo evento 3D.	73
5.4	Eventos que contêm dois múons filtrados através do código. À esquerda o momentum transversal p_T dos múons e à direita a pseudorapidez η	74
5.5	Massa invariante de um sistema de dois múons.	74
5.6	À esquerda, a diferença dos momenta transversos, Δp_T , de um sistema de dois múons. À direita, a diferença entre o ângulo azimutal de um par de múons, $\Delta\phi$	74
5.7	Massa invariante do J/ψ com um ajuste gaussiano.	75
5.8	Espectro da energia dos fótons identificados pelo código.	75
5.9	À esquerda, $ \Delta p_T $ entre os momenta transversos do sistema de dois múons e o fóton. À direita, $\Delta\phi$ entre os momenta transversos do sistema de dois múons e o fóton.	76
5.10	Massa do χ_{c0} em MC.	76
5.11	Massa do χ_{c1} em MC.	77
5.12	Massa do χ_{c2} em MC.	77
5.13	Momentum transversal dos múons. Em vermelho, eventos reais sem corte e em azul MC. Corte em $p_T < 4 \text{ GeV}$	79
5.14	Ângulo azimutal dos múons. Em vermelho, eventos reais sem corte e em azul MC. Não foi definido nenhum corte para esta variável cinemática.	79
5.15	Pseudorapidez dos múons. Em vermelho, eventos reais sem corte e em azul MC. A seta indica onde pode ser feito o corte.	80
5.16	À esquerda, o espectro de eventos reais da massa invariante para um par de múons sob o <i>trigger</i> HLT_DoubleMu0. À direita, eventos reais e de MC normalizados. Em vermelho, eventos reais e em azul, eventos de MC. As setas indicam que a massa dos pares de múons deve estar centrada na massa do J/ψ	80
5.17	Diferença dos momenta transversos (Δp_T) de um sistema de dois múons, com o espectro dos eventos reais e de MC normalizados. Em vermelho, eventos reais e em azul, eventos de MC.	81
5.18	Diferença do ângulo azimutal ($\Delta\phi$) entre os múons, com o espectro dos eventos reais e de MC normalizados. Em vermelho, eventos reais e em azul, eventos de MC. A seta indica onde deve ser feito um corte em ϕ	81

5.19	Diferença dos momenta transversos (Δp_T) entre o J/ψ e o fóton, com o espectro dos eventos reais e de MC normalizados. Em vermelho, eventos reais e em azul, eventos de MC. A seta indica onde deve ser feito um corte em p_T	82
5.20	Diferença do ângulo azimutal ($\Delta\phi$) de um sistema de dois múons, com o espectro dos eventos reais e de MC normalizados. Em vermelho, eventos reais e em azul, eventos de MC. Não foi definido nenhum corte com esses espectros.	82
5.21	Energia do fóton, com o espectro dos eventos reais e de MC normalizados. Em vermelho, eventos reais e em azul, eventos de MC. As setas indicam que a seleção de fótons está entre 6,9 e 1,5 GeV/c ²	83
5.22	Massa do χ_{c0} - espectro dos eventos reais selecionando massa de dois múons e energia de fótons.	83
5.23	Momentum transverso dos múons. Em vermelho, eventos reais e em azul eventos de MC, incluindo o corte em $p_T < 4$ GeV.	85
5.24	Pseudorapidez dos múons. Em vermelho, eventos reais e em azul eventos de MC, incluindo o corte em $ \eta < 2,1$	85
5.25	Diferença de momentum transverso do sistema de dois múons. Em vermelho, eventos reais e em azul eventos de MC, incluindo o corte em $\Delta p_T (\mu\bar{\mu}) < 1,0$ GeV.	86
5.26	Ângulo azimutal do sistema de dois múons. Em vermelho, eventos reais e em azul eventos de MC, incluindo o corte em $\Delta\phi (\mu\bar{\mu}) > 2,5$	86
5.27	Massa invariante de um sistema de dois múons com todos os cortes. Em vermelho, eventos reais e em azul eventos de MC.	87
5.28	Energia do fóton. Em vermelho, eventos reais e em azul eventos de MC, com corte, incluindo $E_\gamma < 1,5$ GeV.	87
5.29	Momentum transverso entre o J/ψ e o fóton. Em vermelho, eventos reais e em azul eventos de MC.	88
5.30	Ângulo azimutal entre o J/ψ e o fóton. Em vermelho, eventos reais e em azul eventos de MC.	88
5.31	Massa dos estados χ_c . Em vermelho, eventos reais e em azul eventos de MC.	89
5.32	Energia do fóton. À esquerda eventos da amostra de 4 de Novembro e à direita eventos da amostra de 22 de Dezembro.	90
5.33	Massa χ_c . À esquerda eventos da amostra de 4 de Novembro e à direita eventos da amostra de 22 de Dezembro.	90
5.34	Eficiências pelo método <i>Tag&Probe</i> , para o <i>trigger</i> DoubleMu0, entre a pseudorapidez e o momentum transverso dos múons.	90
5.35	Número de entradas de cada um dos limites definidos na Figura 5.34.	92
5.36	Número de entradas de cada um dos limites definidos na Figura 5.34.	93

5.37	Número de entradas de cada um dos limites definidos na Figura 5.34. . . .	94
5.38	Número de entradas de cada um dos limites definidos na Figura 5.34. . . .	95

Lista de Tabelas

2.1	As quatro interações fundamentais.	6
2.2	O vértice mais fundamental para a interação eletromagnética (Observando que a direção do tempo é horizontal com sentido da esquerda para direita).Lê-se: partícula carregada e^- entra, emite (ou absorve) um fóton γ e sai. . . .	7
3.1	Tipos de mésons.	29
3.2	Seção de choque (em nb) para produção inclusiva e exclusiva do méson χ_{c0} no Tevatron e LHC.	34
4.1	Parâmetros do LHC. [25]	39
4.2	Relação entre a energia cinética e a velocidade dos prótons nos aceleradores do CERN. A massa do próton é $0,938 \text{ GeV}/c^2$ [43].	40
5.1	Denominações técnicas e número de eventos das amostras de Monte Carlo.	70
5.2	Denominações técnicas e número de eventos das amostras de dados reais.	78
5.3	Critérios de seleção para candidatos a produção exclusiva do méson χ_{c0}	84

Sumário

1	Introdução	1
2	Revisão Teórica	3
2.1	O Modelo Padrão das partículas elementares	3
2.1.1	Eletrodinâmica Quântica (QED)	6
2.1.2	Interação Fraca	7
2.1.3	Cromodinâmica Quântica (QCD)	12
2.2	Processos Hadrônicos	17
2.3	Teoria de Regge	17
2.3.1	O Pomeron	22
2.4	Difração em Física de Partículas	24
2.5	Produção Exclusiva Central	27
3	Produção Exclusiva do Méson χ_{c0}	29
3.1	Características do méson χ_{c0}	29
3.2	Observações do méson χ_{c0}	30
3.3	Cinemática da produção exclusiva central	31
3.4	Mecanismos de dupla troca de pomeron para a produção do méson χ_{c0}	32
3.4.1	Formalismo de Bialas-Landshoff	33
3.4.2	Modelo KMR	34
3.4.3	Modelo Híbrido	35
4	O Experimento CMS no LHC	37
4.1	O LHC	37
4.2	O Detector CMS	40
4.2.1	Solenóide	43
4.2.2	Sistema de trajetografia	45
4.2.3	Calorímetro Eletromagnético - ECAL	50
4.2.4	Calorímetro Hadrônico	53
4.2.5	Sistema de Múons	55
4.2.6	Detectores Frontais	57

4.3	Aquisição de Dados e Simulação	59
4.3.1	Simulação	60
4.3.2	Sistema de seleção de eventos em tempo real (<i>trigger</i>)	61
4.3.3	Arquitetura em camadas dos recursos de computação	63
5	Análise e Resultados	66
5.1	Estratégia de Busca	66
5.1.1	Análise de objetos	67
5.2	Eventos Simulados	69
5.2.1	Gerador SuperCHIC	69
5.2.2	Resultados	70
5.3	Eventos Reais	78
5.3.1	Eventos sem corte	78
5.3.2	Eventos Reais com cortes	84
5.4	Seção de Choque	89
6	Considerações Finais	96

Capítulo 1

Introdução

Tanto o CMS como todo o ambiente presente no LHC, representam desafios tecnológicos, não só em termos de Física para novas descobertas, e construção e operação de detectores, mas também em termos de volume de dados e os recursos computacionais necessários. O conjunto de dados e requisitos de recursos são pelo menos uma ordem de magnitude maior que os experimentos anteriores.

O estudo da produção exclusiva central no grande colisor de hádrons - LHC, tem sido apontado como uma forma de se estudar a produção de novos estados em um ambiente relativamente livre de contaminação. O principal objetivo deste trabalho é a observação experimental da produção exclusiva do méson χ_{c0} no LHC, utilizando dados do experimento CMS.

Através do modo de decaimento $J/\psi + \gamma$, procuramos observar a produção do χ_{c0} em uma produção exclusiva do tipo $pp \rightarrow p+X+p$, conhecida como produção exclusiva central (CEP - *Central Exclusive Production*). Uma motivação para a CEP está na possibilidade de o bóson de Higgs ser produzido deste modo, sendo que no estágio inicial de operação do LHC, com energia de centro de massa de 7 TeV, a luminosidade não deve ser suficiente para a produção do bóson de Higgs por este mecanismo. O χ_{c0} possui uma massa menor e seu mecanismo de produção é similar ao Higgs. Com isto, pode-se estimar a taxa de produção do Higgs neste processo pelo estudo da Física da Região Frontal no CMS.

Grande parte da seção de choque total no LHC é proveniente de eventos difrativos, em que há troca de um singleto de cor e a presença de uma lacuna de rapidez.

Para este estudo utilizamos dados reais do detector CMS/LHC, provenientes de colisões pp a uma energia de centro de massa de 7 TeV. Também foram geradas amostras de eventos simulados, utilizando o gerador SuperCHIC, que modela a CEP de três estados $\chi_c(0^{++}, 1^{++}, 2^{++})$.

Para uma melhor contextualização, esta dissertação também apresenta uma revisão dos conceitos fundamentais da física de partículas e uma descrição do experimento, além da análise dos resultados experimentais.

No capítulo 2 é feita uma breve descrição do Modelo Padrão da física de partículas,

física difrativa hadrônica e teoria de Regge. Em seguida, no capítulo 3 é abordado especificamente a produção da partícula em questão. No capítulo 4 é apresentado o ambiente do experimento CMS e seu sistema de seleção de eventos (*trigger*), bem como o complexo de aceleradores do colisor de prótons LHC, onde se encontra o CMS. No capítulo 5 é apresentada a análise dos dados e resultados, descrevendo o estudo dos cortes para seleção do méson χ_{c0} . E por último apresentamos as considerações finais e conclusões deste trabalho.

Capítulo 2

Revisão Teórica

Este capítulo é de fundamental importância por colocar o leitor dentro do contexto dos processos envolvidos para identificação experimental do méson χ_{c0} . Uma revisão teórica se faz necessária também para estabelecer a terminologia, notação e conceitos gerais que serão usados ao longo da dissertação. Neste capítulo será revisado o Modelo Padrão [1], processos hadrônicos, teoria de Regge [14] e difração de partículas [12].

2.1 O Modelo Padrão das partículas elementares

A construção de um grande acelerador como o LHC e o envolvimento de milhares de cientistas na busca do entendimento das partículas elementares não se dá ao acaso. Os grandes projetos da área de física experimental de altas energias (HEP) estão embasados num arcabouço teórico bem fundamentado para descrição das interações forte, fraca e eletromagnética das partículas elementares, conhecido como Modelo Padrão (MP) da física de partículas [1]. Este capítulo visa justamente descrever brevemente tal modelo.

Desde os experimentos primordiais em física de partículas, como a observação do elétron e medida de sua carga por Thomson (1897) e Millikan (1910), o espalhamento de partículas alfa por Rutherford (1911), e a observação do *spin* por Stern-Gerlach (1922), ficou clara a existência de partículas com cargas e spins bem definidos. À medida que as técnicas experimentais foram sendo aprimoradas, uma pleora de partículas (pósitron, píon, múon, neutrinos, Σ 's, Ξ 's, Δ 's, etc.) foram sendo detectadas. A existência de centenas de partículas elementares não parecia algo muito natural e, portanto, houve um anseio para a elaboração de um modelo unificador para a descrição das partículas conhecidas e previsão de novas partículas. Tal modelo foi elaborado durante as décadas de 1960 e 1970, sendo este o chamado MP. No MP os quarks, léptons, bósons de gauge e o bóson de Higgs são consideradas partículas elementares, enquanto o próton, nêutron, píon, Σ 's, Ξ 's, Δ 's são consideradas partículas compostas.

Nesse contexto, entendemos por partículas elementares como as entidades mais fundamentais, sem estrutura interna e com números quânticos bem definidos. Podemos

classificá-las como férmions ou bósons:

- Os *férmions* são as partículas que possuem o spin semi-inteiro e obedecem o princípio de exclusão de Pauli, que diz que férmions idênticos não podem compartilhar do mesmo estado quântico. Nesta classe estão incluídos os quarks e léptons;
- Os *bósons* possuem o spin inteiro e não obedecem o princípio de exclusão de Pauli. Os bósons podem ser mediadores das interações (bósons de gauge) ou campos de matéria (bóson de Higgs).

Os férmions elementares do MP são ao todo seis léptons e seis quarks. Estes férmions são agrupados em três gerações (também conhecidas como famílias), cada uma composta por dois léptons e dois quarks.

Na categoria dos léptons do MP estão o elétron (e), neutrino do elétron (ν_e), múon (μ), neutrino do múon (ν_μ), tau (τ) e neutrino do tau (ν_τ). Estes podem ser agrupados em três famílias leptônicas (família do elétron, do múon e do tau). Para cada lépton existe sua antipartícula correspondente (antilépton) que é caracterizado pela mesma massa, com outros números quânticos com sinal contrário. Portanto, existem 12 léptons ao todo.

Já os quarks, up (u), down (d), estranho, ou *strange* (s), charme ou *charm* (c), bottom (b) e top (t), possuem como propriedade intrínseca a carga de cor, além da carga elétrica, spin e massa. Para cada quark, também existe um antiquark, sendo diferenciados por carga elétrica e cor complementar. Como cada quark (antiquark) vem em três cores, estes somam ao todo 36 quarks distintos.

Um esquema geral da composição das gerações de quarks e léptons está ilustrado na Figura 2.1:

		Gerações			
		I	II	III	
massa		2.4 MeV	1.27 GeV	171.2 GeV	0
carga		$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0
spin		$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
nome		u	c	t	γ
		up	charm	top	photon
Quarks		4.8 MeV	104 MeV	4.2 GeV	0
		$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0
		$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
		d	s	b	g
		down	strange	bottom	gluon
Leptons		<2.2 eV	<0.17 MeV	<1.5 MeV	91.2 GeV
		0	0	0	0
		$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
		ν_e	ν_μ	ν_τ	Z^0
		electron neutrino	muon neutrino	tau neutrino	weak force
		0.511 MeV	105.7 MeV	1.777 GeV	80.4 GeV
		-1	-1	-1	± 1
		$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
		e	μ	τ	W^\pm
		electron	muon	tau	weak force

Figura 2.1: O Modelo Padrão das Partículas elementares ilustrando as famílias de quarks e léptons, com os bósons de gauge na coluna vermelha à direita.

A organização dessas partículas elementares veio dentro do contexto da teoria quântica de campos dotada de simetrias de calibre (gauge). Teorias desse tipo também são conhecidas na literatura como Teorias de Yang-Mills [3]. O grupo de simetrias do MP, $U(1) \times SU(2) \times SU(3)$, descreve de maneira unificada o *eletromagnetismo*, a *força fraca* e a *força forte*.

A interação eletromagnética passou a ser entendida como uma teoria de gauge abeliana (grupo $U(1)$), também conhecida como eletrodinâmica quântica (QED). O bóson mediador é dado pelo *fóton*, sendo a carga elétrica conservada nestas interações.

A cromodinâmica quântica (QCD) é a teoria que descreve as interações fortes. O bóson mediador da interação forte é o *glúon*, que desempenha o papel da troca de cargas de cor. Dentre as partículas elementares, somente os quarks e glúons possuem carga de cor, donde podemos concluir que não há interação forte entre os léptons e os bósons de gauge das outras interações. O fato do grupo de simetria da QCD, $SU(3)$, ser não comutativo implica, entre outras coisas, que os glúons possuem auto-interação. Isso torna a QCD uma teoria muito mais complexa que a QED, porém com fenômenos muito interessantes como, por exemplo, os glúons, que são mediadores, carregam cor, produzindo efeitos de confinamento e liberdade assintótica, diferentemente dos fótons. A interação forte é responsável pela formação de estados ligados em escalas subatômicas: núcleos atômicos e hádrons¹.

A interação fraca atua entre quarks e léptons. Esta interação é a responsável pela troca de “sabores”. Foi teorizada com o grupo de simetria $SU(2)$, tendo os bósons de gauge W^\pm e Z^0 . Um lépton pode ser transformado em outro da mesma geração, razão pela qual os léptons são divididos em gerações. Para os quarks, a força fraca pode agir através de diferentes gerações, mas este efeito sendo regido pelos elementos da matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa [7, 8].

Dentre as interações conhecidas, a gravitacional é a única que não se encaixa no esquema teórico do MP. A teoria clássica da gravidade é descrita pela Lei da gravitação universal de Newton e sua generalização pela teoria da Relatividade Geral. A visão de Einstein para interação gravitacional, como uma teoria geométrica, contrasta com a descrição das outras interações como troca de partículas. Apesar disso, a versão linearizada desta teoria possui um modo de excitação sem massa, com spin 2, conhecido como gráviton, que teria papel de mediador da interação gravitacional. No entanto, essa descrição não se mostra possível de ser quantizada. Por isso, alternativas mais radicais vem sendo estudadas nas últimas décadas como teoria de cordas e gravitação quântica de *loops*. Por outro lado, esta força é muito fraca (vide Tabela 2.1) para desempenhar um papel

¹Tipo de partícula composta, ou seja não fundamental, formada por quarks e glúons. Os hádrons são classificados em dois tipos: bárions (formados por três quarks) e mésons (formados por um quark e um antiquark).

significativo em HEP.

A Tabela 2.1 apresenta um resumo das quatro forças fundamentais, seus mediadores e suas intensidades relativas dadas por suas respectivas constantes de acoplamento. As interações gravitacional e eletromagnética já são conhecidas por atuarem em escalas cotidianas. As forças fraca e forte possuem um alcance limitado. O alcance da força forte é de 10^{-15} m e da fraca de 10^{-17} m. Por comparação, lembremos que o diâmetro típico de um átomo é de 10^{-10} m, ou seja, estas forças possuem alcance menor que tamanhos atômicos!

Força	Acoplamento	Alcance (m)	Teoria	Mediador
Forte	10	10^{-15}	QCD	Glúons
Eletromagnética	10^{-2}	∞	QED	Fóton
Fraca	10^{-13}	10^{-17}	Modelo Weinberg-Salam	W^\pm e Z^0
Gravitacional	10^{-42}	∞	Relatividade Geral	Gráviton

Tabela 2.1: As quatro interações fundamentais.

Todas as previsões teóricas, como da existência do quark bottom (observado experimentalmente em 1977), quark top (1995) e neutrino do tau (2000) deram muita credibilidade ao MP. A última partícula elementar prevista pelo MP ainda não observada é o bóson de Higgs. A existência do bóson de Higgs é imprescindível para uma explicação consistente da presença de três bósons de gauge massivos (Z^0 , W^+ e W^-) na interação fraca e a falta de massa do fóton (γ) na interação eletromagnética.

A seguir vamos descrever com mais detalhes as interações do MP.

2.1.1 Eletrodinâmica Quântica (QED)

Dentre as teorias para a descrição das interações fundamentais, a eletrodinâmica quântica (QED) é a teoria quântica de campos relativística que essencialmente descreve interação eletromagnética. É um dos modelos físicos mais bem sucedidos por suas previsões extremamente precisas [13]. Esta teoria foi a primeira em estar de pleno acordo com a mecânica quântica e a relatividade especial.

Quantitativamente, a descrição perturbativa da QED visualiza a força eletromagnética como resultado de uma troca virtual de fótons. Isso é convenientemente representado por uma série de diagramas de Feynman, sendo o diagrama mais elementar $e^- \rightarrow e^- + \gamma$, ilustrado na Figura 2.2. O limite de baixas energias desse cálculo se reduz a eletrodinâmica clássica.

Um diagrama de Feynman [1], além de ser uma representação pictórica dos processos físicos, é uma ferramenta usada para calcular, perturbativamente, as amplitudes de probabilidade de processos envolvendo partículas. Esses diagramas, por estarem num domínio de momentum, não representam trajetórias reais de partículas. Usaremos nesta dissertação, a convenção de que o tempo está no eixo horizontal.

Como já foi mencionado, a QED é uma teoria de gauge abeliana como o grupo de simetria $U(1)$. O campo de gauge A_μ , media a interação entre campos de matéria carregados ψ . Para fins de completeza, a Lagrangiana para um campo de spin $\frac{1}{2}$ interagindo como o campo eletromagnético é dado pela parte real de

$$\mathcal{L}_{\text{QED}} = \bar{\psi} (i\gamma^\mu D_\mu - m) \psi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \quad (2.1)$$

onde,

- γ^μ ($\mu = 0, 1, 2, 3$) são as matrizes de Dirac;
- ψ um campo bi-espinorial (espinor de Dirac) de spin $\frac{1}{2}$ (campo elétron-pósitron);
- $\bar{\psi} \equiv \psi^\dagger \gamma_0$, espinor conjugado de Dirac;
- $D_\mu \equiv \partial_\mu + ieA_\mu$, derivada covariante de gauge;
- e , constante de acoplamento, igual a carga elétrica do campo bi-spinor;
- A_μ , o quadripotencial covariante do campo eletromagnético;
- $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ o tensor de campo eletromagnético.

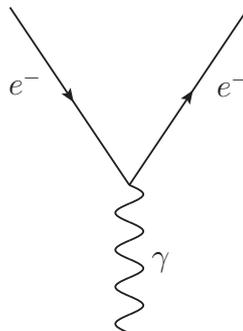
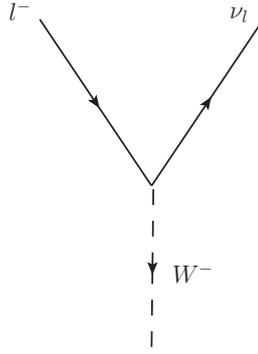


Tabela 2.2: O vértice mais fundamental para a interação eletromagnética (Observando que a direção do tempo é horizontal com sentido da esquerda para direita).Lê-se: partícula carregada e^- entra, emite (ou absorve) um fóton γ e sai.

2.1.2 Interação Fraca

No MP a interação fraca é caracterizada pela troca (emissão ou absorção) dos bósons W^\pm e Z^0 . Esta força é denominada fraca porque sua intensidade de campo é várias ordens de magnitude menor que as forças eletromagnéticas e forte.

Figura 2.2: Decaimento $l^- \rightarrow \nu_l + W^-$

Essa interação afeta a todos os férmions do MP. Em especial, os neutrinos interagem somente através da interação fraca. Essa interação não produz estados ligados (nem energia de ligação).

Os mediadores das interações fracas (analogamente aos fótons da QED e glúons na QCD) são os bósons W^+ , W^- e o Z^0 . Diferentemente dos fótons e dos glúons, que não possuem massa, estes bósons vetoriais mediadores são “extremamente pesados” ($M_W = 80,399 \pm 0,023 \text{ GeV}$ e $M_Z = 91,1876 \pm 0,0021 \text{ GeV}$ [13])². Por exemplo, os bósons W^\pm e Z^0 são muito mais pesados que o próton ($M_p = 0,938272013 \pm 0,000000023 \text{ GeV}$) [13] e o nêutron ($M_n = 0,939565346 \pm 0,000000023 \text{ GeV}$) [13]. Essa grande massa se reflete, dado o princípio da incerteza, em uma interação com duração e alcance bastante curtos.

As interações fracas podem ser carregadas (mediadas pelos W^\pm) ou neutras (mediadas pelo Z^0). Outra característica peculiar é que essa teoria se aplica diferentemente para léptons e quarks. No caso dos léptons, o acoplamento para W^\pm ocorre estritamente dentro de cada geração (ou família), do elétron, múon e tau, respectivamente.

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}. \quad (2.2)$$

Um lépton de carga negativa $l^- = \{e^-, \mu^-, \tau^-\}$ (positiva) converte-se a um neutrino correspondente $\nu_l = \{\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau\}$ (antineutrino), com emissão de um W^- (W^+): $l^- \rightarrow \nu_l + W^-$ ($l^+ \rightarrow \bar{\nu}_l + W^+$), conforme Figura 2.2. A partir desses vértices primitivos podemos combiná-los, de acordo com as regras de Feynman a fim de ter correções de ordem mais alta para os processos de espalhamento.

Os vértices leptônicos fracos conectam membros da mesma geração: e^- converte em ν_e (com emissão de W^-), ou $\mu^- \rightarrow \mu^-$ (emitindo um Z^0), mas e^- nunca converte-se em μ^- , nem μ^- em ν_e , por exemplo. Deste modo, a teoria impõe a conservação dos números leptônicos do elétron, do múon e do tau.

Para os quarks, essa mesma regra dos léptons não é válida. Um quark com carga

²Ao invés de GeV/c^2 deixamos GeV , adotando o sistema natural de unidades, onde $\hbar = c = 1$

$-\frac{1}{3}$ (d , s ou b) é convertido em um correspondente quark com carga $+\frac{2}{3}$ (u , c ou t) com a emissão de um W^- (analogamente, um quark com carga $+\frac{2}{3}$ é convertido a um correspondente quark com carga $-\frac{1}{3}$ com a emissão de um W^+), o diagrama pode ser visto na Figura 2.3.

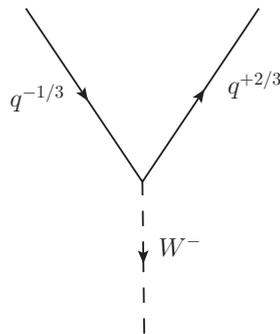


Figura 2.3: Decaimento $q^{-\frac{1}{3}} \rightarrow q^{+\frac{2}{3}} + W^-$

O quark da saída carrega a mesma cor do quark da entrada, mas com um sabor diferente³. Nas interações fracas também existem os processos chamados “semileptônicos”⁴, sendo o processo mais importante $q^{-\frac{1}{3}} + \nu_l \rightarrow q^{+\frac{2}{3}} + l^-$ descrito na Figura 2.4.

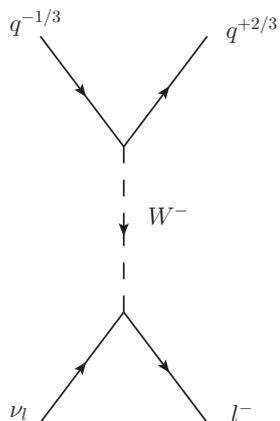


Figura 2.4: Decaimento semileptônico $q^{-\frac{1}{3}} + \nu_l \rightarrow q^{+\frac{2}{3}} + l^-$.

Isso acontece, porque o acoplamento do W não é tão simples para os quarks. Embora a estrutura de geração seja similar a dos léptons,

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}, \quad (2.3)$$

³*Sabor* é uma denominação para os tipos de quarks (up, down, charm, strange, top, bottom). O sabor não conservado ocorre nas interações fracas carregadas, a interação fraca neutra (Z^0) conserva o sabor no MP. O sabor do quark pode mudar em um vértice de interação fraca carregada, como a cor de um quark muda em um vértice de interação forte. Por esse fato, a interação fraca também é conhecida como “dinâmica de sabor”.

⁴Devido ao confinamento dos quarks, este processo nunca aconteceria na natureza tal como está.

a interação fraca não respeita a regra de conservação entre as famílias dos quarks.

Em 1963 (quando apenas u , d e s eram os únicos quarks conhecidos) Nicola Cabibbo sugeriu uma maneira de acomodar esse fenômeno dentro do MP. Cabibbo propôs que o vértice $d \rightarrow u + W^-$ carregasse um fator de $\cos\theta_C$, e que $s \rightarrow u + W^-$ carregasse um fator de $\sin\theta_C$ (experimentalmente, $\theta_C = 13,1^\circ$). A teoria de Cabibbo funcionou para várias taxas de decaimento, mas neste contexto permitiu que o káons⁵ (K^0) decaísse em um par de $\mu^+\mu^-$. A amplitude deve ser proporcional a $\cos\theta_C \sin\theta_C$, mas a taxa calculada era muito maior que o limite experimental exibia. Uma solução para este impasse foi proposta por Glashow, Iliopoulos e Maiani (GIM). Eles introduziram um novo quark charm (charme) - lembrando que isto ocorreu quatro anos antes da primeira evidência experimental do quark charm, momento conhecido como “Revolução de Novembro” - cujo acoplamento para s e d carregam fatores de $\cos\theta_C$ e $-\sin\theta_C$ respectivamente.

$$\frac{-ig_w}{2\sqrt{2}}\gamma^\mu (1 - \gamma^5) (-\sin\theta_C) \quad (2.4)$$

$$\frac{-ig_w}{2\sqrt{2}}\gamma^\mu (1 - \gamma^5) (\cos\theta_C) \quad (2.5)$$

onde g_w é a constante de acoplamento da interação fraca, γ^μ são as matrizes de Dirac e $\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$.

O esquema de Cabibbo-GIM diz que ao invés dos quarks físicos d e s , os estados “corretos” usados para a interação fraca seriam d' e s' , dados por

$$\begin{aligned} d' &= d \cos\theta_C + s \sin\theta_C, \\ s' &= -d \sin\theta_C + s \cos\theta_C, \end{aligned} \quad (2.6)$$

ou na forma matricial,

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_C & \sin\theta_C \\ -\sin\theta_C & \cos\theta_C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}. \quad (2.7)$$

Os bósons W acoplam-se aos estados de d' e s' “rotação” de Cabibbo do mesmo modo como o acoplamento de pares de léptons.

Com a descoberta do J/ψ (estado ligado charme-anticharme) em 1974, Kobayashi e Maskawa generalizaram o método de Cabibbo-GIM, propondo uma terceira geração de quarks, numa tentativa de explicar violação de CP⁶ no MP. A ideia essencial é que as

⁵Káons neutros desempenharam um papel de destaque em nossa compreensão das leis fundamentais de conservação, como por exemplo, a descoberta da violação de CP.

⁶CP é o produto de duas simetrias: C para conjugação de carga (transforma uma partícula em sua

gerações de quarks interagem com os bósons W e Z através de combinações lineares dos autoestados de massa, ou seja, ao invés de

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \quad e \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

a força fraca se acopla os pares

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}, \quad e \quad \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

onde d' , s' e b' são combinações lineares dos quarks físicos d , s , e b :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

onde os valores aferidos experimentalmente para a matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) são

$$|V_{CKM}| = \begin{pmatrix} 0,97428 \pm 0,00015 & 0,2253 \pm 0,0007 & 0,00347^{+0,00016}_{-0,00012} \\ 0,2252 \pm 0,0007 & 0,97345 \pm^{+0,00015}_{-0,00016} & 0,0410^{+0,0011}_{-0,0007} \\ 0,00862 \pm^{+0,00026}_{-0,00020} & 0,0403 \pm^{+0,0011}_{-0,0007} & 0,999152^{+0,000030}_{-0,000045} \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

Através desses valores podemos inferir como a interação fraca atua entre as gerações de quarks.

Interação Eletrofraca

O MP da física de partículas descreve as interações eletromagnética e fraca como dois aspectos diferentes de uma única interação, chamada eletrofraca. Esta teoria foi desenvolvida por volta de 1968 por Sheldon Glashow, Abdus Salam e Steven Weinberg [4, 6, 5] (Prêmio Nobel de 1979). Esta teoria é descrita como uma teoria de gauge com simetria do produto entre o grupo especial unitário em duas dimensões e o grupo abeliano em uma dimensão, $SU(2) \times U(1)$, dentro do contexto das teorias de Yang-Mills [3].

Segundo a teoria eletrofraca, a energias muito altas, o universo teria quatro campos de bósons de gauge e um campo escalar de Higgs complexo duplicado. No entanto, a energias muito baixas, a simetria de gauge é espontaneamente quebrada na simetria do

antipartícula) e P de paridade (cria uma imagem espelhada de um sistema físico). As interações forte e eletromagnéticas apresentam-se invariantes sob a transformação e CP , porém esta simetria é violada em certos tipos de decaimento fraco.

eletromagnetismo $U(1)$ (um dos campos de Higgs adquire um valor esperado do vácuo). Esta quebra de simetria produziria três bósons sem massa, mas eles se tornam integrados por três campos tipo fóton (através do mecanismo de Higgs) fornecendo massa aos mesmos. Estes três campos tornam-se os bósons Z^0 , W^+ e W^- da interação fraca, enquanto o quarto campo que permanece sem massa é o fóton do eletromagnetismo.

Embora esta teoria tenha surtido uma série de previsões, incluindo as massas dos bósons Z^0 , W^+ e W^- antes de suas descobertas, o próprio bóson de Higgs nunca foi observado diretamente. A produção e detecção do bóson de Higgs é um dos principais objetivos do LHC.

2.1.3 Cromodinâmica Quântica (QCD)

A cromodinâmica quântica (QCD) é a teoria que descreve as interações fortes, que ocorre entre quarks e glúons, que constituem os hádrons (tais como prótons e mésons). A QCD é uma teoria quântica de campos de um tipo especial chamada de teoria de gauge não abeliana, obtida considerando a carga de cor, para definir uma simetria local. É uma representação da teoria de Yang-Mills para o grupo de simetria unitário especial de três dimensões ($SU(3)$), onde os férmions (neste caso, quarks) possuem três graus de liberdade, denominados cores, que desempenham um papel de carga.

A interação forte é uma força que mantém o núcleo atômico unido contra as forças de repulsão elétrica dos prótons. Diferentemente das forças gravitacional e eletromagnética, não é uma força que decai com o inverso do quadrado da distância e possui um alcance muito curto (como pode ser visto na Tabela 2.1). A força nuclear é residual da força entre quarks.

A QCD é modelada pela troca de glúons entre partículas que carregam cor (e/ou anticor), ou seja, quarks (e/ou antiquarks) que formam os hádrons. Um quark muda de cor ao emitir ou absorver um glúon. Existem oito possíveis combinações de cor/anticor para glúons. Sendo assim, os glúons podem interagir entre si significativamente. A constante de acoplamento da QCD tem dois aspectos importantes que a distingue da QED: *liberdade assintótica* e *confinamento*.

- **confinamento**

É o fenômeno de não se observar partículas coloridas isoladamente. Como a força entre os quarks não diminui com a distância, a medida que dois quarks são separados, a energia potencial entre eles aumenta rapidamente até que há a criação de novos pares de quarks e antiquarks - eles estão sempre ligados em hádrons, tais como prótons e nêutrons. Embora não provado analiticamente, o confinamento é amplamente aceito, pois explica a não observação de quarks livres (e pode ser verificado utilizando cálculos de QCD na rede).

- **liberdade assintótica**

Quarks e glúons interagem fracamente em reações a energias muito altas.

Não é conhecida uma escala de transição de fase separando estas duas propriedades; confinamento é dominante em baixas energias, mas com o aumento da energia, a liberdade assintótica torna-se dominante.

A constante de acoplamento da QCD [10, 11], que indica a intensidade da interação, pode ser descrita da seguinte forma para a ordem dominante:

$$\alpha_s(|Q^2|) = \frac{12\pi}{(11n_c - 2n_f) \ln(|Q^2|/\Lambda^2)} \quad (2.12)$$

onde

- Q^2 é a escala de energia;
- n_c o número de cores (são três para o MP - 3 cores e 3 anticolors);
- n_f o número de sabores (sendo seis para o MP);
- Λ o fator de escala de renormalização.

O processo fundamental para a QCD é q (quark) $\rightarrow q + g$ (glúon) (lembrando que os léptons não carregam cor, com isso não participam da interação forte), representado pelo diagrama de Feynman na Figura 2.5.

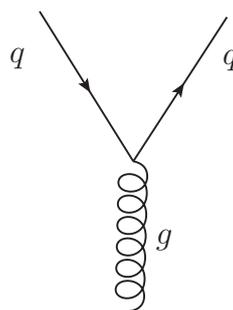


Figura 2.5: O vértice mais fundamental para a interação forte. Lê-se: um *quark* entra, emite (ou absorve) um glúon e sai.

A dinâmica dos quarks e glúons é descrita pela Lagrangiana da QCD.

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = \bar{\psi}_i \left(i\gamma^\mu (D_\mu)_{ij} - m\delta_{ij} \right) \psi_j - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} \quad (2.13)$$

sendo

$$(D_\mu)_{ij} = \delta_{ij}\partial_\mu + i\alpha_s G_\mu^a T_{ij}^a$$

Onde

- $\psi_i(x)$ é o campo dos quarks, uma função dinâmica do espaço-tempo, na representação fundamental do grupo de simetria de gauge $SU(3)$, indexado por i, j , (varia de 1 a 3);
- $G_\mu^a(x)$ são os campos de glúons, também funções dinâmicas de espaço-tempo, na representação adjunta do grupo $SU(3)$, indexado por a, b , (varia de 1 a 8);
- γ^μ são as matrizes de Dirac;
- $(D_\mu)_{ij} = \delta_{ij}\partial_\mu + igG_\mu^a T_{ij}^a$ é a derivada covariante de gauge;
- α_s é a constante de acoplamento da força forte;
- T_{ij}^a são os geradores do grupo $SU(3)$ (matrizes de Gell-Mann);
- $G_a^{\mu\nu}$ representa o tensor de campo, invariante de gauge, análogo ao tensor do campo eletromagnético $F^{\mu\nu}$, que é dado por:

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - \alpha_s f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c \quad (2.14)$$

onde f^{abc} são as constantes de estrutura do grupo $SU(3)$.

A teoria de QCD tem apresentado excelentes resultados, por ser possível calcular suas implicações experimentais de forma perturbativa, isto é, no regime em que quarks são partículas livres. Porém, existem fenômenos de natureza hadrônica (formação de estados ligados), nos quais a aplicação da QCD perturbativa é bastante limitada, sendo, portanto, necessário a criação de modelos fenomenológicos e fatorações.

A QCD perturbativa pode descrever precisamente fenômenos como:

- correções na seção de choque hadrônica na aniquilação de par elétron-pósitron, devido à radiação de glúons;
- evolução da estrutura partônica do próton;
- cálculos perturbativos para seções de choque de jatos em colisores hadrônicos.

Existem ainda fenômenos, não menos importantes, que não apresentam uma descrição adequada, tais como:

- difração hadrônica;
- hadronização de quarks e glúons;
- estrutura partônica dos hádrons.

Fatoração em QCD

A fatoração pode ser usada para explicar fenômenos de difração hadrônica de alto p_T em colisores hadrônicos. Nesta seção consta apenas um resumo sobre fatoração. Com a fatoração é possível separar um processo mole de um processo duro (serão descritos na seção (2.2)). O processo mole é o não perturbativo, em que a constante de acoplamento é grande ou a interação é de longo alcance e, duro é o processo perturbativo. Existem problemas em se calcular perturbativamente fenômenos de longa distância, mas uma notória compreensão às pequenas distâncias.

Hádrons são uma mistura de quarks e glúons, portanto, como já mencionado, não são partículas fundamentais. Os principais blocos dos hádrons são seus quarks de valência, que definem suas propriedades quânticas. Não obstante, existe possibilidade de criação e aniquilação de outras partículas dentro de hádrons.

Além de números quânticos, os hádrons possuem quadrivetor associado. Sendo um espalhamento inelástico mediado por um fóton virtual $e + p \rightarrow e + X$, em que X denota qualquer estado final, usando uma convolução da probabilidade de achar um determinado quark e determinada fração de momentum do hádron, com amplitude de espalhamento $e + q \rightarrow e + X$, a seção de choque pode ser definida:

$$\sigma_{ep}(x, Q^2) = \sum_a \int d\xi f_{a/p}(\xi) \hat{\sigma}(x/\xi, Q^2), \quad (2.15)$$

onde

- Q^2 é o quadrimomentum ao quadrado do fóton virtual,
- $f_{a/p}(\xi)$ é a probabilidade do fóton virtual interagir com um quark livre do sabor a e que carrega uma fração,
- ξ do momentum longitudinal do próton,
- x é a variável de Bjorken

$$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q}, \quad (2.16)$$

em que P é quadrimomentum do próton e q é o quadrimomentum do fóton virtual.

Observe que a fatoração da equação (2.15) é válida pra os casos onde os quarks possam ser considerados livres, isto é, $Q^2, P \cdot q \rightarrow \infty$, sendo chamado de espalhamento profundamente inelástico (DIS).

Os constituintes, para esses casos, são considerados partículas livres e são descritos pelo modelo partônico (Figura 2.6). A seção de choque, deste modo, pode ser escrita da

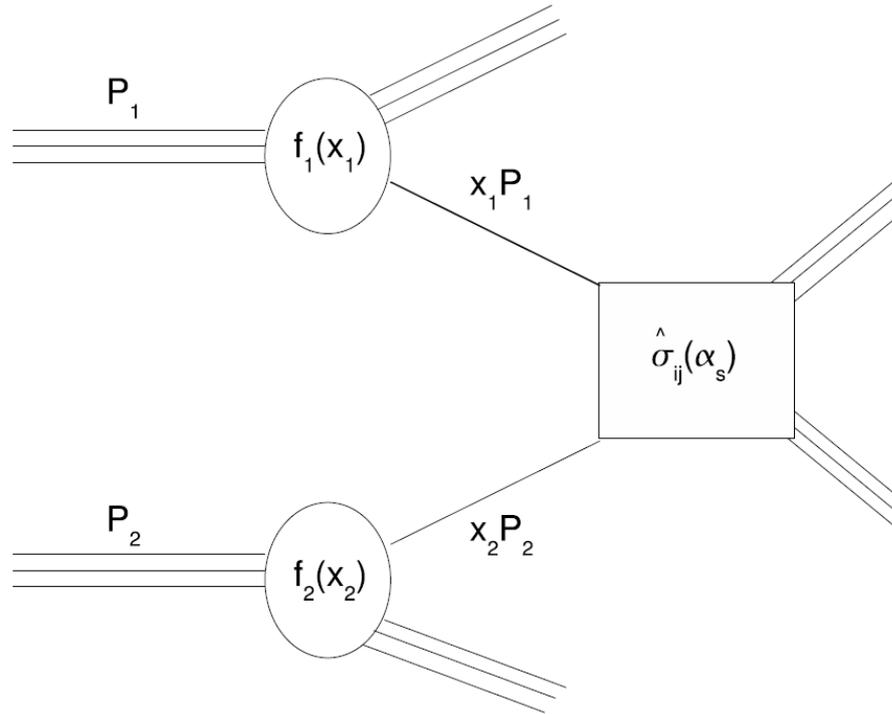


Figura 2.6: Representação da colisão de dois hádrons com produção de partículas de alto p_T .

seguinte forma

$$\sigma(P_1, P_2) = \sum_{i,j} \int dx_1 dx_2 f_i(x_1, \mu^2) f_j(x_2, \mu^2) \hat{\sigma}_{ij}(x_1 P_1, x_2 P_2, \alpha_s(\mu^2), Q^2/\mu^2), \quad (2.17)$$

em que

- P_1 e P_2 são os quadrimomenta iniciais dos hádrons;
- μ é a escala de renormalização da teoria;
- x_1 e x_2 , a fração do quadrimomentum carregado pelos partons de seus respectivos hádrons;
- $f_i(x_1, \mu^2)$ a função distribuição do partons i dentro do hádron;
- Q^2 é a escala do espalhamento duro;
- $\hat{\sigma}_{ij}(p_1, p_2, \alpha_s(\mu^2), Q^2/\mu)$ a seção de choque do processo duro usando a teoria de perturbação.

2.2 Processos Hadrônicos

Processos hadrônicos, como o nome já diz, envolvem hádrons, que já foram brevemente mencionados nesta dissertação. Hádrons são partículas com estrutura interna compostas por quarks e mantidos unidos através da força forte. Existem dois tipos de hádrons: *mésons* e *bárions*. Mésons são partículas formadas por um par de partículas fundamentais, sendo um quark e um antiquark. Bárions, são compostos por três quarks.

O espalhamento hádron-hádron (processos hadrônicos) é tradicionalmente classificados em duas classes de processo: *mole* e *duro*.

- **Processo mole** é caracterizado por ocorrer na escala de energia típica de um hádron R ($\sim 1 \text{ fm}$)⁷, sendo esta a única escala típica para este processo. O quadrimomentum transferido é geralmente pequeno: $|t| \sim 1/R^2$ (algumas centenas de MeV^2). A dependência em t das seções de choque é exponencial, $d\sigma/dt \sim e^{-R^2|t|}$ e eventos com altos $|t|$ são muito suprimidos. Exemplos clássicos de processos moles são o espalhamento e a dissociação difrativa. De um ponto de vista teórico, a QCD é inadequada para descrever estes processos. A presunção de um comprimento de escala grande (R) torna-os intrinsecamente não perturbativos. A aproximação que se tem adotado desde os anos 1960 para descrever processos moles é a teoria de Regge. Esta será descrita na seção 2.3.
- **Processo duro** é caracterizado por duas escalas de energia: uma, também do tamanho do hádron e a outra é uma escala de energia “dura”. O momentum transferido é da ordem desta escala e, portanto, grande ($\gtrsim 1 \text{ GeV}^2$). A dependência da seção de choque no momentum transferido é tipicamente uma lei de potência (a menos de logaritmos). Dois exemplos de processos duros são o espalhamento inelástico profundo e a produção de jatos de alto p_T . O alto valor do momentum transferido permite usar QCD perturbativa.

2.3 Teoria de Regge

A teoria de Regge foi desenvolvida quando ainda não existia uma descrição fundamental para a interação forte. Mesmo com o desenvolvimento da QCD, muitos processos com baixos momenta transferidos (processos moles) são complicados, senão inviáveis, de serem calculados nesse formalismo.

A teoria de Regge prevê alguns resultados quantitativos bastante importantes para a HEP. Desta forma, a teoria de Regge procura descrever o espectro das partículas, a força entre as mesmas e o comportamento de altas energias da amplitude de espalhamento com

⁷Em unidades naturais $1/(200 \text{ MeV}) \approx 1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$.

quase todos os aspectos da interação forte. Portanto, um entendimento da teoria de Regge tornou-se imprescindível para aqueles que trabalham com HEP.

Um típico experimento de HEP, consiste na interação de um estado inicial $|i\rangle$ (dois prótons no caso do LHC) resultando num estado final $|f\rangle$, que consiste, em geral, em muitas partículas. A probabilidade \mathcal{P}_{fi} de obtermos um estado final $|f\rangle$ a partir de um estado inicial $|i\rangle$ pode ser escrito como

$$\mathcal{P}_{fi} = |\langle f | S | i \rangle|^2 = \langle i | S^\dagger | f \rangle \langle f | S | i \rangle$$

onde S é o operador de espalhamento, mais usualmente conhecido como matriz- S . Um conhecimento completo da matriz- S forneceria uma descrição de todas as possíveis interações entre partículas.

A teoria de Regge foi construída a partir de alguns postulados contendo propriedades da matriz S , como o princípio da superposição, existência de entidades pontuais (partículas) e a validade da relatividade especial. A matriz S para um processo genérico $1 + 2 \rightarrow 1' + 2' + \dots + n'$, ilustrado na Figura 2.7 pode ser decomposto, como

$$S = \mathbb{I} + iT$$

onde T é a matriz de transição, que representa a amplitude de espalhamento entre duas partículas. O termo \mathbb{I} consiste na possibilidade de que as partículas 1 e 2 não se aproximem significativamente para que a interação ocorra.

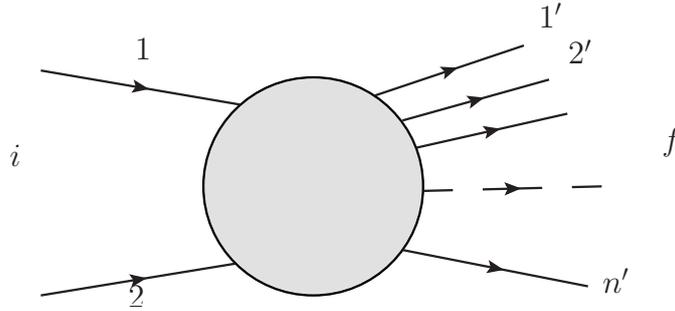


Figura 2.7: Matriz S para um processo genérico $1 + 2 \rightarrow 1' + 2' + \dots + n'$.

Os elementos da matriz- S podem ser escritos como

$$S_{if} \equiv \langle f | S | i \rangle = \delta_{if} + i \langle f | T | i \rangle = \delta_{if} + iT_{if}. \quad (2.18)$$

Se extrairmos a função δ de T , que garante a conservação do quadrimomentum $p_i = p_f$, a equação (2.18) pode ser escrita como

$$S_{if} \equiv \langle f | S | i \rangle = \delta_{if} + i (2\pi)^4 \delta^4(p_f - p_i) A(i \rightarrow f), \quad (2.19)$$

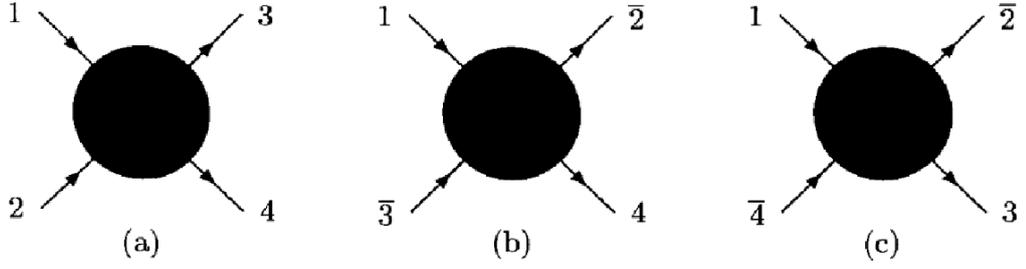


Figura 2.8: Processo de espalhamento nos canais s , t e u das equações (2.20)-(2.22). (a) canal- s . (b) canal- t . (c) canal- u .

onde $A(i \rightarrow f)$ é a matriz de amplitude de espalhamento relativístico.

A fim de estudar melhor a matriz de espalhamento A , vamos considerar com mais detalhe a cinemática do espalhamento $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$. A este processo, temos mais 5 processos relacionados considerando cruzamento e o teorema CPT

$$\begin{aligned} 1 + 2 &\rightarrow 3 + 4, & \bar{3} + \bar{4} &\rightarrow \bar{1} + \bar{2} & (\text{canal } s) \\ 1 + \bar{3} &\rightarrow \bar{2} + 4, & 2 + \bar{4} &\rightarrow \bar{1} + 3 & (\text{canal } t) \\ 1 + \bar{4} &\rightarrow \bar{2} + 3, & 2 + \bar{3} &\rightarrow \bar{1} + 4 & (\text{canal } u) \end{aligned}$$

que possuem a mesma amplitude de espalhamento, devido a propriedades de simetria da matriz- S . Os nomes dos canais (s , t e u) são dados de acordo com os invariantes dos correspondentes processos, que serão definidos a seguir.

No referencial de centro de massa das partículas 1 e 2, podemos escrever o quadrimomentum como

$$p_1 = (E_1, \mathbf{q}_{s12}), \quad p_2 = (E_2, -\mathbf{q}_{s12})$$

onde \mathbf{q}_{s12} é o trimomentum, com módulo igual, porém sinal oposto para as partículas 1 e 2. Analogamente para as partículas 3 e 4, temos

$$p_3 = (E_3, \mathbf{q}_{s34}), \quad p_4 = (E_4, -\mathbf{q}_{s34}).$$

Como as partículas 1, 2, 3 e 4, são estados assintoticamente livres, a condição de camada de massa ($p^2 = m^2$) tem que ser satisfeita

$$\begin{aligned} p_1^2 &= E_1^2 - q_{s12}^2 = m_1^2 \\ p_2^2 &= E_2^2 - q_{s12}^2 = m_2^2 \\ p_3^2 &= E_3^2 - q_{s34}^2 = m_3^2 \\ p_4^2 &= E_4^2 - q_{s34}^2 = m_4^2 \end{aligned}$$

Com isso, definimos os invariantes dos canais s , t e u , respectivamente

$$s = (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2 = (E_1 + E_2)^2 = (E_3 + E_4)^2, \quad (2.20)$$

$$t = (p_1 - p_3)^2 = (p_2 - p_4)^2, \quad (2.21)$$

$$u = (p_1 - p_4)^2 = (p_2 - p_3)^2, \quad (2.22)$$

que representam o quadrado da energia de centro de massa dos canais homônimos, conhecidas como variáveis de Mandelstam.

Com um pouco de algebrismo [14], pode-se escrever a energia, momentum e ângulo de espalhamento das partículas em função das variáveis s , t , u . Também pode-se mostrar que s , t e u estão relacionados por

$$\Sigma = s + t + u = m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 + m_4^2$$

e portanto podemos trabalhar com s e t como variáveis independentes.

A novidade de Regge (1959, 1960) foi introduzir a importância da continuação analítica das amplitudes de espalhamento para o plano complexo do momentum angular na teoria de espalhamento. Com esse procedimento foi possível mostrar que as singularidades que ocorrem no plano complexo do momentum angular estão relacionadas com propriedades assintóticas das amplitudes de espalhamento (polos de Regge). Esses polos, por sua vez, estão relacionados com partículas compostas (ou ressonâncias), de maneira que o comportamento assintótico das amplitudes de espalhamento está associado a essas partículas que podem ser trocadas.

De acordo com a teoria de Regge, a interação forte não é devida à troca de partículas com spin definido, mas sim a troca de toda uma família de ressonâncias, chamada de trajetória de Regge. Para grandes valores de s um processo hadrônico é determinado pela troca de uma ou mais trajetórias no canal t . Adotando uma linguagem de física de partículas, a trajetória de Regge é também conhecida como *reggeon*. A troca de reggeons em vez de partículas, leva a amplitudes de espalhamento, que em geral são menos divergentes.

A teoria de Regge prevê que o comportamento de altas energias para a amplitude de espalhamento $A(s, t)$ (definida pela equação (2.19)) será

$$A(s, t) \sim s^{\alpha(t)} \quad (2.23)$$

onde s ((2.20)) é o quadrado da energia de centro de massa, t é o quadrado do momentum transferido (equação (2.21)) e α a trajetória de Regge. A constante de proporcionalidade da equação (2.19), no caso da troca de um único *reggeon* (ver Figura 2.9), pode ser escrita como

$$A(s, t) = \beta(t) \eta(t) s^{\alpha(t)}, \quad (2.24)$$

onde $\beta(t)$ é o *resíduo* e

$$\eta(t) = -\frac{1 + \xi e^{-i\pi\alpha(t)}}{\sin \pi\alpha(t)}. \quad (2.25)$$

é o fator de sinal.

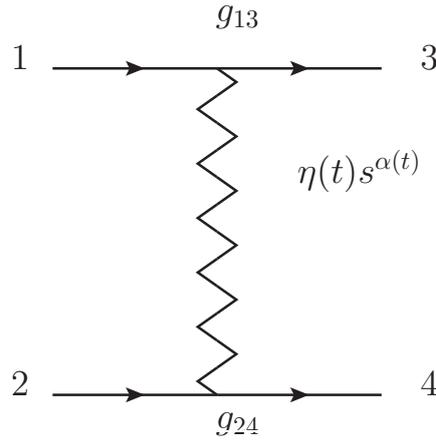


Figura 2.9: Troca de reggeon.

Numa variedade de processos, em que t é suficientemente pequeno (da ordem de 1 GeV^2), é válida a aproximação linear para $\alpha(t)$,

$$\alpha(t) = \alpha(0) + \alpha' t, \quad (2.26)$$

onde $\alpha(0)$ e α' são conhecidos como o interseção e o gradiente, respectivamente, da trajetória.

Inesperadamente, quando interpolamos ressonâncias com os mesmos números quânticos (exceto do spin) verifica-se que a expansão (2.26), vale para grandes valores de t (até várias unidades de GeV^2). Além disso, essa trajetória é válida tanto para mésons, quanto para bárions.

Um exemplo dessa trajetória pode ser visto na Figura 2.10, que corresponde às trajetórias mesônicas (sobrepostas) das partículas ρ , f_2 , a_2 , ω , etc. Cada trajetória possui números quânticos (paridade, conjugação de carga, paridade-G, isospin, estranheza, etc.)

associado à primeira partícula da trajetória. Para f_2 , ρ , ω , a_2 , temos

$$\begin{aligned} f_2 : P = +1, C = +1, G = +1, I = 0, \xi = +1, \\ \rho : P = -1, C = -1, G = +1, I = 1, \xi = -1, \\ \omega : P = -1, C = -1, G = -1, I = 0, \xi = -1, \\ a_2 : P = +1, C = +1, G = -1, I = 1, \xi = +1, \end{aligned}$$

onde P é a paridade, C a conjugação de carga, G é a paridade- G , I é o isospin e ξ é uma constante relacionada ao fator $\eta(t)$ pela equação (2.25).

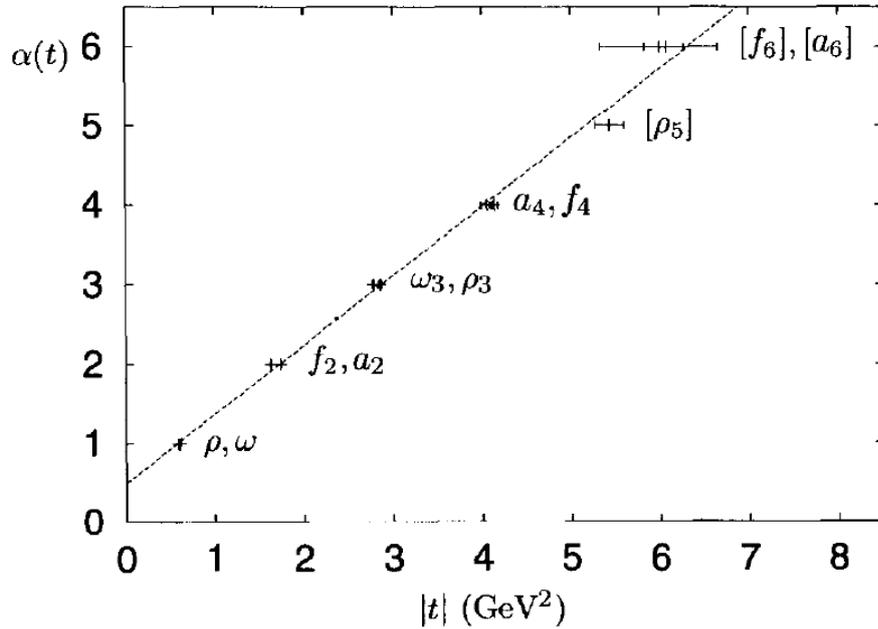


Figura 2.10: Principal relação de trajetórias mesônicas (ρ , f_2 , a_2 , ω , etc. sobrepostos).

Da Figura 2.10, pode-se observar que todas as trajetórias principais dos mésons possuem $\alpha(0) \simeq 0,5$ (a interseção do pomeron, diferentemente, é $\alpha(0) \simeq 1$). Pela equação (2.23) pode-se ver que quanto maior a interseção, maior será a amplitude de espalhamento com o aumento de s . O gradiente (α') da trajetória mesônica na Figura 2.10 é da ordem de 1 GeV^{-2} .

A principal trajetória bariônica possui um gradiente similar, mas com interseção consideravelmente menor. Para algumas destas trajetórias a interseção é negativa.

2.3.1 O Pomeron

Existe outra trajetória, associada com os números quânticos do vácuo ($P = +1$, $C = +1$, $G = +1$, $I = 0$, $\xi = +1$), chamada de trajetória do *pomeron*, \mathbb{P} . Sua existência foi postulada de modo a explicar a seção de choque total de dados a altas energias, que não corresponde a nenhum reggeon. É conhecido experimentalmente que as seções de

choque hadrônicas totais (em função de s) são aproximadamente constantes para $\sqrt{s} \sim (10 - 20)$ GeV e crescem para energias mais elevadas. Todas as trajetórias principais mesônicas tem interseção que não ultrapassa $\alpha(0) \simeq 0,5$ e não são capazes de explicar esse fato.

A trajetória do pomeron não corresponde a nenhuma partícula conhecida. Dentro do contexto da QCD, uma possibilidade é que o pomeron seja devido a *glueballs*, ao invés de ressonâncias convencionais. O pomeron seria resultado de uma troca não-trivial de glúons (ao menos dois). Um candidato a glueball que fica na trajetória do \mathbb{P} é mostrada na Figura 2.11.

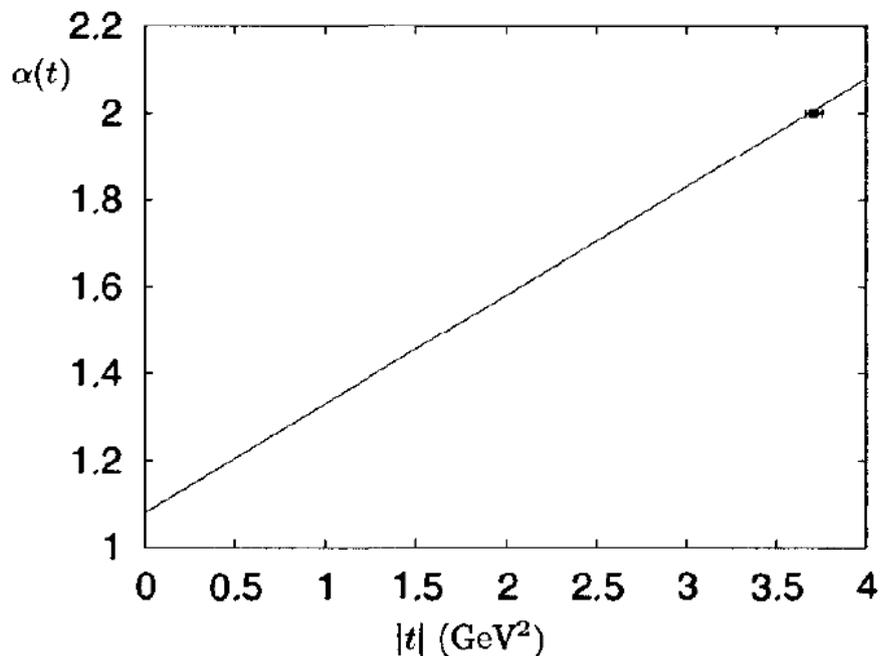


Figura 2.11: Um candidato a *glueball* que está na trajetória do pomeron. A reta corresponde a trajetória $\alpha_{\mathbb{P}}(t) = 1,08 + 0,25t \text{ GeV}^{-2}$ [15, 16].

Rapidez e pseudo-rapidez

A rapidez é uma variável cinemática de grande interesse neste estudo. Para uma partícula de energia E e componente de momentum p_z ao longo da direção z , a rapidez y é definida como:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left| \frac{E + p_z}{E - p_z} \right|. \quad (2.27)$$

A rapidez está diretamente relacionada ao ângulo de espalhamento θ , especificando a direção de movimento com relação à direção z . Para o caso em que a massa da partícula é muito menor do que sua energia, ou seja, no limite em que $p \gg m$, obtém-se $E \simeq |\vec{p}|$, com isso a rapidez é reduzida a pseudo-rapidez:

$$\eta \equiv y|_{m=0} = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right]. \quad (2.28)$$

Pseudo-rapidez é uma grandeza geométrica, sendo uma coordenada espacial que descreve o ângulo de uma partícula relativa ao eixo do feixe. Esta depende apenas do ângulo polar θ .

2.4 Difração em Física de Partículas

A difração hadrônica pode ser descrita pela troca do pomeron, que carrega o número quântico do vácuo. Eventos de difração podem ser classificados nas seguintes categorias:

- Difração simples (SD) - eventos com lacuna de rapidez somente na região frontal;
- Difração dupla (DD) - eventos com lacuna de rapidez na região central;
- Dupla troca de Pomeron (DEP) - eventos com lacuna de rapidez nas duas regiões frontais.

O fenômeno de difração em física de partículas traz muitas semelhanças com a difração na óptica e na física nuclear. Na óptica a difração ocorre quando um feixe de luz encontra um obstáculo ou atravessa um orifício cujas dimensões são comparáveis com o seu comprimento de onda. Em certas faixas de energia os processos difrativos em física nuclear tem comportamento análogo aos processos difrativos hadrônicos, conforme a Figura 2.12.

Uma definição geral de processos difrativos hadrônicos pode ser formulada como segue:

- **i)** Uma reação difrativa é uma reação a altas energias em que as partículas colidem sem a troca de nenhum número quântico. Ou seja, chamamos de difração hadrônica toda reação na qual um dos hádrons que entra na colisão, é o mesmo que sai, i. e., *difração* é um fenômeno que ocorre assintoticamente sempre que as partículas (ou conjunto de partículas) espalhadas tem o mesmo número quântico das partículas incidentes. Entretanto, é possível ocorrer troca de singlete de cor e o hádron se dissociar. Os hádrons não podem ser considerados partículas livres, já que sua escala de energia é pequena.

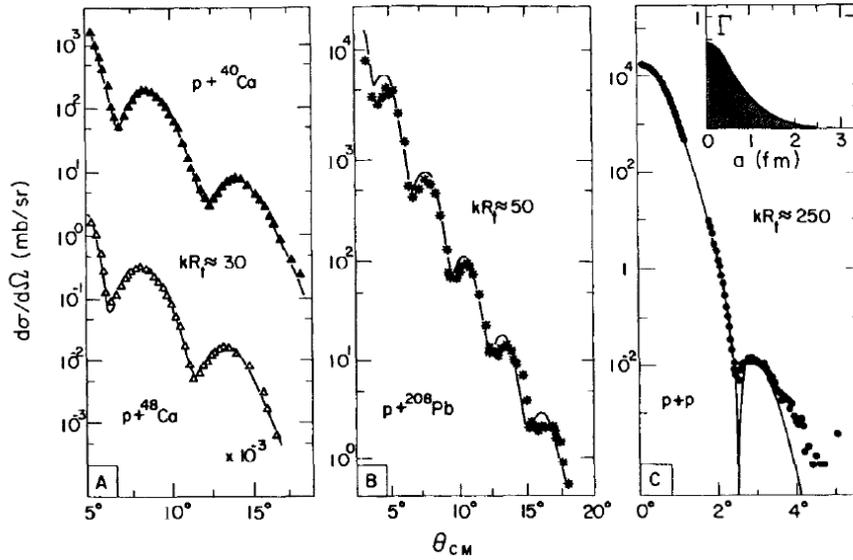


Figura 2.12: Difração em física nuclear e hadrônica. (A) espalhamento elástico de prótons de 1,7 GeV/c de ^{40}Ca e ^{48}Ca ; (B) espalhamento elástico de prótons de 1,75 GeV/c de ^{208}Pb ; (C) espalhamento elástico medido no ISR (*Intersecting Storage Rings*) pela colaboração Aachen-CERN-Genova-Harvard-Torino. Extraído de [50]

Não somente a condição da *não troca de número quântico* (que não seja o do vácuo) é necessária para o processo ser difrativo. Isso não permitiria reconhecer e eliminar uma possível contaminação de uma origem não difrativa. Este último, no entanto, deverá se tornar assintoticamente menor e menor em relação ao anterior. É por isso que, na definição acima, está explicitamente exigido os processos de estarem a altas energias.

A definição (i) é simples e geral o suficiente para cobrir todos os casos:

- *espalhamento elástico*, quando exatamente o mesmo número de partículas que entra, sai da colisão (Figura 2.13a)

$$h_1 + h_2 \rightarrow h'_1 + h'_2 \quad (2.29)$$

- *difração simples*, quando uma das partículas incidentes sai ilesa depois da colisão, enquanto a outra dá origem a um grupo de partículas finais (ou a uma ressonância) com o mesmo número quântico (Figura 2.13b)

$$h_1 + h_2 \rightarrow h'_1 + X_2 \quad (2.30)$$

- *difração dupla*, quando cada partícula incidente dá origem a um grupo final de partículas (ou uma ressonância) com exatamente os mesmos números quânticos da partícula inicial (Figura 2.13c)

$$h_1 + h_2 \rightarrow X_1 + X_2 \quad (2.31)$$

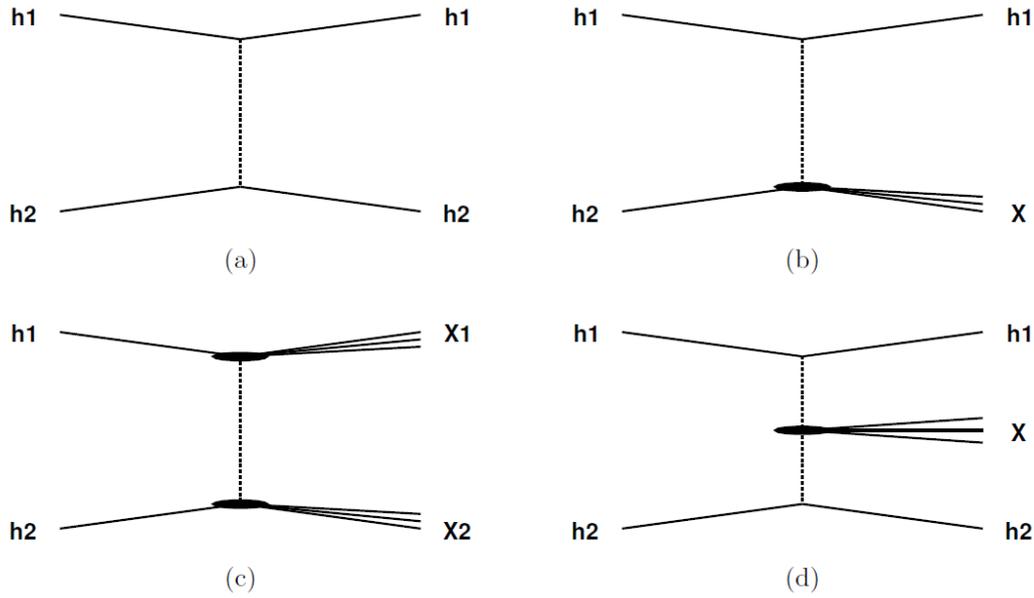


Figura 2.13: Os quatro tipos de difração hadrônica que podem ocorrer em colisores hádron-hádron, são eles: a) espalhamento elástico; b) difração simples, onde apenas um dos hádrons é difratado; c) difração dupla, onde dois hádrons são difratados, porém, dissociam-se ou produzem ressonâncias; d) produção central, onde há dupla troca de pomeron, ambos hádrons trocam singleto de cor e, como consequência, partículas são produzidas.

- *produção central*, o processo de produção central em altas energias é do tipo

$$h_1 + h_2 \rightarrow h_1 + X + h_2, \quad (2.32)$$

onde h_1 e h_2 permanecem inalterados e há a produção de um sistema central X , podendo ser uma produção exclusiva ou inclusiva.

Para reconhecer imediatamente que uma reação elástica, tal como (2.29) pertence à classe dos processos difrativos, é necessário saber se as partículas do estado final possuem os mesmos números quânticos das partículas de entrada. Na prática essa tarefa pode ser difícil, quando por algum problema experimental, o estado final não é totalmente reconstruído. Portanto, é conveniente uma definição operacional de difração que seja equivalente à definição (i):

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

A reação (2.31) é difrativa se uma grande lacuna de rapidez (ou seja, um grande ângulo de separação) é observado entre X_1 e X_2 . Contudo, pode haver eventos do tipo (2.31), que exibem grande lacuna de rapidez, embora não sejam de natureza difrativa. Se denotarmos por $\Delta\eta$ o tamanho da lacuna de rapidez, a distribuição de eventos difrativos tem

o comportamento

$$\frac{dN}{d\Delta\eta} \sim \text{constante}, \quad (2.33)$$

para ser comparado com os eventos não difrativos,

$$\frac{dN}{d\Delta\eta} \sim e^{-\Delta\eta}. \quad (2.34)$$

Observe que somente o estado final da lacuna de rapidez, não é suficiente para caracterizar difração. A fim de evitar uma contaminação de eventos não difrativos, é necessário exigir também que a lacuna de rapidez não seja exponencialmente suprimida.

A teoria de Regge faz uma ponte entre as definições (i) e (ii). Considerando o processo de difração simples (2.30), quando a energia de centro de massa \sqrt{s} é muito maior que a massa invariante M do sistema X_2 , a partícula h_1 sai com momentum longitudinal (quase) não modificado e sua lacuna de rapidez com X_2 é grande, sendo $\Delta\eta \sim \ln(s/M^2)$. A teoria de Regge descreve este processo devido à troca de um pomeron entre a partícula h_1 e h_2 e, por isso nenhum número quântico é trocado na reação. Quando \sqrt{s} diminui, outros reggeons contribuem e efeitos não difrativos se tornam importantes.

Resumindo, em QCD o pomeron é uma entidade sem cor, cuja troca em um evento é marcada por uma lacuna de rapidez, sendo esta, uma região sem partículas. Desde que não há troca de cor entre o pomeron sem cor e o núcleo pai, uma lacuna de rapidez surge como uma assinatura característica de troca de pomeron. O pomeron virtual, que é presumido a ser trocado no processo difrativo, aparece como um singlete de cor formado por quarks e glúons.

2.5 Produção Exclusiva Central

Grande parte da seção de choque total de eventos produzidos pelo LHC vem de eventos difrativos, onde há troca de um singlete de cor e presença de uma lacuna de rapidez. No processo exclusivo, o objeto central é produzido isoladamente, separado dos hádrons colisores por uma lacuna de rapidez:

$$hh \rightarrow h + \text{objeto pesado} + h. \quad (2.35)$$

Por outro lado, há a produção inclusiva, em que o objeto central é acompanhado por outras partículas remanescentes (X e Y):

$$hh \rightarrow h + X + \text{objeto pesado} + Y + h, \quad (2.36)$$

onde h representa hádrons colisores.

A produção exclusiva fornece uma melhor relação entre sinal e ruído de fundo. A

medição dos hádrons espalhados feita por detectores próximos ao feixe fornecem informações da massa do objeto central e da dinâmica de processos hadrônicos. Por outro lado, esta produção possui baixa seção de choque e, portanto, pode ser suprimida pela contaminação de outros processos.

O termo “exclusivo” exige que o sistema central consista de somente produtos do espalhamento duro e nenhuma outra atividade. Os hádrons que saem perdem uma fração ξ de seus momenta longitudinais durante a interação e esta perda de momentum pode, em princípio, ser medida. A direção longitudinal é dada pela trajetória dos hádrons entrando.

Se os momenta dos hádrons de saída são medidos, então a massa M do sistema central pode ser calculada usando o método de “perda de massa” [18]. A massa para estes estados é dada por

$$M^2 = (p_1 + p_2 - p'_1 - p'_2)^2 \approx \xi_1 \xi_2 s \quad (2.37)$$

onde p_i e p'_i são os momenta dos hádrons de entrada e saída, respectivamente, ξ_i é a fração do momentum longitudinal perdido do hádron i e s é a variável de Mandestam definida na equação (2.20). O momentum do hádron de saída pode também ser usado para calcular a lacuna de rapidez do sistema central. A rapidez do sistema central, y , definida na equação (2.27) pode ser expressa inteiramente em termos do momentum do hádron

$$y \approx \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\xi_1}{\xi_2} \right) \quad (2.38)$$

O momentum transferido de cada hádron t_i é dado por

$$t_i = (p'_i - p_i)^2 = 2 (m_h^2 - EE' + |\vec{p}| |\vec{p}'| \cos\theta) \quad (2.39)$$

onde m_h é a massa do hádron e θ é o ângulo através do qual o hádron é espalhado.

Com isso, temos os conceitos básicos necessários para análise da produção do méson χ_{c0} , que será feita no capítulo (3).

Capítulo 3

Produção Exclusiva do Méson χ_{c0}

Este capítulo está focado na descrição da produção exclusiva central (CEP - discutido na seção (2.5)) do méson escalar χ_{c0} no experimento CMS/LHC. Uma motivação para o estudo da CEP está na possibilidade de o bóson de Higgs ser produzido deste modo e os objetos χ_c , χ_b , $\gamma\gamma$ e jj podem servir como “*standard candles*” (medida padrão), permitindo verificar previsões teóricas para CEP de novos sinais físicos no LHC. Se o bóson de Higgs puder ser produzido de tal modo, possibilitará uma boa determinação de sua massa e spin. Todavia, no estágio inicial de operação do LHC, com energia de centro de massa de 7 TeV, a luminosidade e seção de choque não devem ser suficientes para a produção exclusiva do bóson de Higgs. Portanto, a produção utilizando CEP de um estado de massa menor (como os estados do méson χ) e que possua números quânticos similares ao do Higgs (caso do χ_{c0}), pode ser de relevante valor tanto teórico quanto experimental.

3.1 Características do méson χ_{c0}

Os mésons são classificados em grupos de acordo com seu momentum angular orbital (L), spin (S), isospin (I), momentum angular total (J), paridade (P), paridade G (G) ou conjugação de carga C (C) e sabor (q). Para algumas configurações específicas são dados nomes especiais baseados nas propriedades matemáticas de suas configurações de spin, conforme a Tabela 3.1.

Tipo	S	L	P	J	J^P
Pseudoescalar	0	0	-	0	0^-
Pseudovetor	0	1	+	1	1^+
Vetor	1	0	-	1	1^-
Escalar	1	1	+	0	0^+
Tensor	1	1	+	2	2^+

Tabela 3.1: Tipos de mésons.

Existem mésons com e sem sabor:

- Mésons *sem sabor* são formados por par de quark e antiquark do mesmo sabor (todos os seus números quânticos de sabor são zero: estranheza $S = 0$, charme $C = 0$, *bottomness*¹ $B' = 0$, *topness* $T = 0$).
- Mésons *com sabor* são mésons feitos de um par quark e antiquark de diferentes sabores.

Todos os mésons são instáveis, com os tempos de decaimento no máximo de 10^{-8} s.

Em particular, o χ_{c0} é um méson do tipo $c\bar{c}$, com números quânticos $I^G(J^{PC}) = 0^+(0^{++})$. Sua massa invariante é de $m_{\chi_{c0}} = 3414,75 \pm 0,31$ MeV, com taxa de decaimento $\Gamma = 10,4 \pm 0,6$ MeV [13]. O modo de decaimento do χ_{c0} estudado neste trabalho é o decaimento radiativo

$$\chi_{c0} \rightarrow J/\psi + \gamma \quad (3.1)$$

e a razão de ramificação para esse canal é de $\frac{\Gamma_i}{\Gamma} = (1,16 \pm 0,08)\%$.

O J/ψ também é um méson neutro do tipo $c\bar{c}$, possuindo números quânticos $I^G(J^{PC}) = 0^-(1^{--})$ e massa invariante de $m_{J/\psi} = 3096,916 \pm 0,011$ MeV. Para o J/ψ o canal de decaimento estudado é

$$J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-. \quad (3.2)$$

O J/ψ possui taxa de decaimento $\Gamma = 92,9 \pm 2,8$ keV e razão de ramificação para o canal $\mu^+\mu^-$ de $\frac{\Gamma_i}{\Gamma} = (5,93 \pm 0,06)\%$ [13]. De acordo com as condições de detecção do experimento, deve-se procurar pelo vértice do par de múons ($\mu^+\mu^-$) provenientes do decaimento do canal (3.2). O vértice $\mu^+\mu^-$ confunde-se com o vértice primário do decaimento radiativo do χ_{c0} , devido ao breve tempo de vida do J/ψ .

Além do méson escalar χ_{c0} , existem outros dois estados χ_c : vetor-axial χ_{c1} e tensor χ_{c2} . O χ_{c1} possui números quânticos $I^G(J^{PC}) = 0^+(1^{++})$ e massa $m_{\chi_{c1}} = 3510,66 \pm 0,07$ MeV e o χ_{c2} possui números quânticos $I^G(J^{PC}) = 0^+(2^{++})$ e massa $m_{\chi_{c2}} = 3556,20 \pm 0,09$ MeV. As taxas de decaimento dos mésons χ_{c1} e χ_{c2} para o canal considerado (3.1) são comparáveis com a taxa do χ_{c0} .

3.2 Observações do méson χ_{c0}

O processo de CEP do χ_{c0} foi observado pelas colaborações do Tevatron, DØ [19] e CDF [17] do Fermilab (Fermi National Laboratory) a $\sqrt{s} = 1,96$ TeV. Para o χ_{c0} a colaboração

¹O termo anglo-saxão *bottomness* (símbolo B') ou beleza, é um número quântico de sabor que reflete a diferença entre o número do antiquark bottom ($n_{\bar{b}}$) e do quark bottom (n_b) presentes em uma partícula: $B' = -(n_b - n_{\bar{b}})$.

CDF estimou a seção de choque

$$\frac{d\sigma}{dy}\Big|_{y=0} = 76 \pm 10 \text{ (stat)} \pm 10 \text{ (syst) nb}, \quad (3.3)$$

onde y é a rapidez.

Para as energias de operação do LHC, este processo é produzido pelo mesmo mecanismo da CEP, mas com seção de choque maior. Estimativas para a seção de choque do méson χ_{c0} no LHC foram obtidas em [54]. A dependência com a energia para a seção de choque da produção exclusiva do χ_{c0} está ilustrada na Figura 3.1.

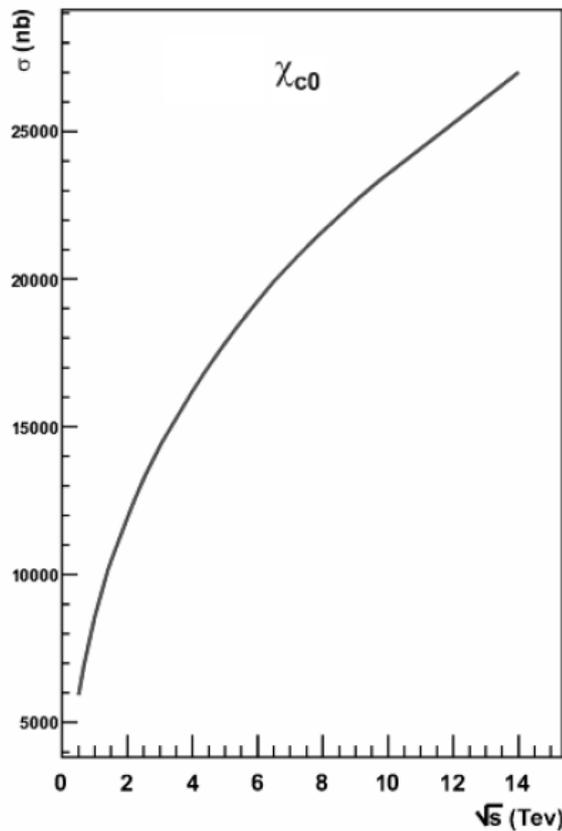


Figura 3.1: Seção de choque da produção exclusiva do méson χ_{c0} . [54]

3.3 Cinemática da produção exclusiva central

Para o caso do LHC, a produção exclusiva central do méson χ_{c0} é definida pelo processo

$$pp \rightarrow p + \chi_{c0} + p \quad (3.4)$$

em que os prótons permanecem intactos, sendo o sistema central tipicamente produzido em espalhamento duro e o sinal '+' indica a presença de uma grande lacuna de rapidez. Neste processo, os prótons emergem da colisão com um pequeno momentum transversal p_T e o estado produzido (χ_{c0}) está na região central, com pequena rapidez $|y|$.

Para uma predição correta desses eventos, pode-se usar um cálculo específico para cinemática de baixas massas, já que a aproximação para a massa do sistema central $M_{dif} \sim \sqrt{\xi_1 \xi_2 s}$, obtida pela equação 2.37 é válida apenas no limite em que esta massa é muito maior que o quadrimomentum transversal trocado pelos hádrons $M_{dif}^2 \gg |t|$.

Em termos das variáveis cinemáticas, M_{dif} pode ser escrita como:

$$M_{dif}^2 = s \times \left(1 + \frac{(1 - \xi_1)(1 - \xi_2)}{2 \cos \theta_1 \cos \theta_2} (1 - \Omega) - \frac{1 - \xi_1}{\cos \theta_1} + \frac{1 - \xi_2}{\cos \theta_2} \right), \quad (3.5)$$

em que $\Omega = -\cos \theta_1 \cos \theta_2 + \sin \theta_1 \sin \theta_2 (\cos \phi_1 \cos \phi_2 + \sin \phi_1 \sin \phi_2)$, θ_i ($i = 1, 2$) é o ângulo de espalhamento dos prótons e ϕ_i ($i = 1, 2$) é o ângulo polar. É importante notar que M_{dif}^2 não depende somente das frações de momentum perdidas pelos hádrons colisores ξ_1 e ξ_2 , mas também existe uma dependência angular em θ_1 , θ_2 , ϕ_1 e ϕ_2 . Pode-se ainda verificar a relação entre θ e o quadrimomentum transferido t :

$$\sin^2 \theta_{1,2} \sim \theta_{1,2}^2 = \frac{|t_{1,2}|}{(1 - \xi_{1,2}) \left(\frac{s}{4}\right)}. \quad (3.6)$$

3.4 Mecanismos de dupla troca de pomeron para a produção do méson χ_{c0}

Produções centrais difrativas de estados massivos tem sido estudadas através do formalismo da dupla troca de pomeron (DPE). O estudo do processo DPE é um meio de aprimorar o entendimento da dinâmica dos processos difrativos. São considerados dois tipos de topologia:

- **Dupla Troca de Pomeron Exclusiva (EDP)** - sem presença de radiação, ou seja, toda energia trocada pelos hádrons é usada na produção dura;
- **Dupla Troca de Pomeron Inclusiva (IDP)** - quando há presença de radiação proveniente do pomeron.

Para a descrição destes processos, temos basicamente três modelos teóricos: o de Bialas-Landshoff, o de KMR e o Híbrido. No primeiro caso, é utilizada uma extensão para estados de baixa massa do modelo de Bialas-Landshoff (BL) [38] para produções inclusivas e exclusivas. No modelo de Bialas-Landshoff, dois glúons não perturbativos do modelo Landshoff-Nachtmann [30] são trocados entre hádrons e esses não irradiam.

Para descrever a radiação proveniente do pomeron, Boonekamp, Peschanski e Royon (BPR) [31, 32, 33] propuseram uma expansão do modelo de Bialas-Landshoff permitindo que haja radiação dos glúons trocados. Outro modelo alternativo foi desenvolvido por Cox, Forshaw e Heinemann (CFH) [34], que parte do princípio da fatoração sugerido por Ingelman e Schlein [35]. Esses dois modelos diferentes para a produção IDP resultam na mesma formulação fenomenológica. Uma descrição mais detalhada de ambos modelos é dada em [40].

O processo da EDP ocorre quando toda a energia trocada pelos hádrons é usada na produção dura e, como já mencionado, sem presença de radiação. Um problema experimental é a baixa seção de choque desta produção, além da contaminação por outros processos, ocorridos devido ao *pileup*². Vamos a seguir descrever em mais detalhes os três modelos para predição e comparação com resultados experimentais de EDP: Bialas-Landshoff, KMR (Khoze, Martin e Ryskin) e o modelo Híbrido.

3.4.1 Formalismo de Bialas-Landshoff

Para avaliar produção difrativa inclusiva e exclusiva, pode-se utilizar uma extensão do formalismo *Bialas-Landshoff* (BL) [38] para produção difrativa de Higgs, que não apresenta restrições para baixas massas e também é aplicado a pares de quarks pesados. Esta extensão baseia-se em diagramas de troca de pomeron mole (*soft*).

A seção de choque σ_{χ}^{exc} possui uma dependência na energia (s) e esta está relacionada com o aumento da produção de hádrons através do pomeron mole. Para a produção exclusiva do méson χ_{c0} , a seção de choque, para colisões hádron-hádron é dada por

$$d\sigma_{\chi}^{exc}(s) = C_{\chi} \left(\frac{s}{M_{\chi}^2} \right)^{2\epsilon} \delta \left[\frac{M_{\chi}^2}{s} - \frac{M_{dif}^2}{s} \right] \prod_{i=1,2} \left\{ d^2v_i \frac{d\xi}{1-\xi} \xi_i^{2\alpha'v_i^2} e^{(-2\lambda_{\chi}v_i^2)} \right\}, \quad (3.7)$$

onde,

- C_{χ} é uma constante de normalização,
- M_{χ} é a massa do méson χ ,
- λ é a inclinação do vértice do pomeron,
- α' e ϵ são parâmetros associados ao pomeron.
- v_i e ξ_i representam, respectivamente, o momentum transversal e a fração de momentum perdida dos hádrons colidores;

²O *pileup* é a situação em que ocorrem várias colisões ao mesmo tempo, devido a isto pode haver dificuldade para a distinção de eventos.

- M_{dif} é a expressão da massa difrativa produzida na região central, dada pela equação (3.5).

O parâmetro C_χ contém a parte não perturbativa devida ao acoplamento G dos glúons aos prótons, sendo a principal incerteza para o cálculo da seção de choque em produção exclusiva.

Resultados para as seções de choque para a produção do méson χ_{c0} no Tevatron e no LHC, utilizando simulações pelo método Monte Carlo com o DPENC [53] estão na Tabela 3.2. Pode se observar que a seção de choque para produção exclusiva é menor no LHC. Isso se deve ao fato de que a probabilidade de sobrevivência do GAP (*gap survival probability*) é menor no LHC.

σ (nb)	Tevatron $\sqrt{s} = 1,96$ TeV	LHC $\sqrt{s} = 14$ TeV
$\sigma_{exc}(\chi_{c0})$	$1,17 \times 10^3$	$0,804 \times 10^3$
$\sigma_{inc}(\chi_{c0})$	$1,8 \times 10^4$	$4,8 \times 10^4$

Tabela 3.2: Seção de choque (em nb) para produção inclusiva e exclusiva do méson χ_{c0} no Tevatron e LHC.

3.4.2 Modelo KMR

Na tentativa de explicar o fenômeno da troca de pomeron, Khoze, Martin e Ryskin propuseram um modelo baseado em cálculos de QCD perturbativa, chamado modelo KMR [20]. A Figura 3.2 ilustra o diagrama da amplitude neste modelo, para a produção exclusiva no contexto perturbativo.

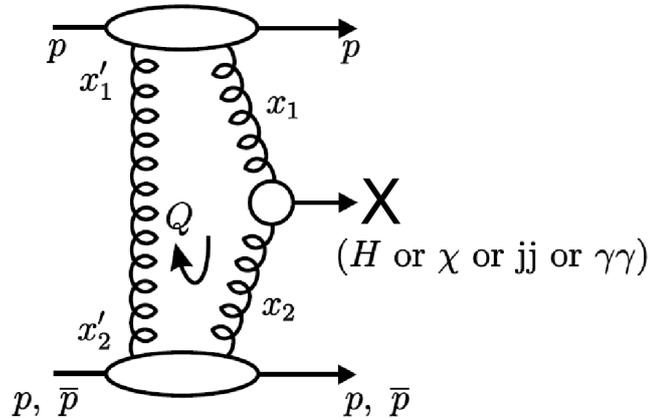


Figura 3.2: Diagrama esquemático para a CEP de um sistema X . X é um objeto de alta massa invariante no modelo KMR.

Utiliza-se a fatoração entre o processo duro e a luminosidade efetiva expressa por:

$$\sigma^{exc} = l^{exc}(M^2, y) \hat{\sigma}(M^2) \quad (3.8)$$

onde M é a massa do sistema produzido, y é a rapidez do sistema, $\hat{\sigma}(M^2)$ é a seção de choque (processo duro) e $l^{exc}(M^2, y)$ é a luminosidade efetiva que representa os efeitos não perturbativos. Um fator \hat{S} com dependência em M e y deve ser inserido devido a probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez:

$$M^2 \frac{dl^{exc}}{dy dM^2} = \hat{S} L^{exc} \quad (3.9)$$

L^{exc} é expresso por

$$L^{exc} = \frac{\pi}{(N_c^2 - 1)b} \int \frac{dp_T^2}{p_T^4} f_g(x_1, x'_1, p_T^2) f_g(x_2, x'_2, p_T^2) \quad (3.10)$$

onde N_c é o número de cores com valor igual a 3 e b é uma constante relacionada aos prótons com valor igual a 4, representando a parte não perturbativa do modelo, em que é considerada a dependência em $|t|$ da colisão, consequência do fator de forma do próton e $f_g(x_i, x'_i, p_T^2)$ são as densidades de glúons não integradas. A relação de b com a seção de choque total é dada por:

$$\frac{d^2\sigma}{dt_{p_1} dt_{p_2}} \propto e^{-b(|t_{p_1}| + |t_{p_2}|)}. \quad (3.11)$$

As funções $f_g(x_i, x'_i, p_T^2)$ representam a probabilidade de encontrar dois glúons no próton com uma fração de momentum x_i e x'_i , com $x'_i \ll x_i$. Também é levada em conta nesta função a probabilidade de não emissão de um glúon representada por $T(p_T)$. Uma forma simplificada pode ser expressa como:

$$f_g(x_i, x'_i, p_T^2) = R_g(x_i, x'_i, p_T^2) \frac{\partial}{\partial \ln(p_T^2)} \left(\sqrt{T(p_T)} x_i g(x_i, p_T^2) \right) \quad (3.12)$$

onde $g(x, p_T^2)$ representa a função de distribuição de glúons do próton e R_g é o fator que leva em conta a existência do segundo glúon.

3.4.3 Modelo Híbrido

O modelo híbrido, criado por Peschanski, Rangel e Royon [39] é baseado na fenomenologia de troca de pomeron mais realista do que o Bialas-Landshoff. Adota-se a proposta do modelo Bialas-Landshoff, com troca de dois glúons efetivos, porém diferentes propagadores e constantes de acoplamento são introduzidas. O glúon que possui o papel de manter a característica difrativa do processo permanece idêntico ao de Bialas-Landshoff, mas o glúon que participa do processo duro é modificado.

A Figura 3.3 apresenta um ajuste da seção de choque prevista para esses três modelos em comparação com os resultados do experimento CDF para a produção exclusiva de dijetos.

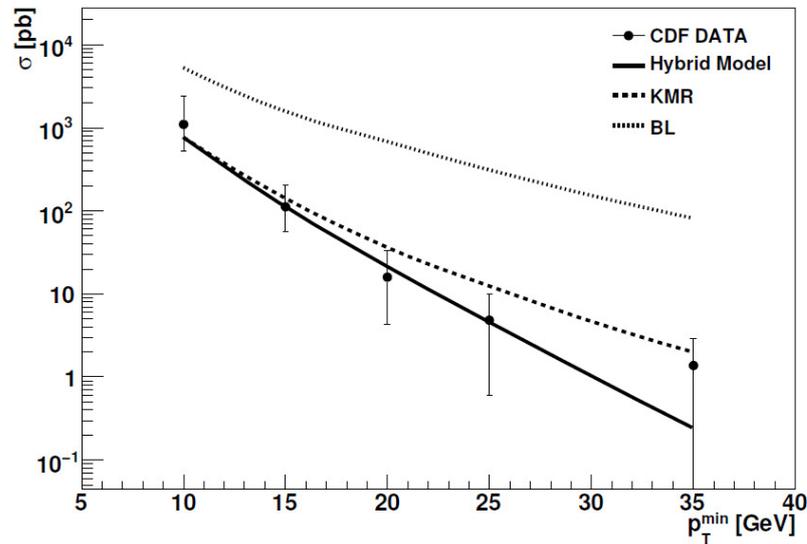


Figura 3.3: Comparação do resultado do CDF com três modelos de EDP.

Para uma leitura mais aprofundada desse modelo remetemos o leitor às referências [39, 40, 54].

Capítulo 4

O Experimento CMS no LHC

O objetivo primordial dessa dissertação é a análise de eventos que indiquem a observação da produção exclusiva da partícula χ_{c0} dentro do ambiente do experimento CMS. O CMS é um dos quatro grandes experimentos acoplados ao Grande Colisor de Hádrons, LHC, no CERN. Para a análise de tais eventos se faz necessário um entendimento das principais componentes do mesmo, pois há inúmeras restrições experimentais que devem ser levadas em conta.

Com esse objetivo em mente, vamos descrever neste capítulo, de maneira sucinta, os principais elementos experimentais envolvidos. Essa descrição inclui o acelerador LHC e o experimento CMS com seus principais subcomponentes: solenoide, sistema de trajetografia, calorímetros eletromagnético e hadrônico, sistema de múons e os detectores frontais. Um cuidado especial, no entanto, é dado ao sistema de trajetografia, pois é o componente do experimento CMS responsável por detectar os produtos do decaimento da partícula χ_{c0} .

4.1 O LHC

O LHC [25] é atualmente o maior e mais poderoso instrumento de pesquisas em altas energias. Foi desenvolvido para colidir feixes de prótons com energia de centro de massa de até 14 TeV e luminosidade de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. O LHC também é capaz de colidir íons pesados (ex. chumbo - Pb) com energia de 2,8 TeV por núcleon e luminosidade de $10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. A análise desta dissertação foi feita com o LHC operando a uma energia de centro de massa de 7 TeV e luminosidade de $10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Estes parâmetros foram definidos a fim de permitir o estudo de diferentes processos físicos.

Com sua inédita energia de centro de massa e alta luminosidade, serão testadas algumas previsões teóricas como, por exemplo, a natureza da quebra de simetria eletrofraca, para a qual o mecanismo de Higgs [27, 28, 29] é presumido ser o responsável. O estudo experimental do mecanismo de Higgs pode verificar a consistência teórica do Modelo Padrão a escalas de energia acima de 1 TeV.

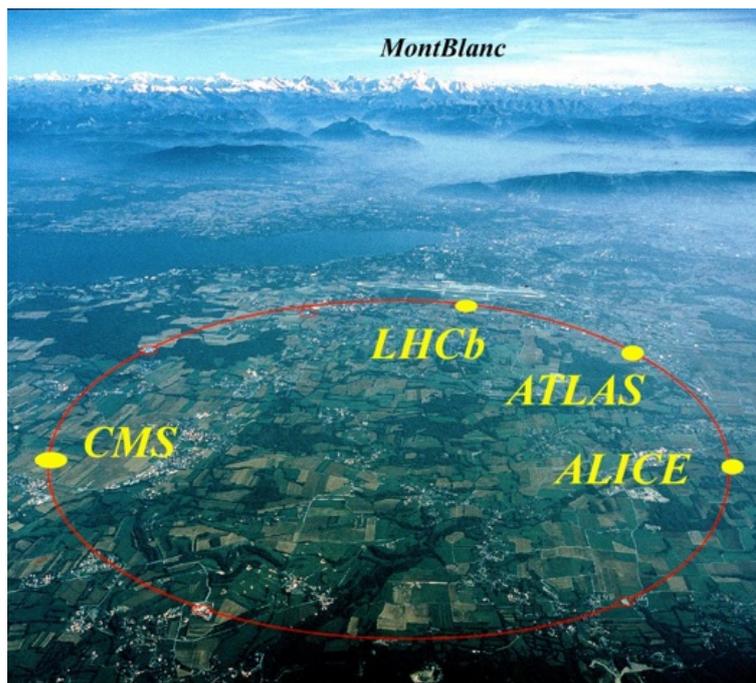


Figura 4.1: Visão aérea da localização do LHC, entre a França e a Suíça, e dos experimentos situados nos pontos de interação.

Este acelerador e colisor é composto por dois anéis com magnetos supercondutores instalados em um túnel de 27 km de extensão e 100 m abaixo da superfície terrestre, situado na fronteira entre a França e a Suíça (Figura 4.1). Neste mesmo túnel estava anteriormente o acelerador e colisor elétron-pósitron, LEP (*Large Electron Positron Collider*) [26].

Prevê-se a possibilidade de 1 bilhão de interações próton-próton por segundo no LHC. Os feixes são constituídos de aproximadamente 100 bilhões de prótons colimados e acelerados a velocidades próximas à da luz. Os prótons são mantidos em uma trajetória circular por magnetos supercondutores, e circulam no acelerador por aproximadamente 10 horas, viajando em média por mais de 10 bilhões de quilômetros.

Dados técnicos do LHC

O LHC é projetado para colidir feixes de prótons, com campos magnéticos e câmaras a vácuo separadas para cada feixe e com seções em comum somente nas regiões dos detectores, onde ocorrem as colisões. São necessários 1232 dipolos magnéticos, que mantêm o feixe em órbita pela extensão do acelerador, 392 quadripolos magnéticos para focalização do feixe e cavidades de radiofrequência provendo a aceleração dos prótons a uma taxa de 0,5 MeV/volta. Alguns parâmetros do LHC são apresentados na Tabela 4.1.

Parâmetro	Valor
Energia por feixe (E)	7 TeV
Intensidade do Campo Magnético do Dipolo a 7 TeV (B)	8,33 T
Luminosidade (\mathcal{L})	$10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Valor betatron no ponto de interação (β^*)	0,55 m
Raio transversal do feixe no ponto de interação (σ^*)	16 μm
Tempo entre as colisões (τ_b)	25 ns
Duração da luminosidade (τ_L)	15 hrs
Número de pacotes (k_B)	2808
Número de partículas/pacote (N_b)	$1,15 \times 10^{11}$
Número de Colisões/cruzamento (n_b)	$\simeq 20 (\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1})$

Tabela 4.1: Parâmetros do LHC. [25]

O número de eventos por segundo gerado nas colisões N_{event} , a seção de choque para o evento em estudo σ_{event} e a luminosidade \mathcal{L} do LHC estão relacionados por:

$$N_{event} = \mathcal{L}\sigma_{event} \quad (4.1)$$

A seção de choque mede a probabilidade de que um (dado) processo ocorra. Esta probabilidade pode ser expressa por uma área efetiva de interação. A luminosidade descreve o fluxo das partículas incidentes em uma colisão e é proporcional ao quadrado do número das partículas que passam por unidade de área e tempo, ou seja, depende somente dos parâmetros do feixe.

A luminosidade pode ser descrita pela expressão:

$$\mathcal{L} = \frac{N_b^2 n_b f_{rev} \gamma}{4\pi \epsilon_n \beta^*} F \quad (4.2)$$

onde N_b é o número de partículas por grupo, n_b é o número de grupos por feixe, f_{rev} é a frequência de revolução, γ o fator de Lorentz (ou fator gama relativístico), ϵ_n a emitância transversa, β^* é a função beta no ponto de colisão e F o fator de redução geométrico da luminosidade devido ao ângulo de cruzamento nos pontos de interação. Quando integrada em um período de tempo, esta é denominada luminosidade integrada ($L = \int \mathcal{L} dt$).

No complexo do CERN existem outros aceleradores que precedem o LHC. Depois de produzidos, os feixes de prótons são divididos em pacotes (*bunches*), em seguida passam por uma cadeia de aceleração, como mostrado na Figura 4.2. Primeiramente, os prótons são acelerados a uma energia cinética de 50 MeV pelo acelerador linear LINAC2 (*Linear ACcelerator*), 1,4 GeV pelo *Proton Synchrotron Booster* (PSB), 25 GeV no *Proton*

Acelerador	Velocidade (v/c)	Energia Cinética do próton
Linac 2	31,4	50 MeV
PS Booster	91,6	1,4 GeV
PS	99,93	25 GeV
SPS	99,9998	459 GeV
LHC	99,9999991	7 TeV

Tabela 4.2: Relação entre a energia cinética e a velocidade dos prótons nos aceleradores do CERN. A massa do próton é $0,938 \text{ GeV}/c^2$ [43].

Synchrotron (PS) e a 450 GeV no *Super Proton Synchrotron* (SPS). O último estágio de aceleração é no LHC, onde os dois feixes de prótons, acelerados a uma energia de 3,5 TeV cada, colidem em sentidos opostos nas regiões de interação. Os parâmetros de aceleração desse complexo de aceleradores são apresentados na Tabela 4.2.

Existem ao todo oito pontos de interação (IP) no LHC, onde estão localizados outros experimentos. Os quatro principais são:

- CMS - IP5, sendo este o experimento do desenvolvimento deste trabalho com $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$;
- ATLAS (*A Toroidal LHC Apparatus*) - IP1 com $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$;
- Alice (*A Large Ion Collider Experiment at CERN*) - IP2 - estudo da física de íons pesados em colisões chumbo-chumbo com $\mathcal{L} = 10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
- LHCb (*The Large Hadron Collider beauty experiment*) - IP8 - estudo da física do quark *bottom* em colisões *pp* com $\mathcal{L} = 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

4.2 O Detector CMS

Toda a análise deste estudo é ambientada no experimento CMS (*Compact Muon Solenoid*) [41], que é um dos quatro principais detectores acoplados ao LHC. O CMS é um espectrômetro concebido para ser o mais hermético possível e planejado para detectar uma grande variedade de eventos em colisões próton-próton e entre íons pesados. Com isso, diferentes fenômenos poderão ser estudados a partir dos eventos produzidos pelo LHC.

O sistema de coordenadas adotado pelo CMS, ilustrado na Figura 4.3, é do tipo dextrogiro com sua origem no ponto de colisão. O eixo x aponta radialmente para o centro do LHC, o eixo y aponta verticalmente para cima e o eixo z aponta na direção do feixe, paralelo ao campo magnético do CMS (tangenciando o feixe). As coordenadas polares (ângulos azimutal ϕ e polar θ) são definidas de forma habitual, ($\phi = 0$, $\theta = \pi/2$) e ($\phi = \pi/2$, $\theta = \pi/2$) correspondendo aos eixos x e y respectivamente. O ângulo azimutal

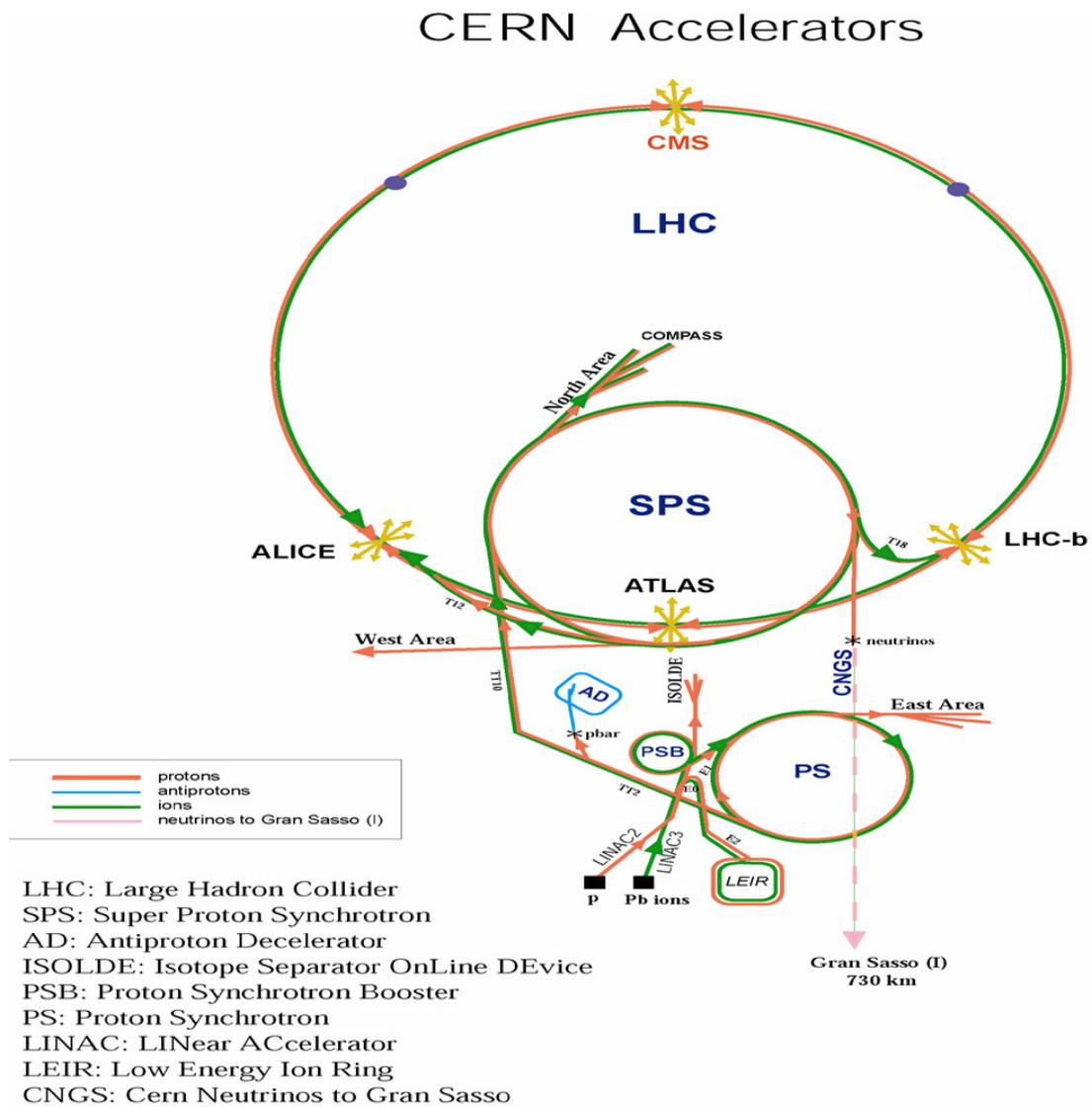


Figura 4.2: Diagrama do complexo de aceleradores do CERN e os quatro principais experimentos do LHC: CMS, ATLAS, ALICE e LHCb.

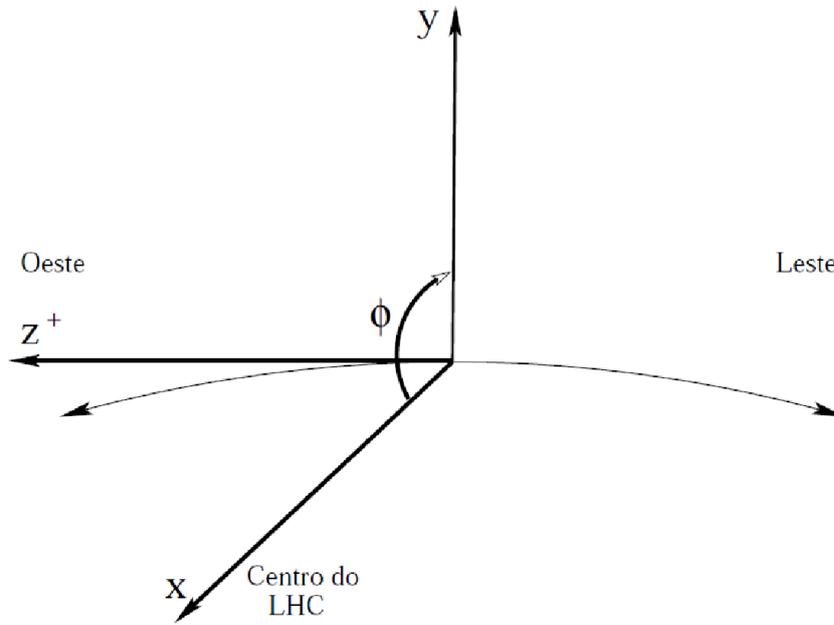


Figura 4.3: Sistema de coordenadas do detector CMS. [44]

ϕ é medido a partir do eixo x no plano $x - y$ e a coordenada radial neste plano é denotada por r . O ângulo polar é medido a partir do eixo z . Costuma-se definir a pseudorapidez η em função do ângulo polar como:

$$\eta = -\ln \tan(\theta/2). \quad (4.3)$$

Afim de alcançar os objetivos do programa de física do LHC, o CMS se destaca com boa eficiência em:

- Identificação de múons, com alta resolução na medida do *momentum* (p) para uma grande faixa de valores e com grande cobertura em pseudorapidez ($\eta < 2,5$), boa resolução na massa de di-múons ($\approx 1\%$ a 100 GeV); capacidade de distinguir a carga dos múons para $p < 1$ TeV;
- Resolução em *momentum* do sistema de trajetografia para partículas carregadas. Boa identificação e *trigger*¹ de léptons e jatos de quarks, com a instalação de detectores de *pixel*;
- Resolução em energia e massa para fótons e elétrons ($\approx 1\%$ a 100 GeV), além da medição da direção de fótons e localização do vértice primário de interação, rejeição de píons neutros e isolamento de fótons e léptons em alta luminosidade;

¹Crítérios para seleção de eventos.

- Resolução em energia transversa perdida/ (E_T) e na medida da massa de dijetos, com a instalação de calorímetros hadrônicos com grande segmentação ($\Delta\eta \times \Delta\phi < 0,087 \times 0,087$).

O CMS possui capacidade de observar eventos a uma taxa de $\approx 10^9$ eventos inelásticos por segundo e isto leva a uma série de desafios experimentais, como a seleção de eventos online (*trigger*), o que reduz uma enorme taxa de eventos a um valor aceitável para armazenamento. Quando o CMS estiver operando em sua luminosidade máxima, cerca de 20 colisões inelásticas serão sobrepostas aos eventos de interesse. Portanto, aproximadamente 1000 partículas carregadas surgirão da região de interação a cada 25 ns. Os produtos da interação em estudo podem ser confundidos com as outras interações no mesmo cruzamento de pacote (*bunch crossing*). Este problema torna-se mais grave quando o tempo de resposta de um elemento do detector e seu sinal eletrônico for maior que 25 ns. O efeito disto é o empilhamento, que pode ser reduzido com uso de detectores de granularidade alta e boa resolução temporal. Isso requer um grande número de canais de detectores e uma excelente sincronização.

Toda estrutura do CMS pesa 12500 toneladas, possui 15 metros de diâmetro e 21,5 metros de comprimento. Os principais componentes do CMS são um solenoide supercondutor de alto campo magnético, um sistema de trajetografia completo a base de silício, um calorímetro eletromagnético homogêneo a base de cristais cintilantes, calorímetro hadrônico e câmara de múons. Um arranjo geral do CMS é mostrado nas Figuras 4.4 e 4.5, ilustrando as seguintes camadas de subdetectores:

- Sistema de Trajetografia (*Tracker*);
- Calorímetro Eletromagnético (ECAL - *Electromagnetic Calorimeter*);
- Calorímetro Hadrônico (HCAL - *Hadron Calorimeter*);
- Sistema de Múons.

A seguir, estão descritos com mais detalhes os subdetectores que compõem o CMS.

4.2.1 Solenóide

O solenoide do CMS [45, 46] (Figura 4.6) é um eletroímã supercondutor, desenvolvido para uma medição precisa dos momenta transversos (p_T) das partículas carregadas. Está localizado no âmago do CMS circundando o sistema de trajetografia, o calorímetro eletromagnético e o calorímetro hadrônico, descritos na sequência.

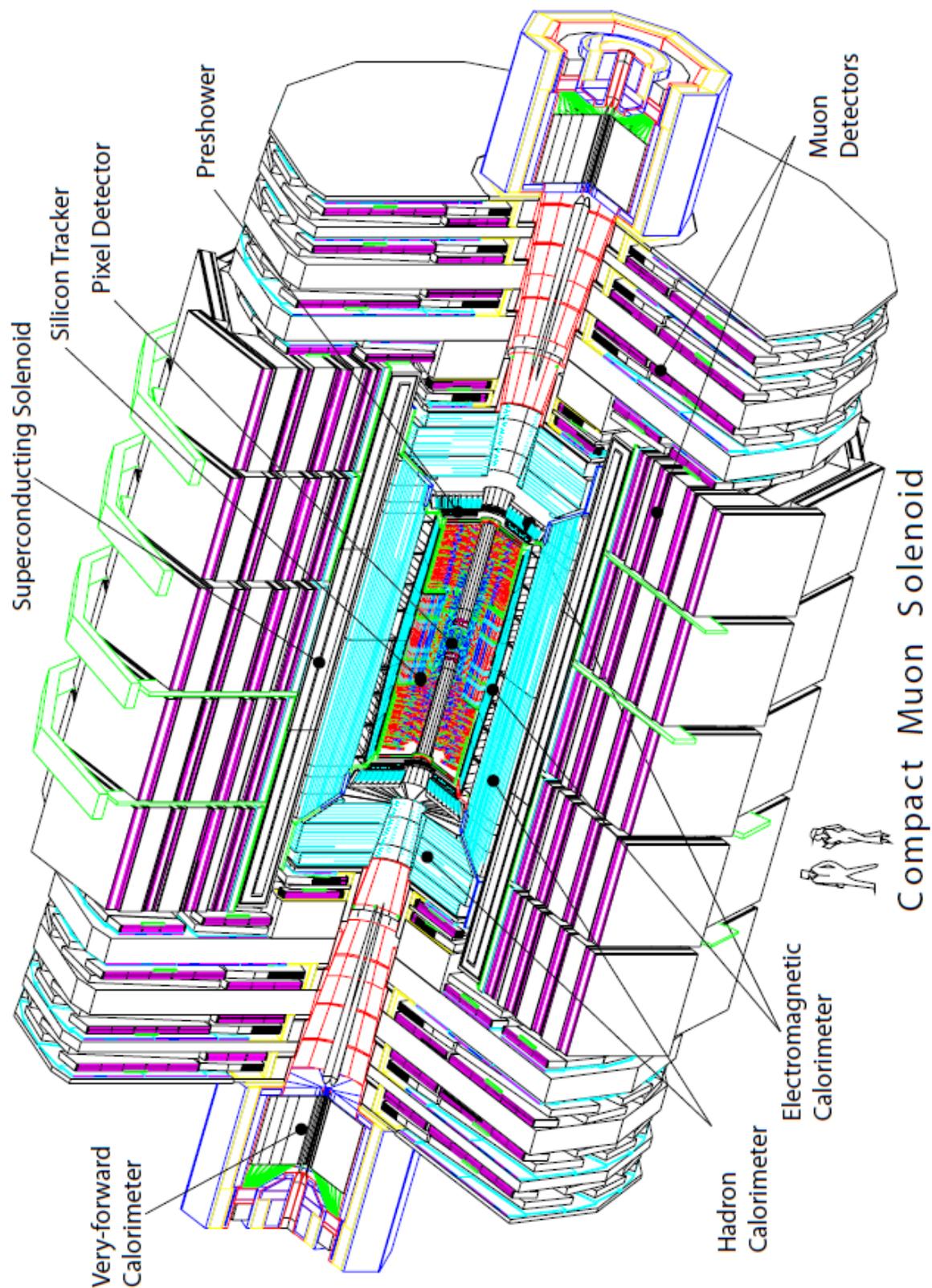


Figura 4.4: Uma visão em perspectiva do detector CMS.

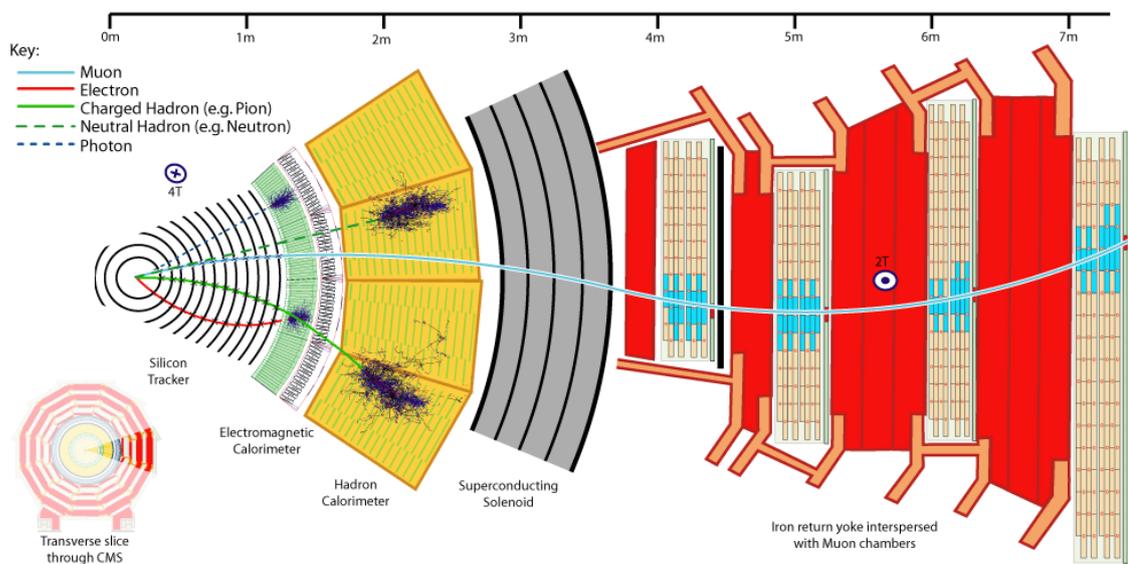


Figura 4.5: Vista transversal de um octante do detector CMS.

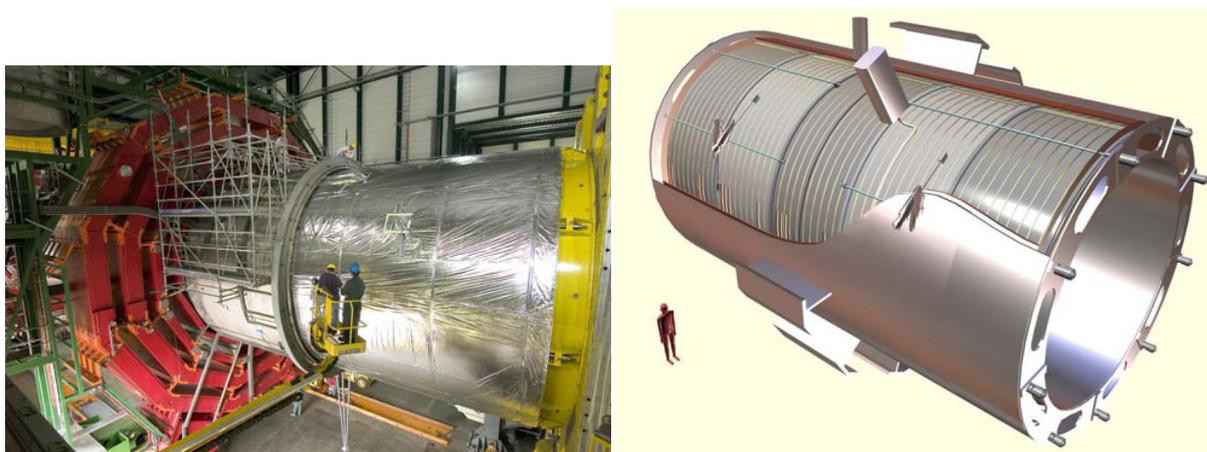


Figura 4.6: À esquerda uma foto do solenoide e à direita uma concepção artística geral do mesmo.

Este solenoide é uma bobina cilíndrica supercondutora, capaz de alcançar campos magnéticos intensos (3,8 T, cerca de 100.000 vezes o campo magnético da Terra), que proporciona um grande poder de deflexão (12 Tm) e uma energia armazenada de 2,6 GJ, quando operando à corrente máxima. O campo de retorno é suficientemente intenso para saturar 1,5 m de ferro, permitindo que quatro estações de múons sejam integradas, assegurando a robustez e cobertura geométrica completa. O solenoide possui dimensões de 12,5 m de comprimento e 6,3 m de diâmetro.

4.2.2 Sistema de trajetografia

O sistema de trajetografia [42] (Figura 4.7) foi desenvolvido para fornecer uma medida precisa e eficiente das trajetórias (traços) de partículas carregadas que emergem de in-

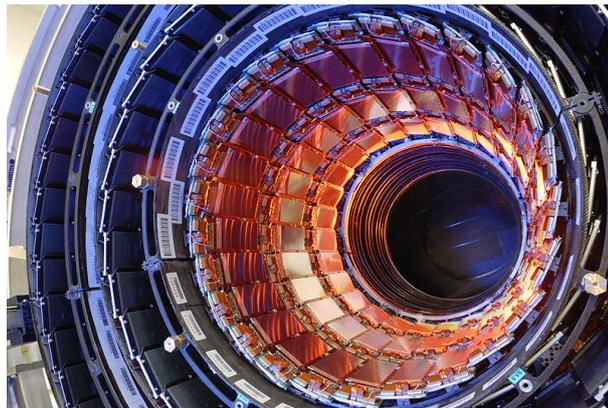


Figura 4.7: O sistema de trajetografia.

terações do LHC. O campo magnético de 3,8 T, fornecido pelo solenoide, produz uma curvatura na trajetória das partículas carregadas, o que permite medir a carga e o *momentum* destas partículas. Este sistema é a camada circunjacente mais próxima ao ponto de interação ($r \sim 10$ cm), onde existe maior fluxo de partículas e cobre uma região de pseudorapidez de $|\eta| < 2,5$.

A fim de lidar com altas multiplicidades de traços, esta parte do detector foi idealizada para possuir alta granularidade, velocidade de detecção e resistência à radiação. Para tanto, este sistema foi totalmente baseado em tecnologia de detectores de silício. Deste modo, as trajetórias podem ser identificadas de forma confiável e atribuídas ao cruzamento de pacotes correto.

O CMS possui 10 camadas de microtiras de silício (com raio externo de 1,1 metros), que fornece a granularidade e a precisão requerida. Além disso, possui 3 camadas de detectores de *pixel* (raios entre 4,4 e 10,2 cm) colocados próximos à região de interação para aprimorar a medida do parâmetro de impacto dos traços de partículas carregadas, bem como a posição de vértices secundários.

Ao todo, o sistema de trajetografia está dividido em quatro subdetectores:

- Detector de *Pixel*.
- Barril externo (TOB - *Tracker Outer Barrel*);
- Barril/Discos interno (TIB/TID - *Tracker Inner Barrel/Tracker Inner Disks*);
- Cobertura (TEC - *Tracker End Cap*);

A Figura 4.8 mostra uma vista longitudinal e um diagrama tridimensional do sistema de trajetografia.

O sistema de trajetografia do CMS é o maior já construído com detectores de estado sólido, com aproximadamente 200 m^2 de área de silício. Pesa aproximadamente 3

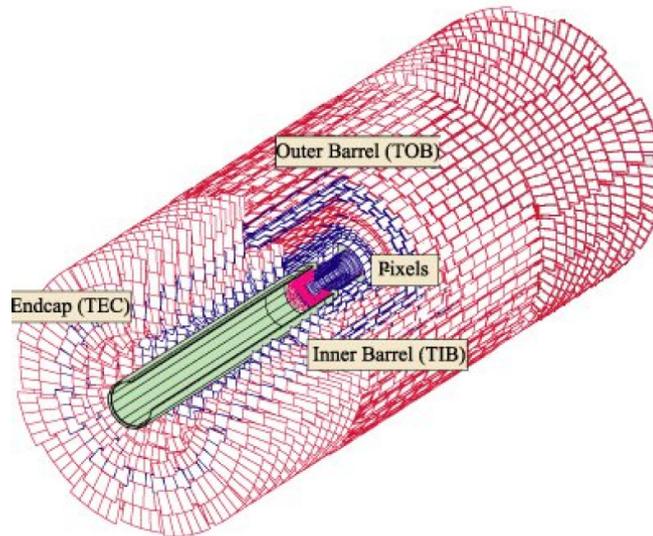
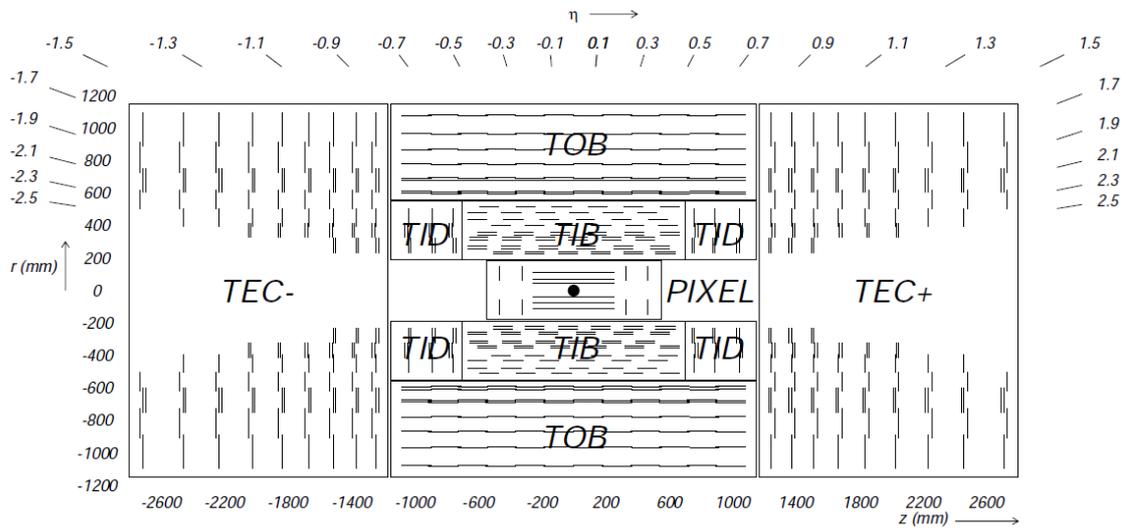


Figura 4.8: Acima, uma vista longitudinal do sistema de trajetografia do CMS - cada linha representa um módulo do detector. Linha dupla indica módulos *back-to-back* que entregam hits estéricos. Abaixo, o sistema de trajetografia do CMS com seus 4 subdetectores: TOB, TIB, TEC e *Pixels*.

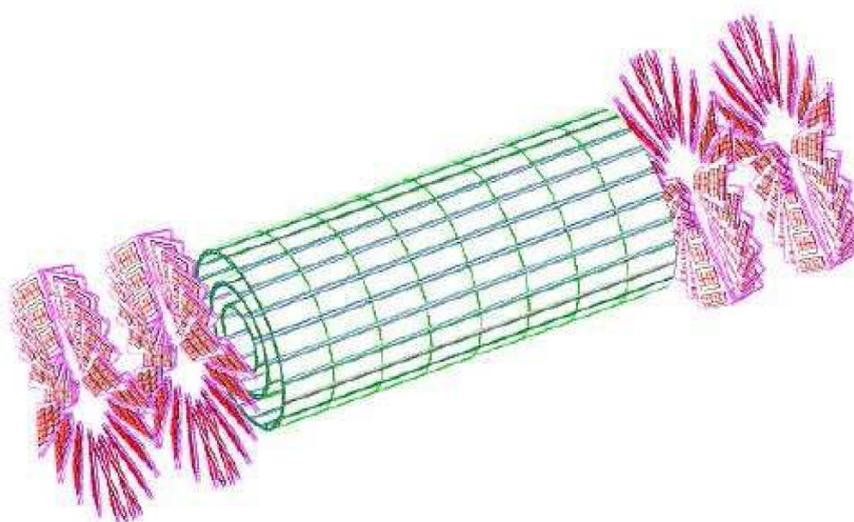


Figura 4.9: Diagrama tridimensional do detector de *pixel*.

toneladas, possui área total de 210 m^2 (5,8 m de comprimento e diâmetro externo de 2,6 m), é composto por 15148 módulos de detectores em forma de tiras de silício e 1440 *pixels* e opera a uma temperatura de -20°C .

O Detector de Pixel

Os detectores de *pixel* (ou células de *pixel*), situados na região mais próxima ao ponto de interação, onde o fluxo de partículas é o mais alto ($\approx 10^7/s$), possuem células com dimensões $100 \times 150\ \mu\text{m}^2$ e são minuciosamente segmentados. Este detector contribui precisamente com os pontos em $r - \phi$ e z e, portanto, é responsável por uma excelente resolução de parâmetro de impacto, que é importante para boa reconstrução de vértices (primário e secundário).

Um desenho esquemático do sistema de pixel do CMS está mostrado na Figura 4.9. Nos raios de 4, 4, 7, 3 e 10, 2 cm, três camadas cilíndricas de módulos de detectores de pixel envolvem o ponto de interação. Estes são complementados por dois discos de módulos de pixel em cada lado (possuem raios de 6 a 15 cm em $|z| = 34,5\text{ cm}$, com as lâminas rotacionadas a 20° axialmente). A resolução espacial é de $10\ \mu\text{m}$ no plano $r - \phi$ e $20\ \mu\text{m}$ na direção z . A cobertura angular de todo este sistema vai até $|\eta| < 2,5$. No total, o detector de *pixel* cobre uma área de 1 m^2 e possui 66 milhões de *pixels* (Figura 4.9). O detector de *pixel* oferece três pontos no espaço com alta precisão em cada trajetória de partículas carregadas.

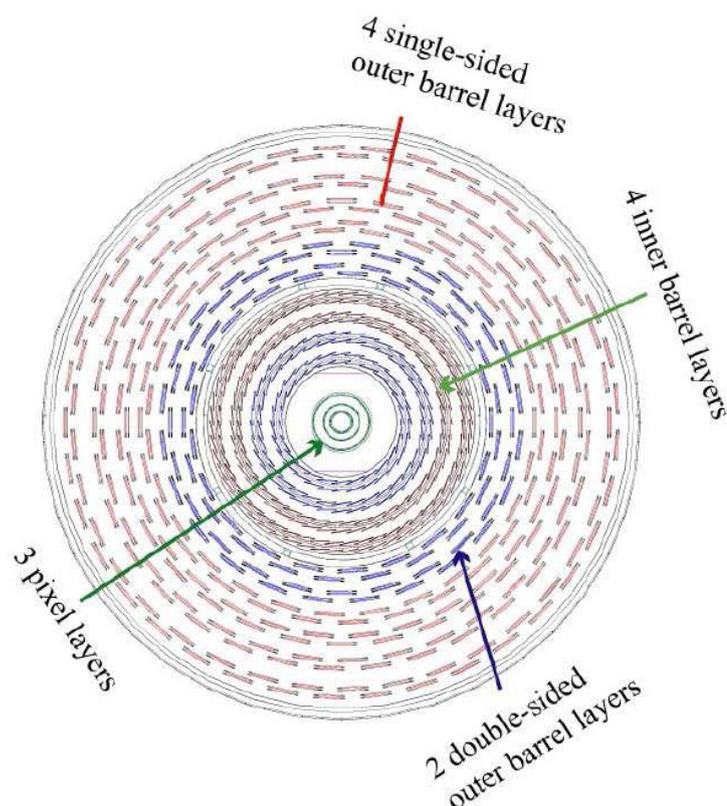


Figura 4.10: Corte transversal do detector de silício do sistema de trajetografia.

O detector de tiras de silício

Foram instalados detectores de microtiras de silício com dimensões de $10\text{ cm} \times 80\ \mu\text{m}$. Na região mais externa ($55 < r < 110\text{ cm}$) do sistema foram instalados detectores de silício com células de dimensões de $25\text{ cm} \times 180\ \mu\text{m}$. Ao todo são 9,6 milhões de tiras de silício e 198 m^2 de área de silício ativa. Esta região é dividida em três subsistemas: barril/discos interno (TIB/TID), externo (TOB) e cobertura (TEC). A Figura 4.10 ilustra as camadas deste subdetector.

O barril e discos interno (TIB/TID) possuem raio de até 55 cm , sendo compostos por quatro camadas de sensores de micro tiras de silício com $320\ \mu\text{m}$. O afastamento entre as tiras no TIB é de $80\ \mu\text{m}$ nas camadas 1 e 2 e $120\ \mu\text{m}$ nas camadas 3 e 4, conduzindo a uma resolução espacial de $23\ \mu\text{m}$ e $35\ \mu\text{m}$, respectivamente. No TID a média do afastamento entre as tiras varia entre $100\ \mu\text{m}$ e $141\ \mu\text{m}$.

O barril externo (TOB), camada que envolve o TIB/TID, possui um raio externo de 116 cm e consiste de seis camadas de barril com sensores de $500\ \mu\text{m}$ de espessura e afastamento entre as tiras de $183\ \mu\text{m}$ nas primeiras 4 camadas e $122\ \mu\text{m}$ nas camadas 5 e 6. O TOB estende-se em z entre $\pm 118\text{ cm}$.

Além deste intervalo de z , as coberturas (TEC+ e TEC-, os sinais indicam o local ao longo do eixo z) cobrem a região $124\text{ cm} < |z| < 283\text{ cm}$ e $22,5\text{ cm} < r < 113,5\text{ cm}$. Cada TEC é composto por 9 discos, transportando até sete anéis de detectores de micro tiras

de silício ($320\ \mu\text{m}$ de espessura nos quatro anéis internos, $500\ \mu\text{m}$ nos anéis 5-7) com tiras radiais de $97\ \mu\text{m}$ a $184\ \mu\text{m}$ de afastamento médio. Assim, eles fornecem até nove medidas na coordenada ϕ por trajetória.

Os módulos nas duas primeiras camadas e anéis, respectivamente, de TIB, TID e TOB, bem como os anéis 1, 2 e 5 dos TEC's carregam um segundo módulo dos detectores que é montado na parte superior dos primeiros. Este segundo módulo apresenta uma diferente orientação angular das tiras, em torno de $100\ \text{mrad}$, para fornecer uma segunda medida da coordenada (z no barril e r nos discos). Este sistema garante pelo menos em torno de nove sinais no detector de tiras de silício em toda região de $|\eta| < 2,4$ com pelo menos quatro destes sendo medidas bidimensionais. A aceitação final do sistema de trajetografia termina a $|\eta| \approx 2,5$.

4.2.3 Calorímetro Eletromagnético - ECAL

O calorímetro eletromagnético do CMS (ECAL) [48] tem como propósito medir a energia e a posição de elétrons e fótons por absorção da energia das partículas que interagem eletromagneticamente e que possuam pouca penetração na matéria. O ECAL está em torno do sistema de trajetografia e possui cobertura em pseudo-rapidez de até $|\eta| < 3,0$.

Ao atravessar o ECAL, partículas que interagem eletromagneticamente (fótons, elétrons, etc.), depositam energia nos cristais, que convertem esta energia em luz. Para detecção dos fótons de cintilação, foram utilizados fotodíodos de avalanche (APD's - *Silicon Avalanche PhotoDiodes*), no barril e fototríodos a vácuo (VPT's - *Vacuum PhotoTriodes*) nas tampas. O ECAL possui 61200 cristais de PbWO_4 montados na parte central do barril, fechado por 7324 cristais em cada uma das duas tampas. Fotos dos cristais do barril e tampas com fotodetectores acoplados são mostrados na Figura 4.12.

O uso de cristais de alta densidade permite a concepção de um calorímetro rápido, compacto, com granularidade fina e resistente à radiação, características importantes no ambiente do LHC. O ECAL está ilustrado na Figura 4.11.

Um layout do ECAL é mostrado na Figura 4.13, com detalhamento do EE e pré-chuveiro. Este último detector permite a rejeição de pares de fótons do decaimento de píons (π^0) e melhora a estimativa da direção dos fótons, para a medição da massa invariante dos di-fótons.

O ECAL é dividido em EB (Barril), EE (*ECAL Endcap*) e pré-chuveiro:

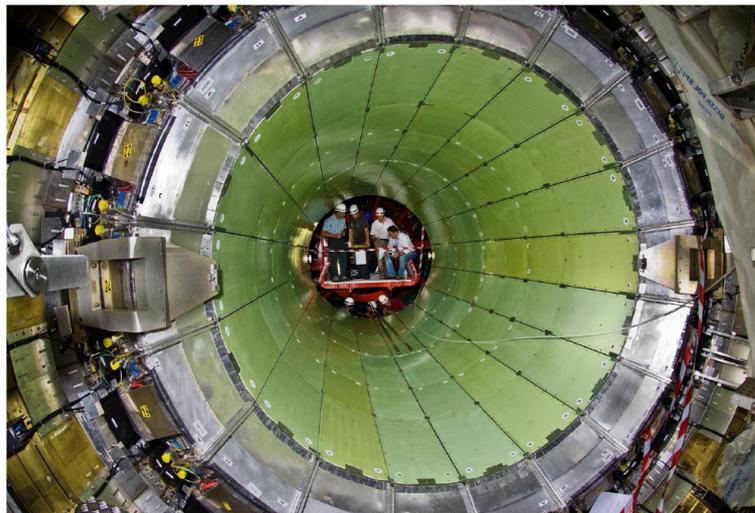


Figura 4.11: Fotografia da montagem do ECAL.

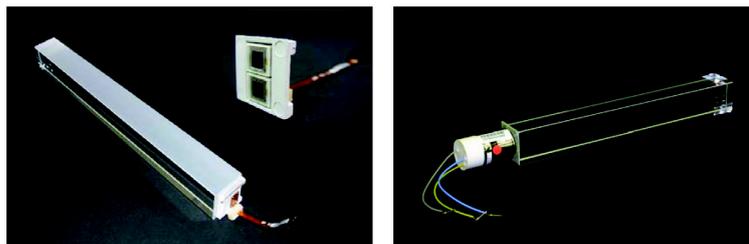


Figura 4.12: Cristais de PbWO_4 com foto sensores anexados. À esquerda: uma barra de cristal com a face superior despolida e a cápsula APD (*Avalanche Photodiode*). A direita: um cristal da tampa e VPT (*Vacuum Phototriodes*).

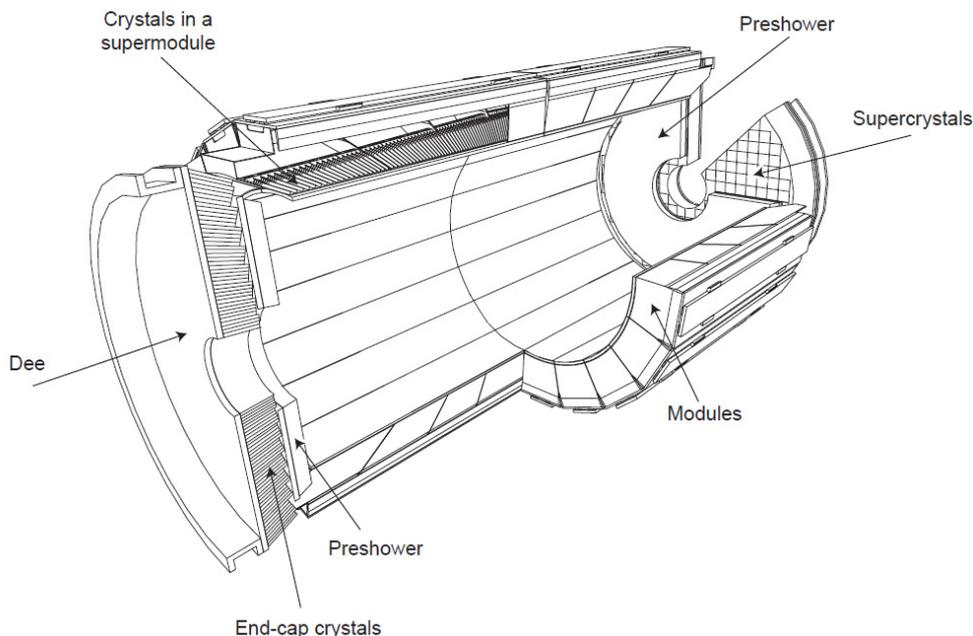


Figura 4.13: Layout do calorímetro eletromagnético do CMS, mostrando o arranjo de módulos de cristais, supermódulos e tampas, com o pré-chuveiro na frente.

Barril (EB)

A região do barril possui cobertura de $0 < |\eta| < 1,479$, raio interno de 129 cm, subdividido em 36 super-módulos, compostos de diversos sub-módulos, como ilustrado na Figura 4.14.

Tampas (EE)

As tampas (4.15) cobrem uma região de $1,479 \leq |\eta| \leq 3,0$, posicionadas a 3,14 m de distância do vértice primário de interação.

Pré-chuveiro

O principal objetivo do detector pré-chuveiro é auxiliar na identificação de píons neutros dentro de uma região de $1,653 < |\eta| < 2,61$. Isso também ajuda a identificação de elétrons contra partículas de mínima ionização e melhora a determinação da posição de elétrons e fótons.

O pré-chuveiro é um calorímetro de amostragem possuindo duas camadas: um radiador de chumbo iniciando o chuveiro eletromagnético, enquanto um sensor de tiras de silício é disposto depois de cada radiador medindo a energia depositada.

Estes detectores estão posicionados nas tampas, entre o sistema de trajetografia e o calorímetro eletromagnético, na posição $298,5 < z < 316,5$ cm. Possui formato cilíndrico, com 18 cm de espessura, raio interno e externo de 45 e 120 cm respectivamente, com área total de $\approx 16 \text{ m}^2$ e peso de 1,85 ton.

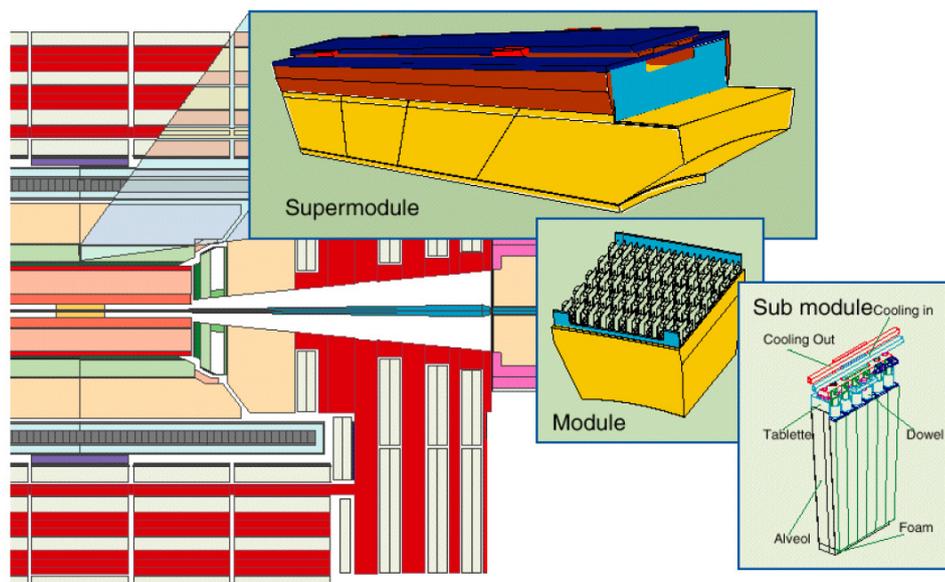


Figura 4.14: Seção do barril do calorímetro eletromagnético do CMS.

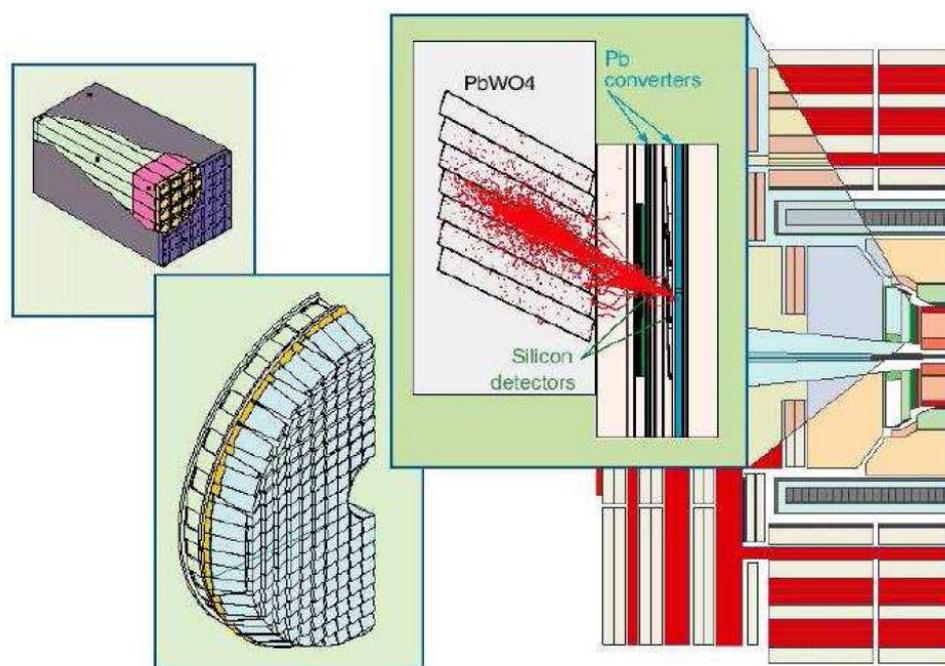


Figura 4.15: Seção das tampas do ECAL.

4.2.4 Calorímetro Hadrônico

O Calorímetro Hadrônico (HCAL) mede a energia dos hádrons produzidos em cada evento, permitindo que eventos com energia perdida (E_T) sejam identificados. O HCAL é capaz de

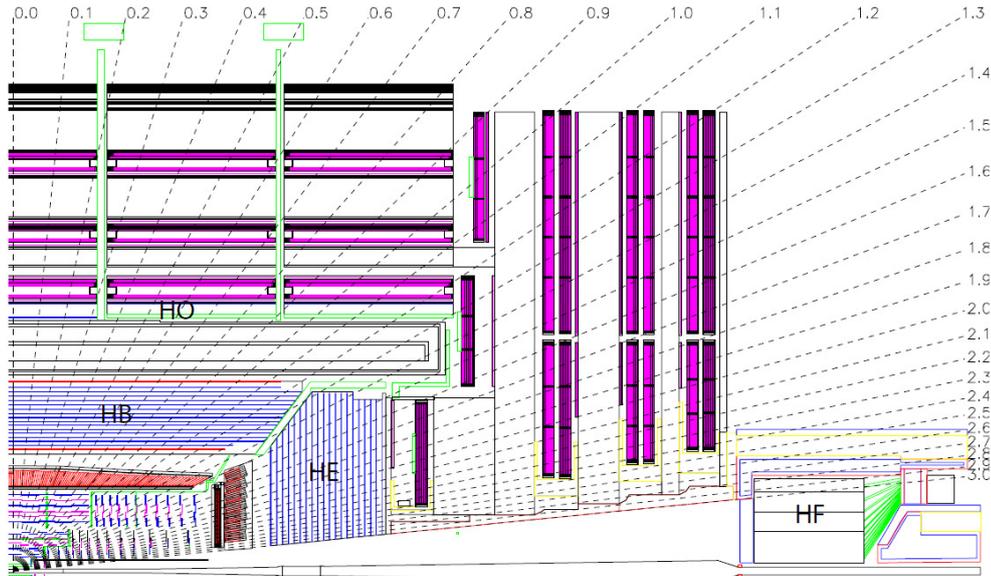


Figura 4.16: Vista longitudinal do detector CMS mostrando os calorímetros HB, HE, HO e HF.

detectar qualquer partícula que sofra interação forte, como jatos hadrônicos ou partículas exóticas. As partículas mais pesadas, com maior poder de penetração atravessam o ECAL com facilidade e depositam sua energia, quase que integralmente, no HCAL. O meio passivo do HCAL é constituído de latão (70% cobre e 30% zinco) e a energia absorvida neste material é detectada através de cintiladores plásticos.

O HCAL é dividido em quatro partes: Barril (HB), tampa (HE), hadrônico externo (HO) e frontal (HF). A Figura 4.16 mostra uma visão longitudinal do CMS, afim de mostrar a região do HCAL. As linhas tracejadas estão em valores fixos de η . Os calorímetros barril (HB) e tampas (HE) são situados após o sistema de trajetografia e do ECAL, visto a partir do ponto de interação.

Barril - HB

A seção do barril (HB) abrange a pseudorapidez de $|\eta| < 1,3$, composto por 2304 torres com segmentação $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,087 \times 0,087$. O HB está radialmente restrito entre a extensão externa no ECAL ($R = 1,77\text{ m}$) e a interna do solenoide ($R = 2,95\text{ m}$). Isto limita a quantidade total de material que pode ser colocada para absorver o chuveiro hadrônico. O calorímetro HB é composto por 36 cunhas azimutalmente idênticas que formam as duas partes da seção do barril (HB+ e HB-). As cunhas são feitas de placas de latão alinhadas paralelas ao eixo do feixe. Cada cunha é segmentada em quatro setores em ϕ e 16 em η , tendo um total de 72 torres. Estas foram arranjadas em projeção geométrica (η, ϕ) .

Tampas - HE

A seção das tampas do calorímetro hadrônico (HE) cobre uma porção substancial de pseudorapidez de $1,3 < |\eta| < 3,0$ (13,2% do ângulo sólido), uma região contendo aproximadamente 34% das partículas produzidas no estado final. Tanto o HB quanto o HE estão localizados dentro do solenoide de 3,8 T. O HE deve lidar com altas taxas de contagem e ser tolerante à radiação, 10 MRad após dez anos de operação, devido à alta luminosidade do LHC ($10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$). Possui granularidade de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,087 \times 0,087$.

A estrutura do HE foi desenvolvida para minimizar a região entre HB e HE que não é capaz de detectar a presença de partículas.

Exterior - HO

Um calorímetro hadrônico exterior, ou HO detecta chuviscos hadrônicos altamente penetrantes, sendo este capaz de aumentar a resolução em E_T . O HO é posicionado fora do solenoide, complementando o calorímetro HB. Possui 10 mm de espessura, 12 segmentos em ϕ (cada um de 30 graus) e uma segmentação aproximadamente igual ao HB.

Na região central de pseudorapidez, a combinação de capacidade de absorção dos calorímetros EB e HB não fornece contenção suficiente para os chuviscos de hádrons. Para assegurar a amostragem adequada para $|\eta| < 1,3$, o calorímetro hadrônico é estendido fora do solenoide com um *tail catcher* chamado HO (*outer calorimeter*). O HO utiliza a bobina do solenoide como um absorvedor adicional com $1,4/\sin\theta$ comprimentos de interação (λ_I) e é usado para identificar chuviscos e medir sua energia depositada depois do HB. O HO é limitado pela geometria do sistema de múons.

Frontal - HF

Para a região além de $|\eta| > 3$, o calorímetro frontal (HF), colocado a 11,2 m de distância do ponto de interação e 130 cm de raio externo, amplia a cobertura até $|\eta| < 5,2$, usando uma tecnologia que envolve radiação Cherenkov, produzida por chuviscos hadrônicos em fibras de sílica (quartzo cristalizado), direcionadas a fotomultiplicadoras.

A 14 TeV, cada colisão pp depositará em média 760 GeV nos calorímetros frontais e 100 GeV nos outros componentes do detector.

4.2.5 Sistema de Múons

O sistema de múons é responsável pela identificação, medição do momentum e *trigger* (critérios para seleção de eventos) dos múons. A boa resolução em momentum dos múons e a capacidade de *trigger* são possibilitados pelo alto campo magnético do solenoide e seu fluxo de retorno na armação (yoke). Esta última serve também como absorvedor de hádrons para identificação de múons.

O sistema de múons foi projetado para ter capacidade de reconstrução do momentum e carga dos múons sobre todo o intervalo cinemático do LHC. O CMS usa 3 tipos de detectores de partículas a gás para identificação de múons. O sistema de múons em correlação com o sistema de trajetografia fornece as medidas dos *momenta* dos múons.

Os principais componentes do sistema de múons cobrem uma região entre $0 < |\eta| < 2,4$, ilustrados na Figura 4.17. Este sistema consiste em 3 tipos de detectores: tubos de arrasto (*Drift Tubes - DT*), câmaras de tiras catódicas (*Cathode Strip Chambers - CSC*) e câmara de placas resistivas (*Resistive Plate Chambers - RPC*), ilustrados na Figura 4.18.

Os tubos de arrasto (DT) cobrem a região de pseudorapidez de $0 < |\eta| < 1,2$ e são organizados em 4 estações intercaladas entre as camadas da armação de retorno do fluxo magnético. Este detector é composto por 250 câmaras, organizadas em 4 camadas: MB1, MB2, MB3 e MB4.

As tampas do sistema de múons consistem de 468 câmaras de tiras catódicas (CSC), que cobrem $0,9 < |\eta| < 2,4$, arranjadas em grupos como segue: 72 ME1/1, 72 ME1/2, 72 ME1/3, 36 ME2/1, 72 ME2/2, 36 ME3/1, 72 ME3/2 e 36 ME4/1.

As câmaras de placas resistivas (RPC), cobrem uma região de $0 < |\eta| < 2,1$. A RPC é composta por detectores gasosos de placas paralelas que combinam resolução espacial adequada com uma resolução de tempo comparável à dos cintiladores. Um múon no intervalo de pseudorapidez de $1,2 < |\eta| < 2,4$ atravessa 3 ou 4 RPC's.

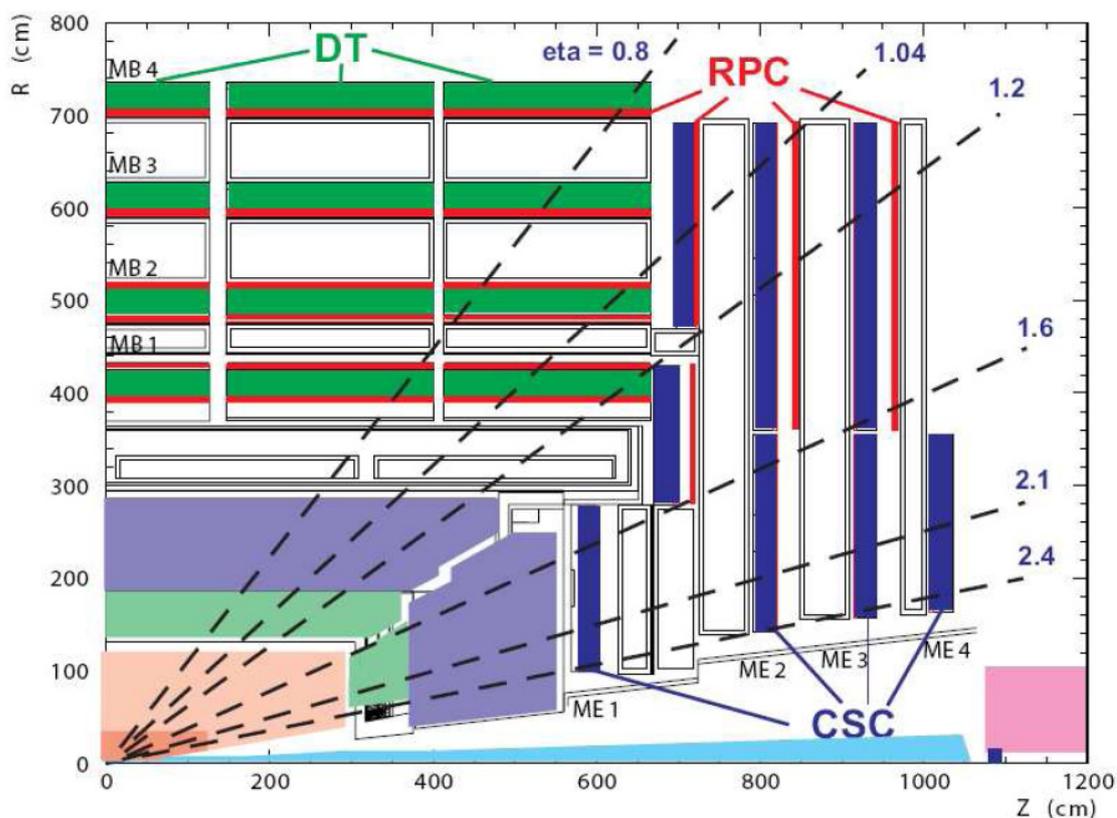


Figura 4.17: Regiões de pseudorapidez dos subdetectores do sistema de múons.

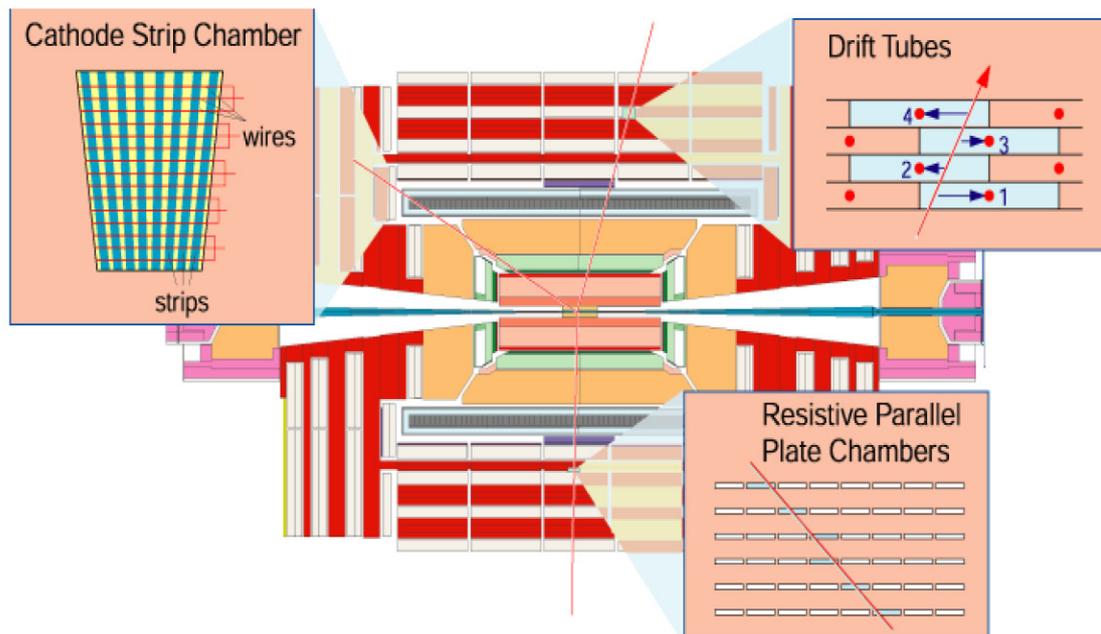


Figura 4.18: Ilustração da localização dos subdetectores do sistema de múons: DT, CSC e RPC.

Os detectores DT e CSC são utilizados para obter uma medida precisa da posição e do *momentum* dos múons, enquanto que a RPC é responsável por fornecer informações sobre a passagem dos múons pelo detector, de tal forma que essas informações possam ser utilizadas no *trigger* de nível 1.

Existem diferentes tipos de reconstrução de múons no CMS:

- múons autônomos - reconstruídos apenas por informações do sistema de múons (DT, CSC e RPC);
- múons globais - as informações dos múons autônomos ajustados ao sistema de trajetografia, por um ajuste tipo “*Kalman filter*” [55];
- traços de múons - traços candidatos a múons do sistema de trajetografia que são necessariamente confirmados através dos calorímetros e parte do sistema de múons.

4.2.6 Detectores Frontais

No sistema de detectores do CMS ainda existem os detectores para estudo da Física da Região Frontal, como o ZDC, o CASTOR e o TOTEM. O TOTEM é um experimento a parte com seu próprio sistema de coleta de dados, que compartilha o mesmo ponto de interação com o CMS, dedicado à obtenção das seções de choque elástica e total.

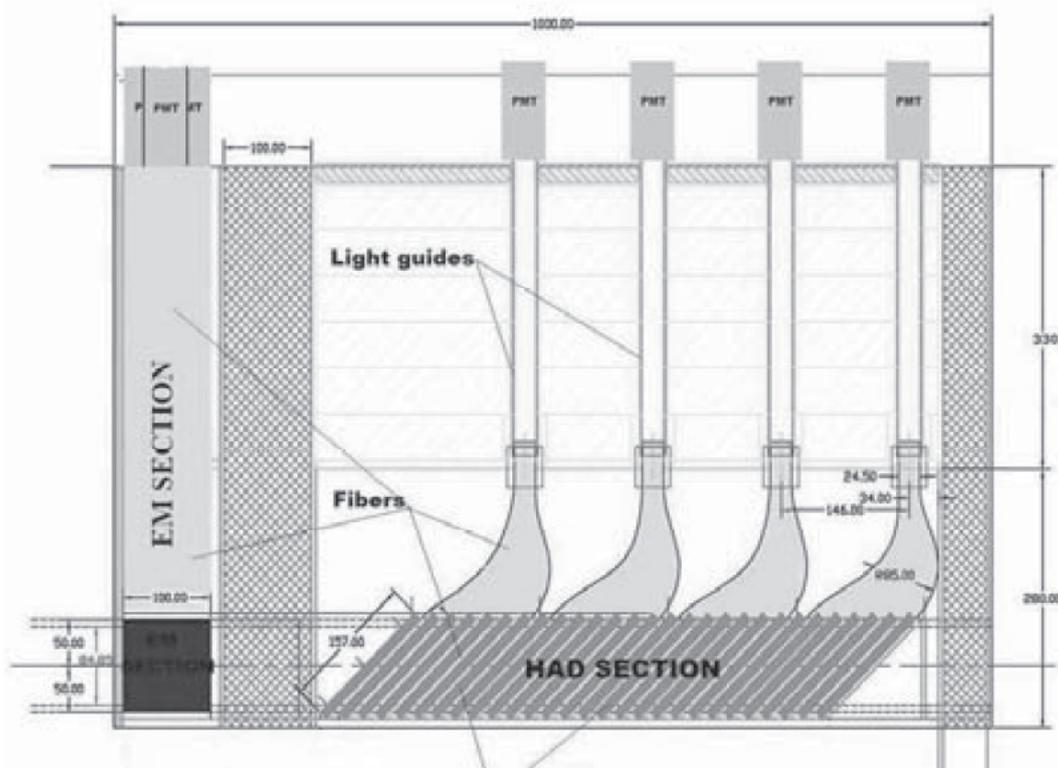


Figura 4.19: Vista lateral do ZDC mostrando as seções EM e HAD.

ZDC

O ZDC (*Zero degree calorimeter*) é um conjunto de dois calorímetros de zero grau (em relação ao eixo z), com cobertura em pseudorapidez de $|\eta| \geq 8,3$ para partículas neutras, como nêutrons de altas energias e fótons de baixas energias (≈ 50 GeV), servindo sobretudo para o estudo de colisões de íons pesados. Este detector é projetado para complementar a região frontal do CMS, especialmente para íons pesados e estudos difrativos em colisões pp . Cada ZDC possui duas partes independentes: as seções eletromagnética (EM) e hadrônica (HAD). Em cada lado do CMS há um ZDC posicionado entre os dois tubos de feixes do LHC a uma distância de aproximadamente 140 m da região de interação. Este detector está ilustrado na Figura 4.19.

CASTOR

O detector CASTOR (*Centauro And Strange Object Research*) é um calorímetro de quartzo-tungstênio desenvolvido para ter excelente linearidade, resolução em energia e ótima resolução espacial. Sua motivação física é a de complementar o programa de física para colisões próton-próton e de íons pesados.

O CASTOR está posicionado próximo ao tubo de feixe do LHC, a 14,38 m de distância do ponto de interação. Está instalado somente do lado z-negativo, cobrindo o intervalo de pseudorapidez de $-6,6 < \eta < -5,2$. A Figura 4.20 mostra a localização do CASTOR no CMS.

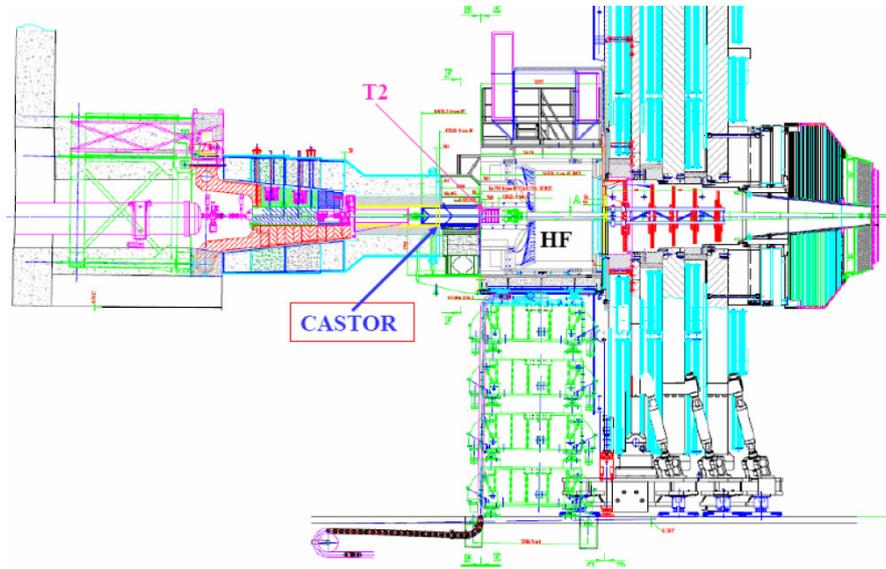


Figura 4.20: Localização do CASTOR na região frontal do CMS.

O CASTOR é dividido em 16 partes azimutalmente simétricas e em 14 seções longitudinais. É composto por dois calorímetros, duas seções eletromagnéticas e doze hadrônicas, sendo os 224 canais chamados de unidades de leitura (*Readout Unit* - RU), acoplados a fotomultiplicadoras (PMT). Os RU's são compostos por 5 camadas de tungstênio e quartzo, posicionadas a um ângulo de 45° com relação ao feixe a fim de maximizar a produção de radiação de Cherenkov.

4.3 Aquisição de Dados e Simulação

Para se extrair um resultado experimental em uma análise de física de altas energias, um pesquisador precisa combinar uma variedade de informações:

- obter dados registrados pelos detectores e submetidos a critérios de seleção (*triggers*). Estes dados são então submetidos a uma reconstrução, para obtenção de objetos físicos (múons, elétrons, etc.) e suas propriedades (momentum, energia, etc.), possivelmente realizando cortes mais específicos sobre as quantidades reconstruídas;

- gerar amostras de Monte Carlo (MC) que simulem o sinal físico sob investigação para compará-las com os eventos reais;
- diferenciar amostras de fundo do sinal desejado.

A colaboração CMS desenvolveu uma biblioteca de software, o CMSSW, para atender suas necessidades computacionais de processamento de dados e ferramentas de análise. O CMSSW foi desenvolvido na linguagem de programação C++ e é constituído de uma arquitetura em módulos. Um modelo de armazenamento de informação por evento, o EDM (do inglês, *Event Data Model*), vem sendo aprimorado constantemente com serviços necessários para simulação, calibração e alinhamento.

A partir de dados brutos (RAW) produzidos no sistema online de aquisição, graus sucessivos de processamento (reconstrução de eventos) refinam esses dados. No caso dos dados simulados é necessária além da geração, a conversão dos eventos em dados brutos.

Os dados RECO (de *RECO*nstruction) são derivados de dados RAW e fornecem acesso a objetos físicos reconstruídos para análise em um formato conveniente. Um evento consiste dos sinais de todas as partículas de uma interação e, possivelmente, outras interações no mesmo cruzamento de feixes (empilhamento ou *pileup*). Depois de classificar quais os bits de informação estão relacionados à mesma partícula (procedimento conhecido como *pattern recognition*), as propriedades cinemáticas de cada partícula devem ser reconstruídas para revelar a natureza física de todo o evento.

A tarefa de reconstrução irá resultar em um conjunto completo de objetos reconstruídos (como traços e vértices de partículas) a serem utilizados pelo físicos do CMS em suas análises.

Além do RAW e RECO ainda existem os dados AOD (*Analysis Object Data*), que são derivados das informações RECO. Estes dados são utilizados diretamente pela análise física num formato conveniente e compacto. Os dados são produzidos pelos mesmos métodos do RECO, mas os dados AOD são mais acessíveis para membros do CMS. O AOD contém uma cópia de todos os objetos físicos de alto nível (como múons, elétrons, taus, etc), além de informações para alinhamento do traço, vínculos cinemáticos, re-verificação da energia e/ou posição no ECAL com análises específicas de correções.

Com isso, através das versões do CMSSW, o físico é capaz de fazer sua análise, gerando eventos simulados, obtendo eventos reais, criando códigos compatíveis em C++ para filtrar os eventos desejados.

4.3.1 Simulação

Para produção de amostras de MC, um físico da colaboração CMS precisa executar as seguintes etapas:

Geração

Os geradores simulam colisões entre partículas, com energia de centro de massa especificada e produzem as partículas resultantes através das técnicas de simulação de MC. Estes programas são então introduzidos dentro do ambiente de software CMSSW servindo de entrada para execução do processo de geração de eventos simulados, tendo como resultado, registros de informações de cada partícula produzida (identificação, carga, massa, quadrimomentum, tabela de probabilidade de decaimento das partículas) e vértices, além de informações gerais, como a energia do feixe incidente e processos específicos que ocorrem em nível partônico;

Simulação do detector

A segunda etapa é responsável pela caracterização da resposta do detector à passagem das partículas geradas no evento da primeira etapa. Este processo é baseado no conjunto de ferramentas GEANT [49], que contém uma implementação dos processos físicos que descrevem as interações hadrônicas e eletromagnéticas levando em consideração o material do detector e o campo magnético empregado;

Digitalização/reconstrução

Nesta última etapa é feita a simulação da eletrônica utilizada no CMS, com a conseqüente conversão dos depósitos de energia nos elementos sensíveis do detector em sinais eletrônicos, os quais são digitalizados e, por fim armazenados de forma a simular como seria a saída eletrônica de um detector real, incluindo o ruído eletrônico. Em seguida, é feita a reconstrução dos dados, que consiste em traduzir as informações eletrônicas coletadas para objetos físicos, como momentum, energia, etc. O processo de reconstrução de eventos simulados é análogo ao de dados reais.

4.3.2 Sistema de seleção de eventos em tempo real (*trigger*)

O LHC fornece altas taxas de interações em colisões próton-próton e entre íons pesados. O intervalo nominal de passagem do feixe para colisões de prótons é de 25 ns, correspondendo a uma frequência de 40 MHz. Dependendo da luminosidade, muitas colisões ocorrem em cada cruzamento de pacotes de prótons. Uma vez que é impossível armazenar e processar a grande quantidade de dados associada ao resultado do enorme número de eventos, é necessário um sistema para uma pré-seleção de eventos de interesse. Esta tarefa é realizada pelo sistema de gatilho (*trigger*), que é o início do processo lógico de seleção de eventos físicos.

Para o caso do experimento CMS, a seleção é feita em duas etapas, *trigger* nível 1 (L1 - *Level-1 trigger*) e *trigger* de Alto Nível (HLT - *High-Level Trigger*):

- **L1** - Resume-se em selecionar eventos a partir de informações eletrônicas básicas dos calorímetros e do sistema de múons. Os dados são armazenados em uma memória temporária para análise rápida, baseada em certos limites de energia ou momentum transversos de partículas e objetos primitivos como por exemplo múons, fótons e jatos no estado final.
- **HLT** - Quando os eventos passam pelo L1, após $3,2 \mu\text{s}$, os dados são transferidos para o sistema de aquisição de dados. Estes eventos são então selecionados em tempo real pelos *triggers* de alto nível, que são filtros implementados em *software* e processados por um cluster de computadores. O HLT possui acesso completo aos dados lidos e pode, portanto realizar cálculos complexos similares àqueles realizados *off-line*.

O *trigger* L1 consiste em equipamentos eletrônicos programáveis projetados especificamente para essa tarefa, já o *trigger* HLT é um sistema de *software* implementado num cluster de cerca de mil processadores comerciais.

O limite da taxa de saída do L1 é de 100 kHz, que traduz na prática uma taxa máxima de 30 kHz, assumindo um fator de segurança de cerca de três. O L1 usa um segmento de eventos brutos dos calorímetros e do sistema de múons. O hardware do L1 é executado em tecnologia FPGA (*Field-programmable gate array*) onde for possível, mas ASICs (*Application-specific integrated circuit*) e tabelas de pesquisa de memória programável LUT (*Lookup table*) também são amplamente utilizados onde a densidade, velocidade e requisitos de resistência de radiação são importantes.

O *hardware* L1 possui componentes locais, regionais e globais.

- Os *triggers locais*, também conhecidos como TPG (*Trigger Primitive Generators*) baseiam-se na seleção da energia depositada nas torres dos calorímetros e segmentos do traço e padrão de sinais nas câmaras de múons.
- O *trigger regional* combina suas informações locais e usa uma lógica para determinar os objetos selecionados e ordenados, tais como candidatos a elétron ou múon em regiões espaciais limitadas.
- Os *triggers globais* do calorímetro e do múon determinam objetos da mais alta seleção através de todo o experimento e são transferidos para o *trigger* Global, a entidade no topo da hierarquia do Nível-1. Este último toma a decisão de rejeitar um evento ou a aceitá-lo para posterior avaliação pelo HLT, esta decisão é baseada em algoritmos dos sub detectores e do DAQ (*Data Acquisition*), que é determinado pelo Sistema de Controle (TSC - *Trigger Control System*).

A decisão de aceitação L1 (L1A) é comunicada aos sub-detectores através do sistema TTC (*Timing, Trigger and Control*). A arquitetura do *trigger* L1 é retratada na Figura 4.21.

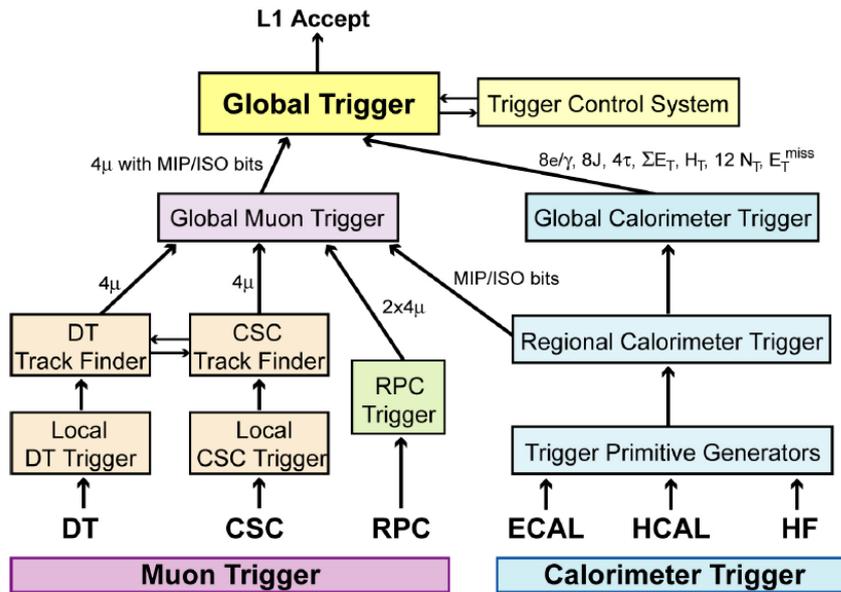


Figura 4.21: Arquitetura do *trigger* Nível-1 (L1).

4.3.3 Arquitetura em camadas dos recursos de computação

Os conjuntos de dados e recursos computacionais necessários para execução de trabalhos no CMS, são pelo menos uma ordem de magnitude maior do que os experimentos anteriores. Seria complicado se existisse apenas um local para armazenamento desses dados.

Através de centros de computação em uma arquitetura camadas (*tiers*), os colaboradores do CMS, independentemente da sua localização física, podem ter acesso aos dados, processá-los e gerar eventos simulados. Estas camadas são divididas em três tipos T0, T1 e T2:

Tier-0 (T0)

O T0 está localizado no CERN e existe somente um. Esta *tier* tem por objetivo:

- gravar e armazenar dados em fitas;
- receber dados RAW da aquisição de dados online (DAQ) do CMS e do sistema da *trigger* (TriDAS);
- empacotar dados RAW pelo DAQ em conjuntos de dados primários (*datasets*) baseados nas informações do *trigger*.

Tier-1 (T1)

Existem sete centros de T1 em diferentes países em colaboração com o CMS:

Os T1 são utilizados em larga escala, podendo fornecer e receber dados de todos os T2;

- recebem parte dos dados provenientes do T0;
- proporcionam armazenamento em fita de parte do dados RAW (segunda cópia de segurança) que é recebido como um *subset* (subconjunto de dados) dos *datasets* do T0;
- armazenam uma cópia inteira do AOD;
- fornecem armazenamento seguro e redistribuição para eventos de Monte Carlo gerados pelos T2.

***Tier-2* (T2)**

Os T2 são centros menores e mais numerosos espalhados pelo mundo situados, por exemplo, em universidades e com recursos substanciais de CPU.

- estes centros proporcionam capacidade de análise para usuários, estudos de calibração e produção de MC;
- possuem espaço em disco limitados e não há gravação em fita;
- os centros T2 dependem dos T1s para acessos a dados grandes e para armazenamento seguro de novos dados (geralmente MC) produzidos nos T2;
- análise baseada em grid para todo o experimento (recursos do T2 ficam disponíveis para todo o experimento através da grid);
- simulação de MC para todo o experimento.

A Figura 4.22 representa aproximadamente os T2 associados aos T1 e os T1 diretamente conectados com o CERN (T0).

Dados Reais

Os elementos essenciais do fluxo de dados reais através das camadas de hardware são:

- T0 para T1 - programado para aquisição de dados continuamente, transferência confiável necessária para acesso rápido a novos dados e garantir que os dados são armazenados de forma segura;
- T1 para T1 - redistribuição de dados, geralmente depois de reprocessado;
- T1 para T2 - dados para análises nos T2.

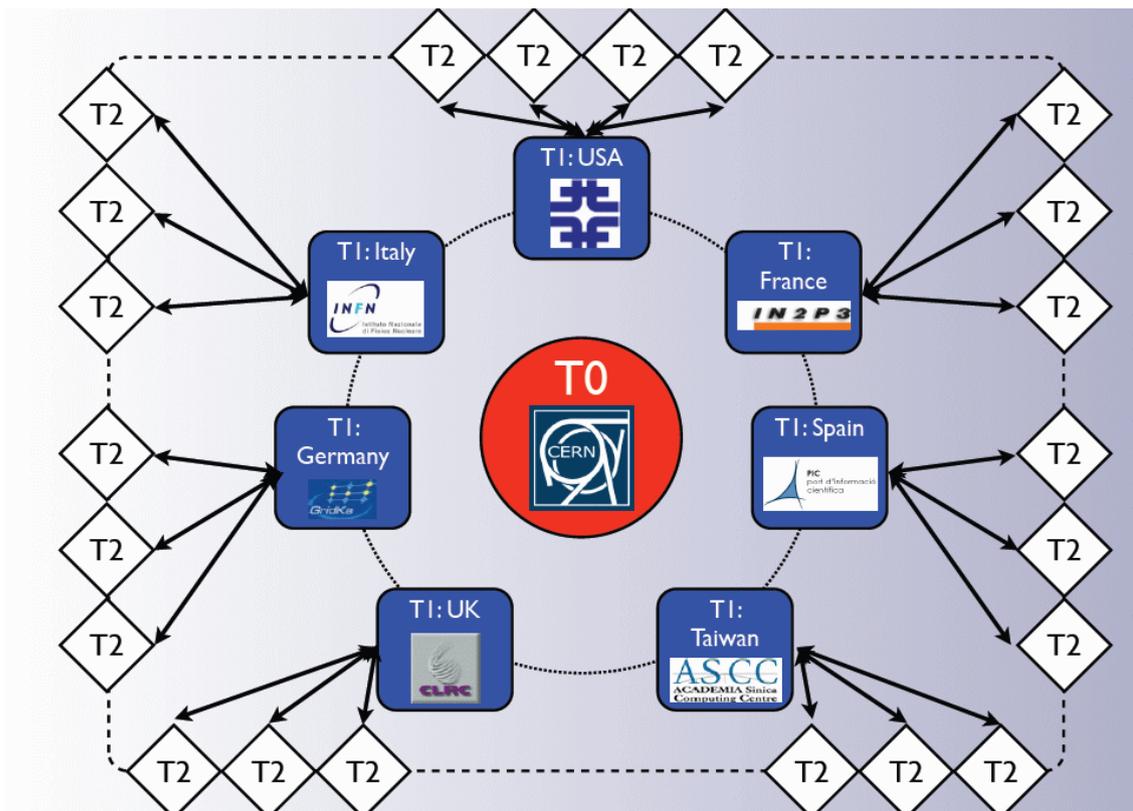


Figura 4.22: Representação das camadas (*tiers*) até outubro de 2007.

Dados Simulados

Dados gerados de MC são normalmente produzidos em um T2 e arquivado em um T1 associado e disponibilizados para toda a colaboração do CMS. São três áreas principais de fluxo de amostras de MC:

- T2 - eventos de MC são gerados, interações do detector simuladas, eventos reconstruídos (da mesma maneira como a aplicada a eventos reais) e então os eventos são movidos para um armazenamento em fita para uso posterior;
- O usuário - o físico: prepara o código da análise, envia o código para o sítio em que tenha os dados apropriados, então executa o código sobre os dados e coleta os resultados. Este procedimento de encontrar sítios com os dados requeridos, submeter *jobs* e coletar resultados é todo gerenciado pelo físico (via *grid*) e é feito através do CRAB².

²O CRAB é uma utilidade para criar e submeter *jobs* através do CMSSW para os recursos de computação distribuída.

Capítulo 5

Análise e Resultados

O objetivo desta análise é obter a assinatura experimental do méson χ_{c0} numa produção exclusiva central, através do decaimento $\chi_{c0} \rightarrow J/\psi + \gamma$, com $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Para, isto deve-se medir as partículas em seus estados finais, detectados pelos subdetectores do CMS, e por fim reconstruir a massa do χ_{c0} .

Esta análise foi realizada com uso de amostras reais e simuladas pelo método de Monte-Carlo (MC). Para eventos de MC utilizamos o gerador de eventos SuperCHIC [21, 22, 23, 24] que modela a CEP do méson χ_{c0} e seus subseqüentes decaimentos. As amostras reais foram obtidas no período de aquisição de dados de 2010 pelo o detector CMS a uma luminosidade integrada de 36 pb^{-1} . Toda a análise deste trabalho foi feita dentro do ambiente de *software* do CMSSW (versões CMSSW_3_8_7 e CMSSW_3_9_7).

Neste capítulo estão descritos os passos para obtenção de eventos da produção exclusiva do méson χ_{c0} . Inicialmente descrevemos a estratégia de busca dos sinais das partículas do estado final, em seguida, discutimos pormenorizadamente a análise dos eventos simulados e apresentamos as amostras dos eventos reais, com estudo de cortes, afim de obter uma resposta sobre as propriedades dos eventos exclusivos do χ_{c0} . Encontrando algum sinal, poderemos calcular a seção de choque ou estimar um limite experimental.

5.1 Estratégia de Busca

Conforme discutido na seção 2.5, os eventos que nos interessam são exclusivos ($pp \rightarrow p + \chi_{c0} + p$), ou seja, numa colisão entre dois prótons em que seja produzido um méson χ_{c0} , não deve haver outras partículas, a não ser as de seus subseqüentes decaimentos. Ainda devemos levar em conta a existência do *pileup*, pois as amostras reais utilizadas possuem valor relevante e essa informação é importante para realizar os cortes de exclusividade.

O sinal principal que buscamos é a massa do χ_{c0} , que é calculada utilizando conservação de energia relativística. O canal de decaimento estudado é o $\chi_{c0} \rightarrow J/\psi + \gamma$, com $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$, temos então que as partículas a serem estudadas em nossa análise são múons e fótons no estado final. Na seleção de múons exigimos que a massa invariante entre dois

múons seja compatível com a massa do J/ψ . A seleção dos fótons baseia-se no estudo de suas energias, que devem ser compatíveis com a massa do χ_{c0} . Utilizamos a conservação de energia relativística, garantindo que

$$E_{J/\psi} = E_{\mu} + E_{\bar{\mu}} \quad (5.1)$$

onde $E = \sqrt{m^2 + p^2}$. No referencial do J/ψ , seu momentum $p_{J/\psi} = 0$, a conservação de momentum garante que $p_{J/\psi} = p_{\mu} + p_{\bar{\mu}}$, portanto $p_{\mu} = -p_{\bar{\mu}}$. Temos, portanto, que a energia do J/ψ é igual a sua massa de repouso

$$E_{J/\psi} = m_{J/\psi}. \quad (5.2)$$

Já para os múons, a energia relativística é

$$E_{\mu, \bar{\mu}} = \sqrt{m_{\mu, \bar{\mu}}^2 + p_{\mu, \bar{\mu}}^2}. \quad (5.3)$$

Substituindo as expressões (5.2) e (5.3) em (5.1) é possível obter a relação entre as variáveis cinemáticas do par múon-antimúon com a massa do méson J/ψ :

$$m_{J/\psi} = \sqrt{m_{\mu}^2 + p_{\mu}^2} + \sqrt{m_{\bar{\mu}}^2 + p_{\bar{\mu}}^2}. \quad (5.4)$$

Tendo conhecimento das partículas a serem analisadas, nos restringimos na procura pelo χ_{c0} que é desencadeada por sinais no sistema de trajetografia (seção 4.2.2), na câmara de múons (seção 4.2.5) e ECAL (seção 4.2.3). Os múons e fótons característicos deste decaimento podem não possuir energia suficiente para serem identificados, pois estes possuem baixos momenta e energias e não chegam a interagir com seus respectivos detectores. Os fótons possuem energia muito baixa (~ 500 MeV) o que torna difícil sua observação¹.

Para distinguir as partículas que não são da cadeia de decaimento do χ_{c0} a maior dificuldade consiste em diferenciar os eventos de interesse dos outros eventos que ocorrem simultaneamente (*pileup*). Portanto, esta análise é feita em etapas comparando resultados da análise dos eventos reais com o MC (que não possui *pileup*) e definir gradativamente cortes para a filtragem de eventos.

5.1.1 Análise de objetos

Nesta seção descrevemos como ter acesso às variáveis cinemáticas das partículas em questão e informações associadas aos objetos de interesse (neste caso, múons e fótons) que estão disponíveis no registro de eventos e podem ser usadas para fins de identificação e análise destes objetos.

¹Ainda que uma boa fração destes fótons sofra conversão em pares e^+e^- , a maioria desses pares não alcança o ECAL

No ambiente computacional do CMS estão disponíveis métodos para acessar e executar análise física dos objetos (partículas, reconstrução de traços e vértices). A cadeia de reconstrução das partículas se inicia na “reconstrução local”. Durante as interações nos detectores obtém-se sinais eletrônicos que são digitalizados. Para esta análise foi desenvolvido um programa em C++ (que é uma linguagem orientado a objeto²) com a finalidade de identificar objetos com suas respectivas variáveis cinemáticas e seleção de eventos.

Os objetos associados com as análises físicas, tais como elétrons, prótons, múons, energia transversa perdida e jatos são produzidos usando uma grande variedade de algoritmos de reconstrução. Para esta análise as coleções de maior interesse são a de múons e a *Particle Flow*, utilizada para reconstrução de fótons.

Coleção de Múons

Como já foi mencionado, a cadeia de reconstrução de múons começa com a reconstrução local, no instante em que os múons atingem os subdetectores. Usando as informações provenientes do sistema de trajetografia e câmara de múons são então reconstruídos os traços e vértices dos múons.

Na reconstrução *offline*, os segmentos são reconstruídos nas câmaras de múons (seção 4.2.5) e usados para gerar as “sementes”. Essas sementes consistem em posição e vetores de direção que podem ser usados para estimativa do momentum transverso do múon. A partir destas estimativas iniciais é feito o ajuste da trajetória no sistema de múons através de técnicas baseadas no filtro de Kalman [55]. O resultado são os objetos reconstruídos no espectrômetro de múons, denominados “múons *standalone*”, da coleção de reco::Track.

Para cada traço de um múon *standalone* é feita uma busca pela melhor correspondência com os *tracker tracks* (traços de múons reconstruídos nos sistema de trajetografia interno). Para cada par “*tracker track*”-“*standalone muon*” é feito o ajuste da trajetória usando todos os segmentos de ambos os traços, também baseado na técnica de filtro de Kalman. O resultado são os objetos “múons globais” da coleção de reco::Track.

Uma abordagem alternativa para a reconstrução de múons globais consiste em considerar todos os *tracker tracks* como possíveis candidatos a múon e conferir esta hipótese comparando com assinaturas compatíveis nos calorímetros e sistema de múons. *Tracker tracks* que são identificados como múons por essa metodologia são designados “*tracker muons*”.

O algoritmo para o *tracker muon* é particularmente útil para a identificação de múons de baixo p_T , que não deixam sementes suficientes nas câmaras de múons para um múon *standalone* ser reconstruído. O critério padrão para marcação de um *tracker track* como

²Paradigma de análise, projeto e programação de sistemas de software baseado na composição e interação entre diversas unidades de software chamadas de objetos.

um *tracker muon* não é muito rigoroso. Portanto, um *tracker muon* deve ser utilizado, em geral, com restrições adicionais.

Particle Flow

Para a identificação dos fótons nesta análise foi utilizada a coleção *Particle Flow* [57]. Essa escolha foi feita devido a energia de fótons provenientes do decaimento do χ_{c0} estar abaixo da energia requerida pela coleção de fótons, que é superior a 10 GeV.

A coleção *Particle Flow* executa, a partir da combinação de todos os subdetectores, a reconstrução e identificação de todas as partículas estáveis em um evento, tais como elétrons, múons, fótons, hádrons neutros e carregados.

O intenso campo magnético fornecido pelo solenoide e a alta granularidade do ECAL viabiliza a reconstrução dos fótons no CMS, o que permite separar a energia depositada do fóton da energia depositada por partículas carregadas. O ECAL também reconstrói elétrons pela deposição de energia, tanto do elétron como de fótons irradiados (por efeito "bremsstrahlung"), quando o elétron passa pelo sistema de trajetografia e chega ao ECAL.

5.2 Eventos Simulados

Os eventos simulados da produção exclusiva do χ_{c0} foram gerados para analisar um cenário sem contaminação de outras colisões simultâneas (*pileup*) entre os prótons. Para tal tarefa, utilizamos o gerador de eventos de Monte Carlo SuperCHIC [21, 22, 23, 24] (descrito na próxima seção).

Nesta seção, além do comportamento das variáveis cinemáticas das partículas em análise, calculamos as eficiências dos múons da etapa de reconstrução, de identificação e após realização de cortes, com a finalidade de se obter a seção de choque, que deve ser calculada juntamente a alguns resultados da análise de eventos reais.

5.2.1 Gerador SuperCHIC

O gerador de eventos SuperCHIC (versão 1.1 escrito em FORTRAN 77) é baseado no modelo KMR (seção 3.4.2). Este programa gera eventos via CEP dos objetos $\gamma\gamma$, χ_{qJ} e η_q , sendo $q = (b, c)$ e $J = (0, 1, 2)$. De acordo com este modelo, os decaimentos de χ_{qJ} e η_q podem ser simulados via decaimento em dois corpos

$$X \rightarrow h_1 + h_2 \quad (5.5)$$

sendo $h_{(1,2)}$ estados de massa m_h . Neste programa, as possíveis energias de centro de massa \sqrt{s} são 1,96, 7, 10 ou 14 TeV.

Os cálculos executados no gerador SuperCHIC são capazes de dar uma estimativa aproximada para a seção de choque da produção dos estados χ_c . Tendo gerado devidamente eventos exclusivos centrais do χ_c , são então desencadeados os subsequentes processos de decaimento $\chi_c \rightarrow J/\psi\gamma$ e $J/\psi \rightarrow \mu\bar{\mu}$.

Finalmente, para aprimorar a eficiência, é permitido especificar valores de cortes experimentalmente significantes para o estado final do par $\mu\bar{\mu}$, em particular a máxima pseudorapidez $|\eta|$ e o mínimo p_T . Todas as informações cinemáticas para as partículas produzidas são calculadas e podem ser lidas no final da operação.

O programa de geração SuperCHIC não é um MC padrão do CMS. Deste modo, foi necessário converter a saída do gerador para a interface LHE³ (*Les Houches Events*), que é aceita pelo ambiente CMSSW.

5.2.2 Resultados

Como descrito na seção 4.3.1, após a geração de eventos simulados, estes passam por subsequentes etapas como a simulação do detector, digitalização e reconstrução. Uma amostra de eventos simulados após a reconstrução se iguala digitalmente a uma amostra de eventos reais.

Após a reconstrução nos atentamos, primeiramente, às variáveis cinemáticas dos objetos resultantes dos decaimentos da partícula em questão que, neste caso, são múons e fótons. Através do número de entradas nos histogramas, obtemos as eficiências de cada etapa da seleção.

Geramos amostras para cada um dos três estados $\chi_{c[0,1,2]}$ a partir do programa de geração de eventos SuperCHIC. Através deste programa também foram definidos outros parâmetros, como a energia de centro de massa a 7 TeV e o limite para a pseudorapidez dos pares de múons de $|\eta| < 2, 5$, que é compatível com o CMS. A Tabela 5.1 apresenta denominações técnicas das amostras de MC para cada estado χ_c gerado.

Gerador	Global Tag	Número de eventos
χ_{c0}	MC_38Y_V13	10000
χ_{c1}	MC_38Y_V13	10000
χ_{c2}	MC_38Y_V13	10000

Tabela 5.1: Denominações técnicas e número de eventos das amostras de Monte Carlo.

³O formato de arquivo LHE é um ajuste entre eventos de geradores MC e teóricos para definir os eventos ao nível de elementos de matriz.

Reconstrução dos múons

As amostras geradas na simulação passaram posteriormente pela etapa da reconstrução. Com as amostras reconstruídas, procuramos analisar inicialmente o comportamento dos múons e de suas variáveis cinemáticas como momenta transversos (p_T) e pseudorapidez (η) (Figura 5.1) e observar as eficiências em cada etapa de seleção de eventos, afim de se obter a seção de choque do χ_{c0} .

A eficiência ϵ é dada por

$$\epsilon = \frac{\text{\#eventos identificados}}{\text{\#eventos gerados}}. \quad (5.6)$$

Para os pares de múons da etapa de reconstrução a eficiência foi de $\epsilon_{RECO(\mu\mu)} = 14,5\%$, que é obtida utilizando o número de eventos dos histogramas da reconstrução na Figura 5.1 e, como trata-se de dois múons, o número de eventos é dividido por dois. No caso dos fótons reconstruídos, não foi possível obter sua eficiência, pois o *Particle Flow* não fornece informações do número de eventos reconstruídos individualmente para cada partícula. Entretanto, como temos sempre mais do que um fóton de Particle Flow por evento, vamos supor uma eficiência de 100%.

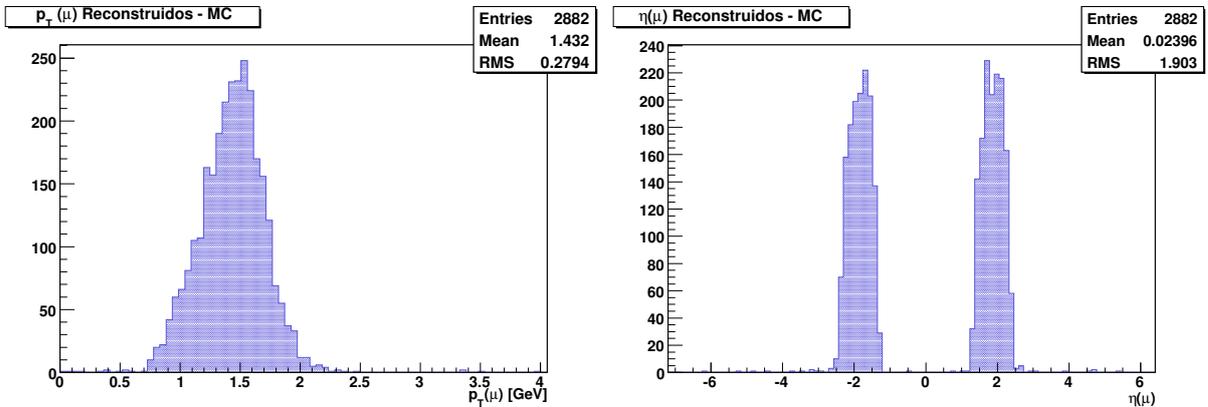


Figura 5.1: À esquerda, os momenta transversos p_T dos múons reconstruídos da simulação. À direita, as pseudos-rapidez η de múons reconstruídos da simulação.

Através de uma ferramenta disponível para colaboradores do CMS, o Fireworks (cmsShow), que é um programa para exibição dos eventos do CMS, podemos verificar visualmente a posição das partículas de um evento no estado final dentro do detector (Figuras 5.2 e 5.3).

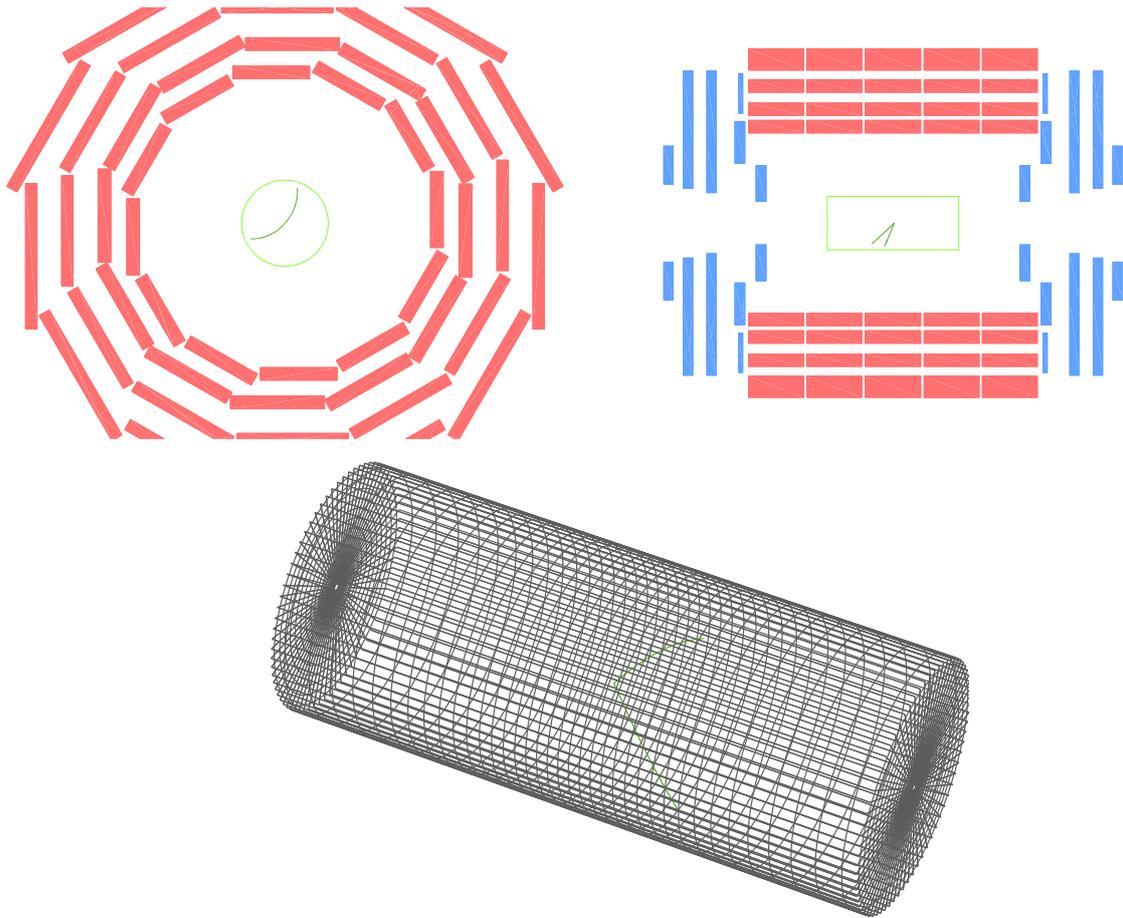


Figura 5.2: Ilustração do que seriam dois múons *back-to-back* no CMS não reconstruídos pela ausência de sinal nas câmaras de múon. À esquerda a visão frontal ($\rho - \phi$), à direita visão lateral e abaixo o mesmo evento 3D.

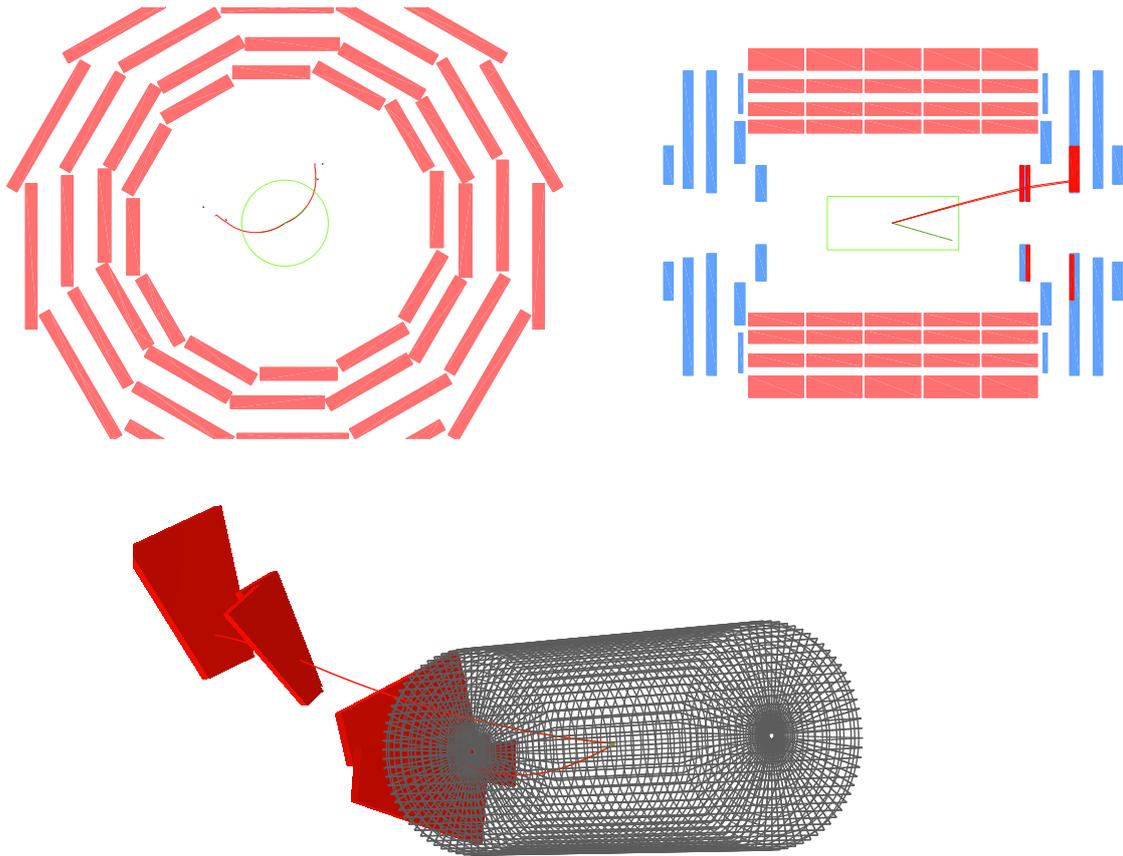


Figura 5.3: Ilustração de dois múons *back-to-back* no CMS reconstruídos. À esquerda a visão frontal ($\rho - \phi$), à direita visão lateral e abaixo o mesmo evento 3D.

Identificação dos múons, pares de múons e fótons

A etapa seguinte para esta parte da análise foi exigir eventos com a presença de pares de múons. O traço destes pares de múons devem estar alinhados do sistema de trajetografia à câmara de múons (múons globais) e com sinais opostos. Elaboramos um código na linguagem de programação C++ e, com este, obtivemos os histogramas da Figura 5.4. Com o número de eventos apresentado neste histograma, calculamos a eficiência da identificação de pares de múons de $\epsilon_{ID(\mu\mu)} = 98\%$.

Tendo conhecido o comportamento dos múons reconstruídos, iniciamos uma seleção de eventos exigindo pares de múons com características de decaimentos do J/ψ . A Figura 5.5 mostra o espectro da massa invariante e a Figura 5.6 a diferença dos momenta transversos e a diferença do ângulo azimutal para eventos simulados. A eficiência dos pares de múons compatíveis com os do decaimento do J/ψ , é de $\epsilon_{cortes(\mu\mu)} = 27,6\%$.

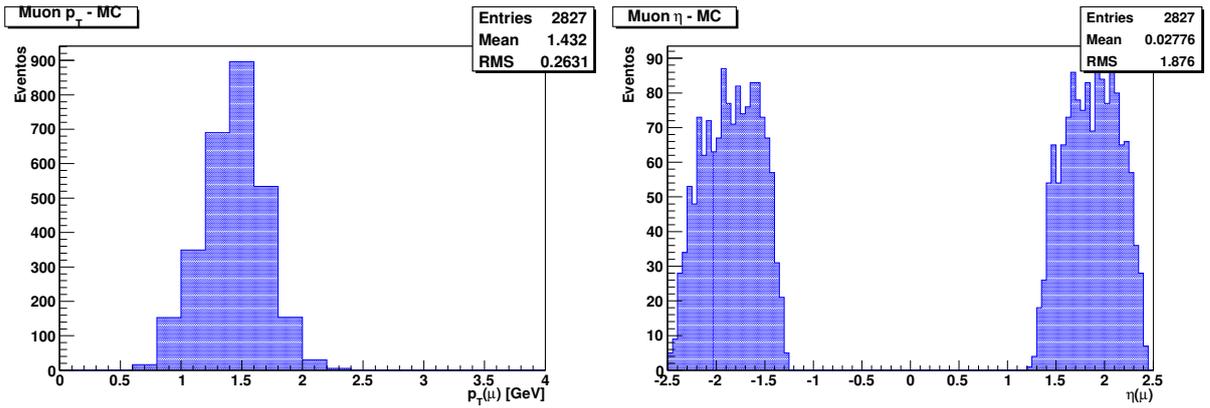


Figura 5.4: Eventos que contém dois múons filtrados através do código. À esquerda o momentum transverso p_T dos múons e à direita a pseudorapidez η .

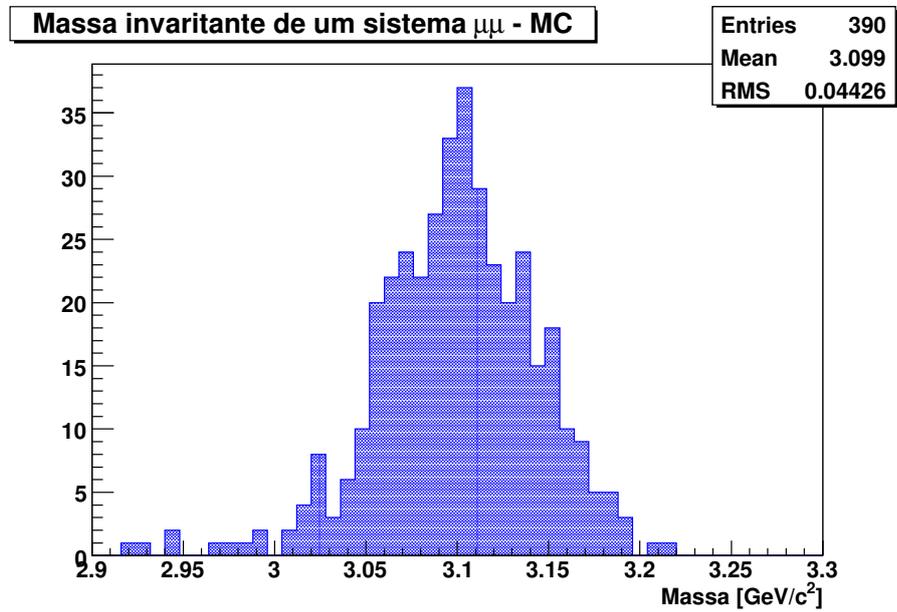


Figura 5.5: Massa invariante de um sistema de dois múons.

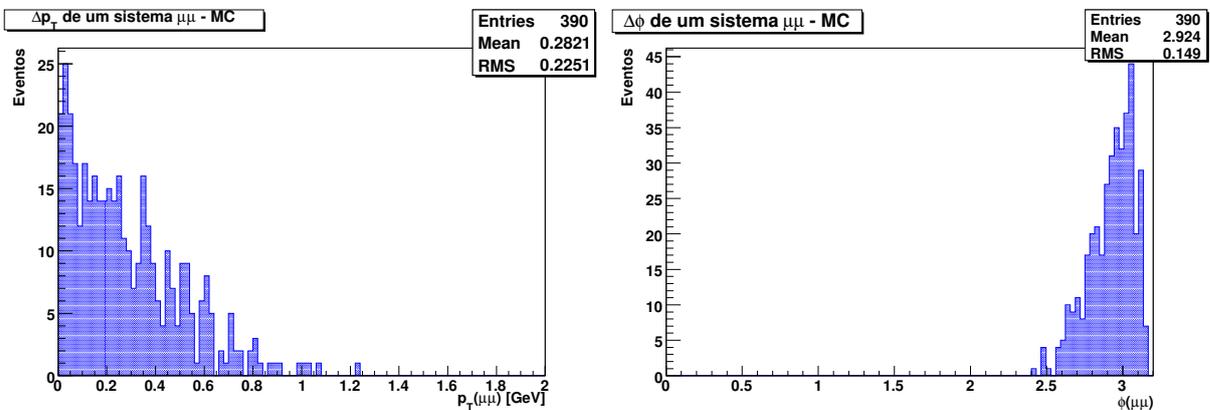


Figura 5.6: À esquerda, a diferença dos momenta transversos, Δp_T , de um sistema de dois múons. À direita, a diferença entre o ângulo azimutal de um par de múons, $\Delta\phi$.

Para exigir pares de múons compatíveis com massa do J/ψ , usamos como critério que $|m_{\mu\mu} - m_{J/\psi}| < 3\sigma$ onde σ é o desvio padrão do ajuste gaussiano da distribuição de massa invariante (Figura 5.7). Este critério é compatível com o valor utilizado na Ref. [59].

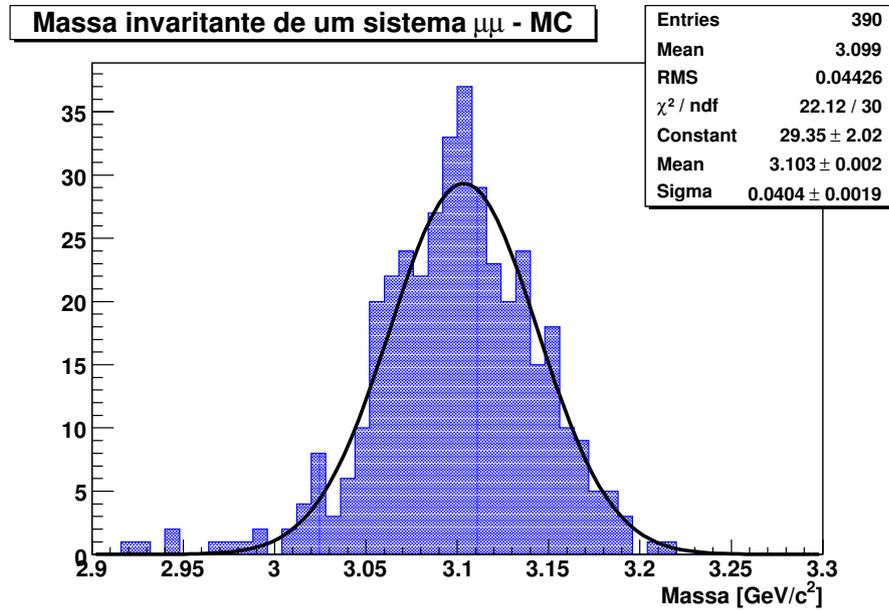


Figura 5.7: Massa invariante do J/ψ com um ajuste gaussiano.

Os fótons também devem ser de baixa energia, como pode ser visto na Figura 5.8.

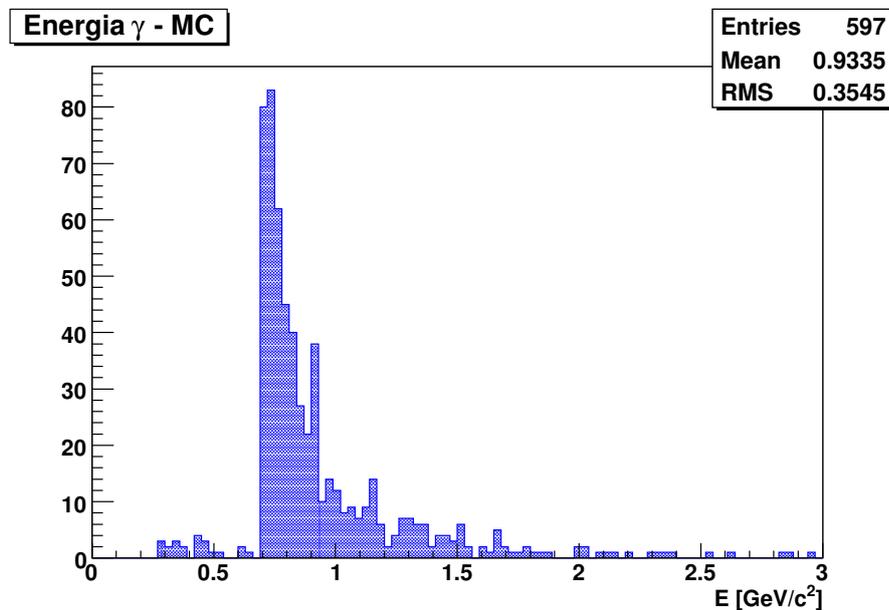


Figura 5.8: Espectro da energia dos fótons identificados pelo código.

Também foi feita uma comparação entre as variáveis cinemáticas do J/ψ e do fóton como pode ser visto nas Figura 5.9.

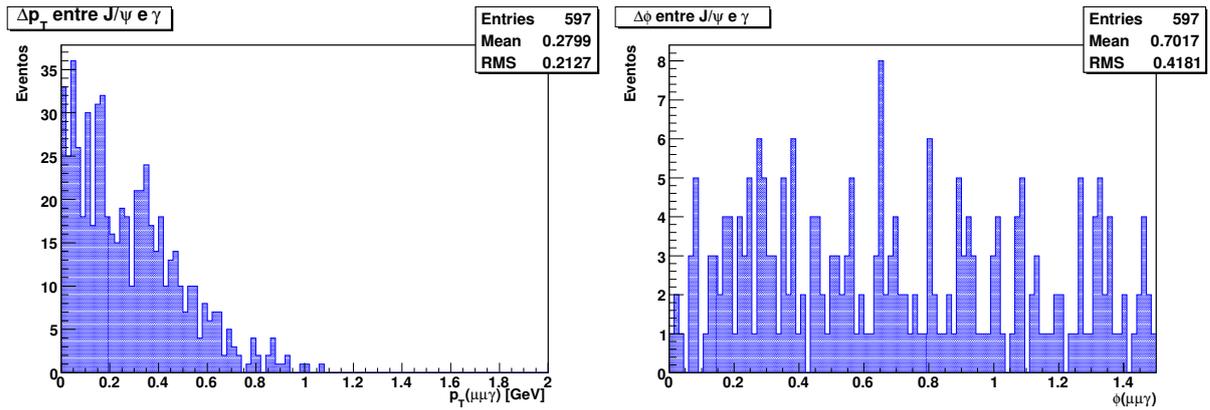


Figura 5.9: À esquerda, $|\Delta p_T|$ entre os momenta transversos do sistema de dois múons e o fóton. À direita, $\Delta\phi$ entre os momenta transversos do sistema de dois múons e o fóton.

Com o estudo das variáveis cinemáticas apresentadas acima, obtemos os histogramas das Figuras 5.10, 5.11 e 5.12 que ilustram as massas dos três estados χ_c :

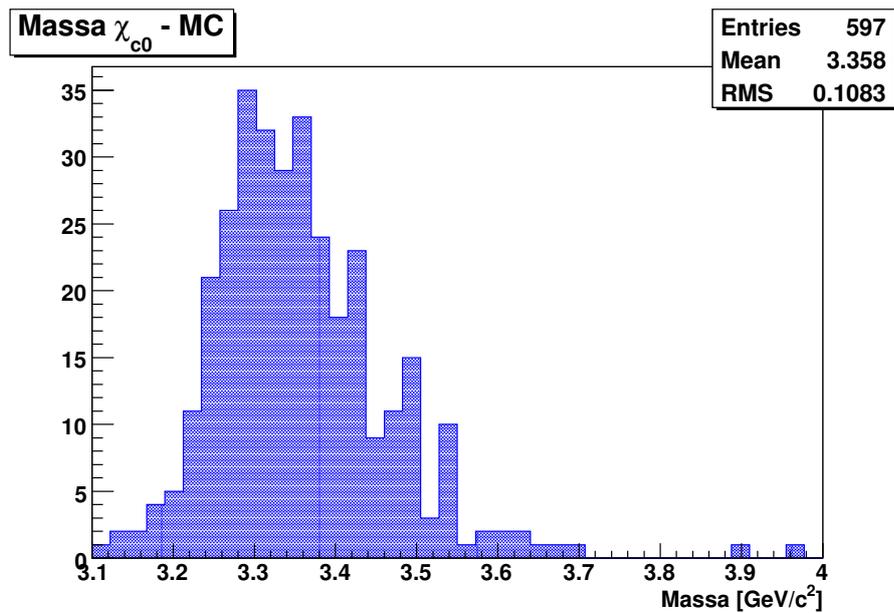
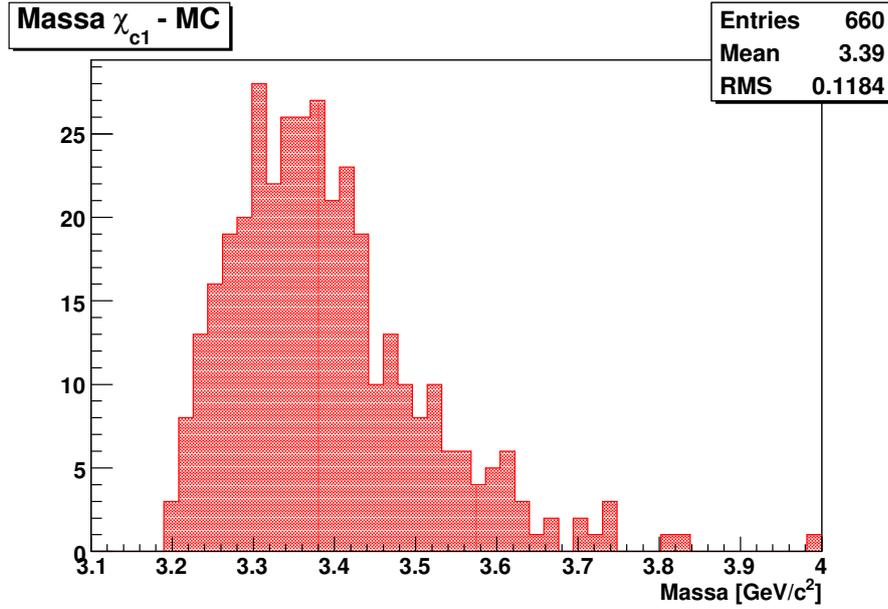
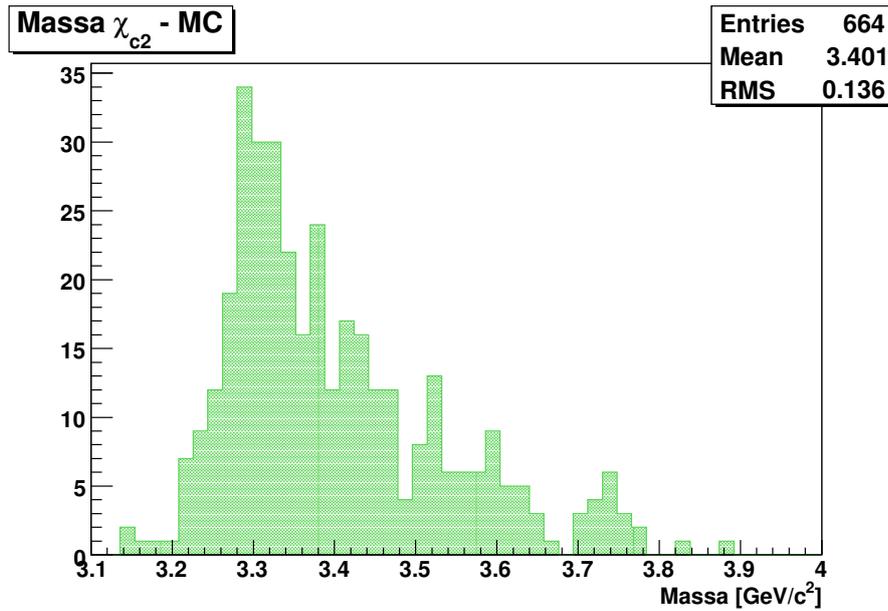


Figura 5.10: Massa do χ_{c0} em MC.

Figura 5.11: Massa do χ_{c1} em MC.Figura 5.12: Massa do χ_{c2} em MC.

As massas esperadas dos charmônios χ_{c0} , χ_{c1} e χ_{c2} encontram-se consistentes pelo fato de que $m_{\chi_{c0}} < m_{\chi_{c1}} < m_{\chi_{c2}}$, apesar de as médias não corresponderem com os valores conhecidos. Com a finalidade de separar os eventos dos estados χ_c da contaminação de outros, podemos utilizar os resultados acima para definir cortes sobre os eventos reais. Estes cortes estão descritos na próxima seção.

O gerador de eventos de MC SuperCHIC fornece o valor da seção de choque do χ_{c0} de $\sigma_{SuperCHIC} = 10,43 \pm 0,18$ pb, que será usado para o cálculo da seção de choque dos eventos observados.

5.3 Eventos Reais

Os eventos reais foram coletados pelo CMS no ano de 2010 e correspondem a uma luminosidade integrada de aproximadamente 36 pb^{-1} . A maioria destes dados possuem *pileup* não desprezível. Portanto, nesta seção serão descritos os procedimentos de seleção de eventos considerando *pileup*.

A versão do *software* do CMS utilizada foi a CMSSW_3_8_7 e os *triggers* foram HLT_DoubleMu0 e HLT_L1DoubleMuOpen. Na Tabela 5.2 estão descritas as denominações técnicas das amostras.

<i>Global Tags</i>	#Eventos	Nomes das amostras
FT_R_38X_V14A	33021472	/MuOnia/Run2010A-Nov4ReReco_v1/RECO
FT_R_38X_V14A	26904706	/MuOnia/Run2010B-Nov4ReReco_v1/RECO

Tabela 5.2: Denominações técnicas e número de eventos das amostras de dados reais.

5.3.1 Eventos sem corte

Na etapa inicial da análise foram selecionados eventos reais sem corte, a fim de se obter uma visão geral do espectro das variáveis cinemáticas dos múons.

A primeira exigência sobre as amostras reais é selecionar eventos que possuam um par de múons. Como já foi mencionado, os múons requeridos são provenientes do decaimento de um J/ψ e estes possuem baixa energia. Foi feita uma comparação entre os eventos simulados e reais com os respectivos histogramas sobrepostos e normalizados:

Os histogramas da Figura 5.13 assegura que pode ser feito um corte em $p_T < 4 \text{ GeV}$.

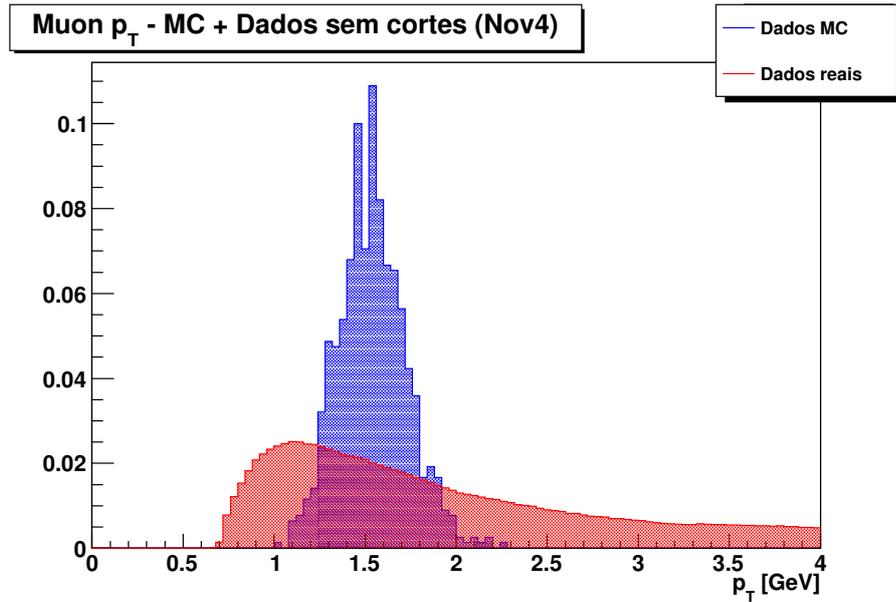


Figura 5.13: Momentum transverso dos múons. Em vermelho, eventos reais sem corte e em azul MC. Corte em $p_T < 4$ GeV

As variáveis cinemáticas, ângulo azimutal e pseudorapidez, estão respectivamente apresentadas nas Figuras 5.14 e 5.15.

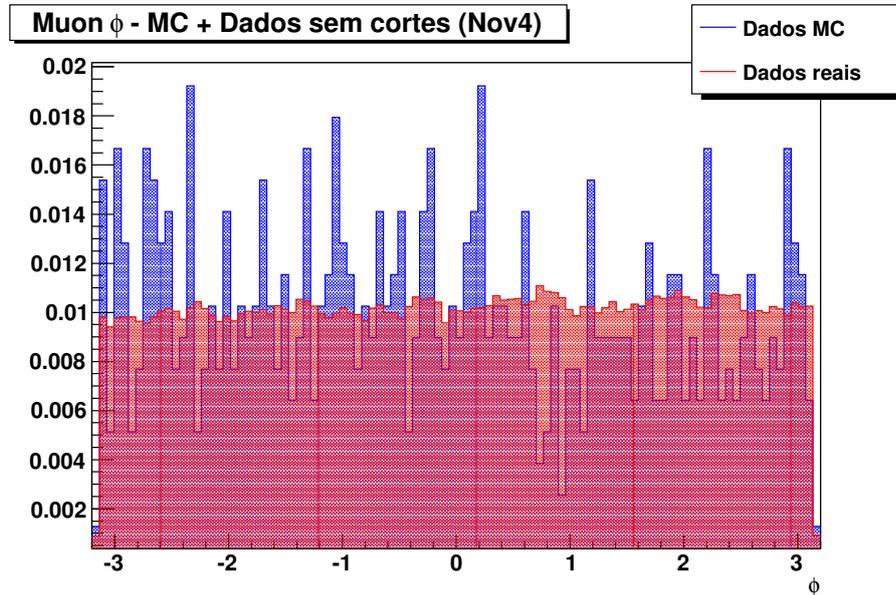


Figura 5.14: Ângulo azimutal dos múons. Em vermelho, eventos reais sem corte e em azul MC. Não foi definido nenhum corte para esta variável cinemática.

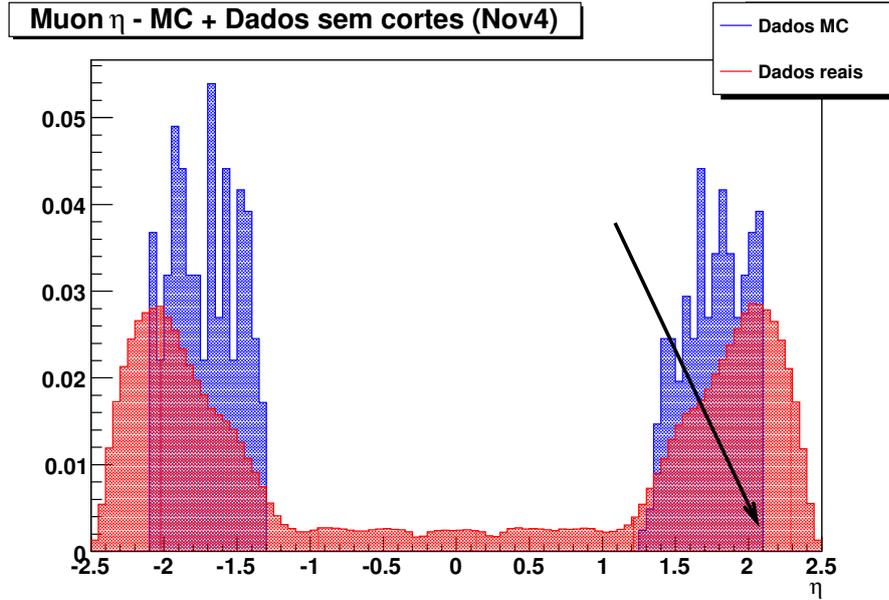


Figura 5.15: Pseudorapidez dos múons. Em vermelho, eventos reais sem corte e em azul MC. A seta indica onde pode ser feito o corte.

Sobre estes eventos, calculamos a massa invariante de um sistema de dois múons, independente de suas energias, para assim obtermos uma visão geral deste espectro e tentar observar um sinal do J/ψ , Figura 5.16.

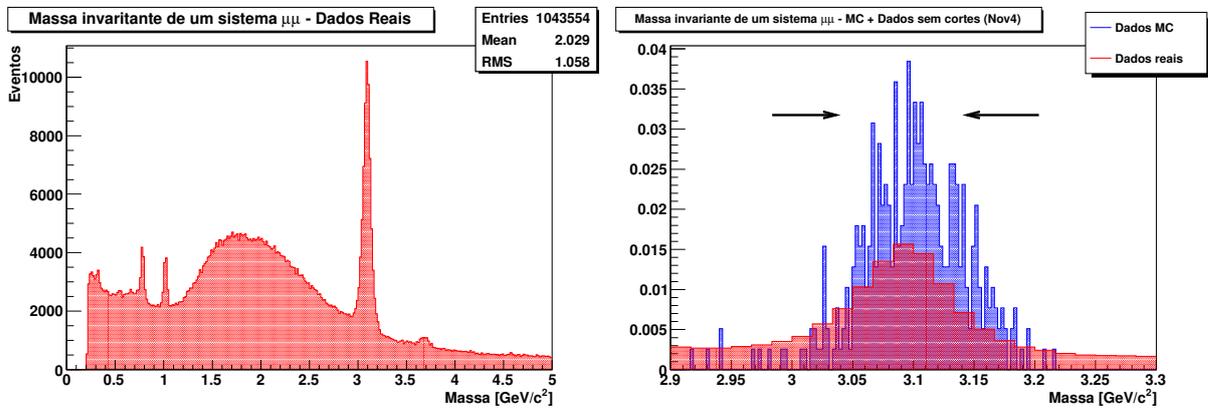


Figura 5.16: À esquerda, o espectro de eventos reais da massa invariante para um par de múons sob o *trigger* HLT_DoubleMu0. À direita, eventos reais e de MC normalizados. Em vermelho, eventos reais e em azul, eventos de MC. As setas indicam que a massa dos pares de múons deve estar centrada na massa do J/ψ .

A partir das variáveis cinemáticas do sistema de dois múons, foram realizadas comparações entre algumas distribuições de dados reais e MC, como a diferença entre os momenta transversos (Δp_T) e os ângulos azimutais ($\Delta\phi$) de cada múon do J/ψ , ilustrados respectivamente nas Figuras 5.17 e 5.18.

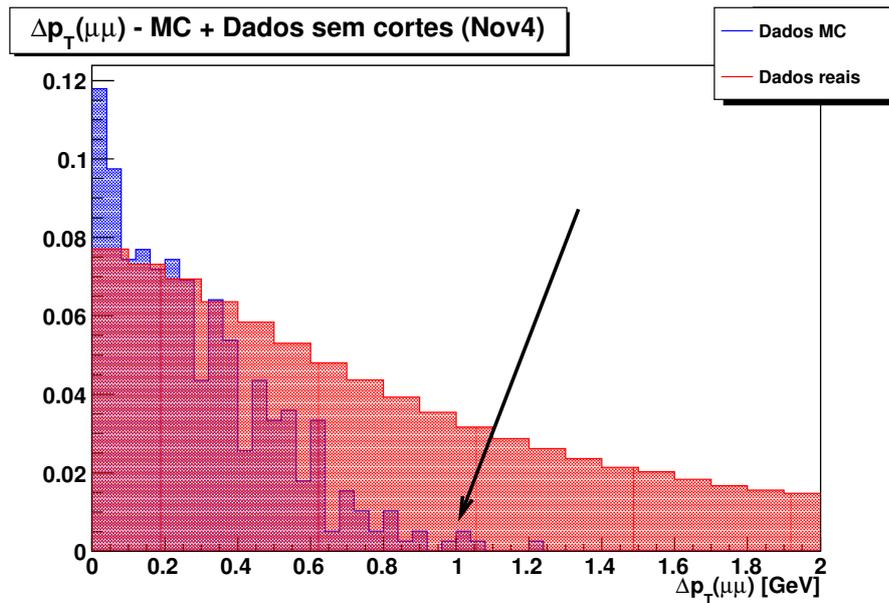


Figura 5.17: Diferença dos momenta transversos (Δp_T) de um sistema de dois múons, com o espectro dos eventos reais e de MC normalizados. Em vermelho, eventos reais e em azul, eventos de MC.

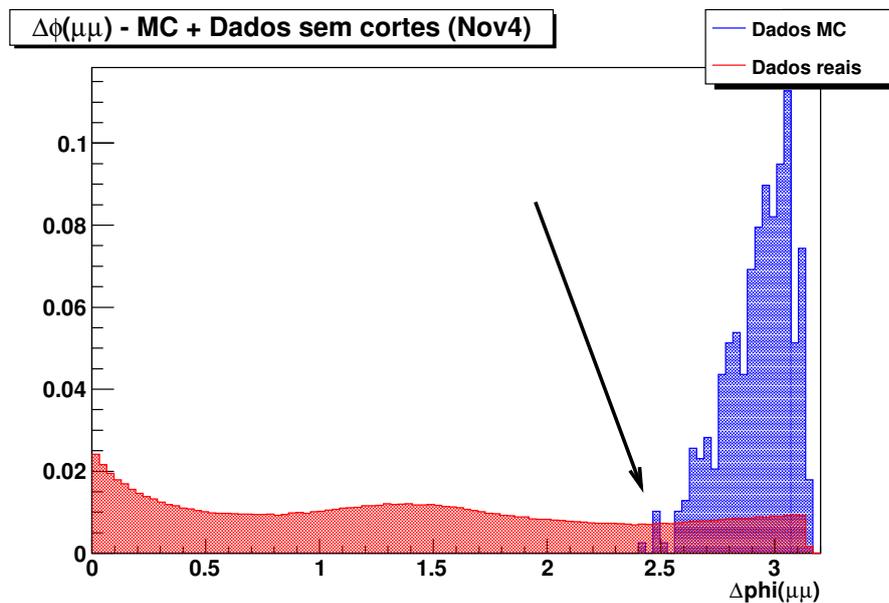


Figura 5.18: Diferença do ângulo azimutal ($\Delta\phi$) entre os múons, com o espectro dos eventos reais e de MC normalizados. Em vermelho, eventos reais e em azul, eventos de MC. A seta indica onde deve ser feito um corte em ϕ .

Procuramos observar a relação entre os momenta transversos e os ângulos azimutais entre o J/ψ e o fóton, para verificar a necessidade de possíveis cortes conforme as Figuras 5.19 e 5.20.

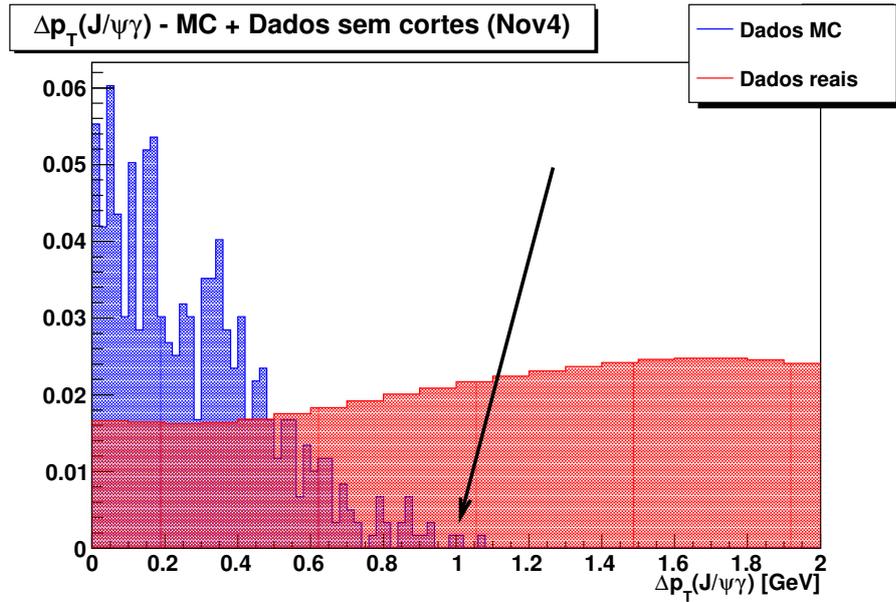


Figura 5.19: Diferença dos momenta transversos (Δp_T) entre o J/ψ e o fóton, com o espectro dos eventos reais e de MC normalizados. Em vermelho, eventos reais e em azul, eventos de MC. A seta indica onde deve ser feito um corte em p_T .

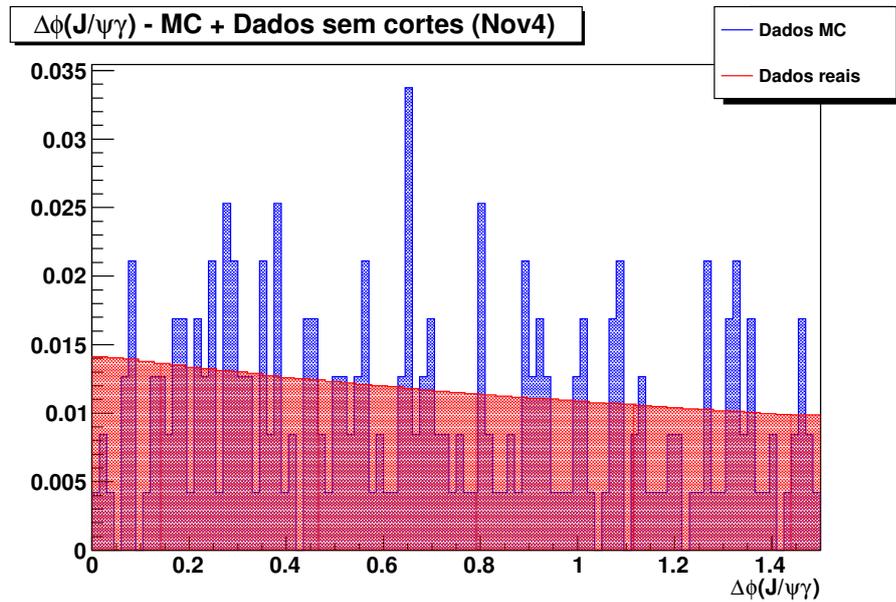


Figura 5.20: Diferença do ângulo azimutal ($\Delta\phi$) de um sistema de dois múons, com o espectro dos eventos reais e de MC normalizados. Em vermelho, eventos reais e em azul, eventos de MC. Não foi definido nenhum corte com esses espectros.

A Figura 5.21 mostra o comportamento da energia dos fótons nos eventos das amostras reais e de MC.

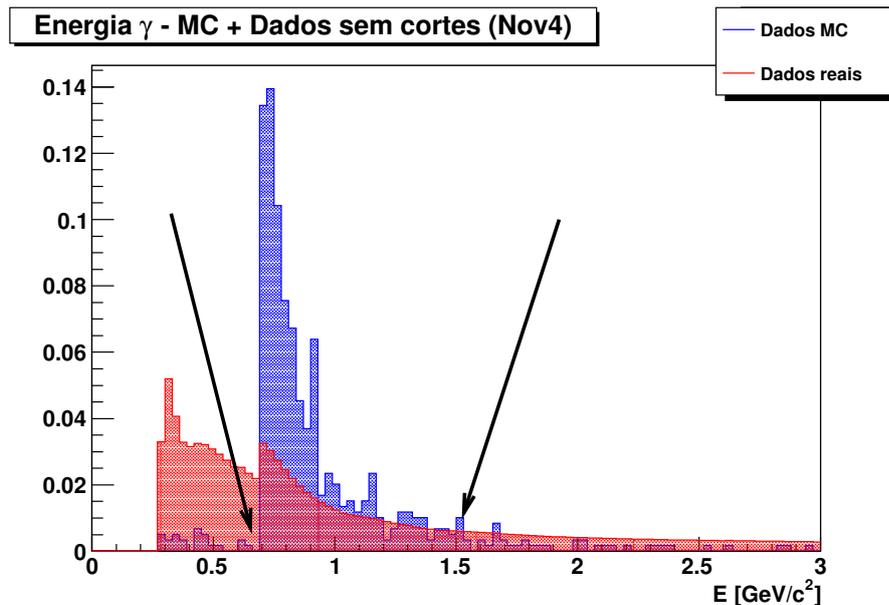


Figura 5.21: Energia do fóton, com o espectro dos eventos reais e de MC normalizados. Em vermelho, eventos reais e em azul, eventos de MC. As setas indicam que a seleção de fótons está entre 0,6, 0,9 e 1,5 GeV/c².

A Figura 5.22 mostra o espectro dos candidatos ao χ_{c0} sem cortes. É necessário, portanto

Estes eventos reais com *trigger*⁴ estão sem cortes, mas dão uma idéia do espectro a candidatos ao χ_{c0} . Com isto, podemos aplicar alguns cortes sobre estes resultados, como por exemplo na energia do fóton, além de outros específicos para a exclusividade.

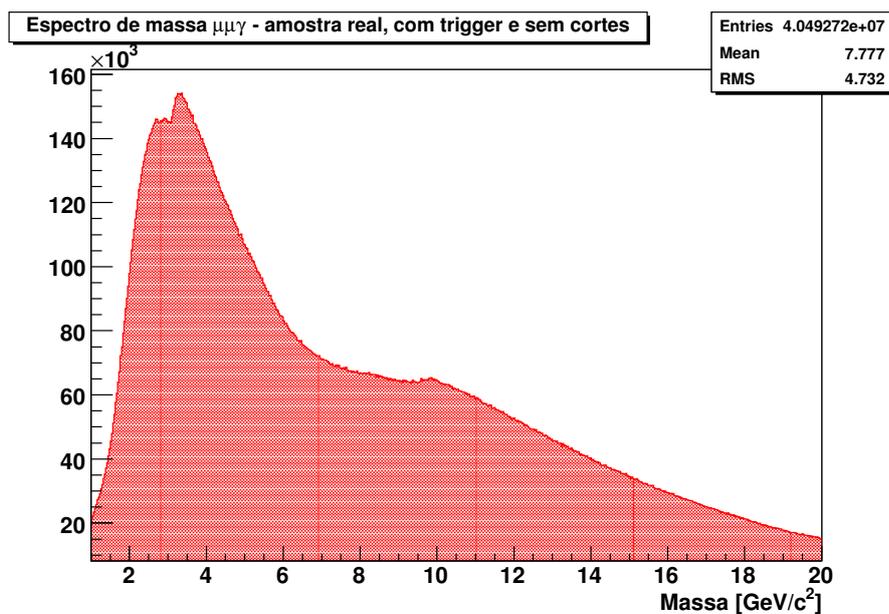


Figura 5.22: Massa do χ_{c0} - espectro dos eventos reais selecionando massa de dois múons e energia de fótons.

⁴Note que os eventos reais já passaram pelo trigger, então já tem alguns cortes.

5.3.2 Eventos Reais com cortes

Os espectros obtidos de MC e dados reais nos servem de auxílio para estimar os cortes para candidatos a produção exclusiva do méson χ_{c0} . Já sabemos que estes eventos são caracterizados pela presença de múons de baixo momentum transversal (p_T), provenientes do decaimento do J/ψ . Os critérios de seleção para os múons que utilizamos são:

- múons com $p_T < 4 \text{ GeV}$;
- $|\eta| < 2,1$, para reduzir erros sistemáticos na identificação de múons;
- verificação de múons globais (que alcançam à câmara de múons) e *tracker* múons (múons que não ultrapassam o sistema de trajetografia);
- A cinemática do par de múons requer múon alinhados (*back-to-back*) em ϕ , balanceados em p_T :
 - $\Delta p_T(\mu\bar{\mu}) < 1,0 \text{ GeV}$;
 - $\Delta\phi(\mu\bar{\mu}) > 2,5$;
- massa do sistema de dois múons $|m(\mu\bar{\mu}) - m_{J/\psi}| < 0,13 \text{ GeV}$;
- energia do fóton $0,6 < E_\gamma < 1,5 \text{ GeV}$;
- Diferença em p_T entre o J/ψ e o fóton ($|\Delta p_T(\gamma J/\psi)| < 1 \text{ GeV}$), decorrente da observação da análise de MC (Figura 5.19);
- ausência de qualquer outro traço a menos de 2 mm do vértice de dimúons.

Estes critérios de seleção estão sintetizados na Tabela 5.3.

Variáveis cinemáticas	Cortes
Momentum transversal do múon	$p_T(\mu) < 4 \text{ GeV}$
Pseudorapidez do múon	$ \eta < 2,1$
Diferença do momentum transversal entre 2 múons	$\Delta p_T(\mu\bar{\mu}) < 1,0 \text{ GeV}$
Diferença do ângulo azimutal entre 2 múons	$\Delta\phi(\mu\bar{\mu}) > 2,5$
Energia do fóton	$0,6 < E_\gamma < 1,5 \text{ GeV}$
Diferença em p_T entre o J/ψ e o γ	$ \Delta p_T(\gamma J/\psi) < 1 \text{ GeV}$
Distância mínima entre o vértice $\mu\mu$ e outros traços	2 mm

Tabela 5.3: Critérios de seleção para candidatos a produção exclusiva do méson χ_{c0} .

As figuras 5.23-5.30 a seguir mostram uma comparação entre resultados dos histogramas com os cortes mencionados acima e os mesmos eventos sem estes cortes.

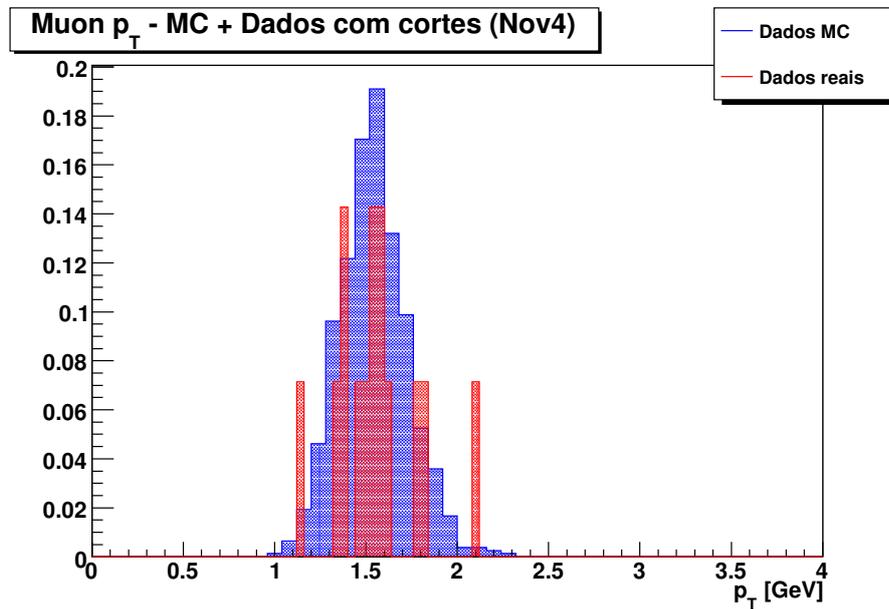


Figura 5.23: Momentum transversal dos múons. Em vermelho, eventos reais e em azul eventos de MC, incluindo o corte em $p_T < 4$ GeV.

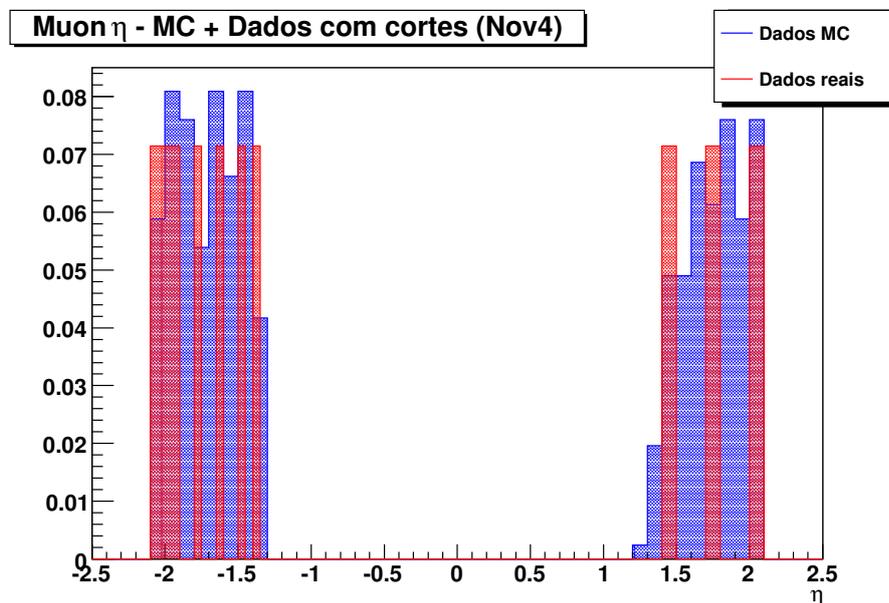


Figura 5.24: Pseudorapidez dos múons. Em vermelho, eventos reais e em azul eventos de MC, incluindo o corte em $|\eta| < 2,1$.

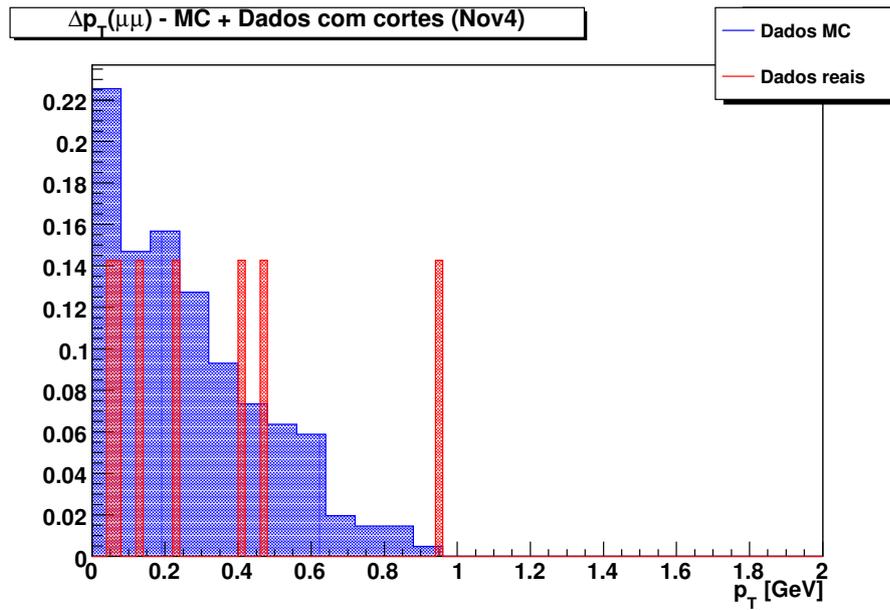


Figura 5.25: Diferença de momentum transverso do sistema de dois múons. Em vermelho, eventos reais e em azul eventos de MC, incluindo o corte em $\Delta p_T(\mu\bar{\mu}) < 1,0$ GeV.

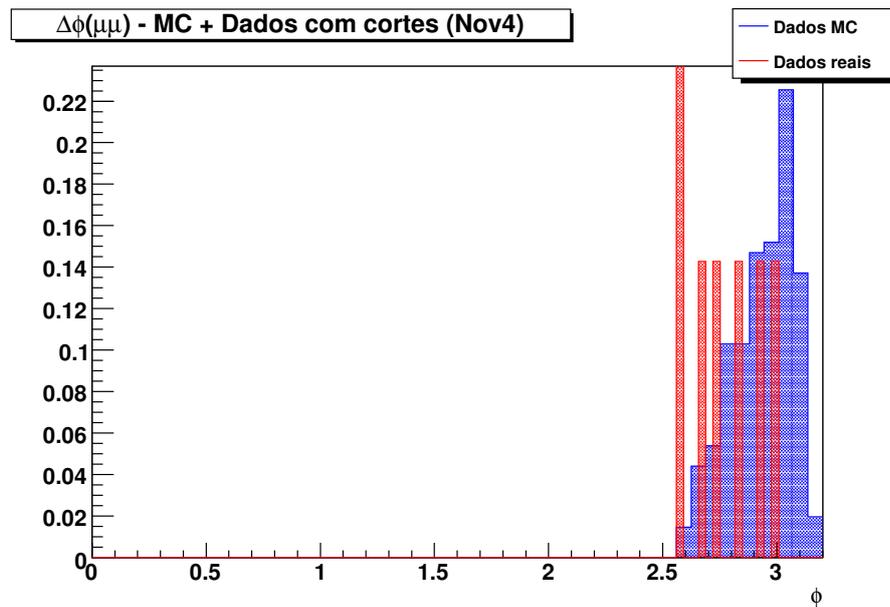


Figura 5.26: Ângulo azimutal do sistema de dois múons. Em vermelho, eventos reais e em azul eventos de MC, incluindo o corte em $\Delta\phi(\mu\bar{\mu}) > 2,5$.

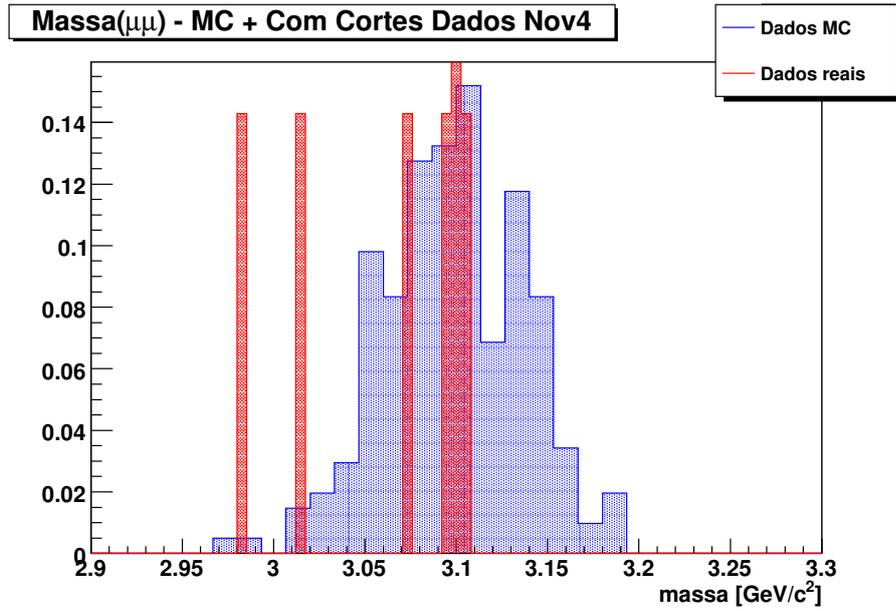


Figura 5.27: Massa invariante de um sistema de dois múons com todos os cortes. Em vermelho, eventos reais e em azul eventos de MC.

No espectro da Figura 5.28, observa-se que não foi feito o corte em $E_\gamma > 0,69$ GeV. Foi necessário o uso de uma outra amostra para efetuar este corte.

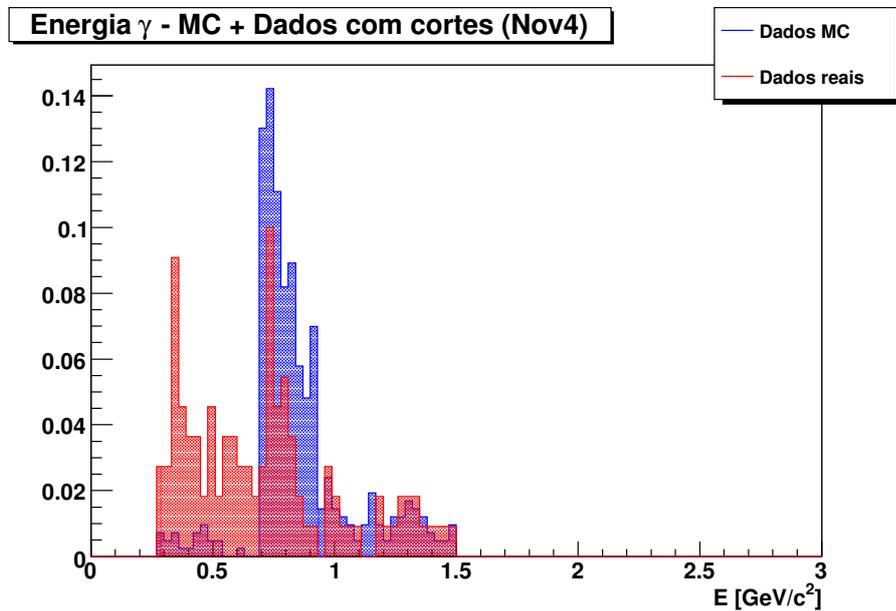


Figura 5.28: Energia do fóton. Em vermelho, eventos reais e em azul eventos de MC, com corte, incluindo $E_\gamma < 1,5$ GeV.

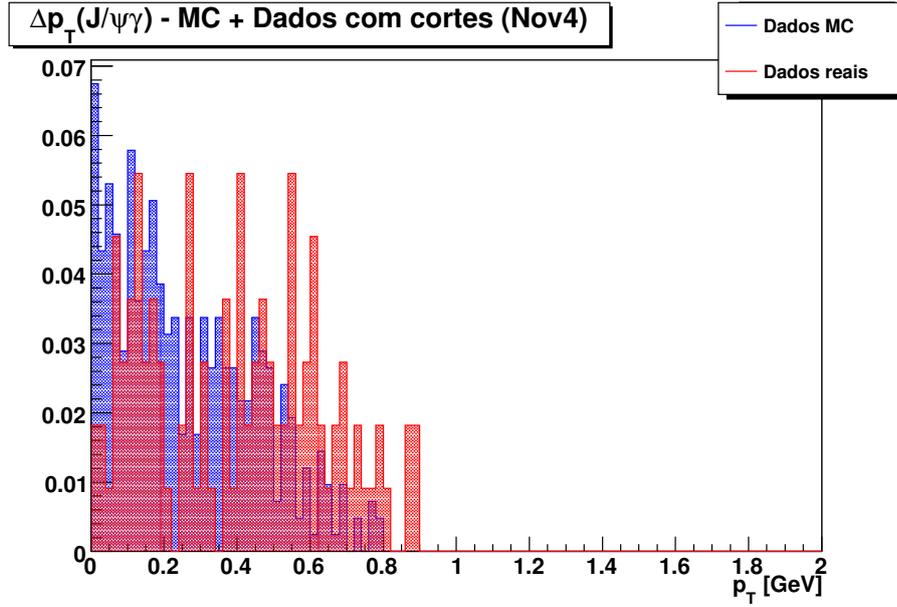


Figura 5.29: Momento transversal entre o J/ψ e o fóton. Em vermelho, eventos reais e em azul eventos de MC.

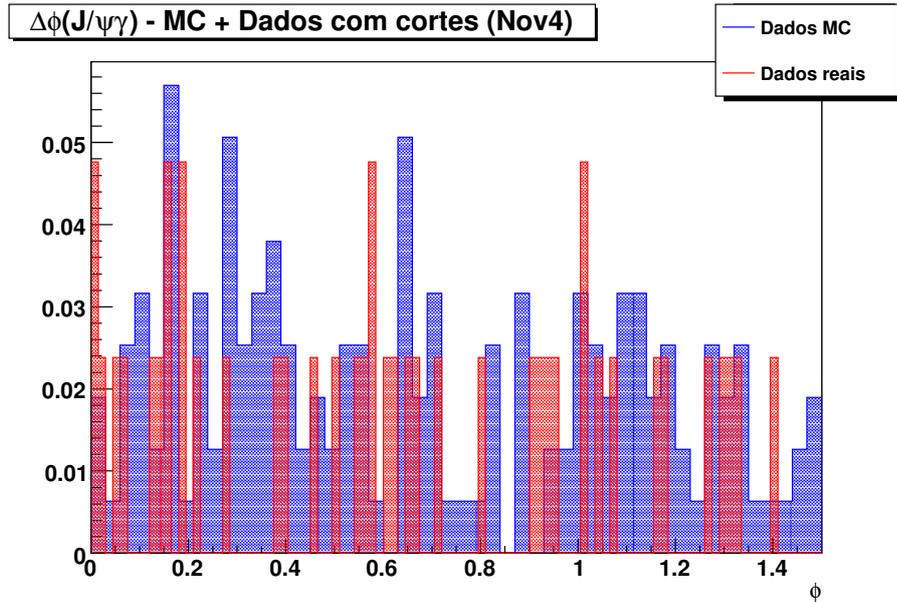


Figura 5.30: Ângulo azimutal entre o J/ψ e o fóton. Em vermelho, eventos reais e em azul eventos de MC.

Os resultados mostraram uma eficiência muito baixa para eventos exclusivos. Por isso, outros cortes sugeridos na Ref. [59] não foram implementados. São estes:

- diferença angular dos tracks em 3D $< 0,95\pi$ para suprimir os múons de raios cósmicos;
- para exclusividade é requerido um vértice primário com exatamente dois múons, com as posições z e xy consistentes com colisões no CMS:

- $|z| < 24$ cm;
- $0,5 < |d_{xy}| < 1,5$ cm.

A distância xy do vértice depende do alinhamento usado. Existe um deslocamento considerável entre os dados de MC e as amostras que utilizamos, portanto não implementamos este corte.

Pelo fato de termos obtido pouca estatística, não foi possível distinguir o χ_{c0} dos outros dois estados. A critério de comparação, a Figura 5.31 ilustra os os eventos de MC e reais sobrepostos e normalizados.

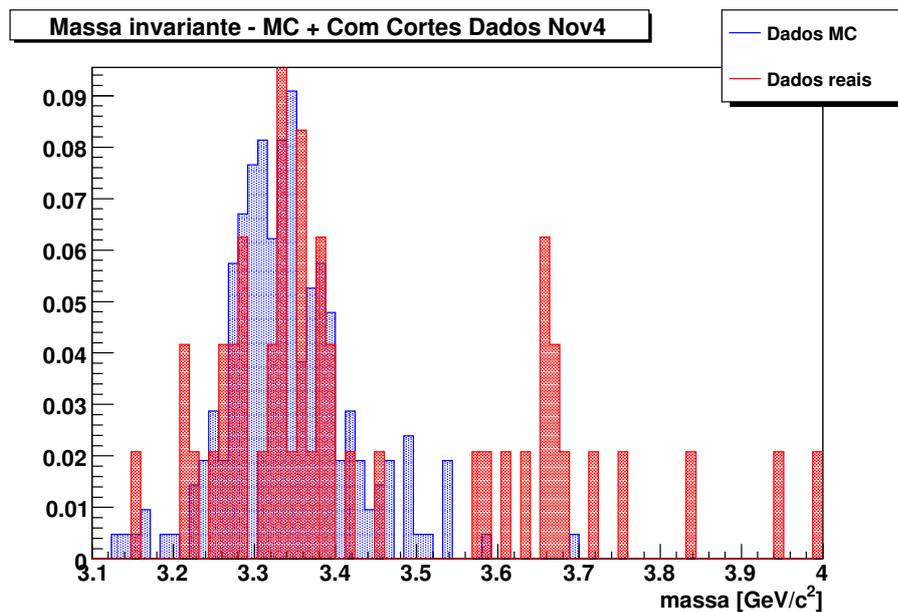


Figura 5.31: Massa dos estados χ_c . Em vermelho, eventos reais e em azul eventos de MC.

Nos dados de 4 de Novembro de 2010, não foi feito corte na energia do fóton abaixo de 0,69 GeV. Utilizamos a amostra de 22 de Dezembro de 2010 para realizar este corte.

Com isto obtivemos a massa do χ_c , ilustrada na Figura#.

5.4 Seção de Choque

Procuramos fazer uma estimativa da eficiência do *trigger* a partir do MC para obter a seção de choque dos eventos observados. Porém, para múons de baixo p_T , somente os mais frontais satisfazem o *trigger* resultando em uma eficiência quase nula.

O cálculo da eficiência do *trigger*, portanto, foi feito a partir dos eventos reais pelo método *Tag & Probe*. Utilizamos as eficiências para o *trigger* DoubleMu0, calculadas em função das variáveis cinemáticas pseudorapidez e momentum transverso, calculadas pelo grupo *B-Physics* do CMS [56] e ilustrada na Figura 5.34.

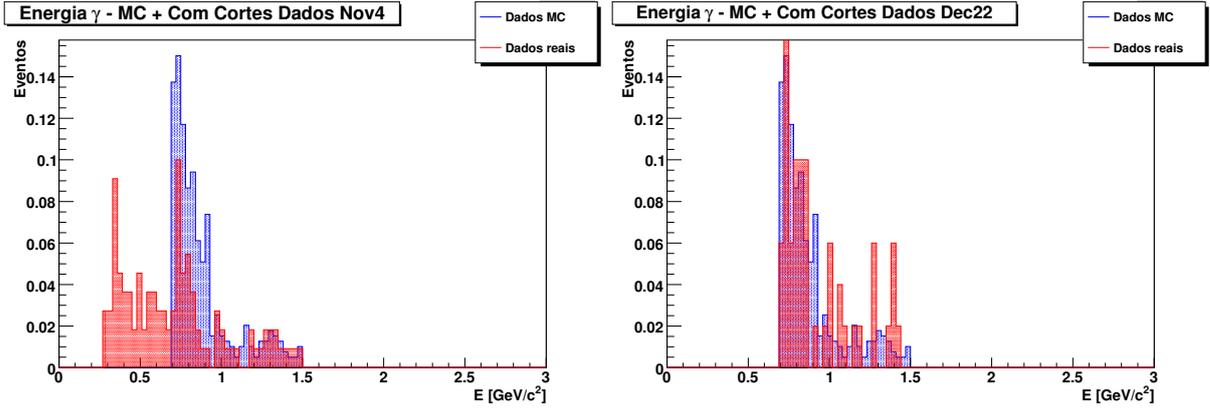


Figura 5.32: Energia do fóton. À esquerda eventos da amostra de 4 de Novembro e à direita eventos da amostra de 22 de Dezembro.

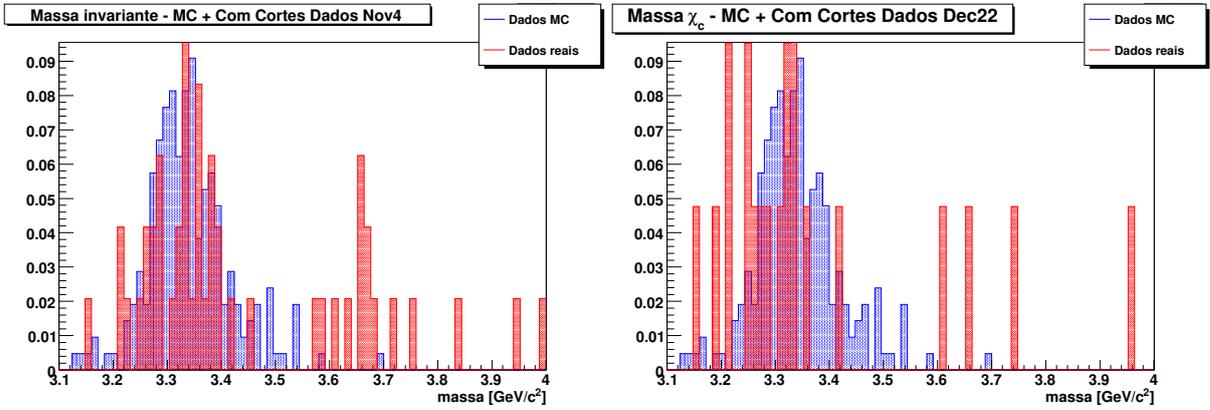


Figura 5.33: Massa χ_c . À esquerda eventos da amostra de 4 de Novembro e à direita eventos da amostra de 22 de Dezembro.

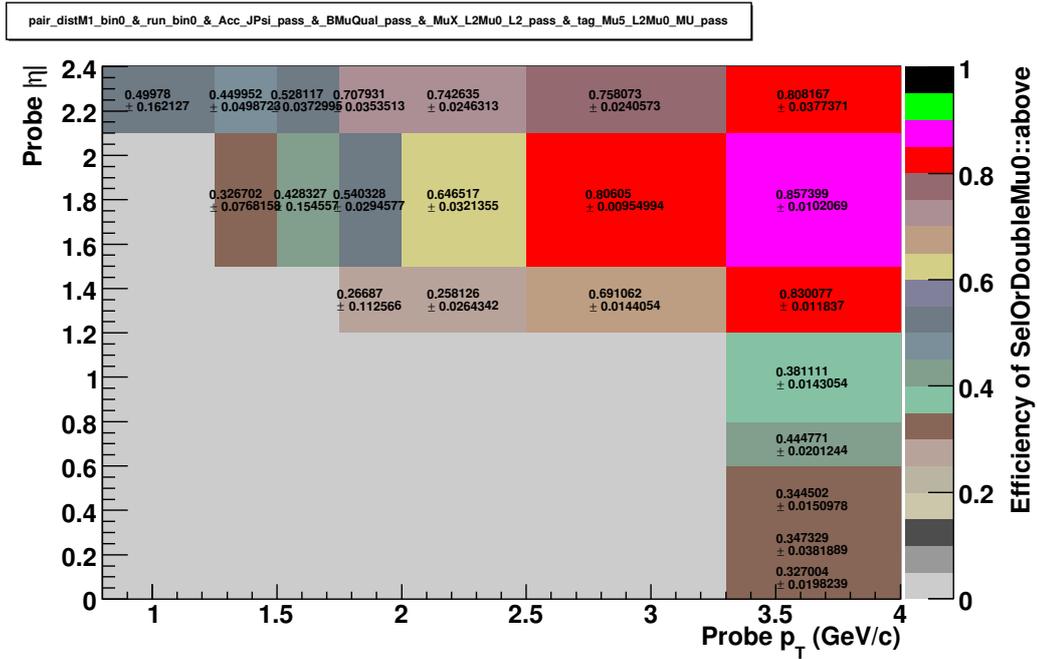


Figura 5.34: Eficiências pelo método *Tag&Probe*, para o *trigger* DoubleMu0, entre a pseudorapidez e o momentum transversal dos múons.

A técnica *Tag & Probe* exige o conhecimento da massa de uma ressonância (como J/ψ , Υ ou Z). O *Tag* consiste em um múon, que possui um critério de seleção apertado e uma taxa de identificação muito alta. Já o *Probe* possui critérios menos rigorosos.

A eficiência do *probe* é o número de candidatos que passam pelos critérios de seleção, dividido pelo total de *probes* conforme a equação 5.7. Como a eficiência do *trigger* depende das variáveis p_T e η , utilizando a tabela da Figura 5.34 podemos extrair a eficiência total a partir da expressão:

$$\epsilon_{trigger} = \frac{1}{N} \sum \frac{\epsilon_k}{N_{triggerk}} \quad (5.7)$$

onde $N_{triggerk}$ é o número de eventos com *trigger* que passam em cada um dos limites definidos na Figura 5.34 e N é o número total dos eventos sem *trigger*. ϵ_k são as eficiências apresentadas na mesma figura.

Para este cálculo, geramos histogramas relacionando pseudorapidez com momentum transversal dos múons, e obtendo o número de eventos em cada um dos limites cinemáticos da Figura 5.34, conforme ilustrado nas Figuras 5.35, 5.36, 5.37 e 5.38. Com isso, obtivemos $\epsilon_{trigger} = 0,3934 \pm 0,0590$ para ser usado no cálculo da seção de choque.

A seção de choque é dada por

$$\sigma_{obs} = \frac{\#\text{eventos observados}}{\mathcal{L}_{int} \times \epsilon_{total}}. \quad (5.8)$$

sendo a eficiência total, que inclui as eficiências de trigger, reconstrução, identificação e cortes de análise $\epsilon_{total} = \epsilon_{trigger} \times \epsilon_{RECO} \times \epsilon_{ID} \times \epsilon_{cortes} = 0,01543 \pm 0,00225$, e a luminosidade integrada para os dados de 2010, $\mathcal{L}_{int} = 36,1 \pm 1,44 \text{ pb}^{-1}$.

Com isso, utilizamos os eventos exclusivos da Figura 5.27 e obtivemos um seção de choque de $\sigma_{obs} = 12,60 \pm 1,95 \text{ pb}$. Note que este valor é um limite superior, uma vez que não distinguimos os estados do $\chi_{c[0,1,2]}$.

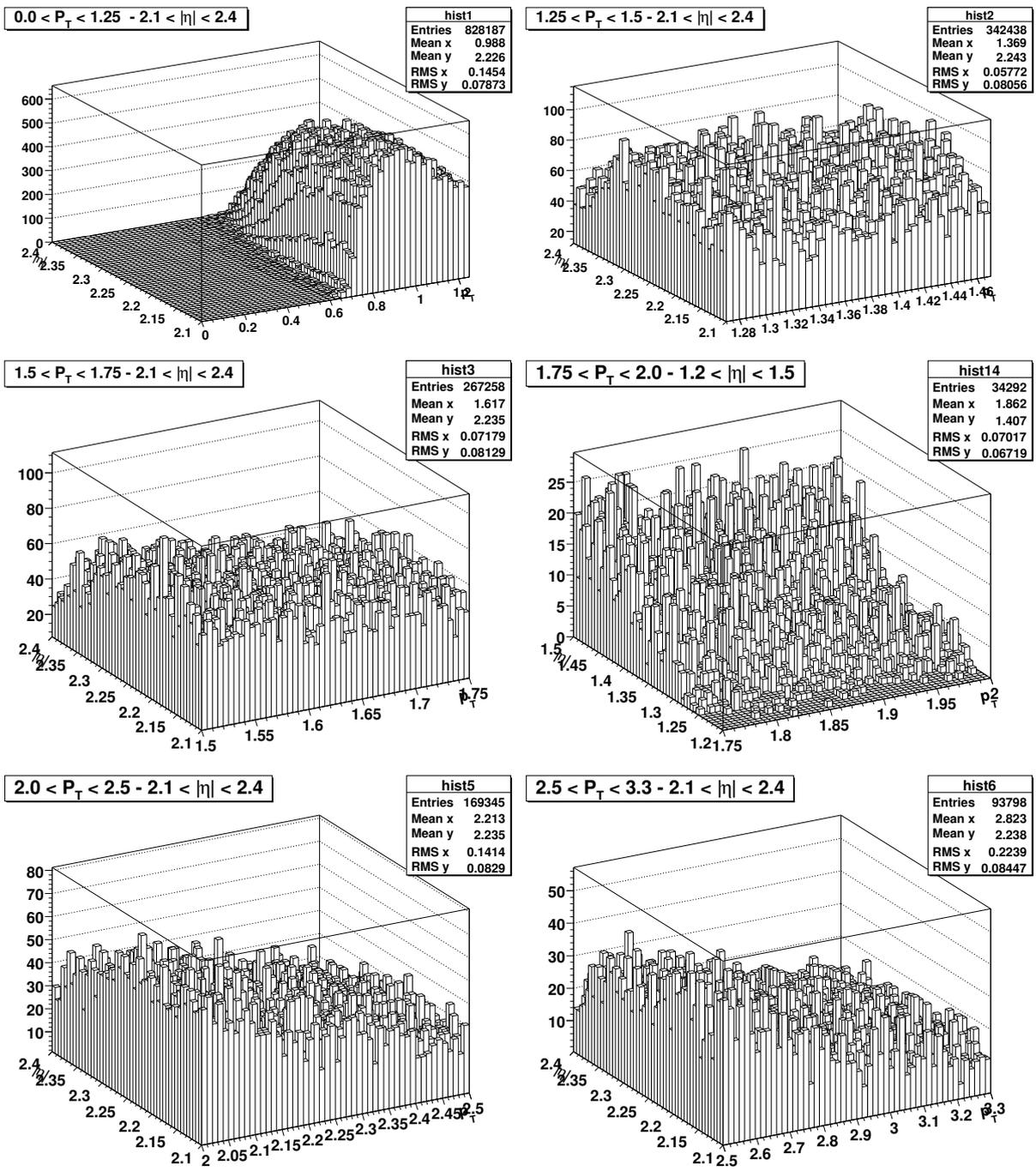


Figura 5.35: Número de entradas de cada um dos limites definidos na Figura 5.34.

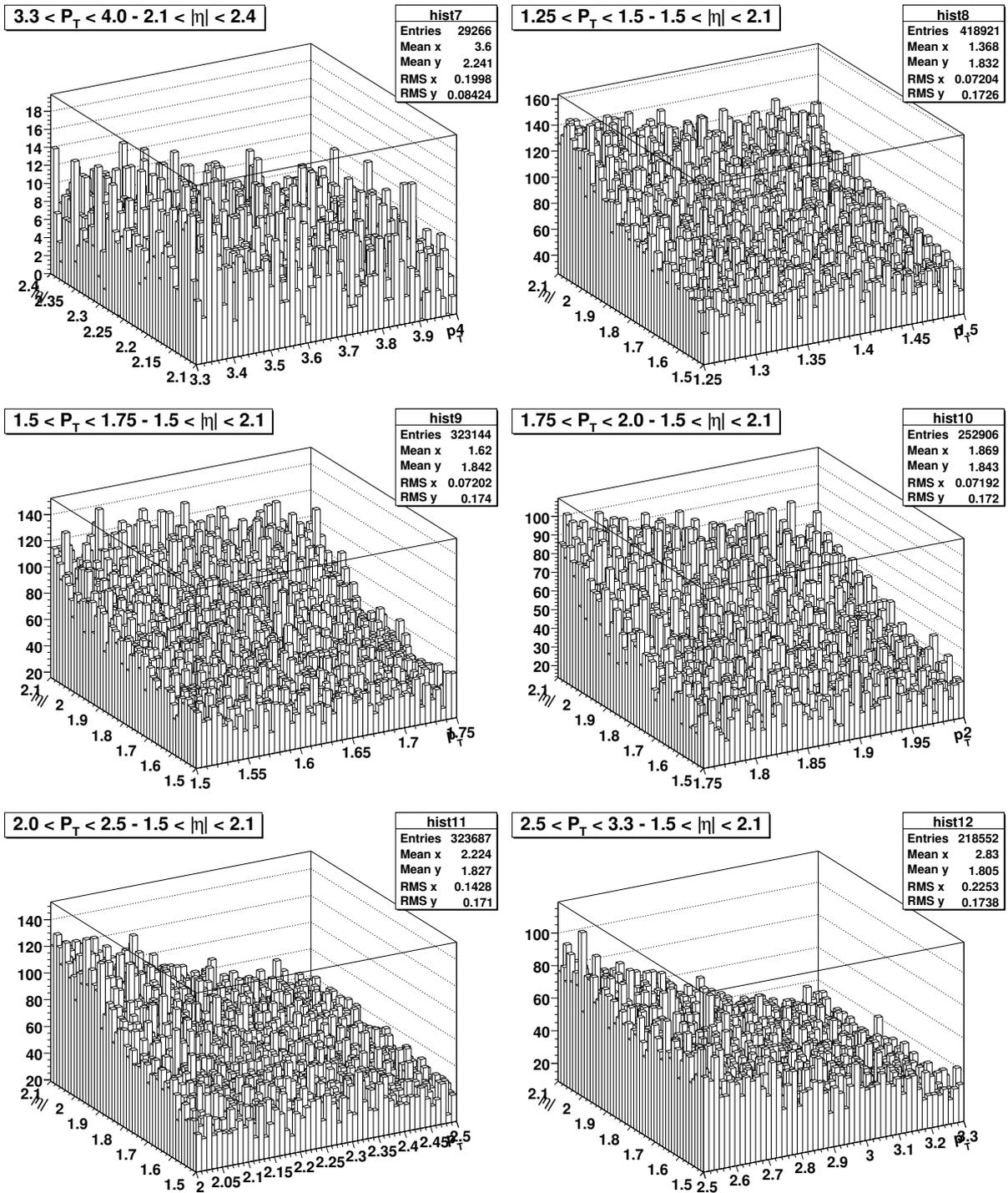


Figura 5.36: Número de entradas de cada um dos limites definidos na Figura 5.34.

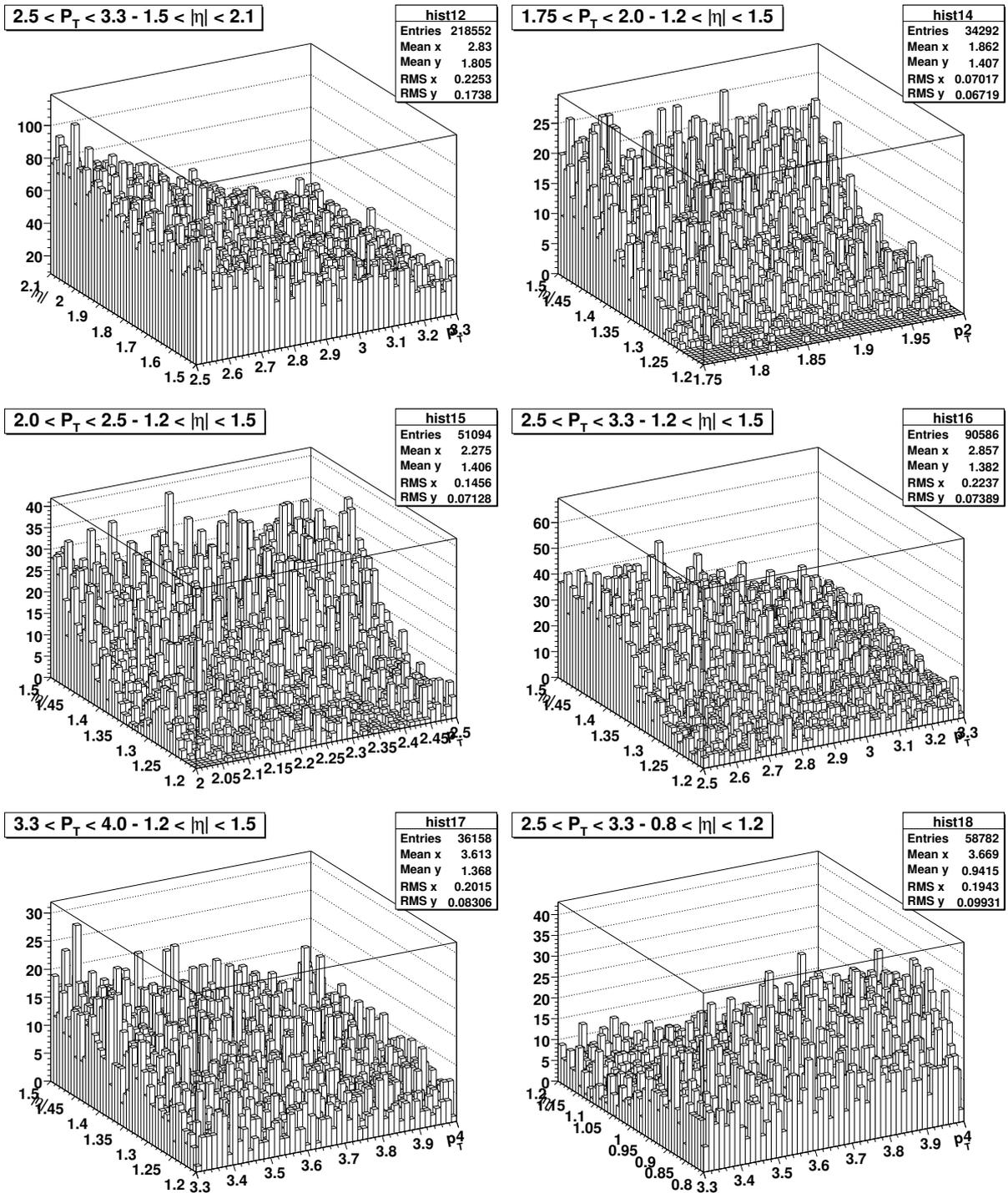


Figura 5.37: Número de entradas de cada um dos limites definidos na Figura 5.34.

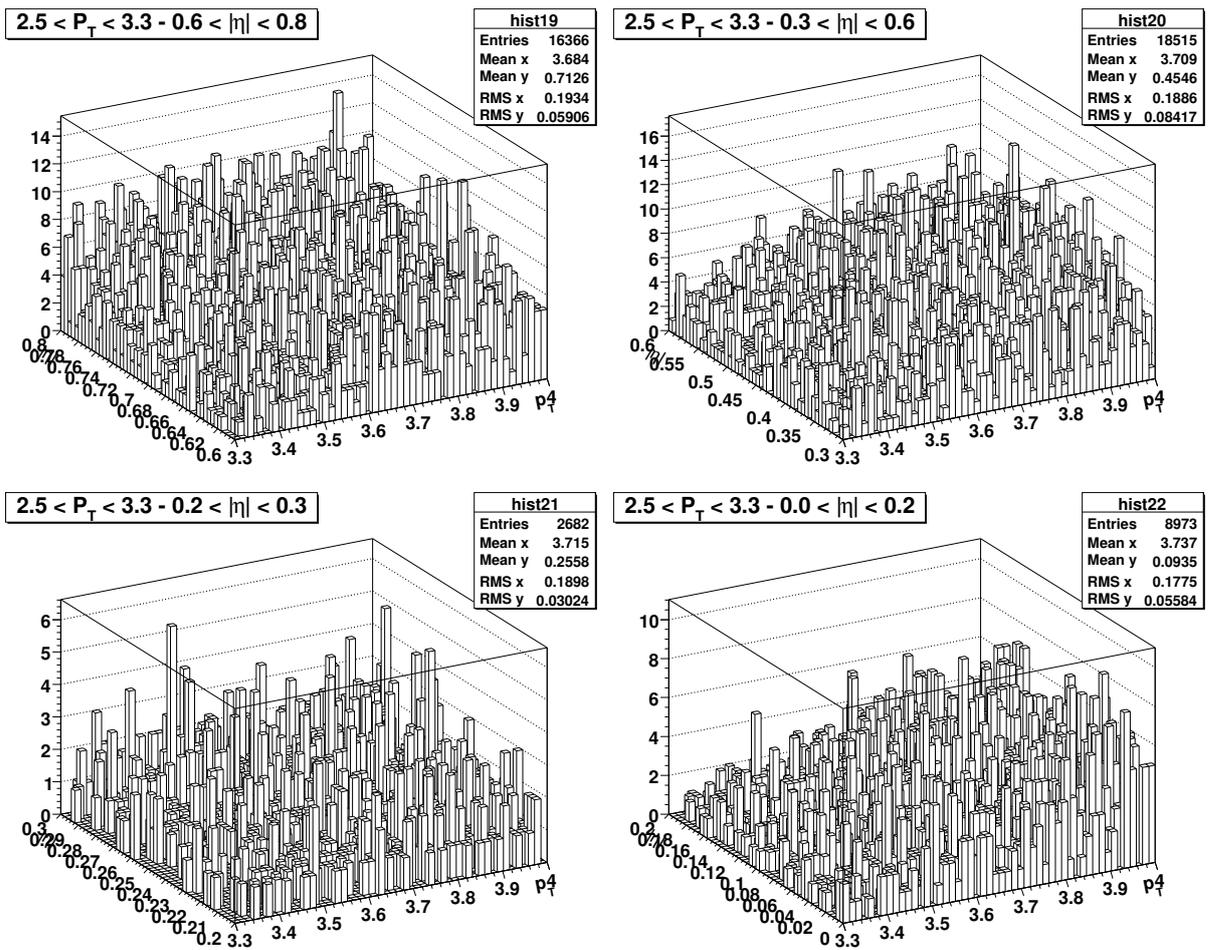


Figura 5.38: Número de entradas de cada um dos limites definidos na Figura 5.34.

Capítulo 6

Considerações Finais

Esta dissertação apresenta resultados, utilizando eventos coletados pelo CMS/LHC, de uma análise para observar experimentalmente a produção exclusiva central (CEP) do méson χ_{c0} em colisões pp , a uma energia de centro de massa de 7 TeV. O méson χ_{c0} é uma partícula que já foi observada experimentalmente em produções inclusiva e exclusiva. No LHC ela foi observada recentemente pela colaboração LHCb [60]. O estudo da produção desta partícula possui grande importância por viabilizar testes para um mecanismo similar a produção do bóson de Higgs.

Para isso foi feita uma breve revisão do Modelo Padrão, com o intuito de situar o problema em questão no vasto mundo da física de partículas. Foi necessário também desenvolver discussões teóricas sobre processos hadrônicos, teoria de Regge e difração de partículas, pois é neste ambiente que se fazem os estudos da CEP. Em particular foi necessário detalhar os modelos utilizados para descrição da CEP (Bialas Landshoff, KMR e Híbrido). O modelo KMR é utilizado diretamente no gerador de MC usado neste trabalho.

Por se tratar de um trabalho experimental, foi feita uma descrição do complexo de aceleradores do CERN e o conjunto de detectores que formam o CMS. Este conhecimento é imprescindível para entender como os produtos das colisões são analisados, e nos serve de guia na definição dos cortes apropriados para os eventos. Além disso, foram trabalhadas ferramentas computacionais relacionadas a Física de Altas Energias, como desenvolvimento de códigos compatíveis com o ambiente de *software* em questão, o CMSSW, diferentes linguagens de programação, como FORTRAN, C++, shell script, python e o pacote de análise ROOT.

Através dos resultados do gerador de Monte Carlo SuperCHIC para os estados $\chi_{c[0,1,2]}$ obtivemos condições das variáveis cinemáticas dos objetos identificados, que podem ser aplicados como cortes sobre os eventos reais do CMS, a fim de minimizar a contaminação das outras colisões simultâneas (*pileup*).

Obtivemos o sinal do χ_{c0} dos eventos reais. Foi feita uma estimativa da eficiência do *trigger* e da seção de choque dos eventos observados.

Como resultado final obtivemos um limite superior para a seção de choque de produção exclusiva do χ_{c0} de $12,60 \pm 1,95$ pb. Este resultado está em bom acordo com as expectativas do modelo KMR obtidas através do SuperCHIC.

Referências Bibliográficas

- [1] D. Griffiths, *Introduction to Elementary Particles*. New York: Wiley, (1987).
- [2] G. P. Thomson, *J.J. Thomson: Discoverer of the Electron*. Great Britain: Thomas Nelson & Sons, Ltd, (1964).
- [3] C. N. Yang and R. L. Mills, *Conservation of isotopic spin and isotopic gauge invariance*, Phys. Rev. **96**, 191 (1954).
- [4] A. Salam and J. C. Ward, Phys. Lett. **13**, 168 (1964).
- [5] S. L. Glashow, Nucl. Phys. **22**, 579 (1961).
- [6] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967).
- [7] N. Cabibbo, *Unitary Symmetry and Leptonic Decays*, Phys. Rev. Lett. **10**, 531 (1963).
- [8] M. Kobayashi and T. Maskawa, *CP Violation In The Renormalizable Theory Of Weak Interaction*, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973).
- [9] R. K. Ellis, W. J. Stirling e B. R. Webber, Camb. Monogr. Part. Phys. Nucl. Phys. Cosmol. **8**, 1 (1996).
- [10] D. J. Gross and F. Wilczek, *Ultraviolet Behavior of Nonabelian Gauge Theories*, Phys. Rev. Lett. **30**, 1343 (1973).
- [11] H. D. Politzer, *Reliable Perturbative Results for Strong Interactions*, Phys. Rev. Lett. **30**, 1346 (1973).
- [12] V. Barone and E. Predazzi, *High-Energy Particle Diffraction*, Berlin: Springer-Verlag (2002).
- [13] K. Nakamura et al. (Particle Data Group), J. Phys. G **37**, 075021 (2010).
- [14] P. D. B. Collins, *An introduction to Regge theory and high-energy physics*. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 1977.
- [15] Abatzis, S. et al., D0 (1994), Phys. Rev. Lett. **72**, 2332.

- [16] Donnachie, A. and Landshoff, P. V. (1992), Phys. Rev. Lett. **B296**, 227.
- [17] T. Altonen *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. Lett. **102**, 242001 (2009) [arXiv:0902.1271]
- [18] M. G. Albrow and A. Rostovtsev. *Searching for the Higgs at hadron colliders using missing mass method*, (2000) [arXiv:hep-ph/0009336]
- [19] M. Martins, *Produção Exclusiva do Méson χ_{c0} no Experimento DØ*. Dissertação (Mestrado). Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas. Rio de Janeiro: CBPF, 2010.
- [20] V. A. Khoze, A. D. Martin e M. G. Ryskin, Eur. Phys. J. C **14**, 525 (2000) [arXiv:hep-ph/0002072].
- [21] L.A. Harland-Lang, V.A. Khoze, M.G. Ryskin, W.J. Stirling. *Central Exclusive χ_c Meson Production at the Tevatron Revisited*, Eur. Phys. J. **C65**, 433-448 (2010). [arXiv:0909.4748 [hep-ph]].
- [22] L. A. Harland-Lang, V. A. Khoze, M. G. Ryskin, W. J. Stirling, *Standard candle central exclusive processes at the Tevatron and LHC*, Eur. Phys. J. **C69**, 179-199 (2010). [arXiv:1005.0695 [hep-ph]].
- [23] L. A. Harland-Lang, V. A. Khoze, M. G. Ryskin, W. J. Stirling, *Central exclusive quarkonium production with tagged forward protons at RHIC*, Eur. Phys. J. **C71**, 1545 (2011). [arXiv:1011.0680 [hep-ph]].
- [24] L. A. Harland-Lang, V. A. Khoze, M. G. Ryskin, W. J. Stirling, *Central exclusive meson pair production in the perturbative regime at hadron colliders*, Eur. Phys. J. **C71**, 1714 (2011). [arXiv:1105.1626 [hep-ph]].
- [25] L. Evans, (ed.) and P. Bryant, (ed.), LHC Machine, JINST **3**, S08001 (2008).
- [26] Large Electron Positron collider Division, LEP. CERN-ARCH-**LEP-01-001** até **06-017** (1982-1987).
- [27] F. Englert and R. Brout, *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*, Phys. Rev. Lett. **13**, 321 (1964).
- [28] P. W. Higgs, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*, Phys. Rev. Lett. **13**, 508 (1964).
- [29] G. S. Guralnik, C. R. Hagen and T. W. B. Kibble, *Global Conservation Laws and Massless Particles*, Phys. Rev. Lett. **13**, 585 (1964).
- [30] P. V. Landshoff e O. Nachtmann, Z. Phys. C **35**, 405 (1987).

- [31] M. Boonekamp, R. B. Peschanski e C. Royon, Phys. Rev. Lett. **87**, 251806 (2001) [arXiv:hep-ph/0107113].
- [32] M. Boonekamp, R. B. Peschanski e C. Royon, Nucl. Phys. B **669**, 277 (2003) [Erratum-ibid. B **676**, 493 (2004)] [arXiv:hep-ph/0301244].
- [33] M. Boonekamp, R. B. Peschanski e C. Royon, Phys. Lett. B **598**, 243 (2004) [arXiv:hep-ph/0406061].
- [34] B. Cox, J. R. Forshaw e B. Heinemann, Phys. Lett. B **540**, 263 (2002) [arXiv:hep-ph/0110173].
- [35] G. Ingelman e P. E. Schlein, Phys. Lett. B **152**, 256 (1985).
- [36] A. A. Affolder et al. [CDF Collaboration], Phys. Rev. Lett. **85**, 4215 (2000).
- [37] T. Aaltonen et al. [CDF Run II Collaboration], Phys. Rev. D **77**, 052004 (2008) [arXiv:0712.0604 [hep-ex]].
- [38] A. Bialas, P.V. Landshoff, Phys. Lett. B **256** (1991) 540.
- [39] R. Peschanski, M. Rangel and C. Royon, arXiv:0808.1691 [hep-ph].
- [40] M. S. Rangel, *Produção de Dijatos por Dupla Troca de Pomeron Exclusiva no Experimento DØ*. Tese de Doutorado, Rio de Janeiro: CBPF, 2008.
- [41] CMS Collaboration, *The CMS experiment at the CERN LHC*, JINST **0803**, S08004 (2008).
- [42] CMS Collaboration, *The Tracker Project Technical Design Report*, (1998), CERN-LHCC-98-006.
- [43] C. Amsler et al. (Particle Data Group) (2008). "Review of Particle Physics". Physics Letters B **667**: 1. doi:10.1016/j.physletb.2008.07.018.
- [44] D. J. Damião, *Estudo sobre a razão da produção difrativa e total de $B^+ \rightarrow J/\psi + K^+$ no CMS*. Tese de Doutorado, Rio de Janeiro: UERJ, 2010.
- [45] CMS collaboration, *The CMS magnet project: technical design report*, CERN-LHCC-97-010, <http://cdsweb.cern.ch/record/331056>.
- [46] A. Hervé et al., *Status of the construction of the CMS magnet*, IEEE Trans. Appl. Supercond. **14** (2004) 524.
- [47] A. Hervé, *The CMS detector magnet*, IEEE Trans. Appl. Supercond. **10** (2000) 389.

- [48] CMS Collaboration, *CMS: The Electromagnetic Calorimeter*. Technical Design Report, CERN-LHCC-97-33.
- [49] GEANT4 Collaboration; GEANT4: *A simulation toolkit*. Nucl. Instrum. Meth. 970 A506 177 (2003) 250-303.
- [50] U. Amaldi, M. Jacob, and G. Matthiae, *Diffraction of Hadronic Waves*, Ann. Rev. Nucl. Sci. **26**: 385-456 (1976).
- [51] A. Donnachie e P. V. Landshoff, Nucl. Phys. B 244, 322 (1984). A. Donnachie e P. V. Landshoff, Z. Phys. C 2, 55 (1979) [Erratum-ibid. C 2, 372 (1979)].
- [52] T. Altonen *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. Lett. **102**, 242001 (2009) [arXiv:0902.1271]
- [53] M. Boonekamp, T. Kucs, Comput. Phys. Commun. **167** (2005) 217; M. Boonekamp, O. Kepka, M. Rangel, C. Royon, in preparation.
- [54] M. Rangel, C. Royon, G. Alves, J. Barreto and R. B. Peschanski, Nucl. Phys. B **774**, 53 (2007) [arXiv:hep-ph/0612297].
- [55] CMS Collaboration. *WorkBook Muon Analysis - CMS Public*. Disponível em <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/WorkBookMuonAnalysis>. Acesso em 08 de Novembro de 2011.
- [56] CMS Collaboration. *Single muon trigger efficiency for HLT_DoubleMu0 - CMS Quarkonium Task Force workspace*. Disponível em https://espace.cern.ch/cms-quarkonia/onia-polarization/TP%20Efficiencies/trigger%20efficiencies%20HLT_DoubleMu0.aspx. Acesso em 03 de Novembro de 2011.
- [57] CMS Collaboration, *Particle-Flow Event Reconstruction in CMS Performance for Jets, Taus, and E_T^{miss}* , CMS-PAS **PFT-09-001**. (2009)
- [58] ROOT. Disponível em <http://root.cern.ch/drupal/>
- [59] CMS Collaboration, N. Schul, K. Piotrkowski, J. Hollar, *Measurement of exclusive $\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu$* , CMS-PAS **FWD-10-005** (2010), AN 2011/039.
- [60] D. Moran. *Exclusive DiMuon Production at LHCb*. Apresentado na Physics at LHCb - Bad Honnef, Alemanha (2011).