

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Dissertação de Mestrado

**Estudo da Produção Exclusiva de
Difótons no Experimento CMS/LHC**

Lucas de Brito Cavalcanti

Orientador: Prof.Dr. Gilvan Augusto Alves

Agradecimentos

Primeiramente, eu gostaria de expressar meus sinceros agradecimentos ao meu orientador, Prof. Gilvan Augusto Alves, por todo seu apoio, dedicação e por ter me guiado neste trabalho.

Agradeço a CAPES pelo apoio financeiro e ao CBPF por fornecer total estrutura para que eu pudesse desenvolver o meu trabalho.

Quero agradecer ao Jonathan Hollar e ao Antônio Vilela Pereira por toda ajuda que forneceram com os problemas que eu enfrentei com *software* do CMS e em questões de programação.

Gostaria também de agradecer aos meus amigos da UERJ, Flávia Ferreira, Guilherme Bittencourt, Roberto Carlos, Gustavo Vicente, Eduardo Coelho, Luiz Carneiro e Rafael Clarim.

Agradeço aos amigos do CBPF, Thamys Abrahão, Thiago Martins, Maria Elidaiana, Marília Ramos Carneiro e Marcio Gonçalves.

Agradeço principalmente a minha querida namorada Rosane Ribeiro pelo companherismo e por ter sido tão paciente comigo durante todos os momentos de dificuldade. Sem a sua ajuda e seu incentivo eu não teria conseguido chegar até aqui.

Termino agradecendo a todos que de alguma forma contribuíram para que eu terminasse este trabalho.

Resumo

Apresenta-se neste trabalho um estudo da produção exclusiva central de difótons, em colisões próton-próton a uma energia de centro de massa $\sqrt{s} = 7$ TeV, no experimento CMS do acelerador de partículas LHC. A estratégia de análise, proposta para selecionar eventos exclusivos de difótons, é baseada na conversão dos fótons em pares e^+e^- . Exploramos fótons em uma região cinemática de energia transversa $E_T > 5$ GeV e pseudorapidez $-2.5 < \eta < 2.5$. Esta análise é baseada em dados coletados pelo detector CMS durante o ano de 2010, correspondendo a uma luminosidade integrada de $\mathcal{L} = 36,17 \text{ pb}^{-1}$.

Para decidir quais critérios de seleção utilizar para os dados, fizemos uma simulação de eventos de difótons exclusivos utilizando o gerador ExHume. Para estimar o número de eventos de fundo (*background*), utilizamos o gerador de eventos *PYTHIA6.4* para simular os tipos relevantes de *backgrounds* que podem ocorrer para o processo em questão. Finalizamos estimando um valor para a seção de choque observada e exibindo graficamente alguns eventos.

Abstract

In this work we present a study of central exclusive production of diphotons in proton-proton collisions at a center of mass energy $\sqrt{s} = 7$ TeV, in the CMS experiment of the particle accelerator LHC. The analysis strategy, proposed to select exclusive diphoton events, is based on the photon conversion in e^+e^- pairs. The photons are explored in a kinematic range of transverse energy $E_T > 5$ GeV and pseudorapidity $-2.5 < \eta < 2.5$. This analysis is based on data recorded by the CMS detector during 2010, corresponding to an integrated luminosity of $\mathcal{L} = 36,17 \text{ pb}^{-1}$.

To decide the kinds of selection criteria to be used in the data, we simulated exclusive diphotons events with the ExHume generator. To estimate the number of background events we used the event generator PYTHIA6.4 to simulate the relevant backgrounds that can occur to the process in question. We finish estimating the value of the observed cross section and displaying some events.

Sumário

1	Introdução	2
2	Introdução Teórica	4
2.1	Modelo Padrão	4
2.1.1	Partículas elementares no modelo padrão	4
2.1.2	Interações entre as partículas fundamentais	7
2.2	QCD	8
2.2.1	Grau de liberdade de cor	8
2.2.2	Equações básicas da QCD	9
2.2.3	Regras de Feynman para QCD	12
2.2.4	Liberdade assintótica e confinamento	15
3	Difração Hadrônica	16
3.1	Fenômeno difrativo	16
3.2	Definição de processos difrativos na física de partículas	17
3.3	Rapidez e Lacuna de Rapidez	20
3.4	Teoria de Regge	23
3.5	Produção exclusiva central	27
3.6	Produção exclusiva de difótons	28
4	LHC e o Experimento CMS	32
4.1	Large Hadron Collider	32

4.2	Experimento CMS	34
4.2.1	Introdução	34
4.2.2	Detector CMS	34
4.2.3	Sistema de Coordenadas	36
4.2.4	Sistema de trajetografia	37
4.2.4.1	Detectores de <i>Pixel</i>	37
4.2.4.2	Detectores de tiras de silício	38
4.2.5	Calorímetro Eletromagnético	39
4.2.5.1	Barril (EB)	40
4.2.5.2	Tampas (EE)	40
4.2.5.3	Pre-Chuveiro (<i>PreShower</i> (ES))	41
4.2.6	Calorímetro Hadrônico	41
4.2.6.1	Barril (HB)	42
4.2.6.2	Tampas (HE)	43
4.2.6.3	<i>Hadron outer</i> (HO)	43
4.2.6.4	<i>Hadron foward</i> (HF)	44
4.2.7	Solenóide	44
4.2.8	Sistema de múons	45
4.2.9	Detectores Frontais	48
4.2.9.1	CASTOR	48
4.2.9.2	ZDC	49
4.2.10	Sistema de <i>Trigger</i>	49
5	Análise de dados	51
5.1	Reconstrução dos fótons no CMS	51
5.1.1	Algoritmo Híbrido	53
5.1.2	Algoritmo Multi5x5	54
5.1.3	Algoritmo Ilha	55
5.1.4	Correções de energia	56

5.1.5	Medida da posição no ECAL	57
5.1.6	Reconstrução dos fótons	58
5.2	Identificação e isolamento dos fótons	58
5.2.1	Isolamento no sistema de trajetografia	58
5.2.2	Isolamento no calorímetro eletromagnético	59
5.2.3	Isolamento no calorímetro hadrônico	59
5.2.4	Isolamento H/E	59
5.2.5	Sementes do detector de pixel	60
5.3	Fótons convertidos	60
5.4	Simulação de eventos	61
5.4.1	Características dos eventos simulados	61
5.4.2	<i>Backgrounds</i>	65
5.4.2.1	<i>Background</i> de eventos de QCD	65
5.4.2.2	<i>Background</i> de eventos $\gamma^*/Z \rightarrow e^+e^-$	65
5.5	Análise dos dados reais	65
5.5.1	<i>Trigger</i>	65
5.5.2	Amostra de dados	68
5.5.3	Nova reconstrução dos fótons	69
5.5.4	Critérios básicos para seleção dos eventos	70
5.5.5	Proposta para lidar com eventos de pileup	71
5.5.6	Definição de evento exclusivo utilizando o vértice de conversão	72
5.6	Eficiências	74
5.6.1	Eficiência do <i>Trigger</i>	74
5.6.2	Eficiência da reconstrução	75
5.6.3	Eficiência da identificação	76
5.6.4	Eficiência dos cortes exclusivos	77
5.6.4.1	Eficiência dos cortes em ΔE_T e $ \Delta\phi - \pi $	78
5.6.4.2	Eficiência da conversão dos fótons	78

5.6.4.3	Eficiência do corte em Δz	80
5.7	Resultados	81
5.7.1	Dados Reais	81
5.7.2	Análise dos eventos de fundo (<i>background</i>)	89
5.7.3	Remoção dos eventos de fundo (<i>background</i>)	92
5.7.4	Seção de choque	92
5.7.5	Visualização de eventos com o <i>cmsShow</i>	93
6	Conclusões	96

Lista de Figuras

3.1	Esquema do espalhamento elástico	21
3.2	Esquema da difração simples.	22
3.3	Esquema da difração dupla	22
3.4	Esquema da dupla troca de pomeron	22
3.5	(a) canal s . (b) canal t . (c) canal u	24
3.6	Diagrama esquemático para o espalhamento $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ e a trajetória de partículas	25
3.7	Diagrama esquemático para produção exclusiva central no LHC. Entre parentêses estão alguns tipos de sistemas que podem ser produzidos através desse processo.Outras possibilidades são partículas supersimétricas.	28
3.8	Processo de produção exclusiva de difótons.	29
3.9	As contribuições para a seção de choque da produção exclusiva de difótons a partir da trocas gg e $q\bar{q}$, no Tevatron e no LHC. Também mostra a contribuição do subprocesso da QED $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$. Para cada componente, é mostrado o valor da seção de choque restringindo os fótons emitidos a terem $E_T > E_{cut}$ e estarem em um intervalo de pseudorapidez de $ \eta < 1$ ou $ \eta < 2$	31
4.1	Esquema do LHC e localizações dos experimentos CMS, ATLAS, ALICE e LHCb	33
4.2	Esquema do detector CMS	35
4.3	Sistema de Coordenadas do CMS	37

4.4	Visão esquemática do detector de pixel.	38
4.5	Visão geral do sistema de trajetografia do CMS.	39
4.6	Visão esquemática de parte do calorímetro eletromagnético do CMS.	40
4.7	Visão esquemática de parte do calorímetro hadrônico do CMS.	42
4.8	Instalação do Barril do HCAL.	43
4.9	Instalação de uma das tampas do HCAL.	44
4.10	Momento da instalação do solenóide no CMS.	45
4.11	Visão esquemática do sistema de múons	46
4.12	Visão de um quarto do detector CMS, onde cada subdetector é ilustrado por uma cor diferente. Em verde está o sistema de trajetografia, MB (Barril da câmaras de Múons), ME (Tampas da câmara de múons), YB (<i>Yoke Barrel</i>) e YE (<i>Yoke Endcap</i>).	47
4.13	Localização do CASTOR na região frontal do CMS.	49
5.1	<i>Cluster</i> básico do ECAL. Em verde a matriz 3 x 3 e em vermelho a matriz 5 x 5.	52
5.2	Esquema de construção de matrizes do algoritmo Híbrido.	54
5.3	Algoritmo de agrupamento Multi5x5.	55
5.4	Algoritmo Ilha como descrito no texto.	56
5.5	Energia transversa (E_T) dos fótons gerados.	62
5.6	Pseudorapidez dos fótons gerados.	62
5.7	Massa invariante dos dois fótons.	63
5.8	ΔE_T dos fótons gerados.	63
5.9	$\Delta\phi$ dos fótons gerados.	64
5.10	Correlação da energia transversa dos dois fótons gerados.	64
5.11	Estudo do corte a ser aplicado em ΔE_T	70
5.12	Estudo do corte a ser aplicado em $ \Delta\phi - \pi $	71
5.13	Comparação entre o Δz dos dados reais e do monte carlo.	73

5.14	Energia transversa dos difótons selecionados do conjunto /EG/Run2010A-Dec22ReReco_v1/RECO com o <i>trigger</i> HLT_DoublePhoton5_L1R.	82
5.15	Pseudorapidez dos difótons selecionados do conjunto /EG/Run2010A-Dec22ReReco_v1/RECO com o <i>trigger</i> HLT_DoublePhoton5_L1R.	83
5.16	Massa invariante dos difótons selecionados do conjunto /EG/Run2010A-Dec22ReReco_v1/RECO com o <i>trigger</i> HLT_DoublePhoton5_L1R.	83
5.17	Energia transversa dos difótons selecionados do conjunto /EG/Run2010A-Dec22ReReco_v1/RECO com o <i>trigger</i> HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R.	84
5.18	Pseudorapidez dos difótons selecionados do conjunto /EG/Run2010A-Dec22ReReco_v1/RECO com o <i>trigger</i> HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R.	85
5.19	Massa invariante dos difótons selecionados do conjunto /EG/Run2010A-Dec22ReReco_v1/RECO com o <i>trigger</i> HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R.	85
5.20	Energia transversa dos difótons selecionados do conjunto /Photon/Run2010B-Dec22ReReco_v1/RECO com o <i>trigger</i> HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R.	86
5.21	Pseudorapidez dos difótons selecionados do conjunto /Photon/Run2010B-Dec22ReReco_v1/RECO com o <i>trigger</i> HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R.	87
5.22	Massa invariante dos difótons selecionados do conjunto /Photon/Run2010B-Dec22ReReco_v1/RECO com o <i>trigger</i> HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R.	87
5.23	Energia transversa dos difótons selecionados do conjunto /Photon/Run2010B-Dec22ReReco_v1/RECO com o <i>trigger</i> HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R_v3.	88
5.24	Pseudorapidez dos difótons selecionados do conjunto /Photon/Run2010B-Dec22ReReco_v1/RECO com o <i>trigger</i> HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R_v3	89
5.25	Massa invariante dos difótons selecionados do conjunto /Photon/Run2010B-Dec22ReReco_v1/RECO com o <i>trigger</i> HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R.	89
5.26	Visualização do evento 1 nos planos $r - \phi$ e $r - z$	94
5.27	Visualização do evento 2 nos planos $r - \phi$ e $r - z$	94
5.28	Visualização do evento 3 nos planos $r - \phi$ e $r - z$	95
5.29	Visualização do evento 4 nos planos $r - \phi$ e $r - z$	95

Lista de Tabelas

2.1	Léptons (Q: carga elétrica, L_e : número eletrônico, L_μ : número múonico, L_τ : número tauônico. Esses números quânticos mudam de sinal para os anti-léptons)	6
2.2	Quarks (Q: carga elétrica, I_3 : 3ª componente do Isospin, S: estranheza, C: <i>charmness</i> , B: <i>bottomness</i> , T: <i>topness</i> . Esses números quânticos mudam de sinal para os anti-quarks.)	6
5.1	Detalhes do <i>trigger</i> HLT_DoublePhoton5_L1R.	66
5.2	Detalhes do <i>trigger</i> HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R.	66
5.3	Detalhes do <i>trigger</i> HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R_v3	67
5.4	Informação sobre os conjuntos de dados utilizados.	68
5.5	Parâmetros utilizados no processo de segunda reconstrução na coleção dos fótons.	69
5.6	Valores de luminosidade e eficiência para os <i>triggers</i> utilizados nessa análise.	74
5.7	Eficiência da reconstrução para cada <i>trigger</i>	76
5.8	Parâmetros usados nos cortes de identificação dos fótons.	76
5.9	Eficiência de identificação para cada <i>trigger</i>	77
5.10	Eficiência dos cortes em ΔE_T e $ \Delta\phi - \pi $ para cada <i>trigger</i>	78
5.11	Valores da probabilidade de conversão, eficiência da reconstrução da conversão do fótons e a eficiência total da conversão do fótons.	79
5.12	Eficiência de que o vértice de conversão seja válido.	80

5.13	Eficiência dos cortes em Δz para cada <i>trigger</i>	81
5.14	Resultados da análise para o conjunto /EG/Run2010A-Dec22ReReco_v1/RECO com o <i>trigger</i> HLT_DoublePhoton5_L1R.	82
5.15	Resultados da análise para o conjunto /EG/Run2010A-Dec22ReReco_v1/RECO com o <i>trigger</i> HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R.	84
5.16	Resultados para o conjunto /Photon/Run2010B-Dec22ReReco_v1/RECO com o <i>trigger</i> HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R.	86
5.17	Resultados para o conjunto /Photon/Run2010B-Dec22ReReco_v1/RECO com o <i>trigger</i> HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R_v3.	88
5.18	Resultados da análise para o <i>background</i> de eventos $gg \rightarrow \gamma\gamma$	90
5.19	Resultados da análise para eventos exclusivos de difótons.	90
5.20	Resultados da análise para o <i>background</i> de eventos $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$	91
5.21	Resultados da análise para o <i>background</i> de eventos $\gamma^*/Z \rightarrow e^+e^-$	91

Capítulo 1

Introdução

A descrição do comportamento de todas as partículas elementares conhecidas é feita dentro de um único ambiente teórico chamado de Modelo Padrão. Esta é uma teoria quântica de campos que incorpora os quarks e os léptons, assim como suas interações através das forças fundamentais (força forte, fraca e o eletromagnetismo), com exceção da gravidade. Um dos componentes ainda não observado do modelo padrão, é o chamado bóson de Higgs, partícula associada ao campo responsável pela geração de massa para todas as partículas deste modelo.

A procura pela partícula de Higgs foi uma das principais motivações para a construção do grande colisor de hádrons (LHC - *Large Hadron Collider*). O LHC é um colisor próton-próton que foi construído para operar a uma energia de centro de massa de $\sqrt{s} = 14$ TeV, essa energia é alta o suficiente para produzir o bóson de Higgs em todo o intervalo de massa permitido pela teoria. Os experimentos no LHC devem finalmente responder a uma das questões mais urgentes da física de partículas moderna. Ou o bóson de Higgs é detectado, confirmando a previsão do Modelo Padrão ou é excluída a sua existência, tornando inválida essa parte do Modelo Padrão

Este trabalho tem como objetivo observar experimentalmente a produção exclusiva de difótons no LHC, utilizando dados coletados pelo detector CMS. A produção exclusiva de difótons é um processo difrativo, teoricamente representado pela troca de um objeto

com os números quânticos do vácuo (*pomeron IP*) entre os prótons interagentes criando um sistema central, que no nosso caso é formado por dois fótons. Experimentalmente, o que observamos em processos desse tipo são lacunas na distribuição angular do sistema produzido pela interação dos prótons. Além disso os prótons se mantêm intactos após a interação, apenas perdendo um pouco de sua energia. A motivação para estudar tal processo, está no fato de que a produção do bóson de Higgs pode ocorrer através desse mecanismo.

Esta dissertação está organizada da seguinte forma: No segundo capítulo, apresentamos o Modelo Padrão da física de partículas e as principais ideias da cromodinâmica quântica. Uma introdução sobre a física difrativa e a descrição teórica do processo de produção exclusiva de difótons é apresentada no capítulo 3. No capítulo 4 apresentamos uma descrição do experimento LHC e de um dos seus detectores de propósito geral, o Solenóide Compacto de Múons (Compact Muon Solenoid - CMS), de onde foram obtidos os dados para esta análise. O capítulo 5 constitui a principal parte deste estudo, a análise de dados. Finalmente, as principais conclusões e lições tiradas desta dissertação são resumidas no último capítulo.

Capítulo 2

Introdução Teórica

2.1 Modelo Padrão

2.1.1 Partículas elementares no modelo padrão

Partículas elementares são os “blocos de construção” mais fundamentais da matéria. O conceito de partícula elementar foi alterado ao longo do desenvolvimento da física. A matéria é composta de moléculas e/ou átomos, os átomos contém o núcleo e os elétrons, o núcleo é composto de núcleons, i.e. prótons e nêutrons, e finalmente os núcleons são compostos por quarks. As partículas elementares atuais são os quarks e os léptons (como por exemplo o elétron), ou seja essas partículas não possuem estrutura interna. Durante a década de 50, um grande número de partículas chamadas hádrons foram descobertas, além dos já conhecidos prótons, nêutrons e píons. Os hádrons são subdivididos em duas classes, bárions (próton, nêutron, etc.) com número bariônico $B = 1$ e mésons (píons, káons, etc.) com $B = 0$.

No modelo a quarks, proposto por Gell-Mann em 1964 [1], os bárions são compostos por três quarks (qqq) e os mésons por um quark e um anti-quark ($q\bar{q}$). Seis diferentes tipos quarks existem o *up*, o *down*, o charme, o estranho, o *top* e o *bottom* (u, d, c, s, t, e b), então é dito que os quarks possuem seis graus de liberdade chamados de “sabores”. Um quark de um sabor pode se transformar em um quark de outro sabor apenas através

da interação fraca carregada, que é mediada pelos bósons W^\pm . Outro grau de liberdade que os quarks possuem é a “cor”. A interação entre os quarks devido a “carga” de cor, que nada mais é que a interação forte, é mediada por glúons e é descrita pela cromodinâmica quântica (QCD).

Os léptons, elétron (e), múon (μ) e tau (τ) e seus correspondentes neutrinos ν_e , ν_μ e ν_τ , são os outros tipos de partículas elementares que existem na natureza. Os léptons não interagem através da interação forte e não possuem cor. Dentre estes, os neutrinos interagem somente pela interação fraca, enquanto o elétron (e), o múon (μ) e o tau (τ), que possuem carga elétrica, interagem tanto através da interação fraca quanto através da interação eletromagnética.

O modelo padrão da física de partículas [2, 3, 5] é a teoria que fornece a melhor descrição das propriedades das partículas elementares e suas interações. O modelo padrão é uma teoria quântica de campos, que descreve as interações forte, fraca e eletromagnética dos quarks e léptons. A interação gravitacional não faz parte do modelo padrão, pois ainda não foi possível formular com sucesso uma teoria quântica da gravitação.

Podemos resumir as partículas elementares do modelo padrão como:

$$\text{Quarks} \quad \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \quad (1)$$

$$\text{Léptons} \quad \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix} \quad (2)$$

$$\text{Bósons Mediadores} \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{fóton } \gamma \\ W^\pm, Z^0 \\ \text{glúon } g \end{array} \right. \quad (3)$$

Quarks e léptons são os “blocos de construção” fundamentais da matéria. Todos são

férmions e possuem spin $\frac{1}{2}$, seus números quânticos estão resumidos nas tabelas 2.1 e 2.2. Tanto os seis quarks como os seis léptons são organizados em 3 gerações.

Geração	l	Q	L_e	L_μ	L_τ
Primeira	e	-1	1	0	0
	ν_e	0	1	0	0
Segunda	μ	-1	0	1	0
	ν_μ	0	0	1	0
Terceira	τ	-1	0	0	1
	ν_τ	0	0	0	1

Tabela 2.1: Léptons (Q: carga elétrica, L_e : número eletrônico, L_μ : número múonico, L_τ : número tauônico. Esses números quânticos mudam de sinal para os anti-léptons)

Geração	q	Q	I_3	S	C	B	T
Primeira	u	2/3	1/2	0	0	0	0
	d	-1/3	-1/2	0	0	0	0
Segunda	s	-1/3	0	-1	0	0	0
	c	2/3	0	0	1	0	0
Terceira	b	-1/3	0	0	0	-1	0
	t	2/3	0	0	0	0	1

Tabela 2.2: Quarks (Q: carga elétrica, I_3 : 3ª componente do Isospin, S: estranheza, C: *charmness*, B: *bottomness*, T: *topness*. Esses números quânticos mudam de sinal para os anti-quarks.)

Os bósons de gauge possuem spin 1 e são os mediadores das interações entre quarks e/ou léptons. A força da interação depende de qual bóson de gauge é trocado entre os quarks e/ou léptons. As interações eletromagnética, fraca e forte são mediadas pelos fótons γ , bósons W^\pm , Z^0 e glúons g, respectivamente. Entre os bósons de gauge mostrados em 3, o fóton γ não possui massa e seu intervalo de interação é infinito, o glúon g também não possui massa porém, devido ao fato do glúon estar confinado dentro dos hádrons possui um intervalo de interação da ordem de 10^{-15} m. Os bósons

W^\pm, Z^0 são massivos e possuem uma escala de interação muito pequena, $\simeq 10^{-18}$ m.

O bóson de Higgs, com spin 0, é introduzido na teoria de forma arbitrária como consequência do mecanismo de Higgs [7]. Esse mecanismo provoca a quebra da simetria $SU(2)_L \times U(1)_Y$ do modelo padrão, gerando massa para os bósons W^\pm e Z^0 . As massas não só dos bósons de gauge mas de todos os quarks e léptons, são originadas dessa quebra espontânea de simetria no modelo padrão. Então descobrir o bóson de Higgs é a tarefa mais importante para finalmente estabelecer o modelo padrão e procurar uma “Nova Física” além do modelo padrão.

2.1.2 Interações entre as partículas fundamentais

Resumindo, existem 4 interações fundamentais entre as partículas elementares.

- Interação eletromagnética mediada pelos fótons γ .
- Interação fraca mediada pelos bósons W^\pm ($m_W \simeq 80,4$ GeV) e Z^0 ($m_Z \simeq 91,2$ GeV).
- Interação forte mediada pelos glúons g .
- Interação gravitacional.

Entre essas interações, a interação gravitacional não é levada em consideração na física de partículas já que é bem mais fraca em comparação com as outras interações.

Cada uma dessas quatro interações pertence a uma teoria física. A interação eletromagnética é descrita pela eletrodinâmica quântica (QED). A teoria de interações fracas foi originalmente formulada por Fermi [4], e funciona muito bem para processos com baixas energias. Porém a teoria apresenta uma série de problemas para processos a altas energias. Glashow, Weinberg e Salam (GWS) [4] combinaram a força eletromagnética e a força fraca desenvolvendo uma teoria unificada, a teoria eletrofraca. Junto com a teoria eletrofraca, a teoria da interação forte, a Cromodinâmica quântica (QCD), é com sucesso incorporada no modelo padrão, embora não seja unificada com a teoria

eletrofraca. Na próxima sessão a QCD será mais detalhada já que essa teoria será muito utilizada nessa dissertação.

2.2 QCD

A cromodinâmica quântica é a teoria da interação forte, força fundamental que descreve a dinâmica dos quarks e glúons que compõem os hádrons. A QCD é uma teoria quântica de campos de um tipo especial chamada teoria de gauge não-abeliana, ou teoria de Yang-Mills, com o grupo de simetria SU(3).

2.2.1 Grau de liberdade de cor

A carga de cor foi introduzida para resolver o problema da relação entre o spin e a estatística na espectroscopia dos bárions. No modelo a quarks, os bárions são compostos de três quarks com spin $\frac{1}{2}$.

Sem a carga de cor a função onda de um bárion é dada por :

$$\psi_{3q} = \psi_{\text{espaço}} \psi_{\text{spin}} \psi_{\text{sabor}} \quad (4)$$

Foi visto que o produto das funções de onda de espaço, de spin e de sabor, para o estado fundamental de alguns bárions, é totalmente simétrico sob uma troca de quaisquer dois quarks. Por exemplo, o estado do Δ^{++} é composto de três quarks do tipo u. O Δ^{++} é um férmion com spin $\frac{3}{2}$ e de acordo com o princípio da exclusão de Pauli a sua função de onda deve ser anti-simétrica sob a troca de qualquer par de quarks. Esse problema foi resolvido supondo que os quarks possuem um novo número quântico, com três diferentes valores possíveis, chamado de “cor”.

Então para construir uma função de onda totalmente anti-simétrica para os bárions a seguinte componente de cor é introduzida na função onda dos quarks :

$$\psi_{\alpha} \quad (\alpha = 1, 2, 3).$$

Onde α são as cores aqui representadas por 1, 2 e 3 mas são usualmente chamadas de vermelho, verde e azul. Com a adição desse grau de liberdade, uma função de onda anti-simétrica em cor para os três quarks é formada usando o símbolo anti-simétrico $\epsilon_{\alpha\beta\gamma}$, podendo ser escrita como:

$$\psi_{cor} = \frac{1}{\sqrt{6}} \epsilon_{\alpha\beta\gamma} \psi_\alpha \psi_\beta \psi_\gamma \quad (5)$$

multiplicando a equação 5 pela equação 4 obtemos a função de onda totalmente anti-simétrica para os bárions.

Além dessa dificuldade da estatística dos férmions a introdução da cor resolve diversos outros problemas. Como por exemplo no cálculo da taxa de decaimento do $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. O processo procede através do acoplamento de um pión a um loop de quark no qual os quarks u e d contribuem para esse decaimento. A fórmula para a taxa de decaimento desse processo é dada por:

$$\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = N_c^2 (e_u^2 - e_d^2) \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 \frac{m_\pi^3}{32\pi f_\pi} \quad (6)$$

onde N_c é número de cores e $f_\pi \simeq 130$ MeV é a constante do decaimento do pión. Então, calculando essa taxa obtemos:

$$\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = \begin{cases} 0,86\text{eV}, & (\text{sem cor } (N_c = 1)) \\ 7,85\text{eV}, & (\text{com 3 cores } (N_c = 3)) \end{cases} \quad (7)$$

A taxa de decaimento medida é $(7,74 \pm 0,55)$ eV que está de acordo com $N_c = 3$.

2.2.2 Equações básicas da QCD

Os quarks não são os únicos constituintes dos hádrons. Assim como os fótons mediam a interação eletromagnética entre partículas carregadas, existe um mediador da interação forte entre os quarks. Em analogia com o caso eletromagnético, os mediadores

da interação forte são bósons vetoriais que assim como os fótons não possuem massa. Esses bósons são chamados de *glúons*.

De acordo com a teoria de campos de gauge, a simetria de cor é uma simetria SU(3) e os glúons formam o seguinte octeto de cor:

$$\begin{aligned}
 |1\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(r\bar{b} + b\bar{r}) & |2\rangle &= -\frac{i}{\sqrt{2}}(r\bar{b} - b\bar{r}) \\
 |3\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(r\bar{r} + b\bar{b}) & |4\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(r\bar{g} - g\bar{r}) \\
 |5\rangle &= \frac{-i}{\sqrt{2}}(r\bar{g} + g\bar{r}) & |6\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(b\bar{g} - g\bar{b}) \\
 |7\rangle &= -\frac{i}{\sqrt{2}}(b\bar{g} + g\bar{b}) & |8\rangle &= \frac{1}{\sqrt{6}}(r\bar{r} + b\bar{b} - 2g\bar{g})
 \end{aligned} \tag{8}$$

com $r = red$, $g = green$, $b = blue$. Explicitamente temos :

$$r = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad b = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad g = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

esses 3 estados de cor formam uma base em um espaço vetorial complexo tridimensional.

O grupo SU(3) é o grupo de matrizes unitárias complexas 3 x 3 com determinante igual a 1. Uma matriz genérica do SU(3) pode ser escrita como:

$$U = \exp \sum_{a=1}^8 (i\theta_a t^a). \tag{9}$$

O somatório de 1 a 8 é para indicar que esse grupo possui 8 geradores t^a e 8 parâmetros reais θ_a . Os geradores do grupo SU(3) de cor são definidos como $t^a = \frac{\lambda^a}{2}$ onde λ^a são as conhecidas matrizes de Gell-Mann.

$$\lambda_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda_4 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\lambda_5 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda_6 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda_7 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda_8 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

O SU(3) é um grupo não-abeliano e os seus geradores obedecem a seguinte relação de comutação :

$$[t_a, t_b] = \sum_{c=1}^8 f^{abc} t_c \quad (10)$$

onde f^{abc} são as constantes de estrutura do grupo, são completamente anti-simétricas nos três índices e possuem os seguintes valores:

$$f^{123} = 1$$

$$f^{147} = f^{165} = f^{246} = f^{257} = f^{345} = f^{376} = \frac{1}{2}$$

$$f^{458} = f^{678} = \frac{\sqrt{3}}{2}$$

A lagrangiana da QCD [8] é dada por :

$$\mathcal{L}_{QCD} = \sum_s^6 \bar{q}_s (i\gamma^\mu D_\mu - m_s) q_s - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} \quad (11)$$

onde:

- s = índice de sabor.
- q_s é um espinor de Dirac representando o estado de um quark de sabor s .
- γ^μ são as matrizes de Dirac.
- $F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - gf_{abc} G_\mu^b G_\nu^c$ é o campo tensorial da cor.

- G_μ^a são os campos dos glúons ($a = 1, \dots, 8$).
- $D_\mu = \partial_\mu - i g_s \frac{\lambda^a}{2} G_\mu^a$ é a derivada covariante e g_s a constante de acoplamento.

2.2.3 Regras de Feynman para QCD

Nesta seção resumiremos as regras de feynman para a QCD, essas regras são derivadas diretamente da lagrangiana e são utilizadas nos cálculos da taxa de decaimento (Γ) e da seção de choque (σ) dos diversos processos possíveis.

Como o fóton, os glúons são partículas sem massa de spin 1, eles são representados pelo vetor de polarização, ϵ^μ , que é ortogonal ao momentum, p , do glúon:

$$\epsilon^\mu p_\mu = 0 \quad (\text{condição de lorentz}) \quad (12)$$

Como na QED, o gauge de Coloumb é utilizado:

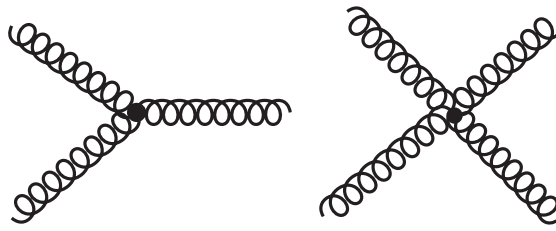
$$\epsilon^0 = 0, \quad \text{então} \quad \vec{\epsilon} \cdot \vec{p} = 0 \quad (13)$$

Para descrever o estado de cor do glúon, adicionalmente precisamos de um vetor coluna com 8 elementos, a^α :

$$a^1 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \text{ para } |1\rangle \dots a^8 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \text{ para } |8\rangle \quad (14)$$

Devido ao fato dos glúons possuírem cor (ao contrário do fóton que é eletricamente neutro), eles se acoplam diretamente uns aos outros. Na verdade existe o vértice de três

glúons e o vértice de quatro glúons:



Então as regras de Feynman para QCD são:

1. Linhas externas. Para cada quark externo com momentum p , spin s e cor c :

Quark

Entrando: $u^{(s)}(p)c$	Saindo: $\bar{u}^{(s)}(p)c^\dagger$

Antiquark:

Entrando: $\bar{v}^{(s)}(p)c^\dagger$	Saindo: $v^{(s)}(p)c$

Glúon

Entrando: $\epsilon_\mu(p)a^\alpha$	Saindo: $\epsilon_\mu^*(p)a^{\alpha*}$

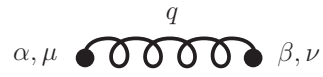
onde u e v são espinores de Dirac, c o vetor de cor e a é o vetor de estado do glúon como na eq. 14.

2. Propagadores. Cada linha interna contribui com um fator:

Quarks e antiquarks:

$$\begin{array}{c}
 q \\
 \bullet \longrightarrow \bullet \\
 \frac{i(\not{q} + m)}{q^2 - m^2}
 \end{array}$$

Glúons :

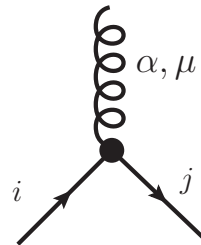


$$\frac{-i g_{\mu\nu} \delta^{\alpha\beta}}{q^2}$$

onde q corresponde ao quadrimomentum da linha.

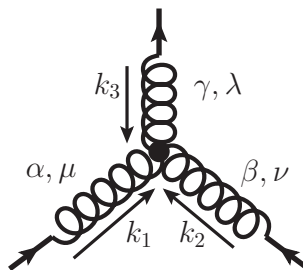
3. Vértices. Cada vértice contribui com um fator:

Quark-Glúons :



$$\frac{-i g_s}{2} (\lambda^\alpha)_{ji} \gamma^\mu$$

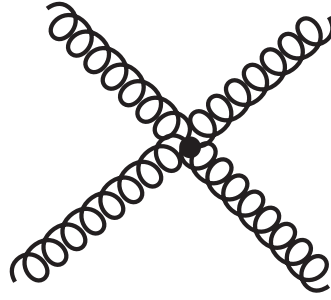
Três Glúons:



$$-g_s f^{\alpha\beta\gamma} [g_{\mu\nu} (k_1 - k_2)_\lambda + g_{\nu\lambda} (k_2 - k_3)_\mu + g_{\lambda\mu} (k_3 - k_1)_\nu]$$

com k_i correspondendo ao quadrimomentum do glúon.

Quatro Glúons:



$$-i g_s^2 [f^{\alpha\beta\eta} f^{\gamma\delta\eta} (g_{\mu\lambda} g_{\nu\rho} - g_{\mu\rho} g_{\nu\lambda}) + f^{\alpha\delta\eta} f^{\beta\gamma\eta} (g_{\mu\nu} g_{\lambda\rho} - g_{\mu\lambda} g_{\nu\rho}) + f^{\alpha\gamma\eta} f^{\delta\beta\eta} (g_{\mu\rho} g_{\nu\lambda} - g_{\mu\nu} g_{\lambda\rho})]$$

2.2.4 Liberdade assintótica e confinamento

Confinamento é o termo empregado para definir a observação experimental que os quarks e glúons são observados apenas como mésons ($q\bar{q}$) e bárions (qqq) “incolores”. A explicação da QCD é que a natureza não-abeliana do SU(3) origina a dependência do momentum transferido Q^2 na constante de acoplamento efetiva¹.

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{g_s(Q^2)}{4\pi} \approx \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln(\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2})} \quad (15)$$

onde Q é o quadrimomentum transferido, n_f é o número de sabores e Λ_{QCD} é a constante de escala da QCD. Não é possível determinar o valor de Λ_{QCD} teoricamente na QCD, ele é extraído dos experimentos e foi determinado como $\Lambda_{QCD} \approx 200$ MeV.

Resumidamente, para grandes valores de Q^2 , muito maiores do que Λ_{QCD}^2 , o acoplamento efetivo entre quarks e/ou glúons se torna pequeno e assim, a interação forte pode ser tratada perturbativamente. Nessa região, os quarks e glúons se comportam como partículas quase livres (liberdade assintótica). Por outro lado, para pequenos valores de Q^2 região onde $Q^2 \approx \Lambda_{QCD}^2$, o acoplamento quark-glúon se torna alto e cálculos perturbativos não são possíveis. Apesar de não comprovado analiticamente, o confinamento dos quarks e dos glúons dentro dos hádrons pode ser devido ao alto valor da constante de acoplamento nessa região.

Então Λ_{QCD}^2 é a escala que separa o confinamento e a liberdade assintótica.

¹Essa dependência vem do processo de renormalização.

Capítulo 3

Difração Hadrônica

3.1 Fenômeno difrativo

Na década de 50, o termo *difração* foi introduzido na física de altas energias. Landau e Pomeranchuk estão entre os primeiros que usaram essa definição. O termo é aplicado em estrita analogia com o familiar fenômeno óptico que é observado quando um feixe de luz encontra um obstáculo ou atravessa uma fenda com dimensões comparáveis ao seu comprimento de onda. Processos hadrônicos chamados de difrativos possuem um comportamento parecido com o conhecido fenômeno da difração da luz.

Vamos analisar a difração da luz mais precisamente. Quando um feixe de luz com comprimento de onda λ atinge um disco opaco de raio R_0 , um padrão de difração é produzido em um anteparo distante. Esse padrão é caracterizado por um grande pico frontal e com o primeiro mínimo em $\theta \simeq \pm\lambda/(2R_0)$. A intensidade I como função do ângulo de espalhamento θ é dada por:

$$I(\theta) = I(\theta = 0) \left(\frac{[2J_1(x)]^2}{x} \right) \simeq I(\theta = 0) \left(1 - \frac{R_0^2}{4} (k\theta)^2 \right), \quad (16)$$

onde J_1 é a função de Bessel de primeira ordem e $x = kR_0 \sin \theta \simeq kR_0$ com $k = \frac{2\pi}{\lambda}$. O padrão de difração é, assim, relacionado com o tamanho do alvo e o comprimento de onda do feixe de luz.

A seção de choque diferencial $d\sigma/dt$ para o espalhamento elástico próton-próton ($pp \rightarrow pp$) é notavelmente parecido o padrão de difração. Em pequenos valores de $|t|$, temos

$$\frac{d\sigma(t)}{dt} \simeq \frac{d\sigma(t=0)}{dt} \exp(-b|t|) \simeq \frac{d\sigma(t=0)}{dt} (1 - b(P\theta)^2), \quad (17)$$

em que $|t| \simeq (P\theta)^2$ é o valor absoluto do quadrado do quadrimomentum transferido, P é o momentum do próton incidente e θ o ângulo de espalhamento. O parâmetro de inclinação b é definido como $b = \frac{R^2}{4}$, em que mais uma vez R é relacionado ao tamanho do alvo (ou mais precisamente a distância transversa entre a partícula e o alvo).

3.2 Definição de processos difrativos na física de partículas

Agora vamos definir difração em termos de física de partículas. Uma definição bem geral de processos difrativos hadrônicos pode ser formulada como:

1) *A difração em física de altas energias é uma reação na qual não há troca de números quânticos entre as partículas que participam da interação.*

Em outras palavras, a difração é um tipo de interação que ocorre a altas energias, toda vez que partículas resultantes da interação têm os mesmos números quânticos que as partículas incidentes.

O requisito da não troca de números quânticos é uma condição necessária para o processo ser difrativo, mas não suficiente. A contaminação de processos do tipo não difrativo, como troca de partículas escalares, é sempre possível. Entretanto, essa contaminação se torna mais fraca a medida que a energia do centro de massa aumenta, razão pela qual é necessário o requisito de que o processo ocorra a altas energias. A grande vantagem dessa definição 1 é que ela é simples e geral e consegue cobrir todos

OS CASOS:

1. *espalhamento elástico*, quando exatamente as mesmas partículas incidentes emergem após a colisão.

$$1 + 2 \rightarrow 1 + 2, \quad (18)$$

2. *difração simples*, quando uma das duas partículas emerge intacta após a colisão enquanto a outra da lugar a um grupo de partículas com os mesmos números quânticos que a incidente.

$$1 + 2 \rightarrow 1 + X_2, \quad (19)$$

3. *difração dupla*, quando cada partícula incidente da origem a um grupo de partículas finais e cada grupo com os mesmos números quânticos da respectiva partícula incidente.

$$1 + 2 \rightarrow X_1 + X_2. \quad (20)$$

Na prática, enquanto é possível reconhecer imediatamente que uma reação elástica como a reação (18) pertence a classe de processos difrativos, é difícil, quando o estado final não é totalmente reconstruído, saber se os sistemas resultantes da interação possuem os mesmos números quânticos das respectivas partículas incidentes. Então é conveniente fornecer uma definição operacional da difração:

2) *Uma reação difrativa é caracterizada por uma grande lacuna de rapidez (rapidity gap) no estado final, que não é suprimida exponencialmente.*

Isto significa, por exemplo, que uma reação como a (20) é difrativa se uma grande lacuna de rapidez (i.e., uma larga separação angular) é observada entre X_1 e X_2 . Entretanto, podem existir alguns eventos do tipo (20) que apresentam uma grande lacuna de rapidez, embora sejam de natureza não difrativa. O número de eventos desse tipo deverá ser exponencialmente suprimido. Se $\Delta\eta$ é a lacuna de rapidez do estado final, a

distribuição de eventos difrativos é

$$\frac{dN}{d\Delta\eta} \sim \text{constante}, \quad (21)$$

já para os eventos não difrativos temos:

$$\frac{dN}{d\Delta\eta} \sim \exp(-\Delta\eta). \quad (22)$$

Mais uma vez podemos notar que só o requerimento de uma grande lacuna de rapidez no estado final não é suficiente para caracterizar a difração. Para evitar contaminação de eventos não difrativos, temos que exigir que lacunas de rapidez do estado final não sejam suprimidas exponencialmente. A Difração verdadeira só pode ser distinguida assintoticamente de contribuições não difrativas, já que última diminui com o aumento da energia.

Processos hadrônicos são tradicionalmente classificados em duas categorias diferentes: moles (*soft*) e duros (*hard*). Assim, a difração também pode ser separada em duas categorias, difração mole e difração dura.

- *Processos moles* são caracterizados por uma escala de energia da ordem do tamanho do hádron R (~ 1 fm). O quadrimomentum transferido ao quadrado é bem pequeno, da ordem de $|t| \simeq 1/R^2 \simeq$ (ordem de 1 GeV^2). As seções de choque possuem uma dependência exponencial em t , $d\sigma/dt \simeq \exp(-R^2|t|)$ e eventos com altos valores de momentum transferidos são altamente suprimidos.

Exemplos de processos moles são espalhamento elástico hádron-hádron e dissociação difrativa. Do ponto de vista teórico, a cromodinâmica quântica (QCD) perturbativa é inadequada para descrever esses processos por terem uma grande escala de distância. A abordagem adotada para descrever os processos moles é a teoria Regge. De acordo com essa teoria, fenômenos hadrônicos moles a altas energias são dominados pela troca de um enigmático objeto chamado *pomeron*.

- *Processos duros* são caracterizados por duas (ou mais) escalas de energia, uma ainda é da ordem do tamanho hádron, a outra é a escala de energia “dura”. A transfêrencia de momentum é da ordem dessa última escala, que é então grande ($\gtrsim 1\text{GeV}^2$). A dependência da seção de choque do momentum transferido $|t|$ é tipicamente do tipo logarítmica ou de potência.

Dois exemplos de processos duros são espalhamento inelástico profundo e produção de jatos com alto momentum transversal.

O alto valor do momentum transferido permite usar QCD perturbativa. Parte do processo, entretanto, ainda é de origem não perturbativa. Os chamados Teoremas de fatorização (Collins, Soper e Sterman 1989 [17]) garantem que a porção perturbativa pode ser separada da parte não perturbativa.

A tradicional estrutura teórica para difração é a teoria de Regge. Esta teoria descreve reações hadrônicas a altas energias em termos da troca de ‘objetos’ (não partículas) chamadas *reggeons*. O reggeon com números quânticos do vácuo que domina assintoticamente é o então chamado *pomeron*¹. A troca de partículas escalares com números quânticos do vácuo, contribuindo para eventos não difrativos, é suprimida em altas energias. Assim na teoria de Regge as reações difrativas são aquelas dominadas pela troca de pomeron.

3.3 Rapidez e Lacuna de Rapidez

Conforme foi dito, eventos difrativos se caracterizam por grandes lacunas de rapidez no estado final em que nenhuma partícula é produzida. A Rapidez é definida como :

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \quad (23)$$

¹Em homenagem ao físico russo I. Ya. Pomeranchuk, um dos fundadores da física difrativa hadrônica

onde E é a energia da partícula e p_z é a componente do momentum ao longo do eixo z . A Pseudorapidez é mais útil na prática e é definida da seguinte forma:

$$\eta = -\ln \tan\left(\frac{\theta}{2}\right). \quad (24)$$

No limite onde a partícula está viajando com velocidade próxima a da luz, ou na aproximação que a massa da partícula é próxima de zero, a pseudorapidez é aproximadamente igual a rapidez. O uso da pseudorapidez é mais conveniente pois o ângulo polar θ da partícula pode ser medido diretamente do detector. Diferenças de pseudorapidez

$$\Delta\eta = |\eta_2 - \eta_1| \quad (25)$$

são invariantes sob transformações de Lorentz.

Lacunas de rapidez (*rapidity gaps*) são definidas como regiões no espaço de fase angular desprovidas de partículas. Então para os principais tipos de processos difrativos temos as seguintes topologias :

- Espalhamento elástico: Os 2 prótons interagem e permanecem intactos após a interação. O momentum das partículas antes e depois da interação é praticamente o mesmo.

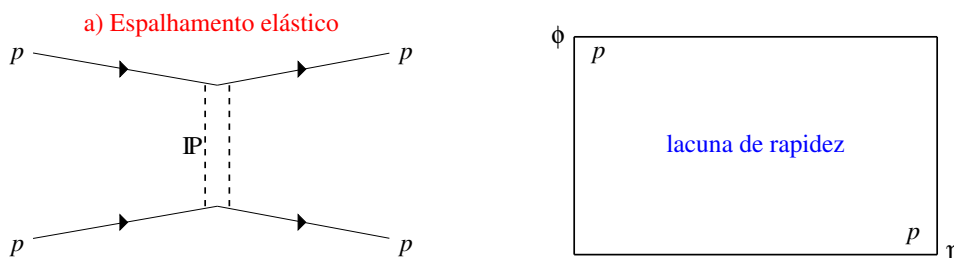


Figura 3.1: Esquema do espalhamento elástico

- Difração simples: Os dois prótons interagem, um próton emerge intacto após a interação e o outro próton se dissocia em um sistema X_1 , que possui os mesmos

números quânticos que o próton incidente. O estado final possui um *gap* de rapidez entre o próton e o sistema X_1 .

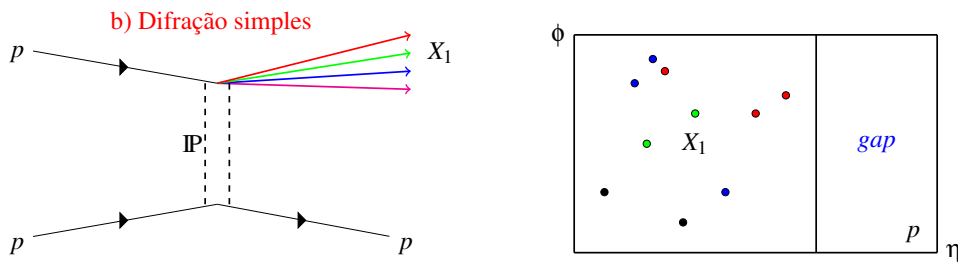


Figura 3.2: Esquema da difração simples.

- Difração dupla: Os dois prótons interagem e ambos se dissociam em estados X_1 e X_2 , esse estados possuem os mesmos números quânticos dos prótons incidentes. O estado final apresenta um *gap* de rapidez entre os sistemas X_1 e X_2 .

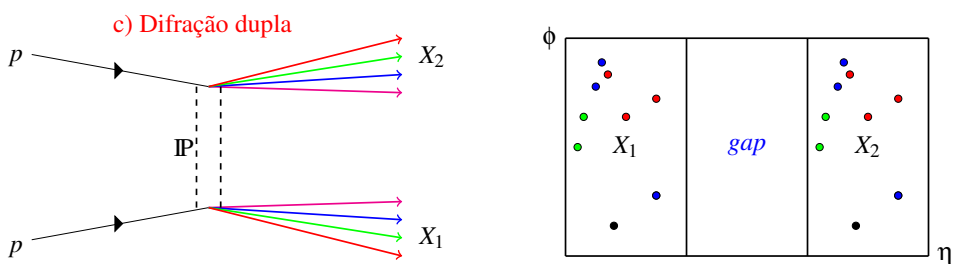


Figura 3.3: Esquema da difração dupla

- Dupla troca de pomeron: Neste processo os dois prótons interagem e cada um emite um pomeron. Os dois pomerons interagem produzindo um sistema central de partículas. O estado final apresenta duas lacunas de rapidez.

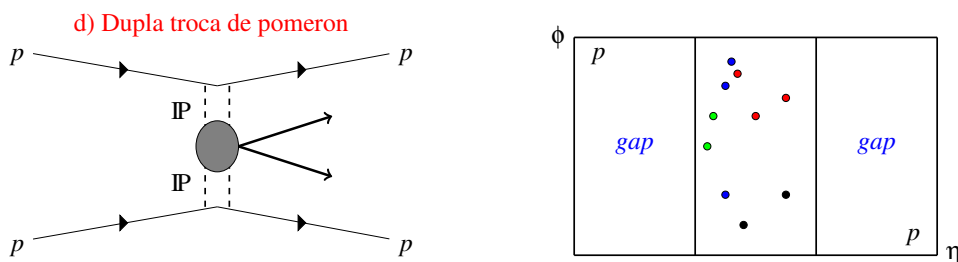


Figura 3.4: Esquema da dupla troca de pomeron

3.4 Teoria de Regge

Para apresentar os principais resultados da teoria de Regge, é útil relembrar algumas definições básicas relacionadas ao espalhamento de partículas. Na teoria quântica relativística, o operador de espalhamento (ou simplesmente matriz S) $|f\rangle = S|i\rangle$ transforma um estado inicial $|i\rangle$ de um processo de espalhamento em um estado final $|f\rangle$. Os estados $|i\rangle, |f\rangle$ definidos assintoticamente no tempo ($-\infty$ e ∞) respectivamente, representam partículas livres e formam um conjunto completo de estados. O operador de transição T definido como $S = 1 + iT$ expressa a dinâmica de evolução quando os estados iniciais não permanecem inalterados e sofrem algum tipo de interação. Os elementos da matriz S podem ser decompostos como

$$S_{fi} \equiv \langle f|S|i\rangle = \delta_{fi} + iT_{fi} = \delta_{fi} + i(2\pi)^4 \delta^4(p_f - p_i) A(i \rightarrow f) \quad (26)$$

onde na última expressão a conservação do quadrimomentum é escrito explicitamente pela função delta de Dirac. $A(i \rightarrow f)$ é a amplitude de probabilidade que o estado i evoluirá para o estado f . A amplitude de espalhamento A é usualmente escrita como função de duas das variáveis de Mandelstam $s, t, e u$, que no caso particular do espalhamento de duas partículas resultando em duas partículas,

$$1 + 2 \rightarrow 3 + 4, \quad (\text{canal } s) \quad (27)$$

são definidas por

$$s = (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2 \quad (28)$$

$$t = (p_1 - p_3)^2 = (p_2 - p_4)^2 \quad (29)$$

$$u = (p_1 - p_4)^2 = (p_2 + p_3)^2 \quad (30)$$

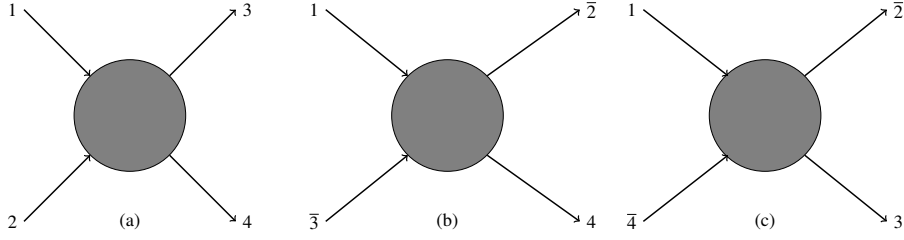


Figura 3.5: (a) canal s . (b) canal t . (c) canal u .

Essas variáveis são importantes, pois elas são invariantes de Lorentz, ou seja possuem o mesmo valor em qualquer sistema inercial. Na reação 27, veja Fig. 3.5-a, s é o quadrado da energia total do centro-de-massa da colisão e t é o quadrimomentum transferido entre as partículas 1 e 3. Analogamente, o canal t (canal u) possui o quadrado da energia do centro-de-massa definido na equação 29 (eq. 30). As reações dos canais u e t são então (veja Fig. 3.5-b e Fig. 3.5-c)

$$1 + \bar{3} \rightarrow \bar{2} + 4, \quad (\text{canal } t) \quad (31)$$

$$1 + \bar{4} \rightarrow \bar{2} + 3, \quad (\text{canal } u) \quad (32)$$

onde $\bar{3}$ por exemplo representa a antipartícula de 3. A amplitude de espalhamento é expressa em termos de s e t , ou seja $A = A(s, t)$.

A teoria de Regge foi desenvolvida na década de 60, antes do surgimento da QCD, com o objetivo de descrever o comportamento assintótico das interações fortes. Suas previsões são válidas no chamado “limite de Regge” onde $s \rightarrow \infty$ e $s \gg t$.

Esta teoria se baseia no estudo das propriedades analíticas da amplitude de espalhamento $A(s, t)$. Uma descrição detalhada pode ser encontrada em [10]. Aqui apenas os resultados mais importantes serão mostrados. O principal resultado dessa teoria é que a amplitude de espalhamento pode ser escrita como

$$A(s, t) \sim s^{\alpha(t)}. \quad (33)$$

onde $\alpha(t)$ é a trajetória de Regge.

Para exemplificar o que são essas trajetórias de Regge tomamos como exemplo o processo $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$. De acordo com a conservação dos números quânticos, essa reação pode acontecer através da troca de hádrons virtuais como por exemplo ρ^0 , a_2 e ρ^3 . Se fizermos um gráfico do spin ($J = \alpha$) pela massa ao quadrado ($M^2 = t$), dessas partículas, veremos que elas formam uma linha reta determinando uma “trajetória” de partículas. Esse gráfico pode ser visto na figura 3.6 .

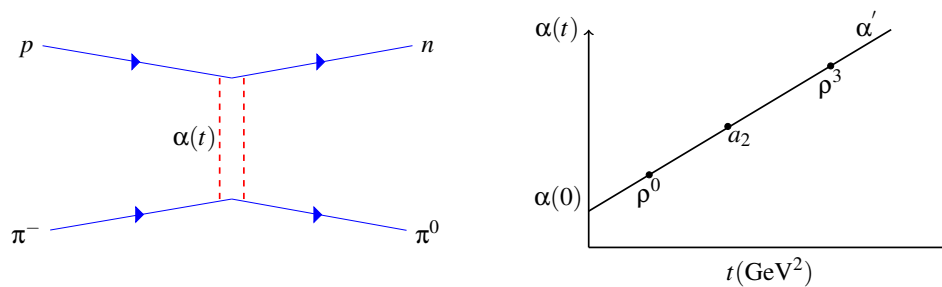


Figura 3.6: Diagrama esquemático para o espalhamento $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ e a trajetória de partículas

A expressão geral para essa trajetória em linha reta é :

$$\alpha(t) = \alpha(0) + \alpha'.t, \quad (34)$$

onde $\alpha(0)$ é interseção e α' é a inclinação. A trajetória leva o nome da partícula mais leve no exemplo acima o nome da trajetória seria ρ^0 . Os parâmetros $\alpha(0)$ e α' são determinados experimentalmente. A inclinação α' é aproximadamente igual a 1GeV^{-2} . A interseção $\alpha(0)$ das trajetórias correspondendo as partículas conhecidas está no intervalo entre 0 - 0,5, por exemplo $\alpha(0)_\pi \approx 0$, $\alpha(0)_\rho \approx 0.5$.

Então a amplitude da equação 33 se torna

$$A(s, t) \sim s^{\alpha(0) + \alpha'.t} \quad (35)$$

temos ainda que a seção de choque diferencial para um processo de espalhamento elástico é dada por:

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt} \sim \frac{|A(s, t)|^2}{s^2} \quad (36)$$

então substituindo a eq. 35 em 36 temos:

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt} \sim s^{2\alpha(0)+2\alpha't-2}. \quad (37)$$

De acordo com o teorema óptico, que relaciona a seção de choque total com a amplitude de espalhamento elástico, a dependência com a energia da seção de choque total de um espalhamento hádron-hádron é:

$$\sigma_{tot} \sim \frac{1}{s} \text{Im}[A(s, t = 0)] \sim s^{\alpha(0)-1}. \quad (38)$$

A troca de trajetórias de Regge, que possuem interseções até 0.5, faz com a seção de choque diminua com a energia de acordo com a eq. 38. Entretanto, é experimentalmente conhecido que a seção de choque hadrônica total aumenta lentamente conforme a energia aumenta. Com o objetivo de descrever os dados dentro da teoria de Regge uma nova trajetória denominada *pomeron* (IP) foi introduzida com $\alpha(0)_{IP} \approx 1$. No caso da troca de reggeons, números quânticos são trocados, porém no caso da troca do pomeron só os números quânticos do vácuo são trocados.

Donnachie e Landshoff [37] usaram resultados experimentais de interações hádron-hádron para extrair a trajetória do pomeron. Eles parametrizaram a seção de choque total como

$$\sigma_{tot} = As^{\alpha_{IR}-1} + Bs^{\alpha_{IP}-1} \quad (39)$$

o primeiro termo na Eq. 39 corresponde a troca reggeons, responsável pela diminuição da seção de choque a baixas energias, enquanto o segundo termo leva em consideração a contribuição do pomeron que domina a altas energias. Os resultados desse ajuste são:

$$\alpha_{IR} - 1 = 0,4524 \text{ e } \alpha_{IP} - 1 = 0,0808$$

No caso do pomeron, a seguinte parametrização da sua trajetória foi extraída

$$\alpha_{IP} = 1,08 + 0,25t. \quad (40)$$

3.5 Produção exclusiva central

O processo de produção exclusiva central (*central exclusive production*- CEP) é definido como :

$$p + p \rightarrow p \oplus X \oplus p, \quad (41)$$

onde dois prótons interagem, criando uma sistema X através da transferência de uma pequena fração de momentum para esse sistema. X é uma sistema central completamente medido e o símbolo ‘ \oplus ’ indica uma grande lacuna de rapidez, desprovida de partículas, entre os prótons e o sistema X. O termo “exclusivo” exige que nenhuma outra partícula seja produzida além de X. Algumas partículas que podem ser produzidas via esse tipo processo são o χ_c , dijetos (jj) e difótons ($\gamma\gamma$), sendo que diversos grupos de pesquisa do ATLAS e do CMS estão ativamente tentando observar esses eventos no LHC. Além disso o bóson de Higgs pode ser produzido via esse mecanismo [15]. Um dos modelos que descreve a produção exclusiva foi proposto pelo grupo de Durham [12]. Neste modelo as previsões para a produção exclusiva são obtidas a partir do diagrama da figura (3.7) usando QCD perturbativa, pois foi proposto que esse processo acontece através de uma troca de dois glúons produzindo um sistema X (H, χ_c , jj , $\gamma\gamma$) e outro glúon é trocado entre os prótons para conservar a cor e manter os prótons intactos. Este segundo glúon representa a maior fonte de incerteza no modelo, uma vez que envolve cálculos não perturbativos por ser de baixo momentum.

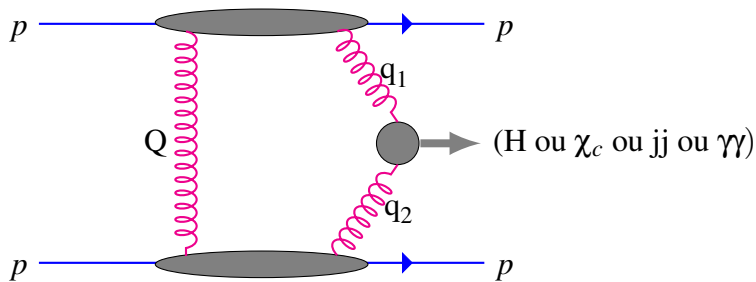


Figura 3.7: Diagrama esquemático para produção exclusiva central no LHC. Entre parentêses estão alguns tipos de sistemas que podem ser produzidos através desse processo. Outras possibilidades são partículas supersimétricas.

Essa dissertação é dedicada ao estudo da produção exclusiva central de difótons. Primeiro apresentaremos um resumo teórico desse processo discutindo as partes mais importantes e depois os resultados da análise de dados serão apresentados.

3.6 Produção exclusiva de difótons

O processo de produção exclusiva de difótons é representado pelo diagrama da figura (3.8). Esse evento é descrito através da troca de dois glúons, um de cada próton. Os glúons criam um laço (*loop*) de quarks emitindo os dois fótons, além disso outro glúon é trocado entre os prótons interagentes para conservar a cor do processo e assim manter intactos os prótons após a interação.

O modelo proposto por Khoze, Martin e Ryskin (KMR) [13], para descrever esse processo, propõe que a seção de choque pode ser escrita na seguinte forma fatorizada.

$$\sigma_g = \mathcal{L}_g(M_{\gamma\gamma}^2, y) \hat{\sigma}_g(M_{\gamma\gamma}^2), \quad (42)$$

onde $\hat{\sigma}_g$ é seção de choque do subprocesso duro $gg \rightarrow \gamma\gamma$ que produz o sistema $\gamma\gamma$ de massa $M_{\gamma\gamma}$ e \mathcal{L}_g é a luminosidade efetiva para a produção do sistema central $\gamma\gamma$ com rapidez y .

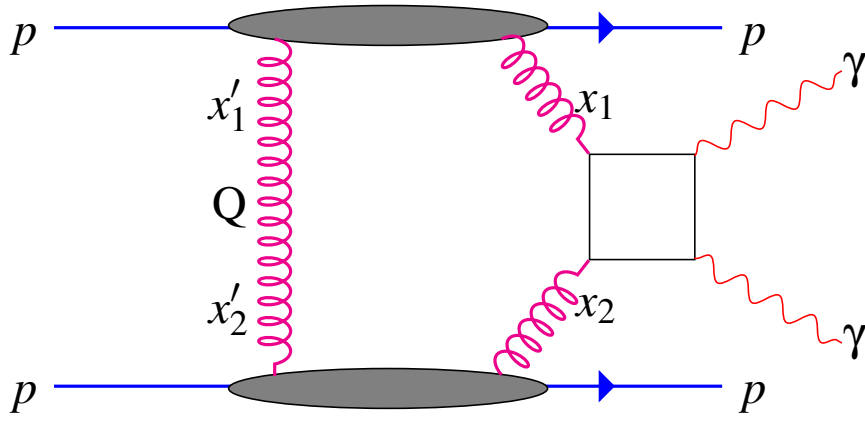


Figura 3.8: Processo de produção exclusiva de difótons.

A luminosidade efetiva é calculada usando a seguinte fórmula :

$$M^2 \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial y \partial M^2} = \hat{S}^2 L. \quad (43)$$

Um ingrediente importante no cálculo da luminosidade efetiva é a inclusão da probabilidade de sobrevivência das lacunas de rapidez. O fator L é incluído levando em consideração a probabilidade de ocorrer algum tipo de radiação via QCD e o fator \hat{S}^2 é introduzido pela possibilidade de acontecer algum tipo de re-espalhamento mole dos prótons interagentes. Explicitamente temos para L :

$$L = \left(\frac{\pi}{(N_c^2 - 1)b} \int \frac{dq_t^2}{q_t^4} f_g(x_1, x'_1, q_t^2, \mu^2) f_g(x_2, x'_2, q_t^2, \mu^2) \right)^2, \quad (44)$$

onde $N_c = 3$ é o número de cores e b é a inclinação correspondendo as distribuições da transferência de momentum dos prótons que colidem, e sua relação com a seção de choque é dada por:

$$\frac{d^2\sigma}{dt_1 dt_2} \propto e^{b(t_1+t_2)} \quad (45)$$

onde $b = (4\text{GeV}^{-2})^2$. As quantidades $f_g(x, x', q_t^2, \mu^2)$ são as densidades não integradas

²Esse valor vem de uma parametrização do vértice próton-pomeron [11]

dos glúons e representam a probabilidade de encontrar dois glúons no próton um com fração de momentum x e outro x' , com $x' \ll x$. Uma completa prescrição para calcular essas funções é bastante complicada. Por essa razão é conveniente usar uma forma simplificada

$$f_g(x, x', q_t^2, \mu^2) = R_g \frac{\partial}{\partial \ln q_t^2} \left[\sqrt{T(q_t, \mu)} x g(x, q_t^2) \right] \quad (46)$$

onde $g(x, q_t^2)$ é a convencional função integrada de glúons do próton e R_g é o fator que leva em conta a existência do segundo glúon. $R_g = 1.4$ para a energia do LHC. A probabilidade \hat{S}_g^2 que as lacunas de rapidez não são preenchidas por secundários re-espalhamentos moles da colisão dos prótons. Esse fator \hat{S}_g^2 é calculado usando o modelo eikonal de dois canais[11] e no LHC temos que $\hat{S}_g^2 = 0,020$.

Usando esse formalismo que foi descrito acima, com maiores detalhes em [13], o modelo KMR calculou a seção de choque da produção exclusiva de difótons para o Tevatron ($\sqrt{s} = 1,96$) e para o LHC ($\sqrt{s} = 14$ TeV). A figura 3.9 apresenta a seção de choque integrada ao longo de um domínio cinemático, que os fótons emitidos possuem uma energia transversa $E_T > E_{cut}$ e pseudorapidez, tanto $|\eta| < 1$ ou $|\eta| < 2$.

A partir dos resultados apresentados na figura 3.9 podemos estimar que no LHC a seção de choque para a produção exclusiva de difótons, no intervalo cinemático que estamos interessados, ou seja, $E_T > 5$ GeV e $|\eta| < 2$, será $\sigma(\gamma\gamma)_{\text{Exclusiva}} \sim 0,6$ pb.

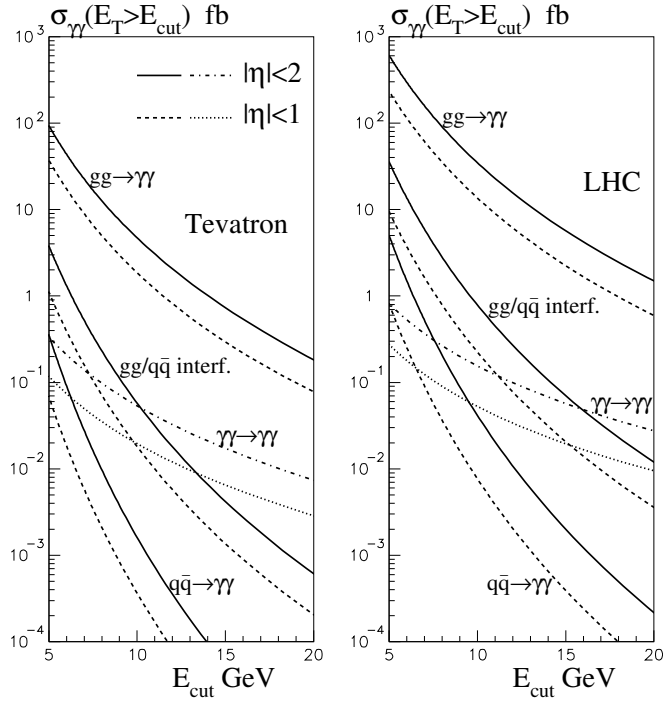


Figura 3.9: As contribuições para a seção de choque da produção exclusiva de difótons a partir da trocas gg e $q\bar{q}$, no Tevatron e no LHC. Também mostra a contribuição do subprocesso da QED $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$. Para cada componente, é mostrado o valor da seção de choque restringindo os fótons emitidos a terem $E_T > E_{cut}$ e estarem em um intervalo de pseudorapidez de $|\eta| < 1$ ou $|\eta| < 2$

Capítulo 4

LHC e o Experimento CMS

4.1 Large Hadron Collider

No CERN o maior acelerador de partículas do mundo o LHC (*Large Hadron Collider*) foi construído no já existente túnel de 27-Km de circunferência usado pelo LEP (*Large Electron Positron Collider*). O LHC foi projetado para colidir feixes de prótons a uma energia de centro de massa de 14 TeV e alcançar uma luminosidade de $\mathcal{L} = 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. No LHC, dois feixes separados de prótons colidem em quatro pontos de interação. O LHC possui quatro grandes detectores de partículas que estão medindo as colisões nos pontos de interação. Os detectores ATLAS e CMS (*Compact Solenoid Muon*) são detectores de propósito geral, que são projetados para cobrir uma grande variedade de processos físicos, mas principalmente para descobrir o bóson de Higgs e procurar por Supersimetria ou outra física além do modelo padrão. O Experimento LHCb é especialmente destinado a física do quark b. Como o LHC colide também íons de chumbo (Pb), o ALICE (*Large Ion Collider Experiment*) é construído para estudar as propriedades do plasma de quarks e glúons em colisões de íons pesados.

Então, o LHC está fazendo medidas para validar o Modelo Padrão da Física de Partículas e procurar por uma física além do Modelo Padrão no maior nível de energia já

atingido. A taxa de eventos físicos produzidos em colisões próton-próton é dada por:

$$\mathcal{N} = \sigma \mathcal{L}, \quad (47)$$

onde σ é a seção de choque total e \mathcal{L} é a luminosidade.

No ponto de interação onde o experimento CMS está localizado (ponto 5) colisões de grupos de prótons (*bunches*), contendo $1,15 \times 10^{11}$ prótons, acontece a cada 50 ns o que corresponde a uma frequência de 20 MHz. O grande número de partículas por *bunch* aumenta o número de eventos interessantes, mas também inclui o problema de múltiplas interações (*pile up*). Para a alta luminosidade, haverá em média 25 interações inelásticas por cruzamento de *bunch*. Isto complica a análise já que partículas da reação investigada tem que ser distinguidas de partículas de eventos adicionais.

A figura 4.1 mostra o LHC e a localização dos experimentos.

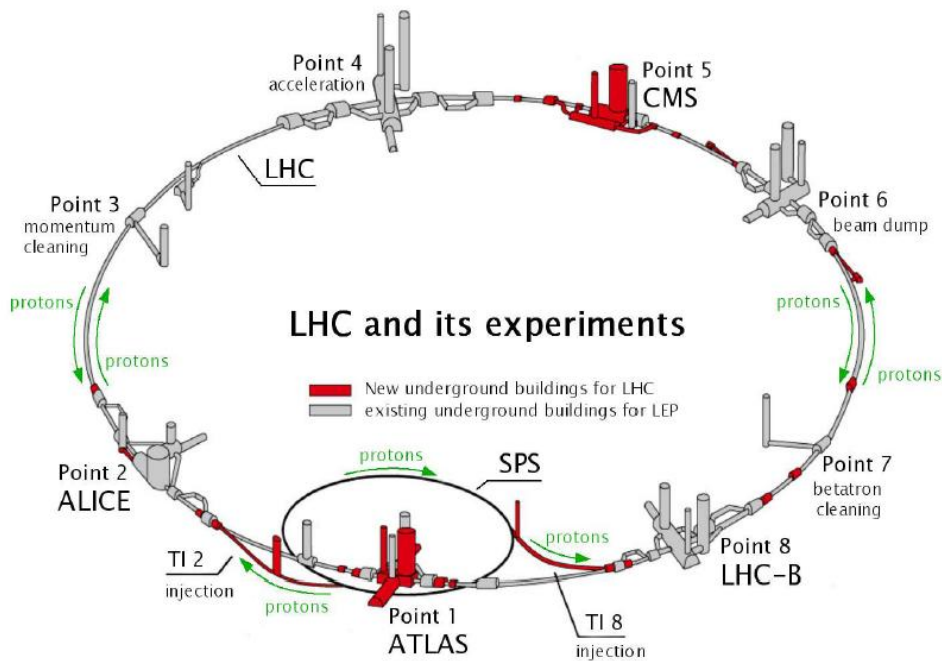


Figura 4.1: Esquema do LHC e localizações dos experimentos CMS, ATLAS, ALICE e LHCb

4.2 Experimento CMS

4.2.1 Introdução

O Solenóide Compacto de múons (*Compact Muon Solenoid-CMS*) é um dos dois detectores de propósito geral do LHC projetado principalmente para encontrar o bóson de Higgs e partículas supersimétricas ou física além do modelo padrão.

Isto requer uma excelente performance de todos os componentes do detector. Dependendo da sua massa, a existência do bóson de Higgs pode se manifestar, por exemplo, via decaimento de dois fótons ou quatro múons. Jatos e energia transversa perdida são especialmente importantes na busca de partículas supersimétricas e qualquer física além do modelo padrão.

Então uma excelente identificação e medida do momento para os léptons, uma correta medida de energia para os jatos e fótons e uma completa cobertura do ponto de interação com objetivo de determinar a energia transversa perdida são requerimentos a serem atingidos pelo detector.

4.2.2 Detector CMS

O detector CMS está localizado no ponto de atividade 5 (*Point 5*), figura 4.1. O detector tem uma estrutura padrão de um detector de colisões de partículas, onde as diferentes partes do detector (subdetectores) são posicionadas de forma que uma parte envolva a outra formando camadas concêntricas a partir do ponto de interação. O esquema do detector pode ser visto na figura 4.2. O detector tem 20 m de comprimento, 14 m de diâmetro e um peso de aproximadamente 14000 toneladas.

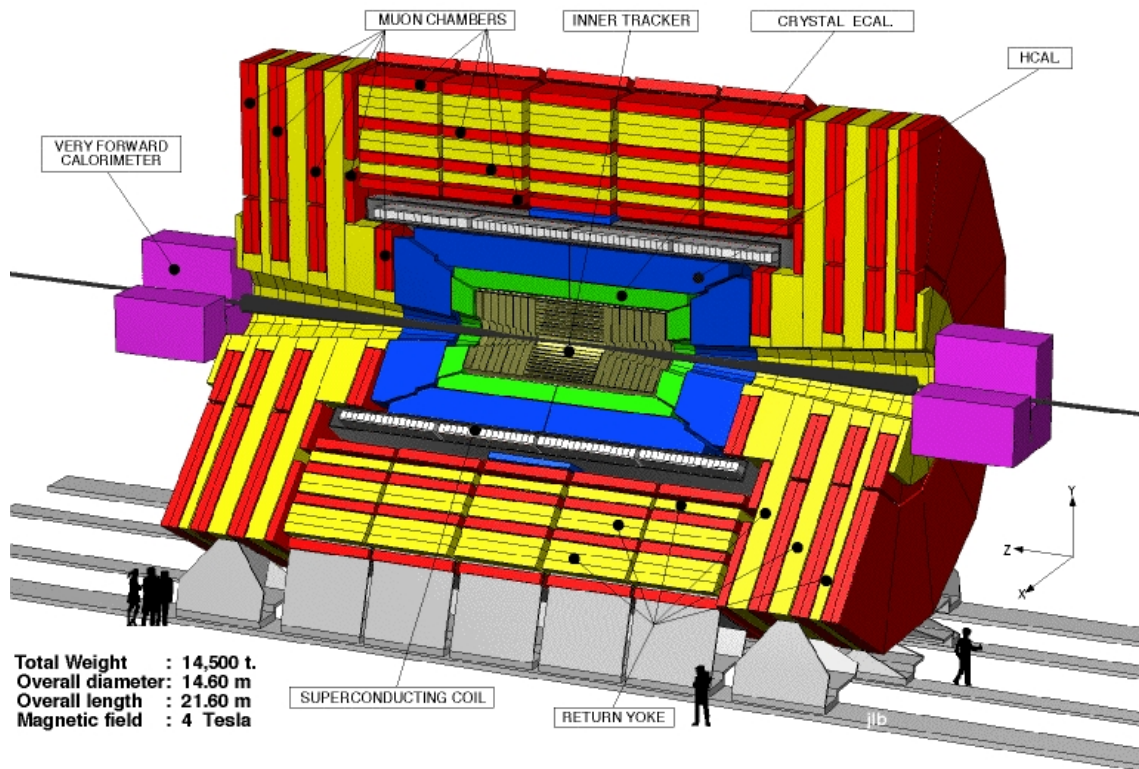


Figura 4.2: Esquema do detector CMS

A partir do ponto de interação até o contorno exterior, o CMS possui os seguintes subdetectores:

- O Sistema de trajetografia (*Tracker*) utiliza os pontos de ionização que as partículas carregadas deixam ao atravessar as camadas do *tracker* para determinar as trajetórias dessas partículas. A curvatura e os ângulos das trajetórias reconstruídas no campo magnético permitem medir o momento da partícula e o sinal da sua carga.
- O calorímetro eletromagnético (ECAL) mede a posição e a energia dos elétrons e dos fótons.
- O calorímetro Hadrônico (HCAL) mede a posição e a energia dos hádrons presentes nos jatos de partículas.
- Um solenóide fornece um campo magnético uniforme de 3,8T em toda região

do detector (tracker, ECAL, HCAL), que irá curvar as trajetórias das partículas carregadas.

- As câmaras de múons reconstroem as trajetórias dos múons a partir dos pontos de interação deixados nas camaras de múons. A curvatura no campo magnético permite medir o momento dos múons.

Os subdetectores são formados por duas partes principais: a parte cilíndrica chamada de barril e duas partes circulares chamadas de tampas (*endcaps*) que estão localizadas em ambos os lados do barril ao longo do eixo do feixe para assegurar máxima cobertura de detecção.

Nos tópicos seguintes uma descrição mais detalhada dos subsistemas do CMS é feita.

4.2.3 Sistema de Coordenadas

O sistema de coordenadas adotado pelo CMS tem como origem o ponto de colisão nominal com o eixo y apontando para cima e o eixo x radialmente para o centro do LHC. O eixo z aponta na direção do feixe. O ângulo azimutal ϕ é medido a partir do eixo x no plano x - y e a coordenada radial nesse plano é denotada por r. O ângulo polar θ é medido a partir do eixo z.

Conforme foi dito anteriormente a pseudo-rapidez é definida como:

$$\eta = -\ln \tan(\theta/2) \quad (48)$$

é preferencialmente usada em colisões de hádrons ao invés do ângulo polar, pois diferenças de pseudorapidez são invariantes sob *boosts* de lorentz ao longo do eixo z.

O momento transverso e a energia transversa são calculados da seguinte forma:

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad e \quad E_T = E \sin \theta \quad (49)$$

A energia perdida medida nesse plano transverso é denotada por \cancel{E}_T . O esquema do

sistema de coordenadas pode ser visto na figura 4.3.

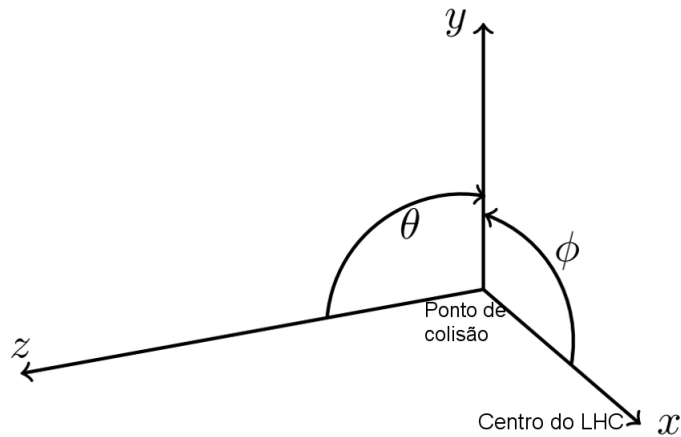


Figura 4.3: Sistema de Coordenadas do CMS

4.2.4 Sistema de trajetografia

Mais próximo ao eixo do feixe, no centro do detector CMS, está localizado o sistema de trajetografia. Sua principal função é reconstruir as trajetórias das partículas carregadas que emergem das colisões dos prótons. Partículas carregadas são desviadas no campo magnético permitindo medir sua carga e momento. O sistema de trajetografia possui um diâmetro de 2,4 m e um comprimento de 5,4 m, sendo dividido em dois subsistemas o detector de pixel e o detector de tiras de silício (*Silicon Strip Detector*). Cada subsistema possui uma parte em formato de barril e uma parte de tampas.

4.2.4.1 Detectores de *Pixel*

O detector pixel de silício representa a parte mais interna no sistema de trajetografia. Permite a reconstrução dos traços fornecendo três pontos de impactos. A sua proximidade ao ponto de interação o faz ideal para reconstruir a posição do vértice primário a partir do qual as partículas se originam e a posição de vértices secundários dos decaimentos das partículas. Possui 66 milhões de sensores de leitura e cada sensor possui uma área

de $100 \times 150 \mu\text{m}^2$ totalizando uma área ativa de 1 m^2 , fornecendo a esse subsistema uma alta granularidade. O detector de pixel pode ser visto na figura 4.4.

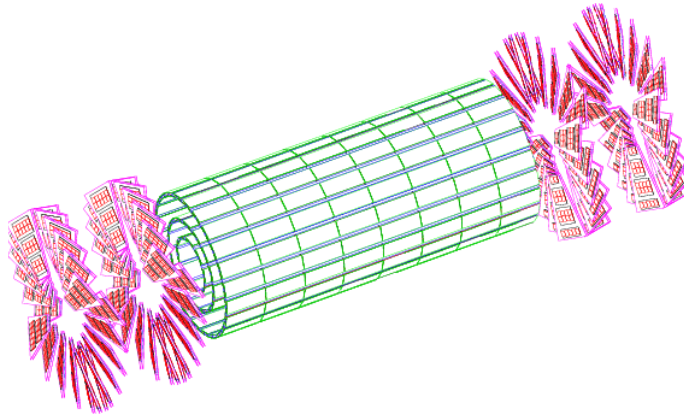


Figura 4.4: Visão esquemática do detector de pixel.

O barril do detector de pixel é composto por três camadas cilíndricas de 53 cm de comprimento, colocadas a uma distância radial de 4,4 cm, 7,3 cm e 10,2 cm do ponto de interação, respectivamente. Juntas reúnem 48 milhões de sensores de pixel. O barril é complementado por discos de pixel, dois em cada extremidade do detector, colocados em $|z| = 34,5 \text{ cm}$ e $46,5 \text{ cm}$ respectivamente e com o raio se estendendo de 6 cm até 15 cm. Os módulos nos discos pixel são inclinados em cerca de 20° , resultando em uma geometria do tipo turbina.

4.2.4.2 Detectores de tiras de silício

O detector de tiras de silício (*Silicon Strip Detector*) possui um total de 9,3 milhões de sensores de tiras de silício e é dividido em 4 partes. A cobertura na região central é feita pelo TIB (*Tracker Inner Barrel*) e pelo TOB (*Tracker Outer Barrel*). O TIB é composto de 4 camadas cilíndricas de módulos cobrindo a região de $25 \text{ cm} < r < 50 \text{ cm}$ e $|z| = 55 \text{ cm}$. O TOB é composto de 6 regiões cilíndricas cobrindo uma região de $50 \text{ cm} < r < 116 \text{ cm}$ e $|z| = 118 \text{ cm}$. A cobertura na região frontal é feita pelo TID (*Tracker Inner Disks*),

que são três discos em cada extremidade do TIB e pelo TEC (*Tracker End Cap*) que é colocado em cada extremidade do TOB e consiste de 9 discos em cada tampa cobrindo a região $120 \text{ cm} < |z| < 280 \text{ cm}$.

A figura 4.5 apresenta uma visão geral do sistema de trajetografia.

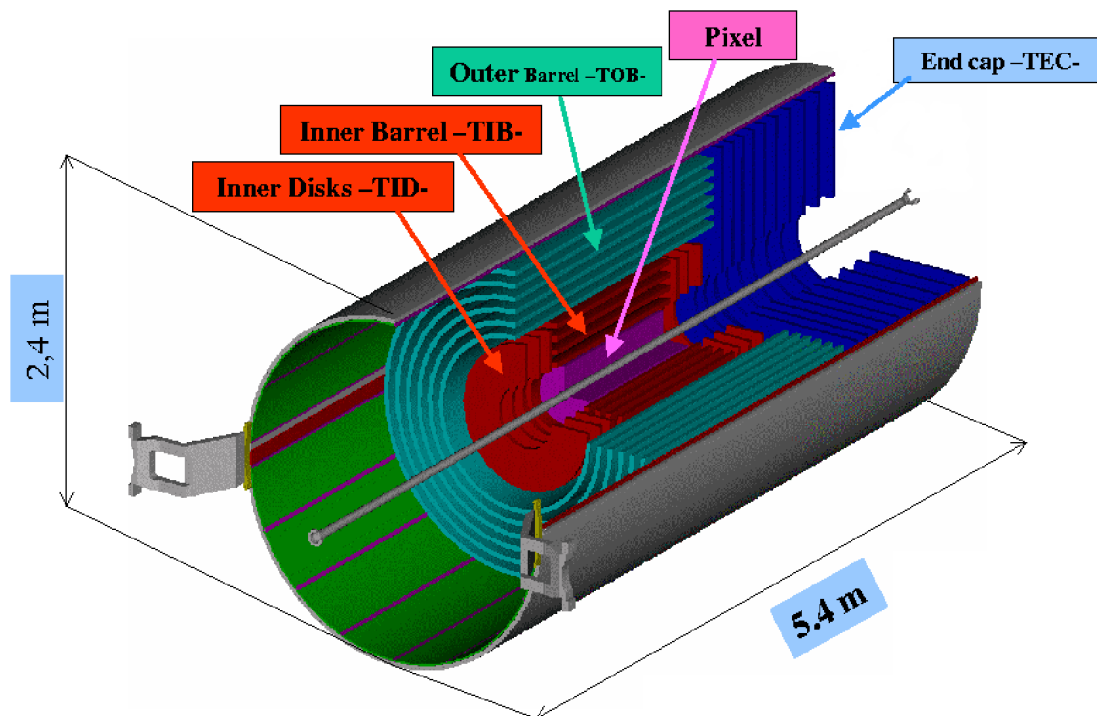


Figura 4.5: Visão geral do sistema de trajetografia do CMS.

4.2.5 Calorímetro Eletromagnético

O calorímetro eletromagnético (ECAL) tem como objetivo medir a energia de partículas que interagem eletromagneticamente, isto é partículas carregadas como elétrons e partículas neutras como fótons. O princípio de funcionamento do ECAL baseia-se no desenvolvimento do chamado chuveiro eletromagnético, iniciado quando um elétron ou um fóton penetra em material denso, no caso do ECAL cristais cintilantes são utilizados para iniciar os chuveiros eletromagnéticos.

Devido a sua alta densidade, pequeno raio de Molière, rápida reposta e resistência a radiação, cristais de tungstato de chumbo (PbWO_4) foram selecionados como material

cintilante para obter um ECAL muito compacto e de alta performance. Os cristais de PbWO_4 possuem um comprimento de radiação $X_0 = 0.89$ cm e 80% da luz é emitida em 25 ns.

Similar aos outros subdetectores, o ECAL também consiste em uma região do barril (EB) circundando o sistema de trajetórias e duas tampas (EE), como ilustrado na figura 4.6.

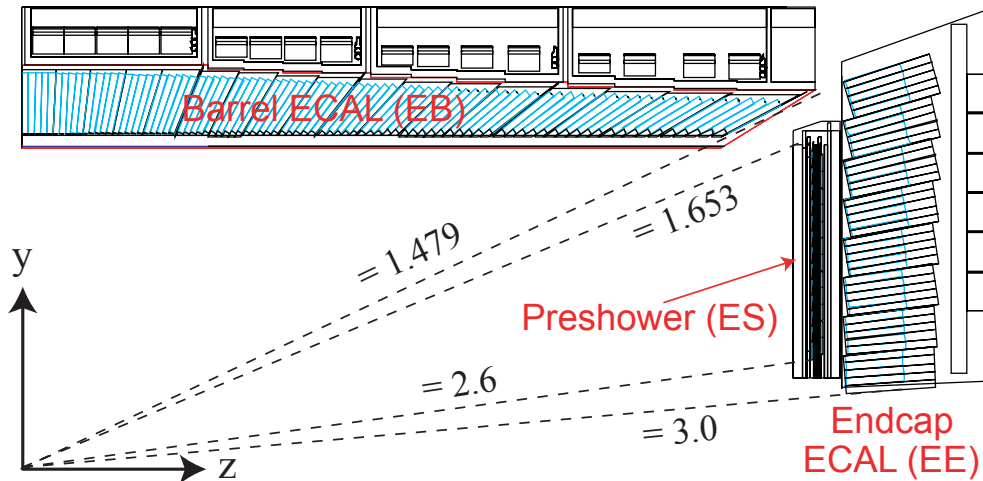


Figura 4.6: Visão esquemática de parte do calorímetro eletromagnético do CMS.

4.2.5.1 Barril (EB)

A parte do barril do ECAL tem um raio interno de 129 cm e cobre uma região de pseudorapidez central $|\eta| < 1,479$. Possui 61200 cristais e cada cristal possui uma área frontal de 22×22 mm² e um comprimento de 230 mm, o que equivale a $28,5X_0$.

A luz cintilante fornecida pelos cristais é então direcionada para o chamado fotodiodo de avalanche (APD) que converte luz em sinal elétrico, pré-amplifica e envia para eletrônica externa para futuro processamento e decisão de *trigger*.

4.2.5.2 Tampas (EE)

As tampas do ECAL cobrem uma região frontal $1,479 < |\eta| < 3,0$ e são colocadas em $|z| = 314$ cm. A área frontal de cada cristal é aproximadamente $28,6 \times 28,6$ mm² e

comprimento de 220 mm que corresponde a $24,7X_0$. Os cristais formam matrizes 5 x 5, essas matrizes são chamadas de supercristais. Cada tampa possui 7324 cristais.

Devido ao esperado alto fluxo de hádrons na região frontal, dispositivos mais resistentes como fototriodos a vácuo (VPT) foram selecionados para conversão da luz em sinal elétrico e pré amplificação.

4.2.5.3 Pre-Chuveiro (*PreShower* (ES))

Em adição, nas duas tampas, um calorímetro *preshower* foi especificamente projetado para identificar píons neutros que decaem em dois fótons quase instantaneamente devido o seu curto tempo de vida ($8,4 \times 10^{-7}$ s). Esse detector é um calorímetro de amostragem (*sampling*), que possui $3X_0$, e utiliza chumbo para iniciar o chuveiro e tiras de silício para medir a posição da primeira partícula carregada (elétrons/pósitrons) do chuveiro eletromagnético. Esse dispositivo permite separar os dois fótons do decaimento do pión e assim distingui-lo de um depósito de energia de um único fóton.

4.2.6 Calorímetro Hadrônico

Circundando o ECAL está o calorímetro hadrônico que tem como objetivo medir o depósito de energia dos hádrons e junto com o ECAL medir energia dos jatos e determinar a energia transversa perdida. Energia transversa perdida é um sinal típico para uma nova física, e.g., supersimetria mas também é importante para obter informação sobre os neutrinos. Em adição, o calorímetro hadrônico é muito útil para identificação de elétrons, fótons e múons, em cooperação com o calorímetro eletromagnético e o sistema de múons, respectivamente.

O HCAL possui uma parte de barril (HB) e duas tampas circulares em cada lado do barril (HE) e que se junta ao barril hermeticamente. Em adição, o *hadron outer* (HO), colocado logo após o solenóide, complementa o barril na região central e o *hadron forward* (HF) estende a cobertura na região frontal até $|\eta| = 5,19$. A figura 4.7 mostra parte do HCAL.

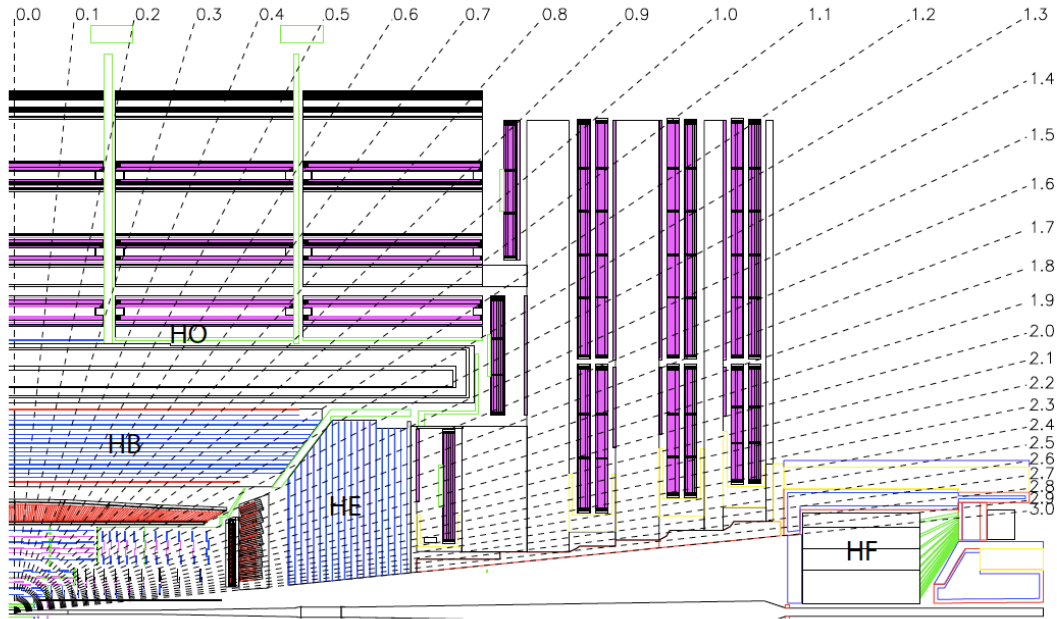


Figura 4.7: Visão esquemática de parte do calorímetro hadrônico do CMS.

4.2.6.1 Barril (HB)

O HB consiste de 32 torres cobrindo uma região de pseudorapidez de $|\eta| < 1,4$, resultando em 2304 torres com uma segmentação de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,087 \times 0,087$. O HB consiste em camadas alternadas de bronze e placas cintiladoras de plástico e fibras ópticas alteradoras de comprimento de onda (WLS) usadas para fazer a leitura. Possui 15 placas de bronze com 5 cm de espessura e 2 placas de aço complementando. A espessura do cintilador usado logo após o ECAL é de 9 mm e 3,7 mm para as demais camadas. A figura 4.8 mostra a instalação do HB do calorímetro hadrônico.

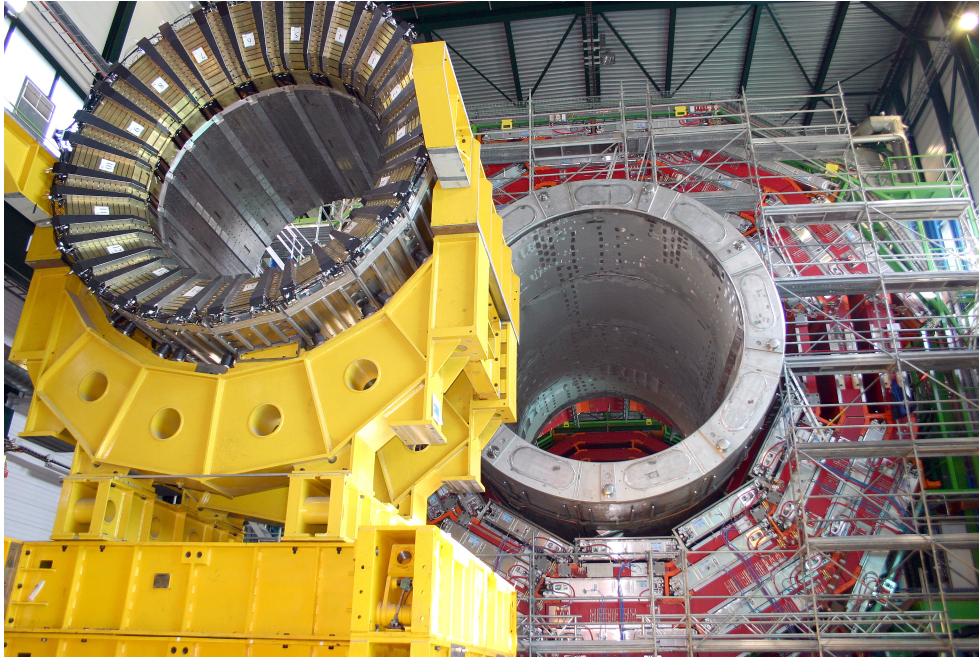


Figura 4.8: Instalação do Barril do HCAL.

4.2.6.2 Tampas (HE)

O HE cobre uma região em pseudorapidez de $1,3 < |\eta| < 3,0$. A espessura das placas de bronze é de 8 cm em vez dos 5 cm usados no HB, já espessura dos cintiladores é a mesma. Consiste em 14 torres em $|\eta|$. Para as 5 primeiras torres a segmentação em ϕ é de 5° e a segmentação em η é de 0,087. Para as seguintes torres a segmentação em ϕ é 10° , enquanto a segmentação em η varia de 0,09 até 0,35 para maiores valores de η . O número total de torres é de 2304. A figura 4.9 mostra o momento da instalação de uma das tampas do HCAL.

4.2.6.3 *Hadron outer* (HO)

Devido a limitações no tamanho do calorímetro hadrônico na região do barril, ele tem que caber dentro do solenóide, em alguns eventos talvez o HB não consiga armazenar toda a energia dos hádrons. Assim sendo o barril é complementado pelo HO. O HO cobre uma região de $|\eta| < 1,3$ e possui cintiladores de 10 mm de espessura aumentando a espessura efetiva do HCAL para mais de 10 comprimentos de interação. Com o auxílio

HO é possível detectar chuveiros hadrônicos extremamente penetrantes e aumentar a resolução em energia e E_T .



Figura 4.9: Instalação de uma das tampas do HCAL.

4.2.6.4 *Hadron forward* (HF)

Existem 2 calorímetros HF, um em cada extremidade do CMS, que estendem a cobertura da pseudorapidez até $|\eta| < 5,2$. O calorímetro HF é instalado após o sistema de múons a 11,2 m do ponto de interação. O HF é um detector de luz Cerenkov, onde partículas carregadas emitem luz nas fibras de quartzo e essas fibras de quartzo guiam a luz emitida para as fotomultiplicadoras.

4.2.7 Solenoíde

Um solenoíde supercondutor, com um campo magnético máximo de 3,8T, fornece uma grande força para conseguir desviar a trajetória das partículas carregadas de altas energias e a partir desse desvio é possível medir precisamente o momento dessas

partículas utilizando o sistema de trajetografia. O solenóide possui 13 m de comprimento, um diâmetro interno de 6 m e acomoda o sistema de trajetografia e parte dos calorímetros. A figura 4.10 mostra a instalação do solenóide do CMS.

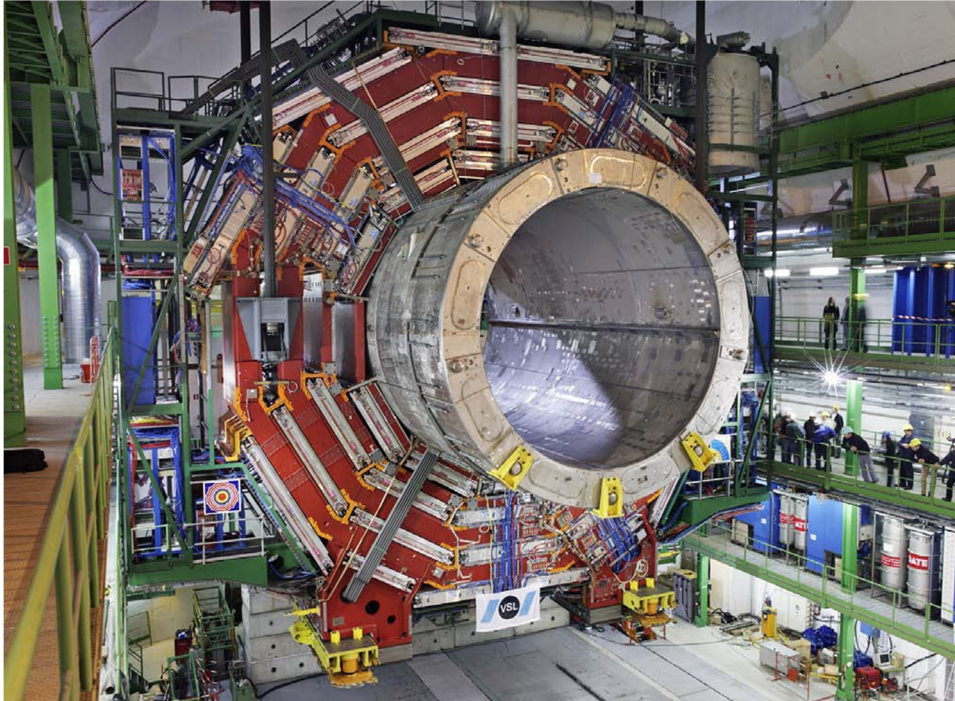


Figura 4.10: Momento da instalação do solenóide no CMS.

4.2.8 Sistema de múons

O sistema de múons é a parte mais externa do detector CMS. Um estrutura de ferro onde se dá o retorno do campo magnético do solenóide é equipado com câmaras de detectores gasosos para identificação de múons e medição do momento. No barril, as estações de múons são instaladas em 5 discos de ferro separados, e nas tampas quatro estações de múons são instaladas em três discos independentes de ferro. Cada disco do barril é segmentado em 12 setores em um ângulo azimutal.

Três diferentes tipos de detectores gasosos compõem o sistema de múons do CMS de acordo com os requerimentos. No parte do barril o fluxo de múons e o *background* é pequeno. Além disso o campo magnético é muito baixo, então tubos (câmaras) de arrasto (*drift tube* - DT) são utilizados. As tampas do detector de múons são construídas usando

câmaras de tiras, com o cátodo sendo formado por essas tiras, (*Cathod Strip Chambers* - CSC). O CSC fornece uma rápida resposta, maior granularidade e boa resistência a radiação. Em adição, câmaras de placas resistivas (*Resistive Plate Chambers* - RPC) formam um sistema de *trigger* redundante. O sistema de múons possui 250 câmaras DT, 540 CSC's e 610 RPC's. O esquema das câmaras pode ser visto na figura 4.11.

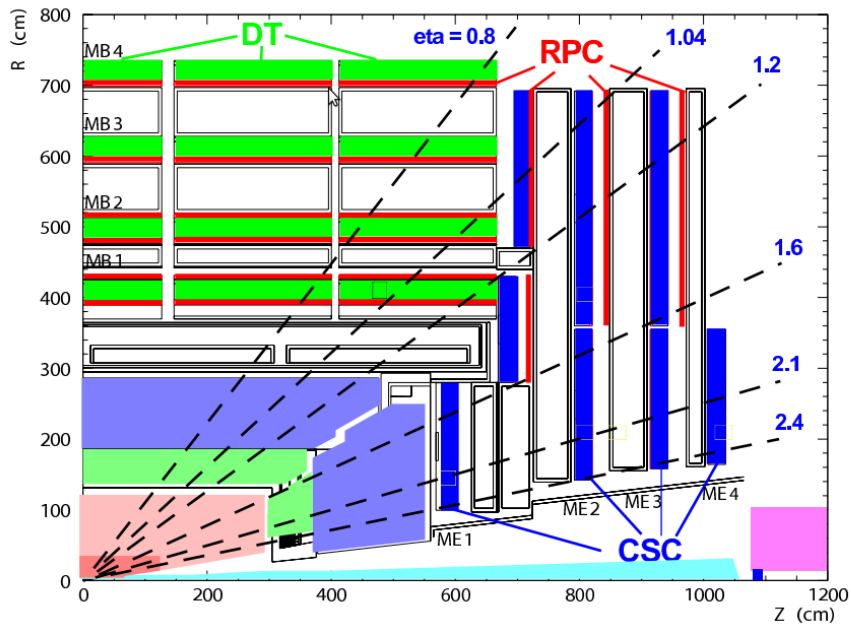


Figura 4.11: Visão esquemática do sistema de múons

As câmaras DT cobrem uma região de $|\eta| < 1,2$ e são organizadas em 4 estações M1, M2, M3 e M4. Cada uma das três primeiras estações possui 8 câmaras, em 2 grupos de 4, que medem a coordenada do múon no plano (r, ϕ) , e 4 câmaras que realizam a medida da posição z ao longo da linha do feixe. A quarta estação não possui planos que medem a coordenada z.

As CSC's são câmaras proporcionais multifios em formato trapezoidal que são construídas de 6 planos de fios ânodos cruzados com 7 tiras de cátodos feitas de cobre em um volume de gás. Elas fornecem uma medida bidimensional de posição, a posição r sendo determinada pelas tiras de cobre e o ângulo ϕ pelos fios de ânodo. As tampas do detector de múons são formadas por 4 estações de CSC em cada extremidade para identificar os múons em um intervalo de pseudorapidez de $0,9 < |\eta| < 2,4$.

RPC's são feitas de duas placas altamente resistentes de plástico com uma voltagem aplicada e separadas por um volume de gás. O sinal gerado pelo múon quando atravessa o gás é lido pela tiras montadas no topo das placas de plástico. As RPC's usadas no sistema de trigger de múons são altamente segmentadas e possuem uma rápida resposta com uma resolução temporal de 1 ns. Seis camadas de RPC's são instaladas no barril do sistema de múons, duas camadas em cada uma das duas primeiras estações e uma camada em cada uma das duas últimas estações. Uma camada de RPC é instalada em cada uma das 3 primeiras estações das tampas.

Todos os subdetectores do CMS que foram resumidos podem ser visto na figura 4.12.

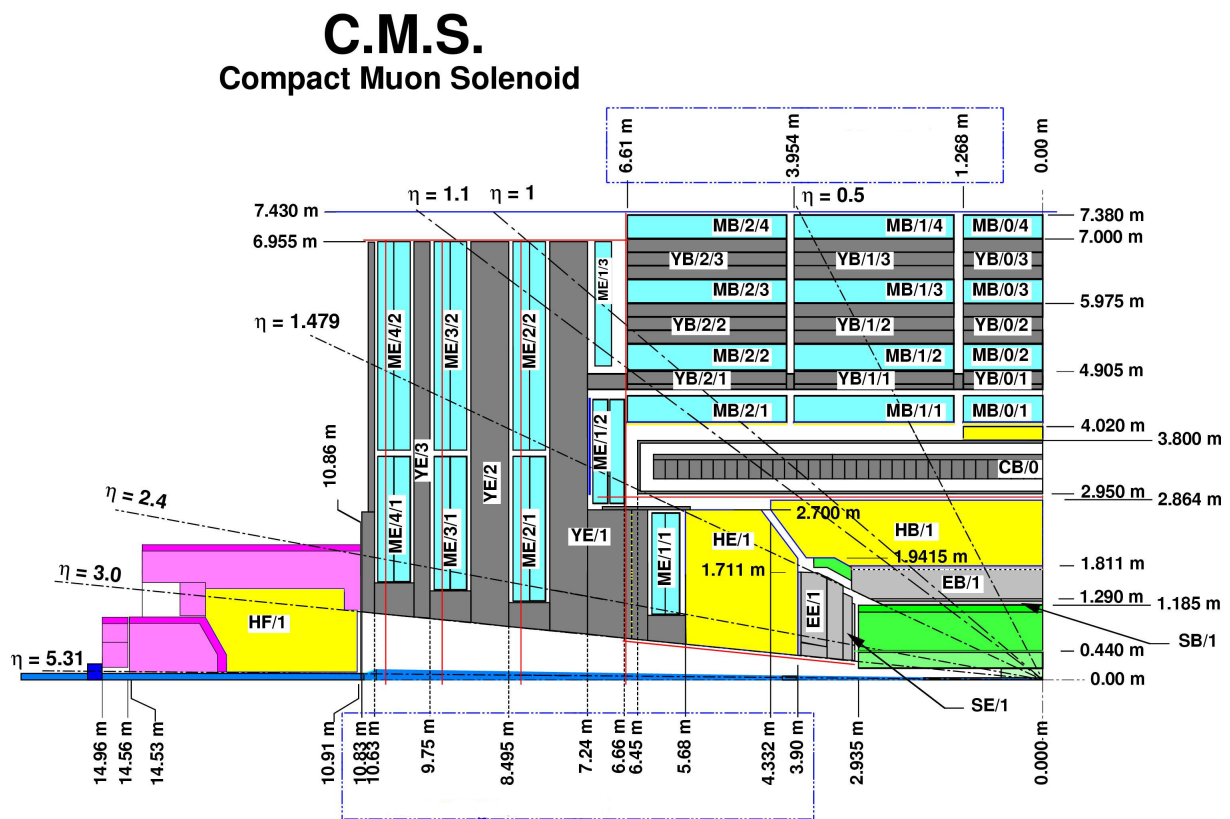


Figura 4.12: Visão de um quarto do detector CMS, onde cada subdetector é ilustrado por uma cor diferente. Em verde está o sistema de trajetografia, MB (Barril da câmaras de Múons), ME (Tampas da câmara de múons), YB (Yoke Barrel) e YE (Yoke Endcap).

4.2.9 Detectores Frontais

Na região mais frontal, o CMS é estendido pelos detectores CASTOR e ZDC.

4.2.9.1 CASTOR

O detector CASTOR (*Centauro And Strange Object Research*) está localizado a uma distância de 14,4 m do ponto de interação do CMS logo após o calorímetro HF, cobrindo uma região de pseudorapidez de $5,2 < |\eta| < 6,6$. É um calorímetro de amostragem composto de quartzo e tungstênio. Isto é, o CASTOR é formado por camadas repetidas de quartzo e tungstênio. Sendo o quartzo utilizado como material ativo, enquanto o tungstênio é usado como absorvedor. O sinal no CASTOR é produzido quando um chuveiro carregado de partículas atravessa as placas de quartzo. A luz Cerenkov gerada é coletada e transmitida para tubos fotomultiplicadores. O detector consiste em 14 módulos longitudinais e é dividido em duas metades envolvendo o tubo de feixe do LHC. Os dois primeiros módulos formam a seção eletromagnética, enquanto os outros 12 módulos formam a seção hadrônica. A figura 4.13 mostra a localização do CASTOR na região bem frontal do CMS.

Devido a sua cobertura na pseudorapidez, o CASTOR aumenta significativamente a capacidade do CMS de investigar processos físicos que acontecem a pequenos ângulos polares, fornecendo uma ferramenta valiosa para estudar o espalhamento difrativo e diversos outros processos.

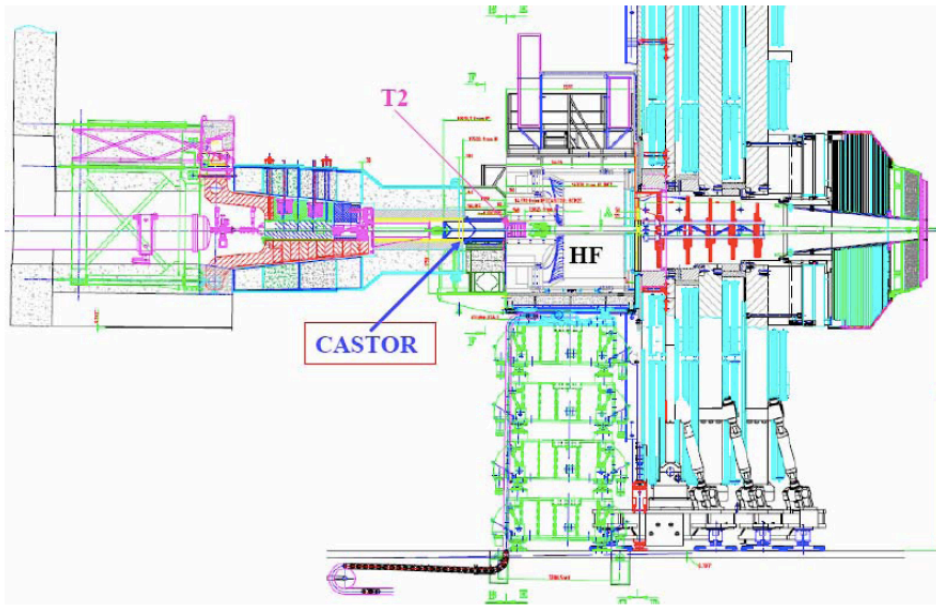


Figura 4.13: Localização do CASTOR na região frontal do CMS.

4.2.9.2 ZDC

Para estudos difrativos e em íons pesados, dois ZDC's (*Zero Degree Calorimeter*) com uma cobertura em pseudorapidez de $|\eta| \geq 8,5$ para partículas neutras, são instalados na região frontal do CMS. Cada ZDC possui duas partes independentes: uma seção eletromagnética e uma seção hadrônica, também utilizando camadas de tungstênio e quartzo para medir a energia das partículas.

4.2.10 Sistema de *Trigger*

Quando estiver operando na luminosidade projetada o LHC irá colidir prótons a uma taxa de 40 MHz, criando aproximadamente 10^9 colisões inelásticas de prótons a cada segundo. Como não é possível medir e armazenar todos estes eventos, é necessário um sistema para fazer uma pré-seleção dos eventos de interesse físico. Esse sistema de pré-seleção é chamado de *trigger*. O objetivo do *trigger* do CMS é reduzir a taxa de eventos para uma ordem de 250 Hz.

Outro aspecto dessa pré-seleção online é a velocidade para processar os eventos. Como a taxa de entrada é de 40 MHz, a decisão deve ser tomada a cada 25 ns. Entretanto, esse tempo é muito pequeno para ler toda a quantidade de dados brutos que o detector fornece.

A decisão de aceitar ou rejeitar um evento é então feita em vários passos (níveis) em ordem crescente de refinamento, onde cada nível toma a decisão usando apenas parte dos dados disponíveis. O *trigger* do CMS consiste em dois níveis. O *trigger* de nível 1 (L1) é implementado em um hardware dedicado e só tem acesso aos dados dos calorímetros e dos detectores de múons. Então a informação do sistema de trajetografia não é utilizada na decisão do *trigger* L1. Com base nessa limitada informação o L1 tem que reduzir o taxa de entrada para um nível aceitável pelo sistema de Aquisição de Dados (DAQ - *Data Acquisition system*).

Quando o LHC atingir a luminosidade projetada o DAQ será capaz de lidar com uma taxa de eventos de 100 kHz. Uma vez aceitos, os eventos filtrados pelo L1 são passados para o *trigger* de alto nível (HLT), que é baseado em programas de computador rodando em um grande *cluster* de processadores comerciais, que irá filtrar os eventos para a desejada taxa de 250 Hz.

Capítulo 5

Análise de dados

5.1 Reconstrução dos fótons no CMS

Um depósito de energia no ECAL do CMS é considerado como um bom candidato a fóton, pois os chuveiros gerados por fótons depositam toda a energia dentro dos cristais do ECAL. Como o depósito pode envolver diversos cristais, vários algoritmos foram desenvolvidos com objetivo de medir corretamente a energia depositada pelos fótons. Os cristais possuem uma dimensão transversal igual ao raio de Molière do PbWO_4 , de tal forma que para um fóton que incide na face frontal do cristal cerca de 90% da sua energia está contida dentro desse raio. A coleção de cristais adjacentes do ECAL, que é usada para reconstruir a energia e a direção da partícula, é normalmente chamada de “*cluster*”. Existem vários algoritmos de agrupamento de *clusters* [22].

Usualmente a estratégia de todos os algoritmos começa procurando o local de máxima energia cercado por outros depósitos energéticos. O cristal que possui o maior valor de energia depositado é chamado de semente (“*seed*”). Existem diferentes metodologias para incluir todos os cristais próximos, com o objetivo de recuperar toda a energia do chuveiro, com a ressalva de não incluir depósitos pertencentes a outras partículas, ou ruído do detector.

Foi medido que 94% da energia de um único fóton incidente está contida em um

cluster formado por uma matriz de cristais 3 x 3 e 97% da energia em um *cluster* 5x5 conforme podemos ver na figura 5.1. Foi provado que a soma da energia medida em tais matrizes, de tamanho fixo, fornece o melhor desempenho da reconstrução da energia dos fótons que não convertem. Devido a presença de material na frente do calorímetro (sistema de trajetografia), os fótons tem uma grande probabilidade de converter em pares (e^+e^-). A probabilidade de conversão para os fótons é de 27% na região central do barril ($\eta = 0$), de 50% na junção do barril do sistema de trajetografia e região frontal ($\eta = 0,9$) e de 62% no final da região do barril do ECAL ($\eta = 1,4$). Além disso os elétrons podem emitir fótons via Bremsstrahlung. Devido ao forte campo magnético presente no sistema de trajetografia, o depósito de energia nesse caso é encontrado em uma região mais extensa do ECAL, ou seja mais espalhado em ϕ , do que é esperado para o chuveiro de um único fóton que não converte. A energia espalhada é agrupada através da construção de um *cluster* de *clusters*, chamado de “*supercluster*”, que é mais amplo em ϕ . Existem vários algoritmos para analisar a criação de *superclusters*. No CMS os algoritmos padrão utilizados são o algoritmo Híbrido para o barril do ECAL, o Multi5x5 para as tampas e o algoritmo Ilha que pode ser usado tanto nas tampas como no barril. A seguir uma breve descrição sobre esses algoritmos é apresentada.

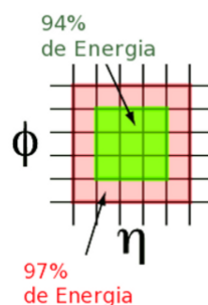


Figura 5.1: *Cluster* básico do ECAL. Em verde a matriz 3 x 3 e em vermelho a matriz 5 x 5.

5.1.1 Algoritmo Híbrido

O algoritmo Híbrido é um algoritmo dedicado para a construção de *superclusters* na região do barril do ECAL. Por exemplo, é preciso somar a contribuição de vários *clusters* que formam o *supercluster*, tanto quando um elétron no sistema de trajetografia irradia fótons via bremsstrahlung com diversos subsequentes depósitos de energia no ECAL, ou quando um fóton converte em um par e^+e^- , resultando em dois depósitos afastados. O algoritmo híbrido foi desenvolvido para tais casos.

Este algoritmo é baseado na observação que partículas carregadas são desviadas praticamente apenas na direção ϕ , mantendo quase que constante seu valor em η . Assim o sistema híbrido procura por *clusters* cobrindo uma região mais ampla em ϕ do que em η , explorando o conhecimento do formato lateral do chuveiro na direção η , enquanto procura dinamicamente por distintos depósitos energéticos na direção ϕ .

O algoritmo Híbrido começa com a procura por sementes, i.e. cristais que possuem o máximo valor de energia e que devem satisfazer a condição $E_T > 1$ GeV. Então, matrizes de cristais do tipo 1 x 3 no espaço ϕ x η são formados, cada um com o seu cristal central alinhado em η com o cristal semente. Se a energia do cristal central da matriz é maior do que 1 GeV, então são utilizadas matrizes 1 x 5. Esse procedimento de construção de matrizes é repetido 10 vezes ao longo das duas direções em ϕ a partir da semente original. Matrizes com energia menor do que 0,1 GeV são eliminadas, com a consequente possível formação de vários *clusters* desconectados. Cada *cluster* distinto de matrizes deve ter uma matriz semente com a energia maior do que 0,35 GeV.

Finalmente, todos os *clusters* remanescentes, que estão conectados ao longo da direção ϕ , são agrupados em um único *supercluster*. O esquema de construção de matrizes é ilustrado na figura 5.2.

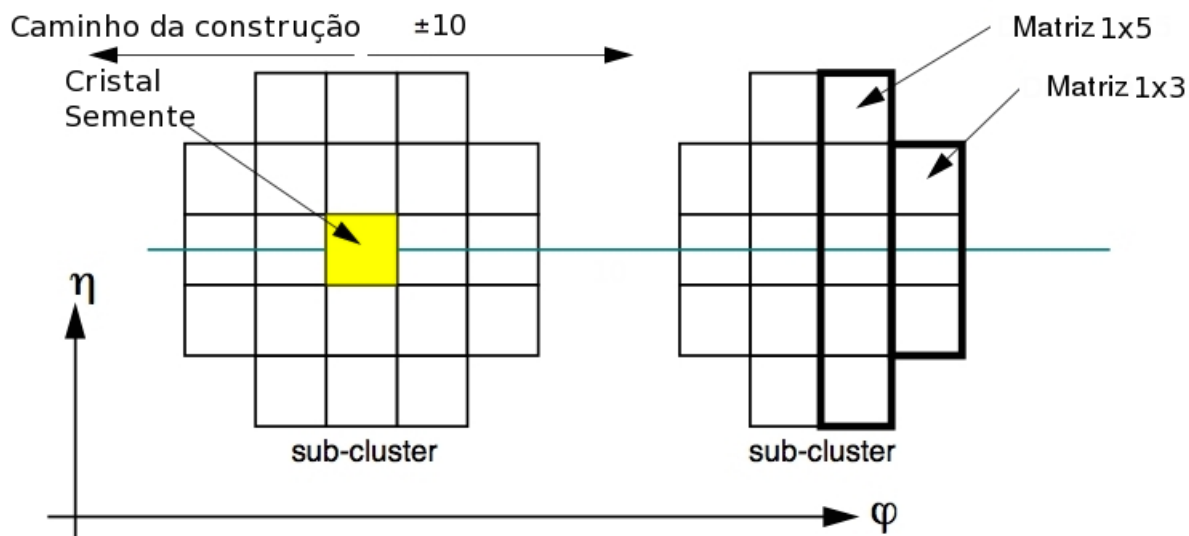


Figura 5.2: Esquema de construção de matrizes do algoritmo Híbrido.

5.1.2 Algoritmo Multi5x5

O Algoritmo Multi5x5, assim como o algoritmo Híbrido, começa procurando o cristal mais energético e que possua $E_T > 0,18$ GeV que será utilizado como semente no processo de agrupamento de cristais. Uma comparação no valor de E_T é feita entre esse cristal semente e os quatro cristais adjacentes, em um formato de cruz. Se o cristal semente é o máximo local, em energia transversa, então uma matriz 5x5 de cristais é construída ao redor da semente incluindo apenas cristais que não pertencem a outro *cluster*. Entretanto os 16 cristais mais externos, da matriz 5x5, envolvendo o cristal semente podem ser usados como semente para outros *clusters* já que eles podem formar um máximo local se possuírem $E_T > 0,18$ GeV quando comparados com seus quatro vizinhos adjacentes. A figura 5.3 demonstra esse processo. Finalmente uma janela retangular no plano $\eta - \phi$ é centrada ao redor de cada semente e depósitos de energia do *cluster*, dentro de 0,14 em η e 0,6 rad em ϕ a partir da semente, são somados para construir um *supercluster*. Isso é feito para todas as sementes em ordem decrescente de energia e depósitos são associados apenas a um *supercluster*.

Superclusters que são formados nas tampas do ECAL depois são combinados com a

energia depositada nos detectores *Preshower* que estão localizados na frente das tampas do ECAL.



Figura 5.3: Algoritmo de agrupamento Multi5x5.

5.1.3 Algoritmo Ilha

O algoritmo Ilha é aplicado tanto nas tampas como no barril do ECAL. Assim como o algoritmo Multi5x5 começa procurando por cristais mais energéticos com $E_T > 0,18$ GeV que atuam como semente. A partir de uma semente a procura é feita nas duas direções em ϕ e coleta todos os cristais até encontrar um aumento de energia ou então alguma lacuna. Então a procura se move um cristal em η , e a procura em ϕ é repetida formando *clusters* como mostrado na figura 5.4. Os passos em η continuam até encontrar um aumento de energia ou uma lacuna. Essa procura em η é feita nas duas direções a partir do cristal semente.

Nesse algoritmo todos os cristais coletados, são marcados como pertencendo a um *cluster* específico e não podem ser reutilizados. Também cada semente pode ser usada para apenas um *cluster*. Isso assegura que não ocorra dupla contagem de energia. Uma característica importante desse algoritmo é que ele consegue separar os chuveiros de dois fótons que vem de um decaimento do π^0 (se o ângulo de abertura é grande o suficiente). Então utilizando apenas esse algoritmo é possível fazer a reconstrução do

decaimento do π^0 . Além disso cristais que possuam $E_T < 0,18$ GeV não são agrupados com o objetivo de eliminar ruído e partículas com baixa energia originadas de eventos *pileup*. Os *superclusters* são então formados somando as ilhas de *clusters* dentro de uma janela retangular no plano $\eta - \phi$ separadas por 0,06 em η e 0,6 rad em ϕ a partir da ilha de *cluster* com o maior valor de E_T .

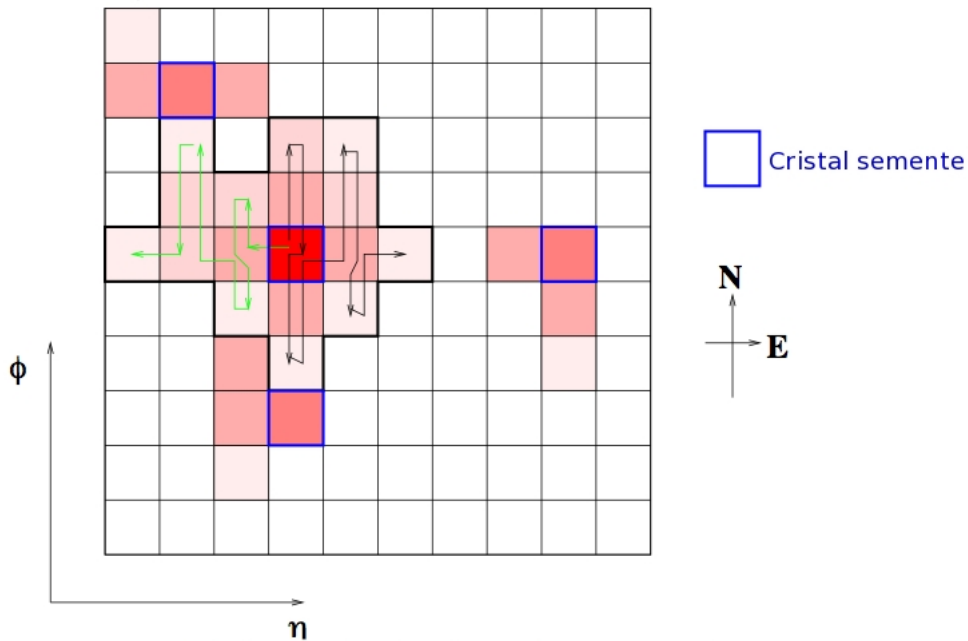


Figura 5.4: Algoritmo Ilha como descrito no texto.

5.1.4 Correções de energia

O jeito mais simples para reconstruir a energia total de um fóton é somar a contribuição de todos os cristais que formam um *cluster* ou um *supercluster*. No entanto, é necessário considerar algumas fontes de variação na energia dependendo da escala energética e eventualmente na pseudorapidez no ECAL:

- as correções na escala de energia dependem da contenção incompleta do chuveiro e efeitos de coleção de luz dos cristais. O efeito total é conhecido como variação de contenção local;
- a dependência em η é devida a presença de material a ser atravessado no detector,

que é máximo nas junções barril-tampa. Isso, é claro, implica em uma fração de energia perdida pelos elétrons via bremsstrahlung e para os fótons, a possibilidade de conversão em pares e^+e^- .

O impacto total desses efeitos na energia reconstruída pode ser estimado com alta precisão e correções simples podem ser aplicadas durante o processo de reconstrução, para mais detalhes consultar [23].

5.1.5 Medida da posição no ECAL

A posição do chuveiro eletromagnético pode ser estimada como a posição média ponderada pela energia dos cristais no *cluster*. Como a energia diminui exponencialmente com a distância lateral do chuveiro, é possível medir a posição do *cluster* como a média ponderada calculada com o logaritmo da energia do cristal:

$$x = \frac{\sum_i x_i \cdot W_i}{\sum_i W_i}$$

onde x_i é a posição do cristal i e W_i é o peso logarítmico definido como:

$$W_i = W_0 + \log \left(\frac{E_i}{\sum E_j} \right)$$

com o peso sendo restrito a ser positivo, caso contrário é definido como zero. Na fórmula acima E_i representa a energia do cristal i e $\sum E_j$ é a energia total do *supercluster* excluindo o cristal i .

O parâmetro W_0 representa a menor fração de energia que o cristal pode ter para contribuir com a medida da posição. Seu valor, obtido após estudos de otimização, é 4,2 o que significa que somente cristais com mais do que 1,5% da energia do *cluster* contribuem para a medida da posição. Finalmente, a posição de um *supercluster* é calculada por outra média ponderada pela energia, desta vez usando a posição dos *clusters* componentes. Maiores detalhes sobre esse procedimento pode ser encontrado em [22].

5.1.6 Reconstrução dos fótons

O método que será utilizado na reconstrução da energia de cada candidato a fóton é baseado na variável topológica R_9 , que é definida como a energia contida dentro da matriz 3×3 centrada no cristal semente do *supercluster*, do candidato a fóton, dividida pela energia total contida no *supercluster*. Essa quantidade também é usada para determinar se o fóton sofreu conversão ou não. Se o candidato a fóton possui $R_9 > 0,94$ (0,95) no barril (tampa), é mais provável ser do tipo não convertido e a melhor resolução é obtida somando-se os cristais da matriz 5×5 que é formada ao redor do cristal mais energético. Se $R_9 < 0,94$ (0,95), é utilizada a energia do *supercluster*. Nas tampas, o depósito de energia no detector *preshower* é adicionado a energia dos *cluster* do ECAL.

5.2 Identificação e isolamento dos fótons

Como foi descrito na seção anterior, os fótons são reconstruídos a partir do depósito de energia de um *supercluster* ou de matrizes 5×5 de cristais. Um jato de partículas com uma fração significativa de sua energia concentrada em partículas neutras, como por exemplo os mésons π^0 ou η , causam um grande depósito de energia no ECAL, provocando a reconstrução de um falso fóton. Para melhorar a pureza do sinal dos fótons, alguns requisitos de identificação são aplicados. Esses requisitos de identificação são na sua maioria baseados em isolamentos.

5.2.1 Isolamento no sistema de trajetografia

Isolamento no sistema de trajetografia é definido pela soma escalar dos momentos transversos dos traços $\left(\sum p_T\right)$ que estão dentro de um cone de raio $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ que envolve o fóton. Porém como os fótons podem converter no sistema de trajetografia, é necessário que esse isolamento não inclua os traços dos elétrons e pósitrons que são criados na conversão. Para isso um cone interno é formado no qual traços dentro desse cone não farão parte da soma de p_T . Então o fóton é considerado isolado se a soma de

p_T dos traços, nesse cone oco está abaixo de um certo limiar.

No CMS dois valores padrões são utilizados para o raio do cone, $\Delta R = 0,3$ e $\Delta R = 0,4$. Nessa análise utilizamos $\Delta R = 0,4$.

5.2.2 Isolamento no calorímetro eletromagnético

O isolamento no ECAL é baseado na soma da energia transversa depositada em *clusters* básicos em um cone de raio $\Delta R = 0,4$ em volta do candidato a fóton. Os *clusters* básicos que pertencem ao candidato a fóton não fazem parte da soma. Se a soma da energia transversa $\left(\sum E_{T\ ECAL}\right)$ está abaixo de um certo valor limite, o fóton é considerado isolado.

5.2.3 Isolamento no calorímetro hadrônico

Usualmente existe uma atividade hadrônica muito maior ao redor dos fótons de fundo (*background*) do que ao redor dos fótons reais. Assim, o isolamento do HCAL também pode ser usado para seleção dos fótons. Para o isolamento no HCAL, a soma da energia transversa de todas as partículas depositando a energia em um cone de raio $\Delta R = 0,4$ ao redor do candidato a fóton é calculada. Se a soma das energias transversas das partículas hadrônicas, $\left(\sum E_{T\ HCAL}\right)$ está abaixo de um valor limite, então o fóton é considerado isolado.

5.2.4 Isolamento H/E

A variável $H/E = E_{HCAL}/E_{ECAL}$ é definida como a energia depositada no HCAL em um cone de raio ΔR centrado na posição do *supercluster* do fóton dividida pela energia do *supercluster*. Essa variável é muito importante para distinguir fótons de partículas neutras que pertencem a jatos de partículas, pois a altas energias os fótons depositam uma fração mínima da sua energia no HCAL enquanto os jatos depositam grande parte de sua energia no HCAL.

5.2.5 Sementes do detector de pixel

Os traços dos elétrons são reconstruídos a partir de *hits*, que são usados como sementes, encontrados no detector de pixel do sistema de trajetografia. Devido ao fato do algoritmo oficial para reconstrução dos fótons começar a partir dos *superclusters*, e a seleção de traços apontando para esse *supercluster* é muito frouxa, a probabilidade de um elétron ser reconstruído como fóton é muito alta. Existe uma variável chamada *haspixelseed* que é usada para distinguir entre fótons reais e elétrons identificados como fótons. Então esperamos que o *supercluster* associado a um fóton real não possua sementes no detector de pixel (*haspixelseed=false*).

5.3 Fótons convertidos

Conversões de fótons são identificadas por um par elétron-pósitron formando um vértice. A reconstrução padrão de traços do CMS é otimizada para traços provenientes do vértice primário de interação com o reconhecimento de padrões começando no detector de pixel do sistema de trajetografia. Esse método não é adequado para reconstruir traços de conversão já que a conversão acontece em pontos deslocados do vértice primário de interação.

A procura por conversões no CMS está descrita em [25]. Nessa abordagem, a trajetória prevista do traço é encontrada entre os depósitos de energia do ECAL (*cluster* básicos) e a origem do sistema de coordenadas do CMS. Pares de *hits* são procurados nas duas camadas mais externas do sistema de trajetografia dentro de uma pequena janela que inclua a trajetória prevista do traço. A procura é estendida a terceira camada se nenhum *hit* for encontrado nas duas camadas mais externas. Se um *hit* compatível existe nessas camadas, o estado do traço previsto é atualizado, tomando esse *hit* como ponto de inicial. A procura continua se movendo para o interior do detector, seguindo para a próxima camada do sistema de trajetografia, até outro *hit* ser encontrado. Usando reconhecimento de padrões e construção de trajetórias, sementes de traços são formadas

a partir desses pares de *hits*. As sementes iniciais são transformadas em um conjunto de candidatos a trajetória (limitados a 5 para evitar problemas combinatórios). O resultado desse rastreamento, do exterior para o interior do sistema de trajetografia, é uma lista de traços e apenas os pares com cargas opostas e com o maior número de pontos de impacto reconstruídos são mantidos para o próximo passo, o rastreamento do interior para o exterior. Neste passo, o processo de reconstrução dos traços é feito novamente desta vez partindo do *hit* mais interno, supostamente o ponto de cruzamento entre o par e^+e^- , e a posição do *cluster* básico do ECAL.

Então a conversão dos fótons apresenta um par de traços com cargas opostas originados do mesmo ponto onde a conversão acontece (chamado de vértice de conversão). Assim, a separação angular entre os dois traços do vértice de conversão, no plano transversal ($\Delta\phi$) e no plano longitudinal ($\Delta\cot\theta$), é utilizada para identificação da conversão. Requerimentos no χ^2 do ajuste do vértice são necessários para assegurar a qualidade do processo de procura da conversão.

5.4 Simulação de eventos

5.4.1 Características dos eventos simulados

Para se estudar os efeitos da introdução de cortes na seleção de eventos, bem como o fundo (*background*) para essa análise, foram geradas amostras de eventos simulados pelo método de Monte Carlo. Para o *background* principal de QCD utilizamos o gerador *PYTHIA6.4* [30] e para o sinal exclusivo utilizamos o ExHume, escrito por Pilkington e Monk. ExHume é um gerador de eventos de Monte Carlo para produção exclusiva central (para mais informações veja [24]), sendo uma implementação do modelo de QCD perturbativa de Khoze-Martin-Ryskin.

Foram gerados 20000 eventos do tipo $p + p \rightarrow p + \gamma\gamma + p$. As figuras (5.5 - 5.9) mostram algumas distribuições de variáveis associadas a eventos de difótons gerados pelo ExHume.

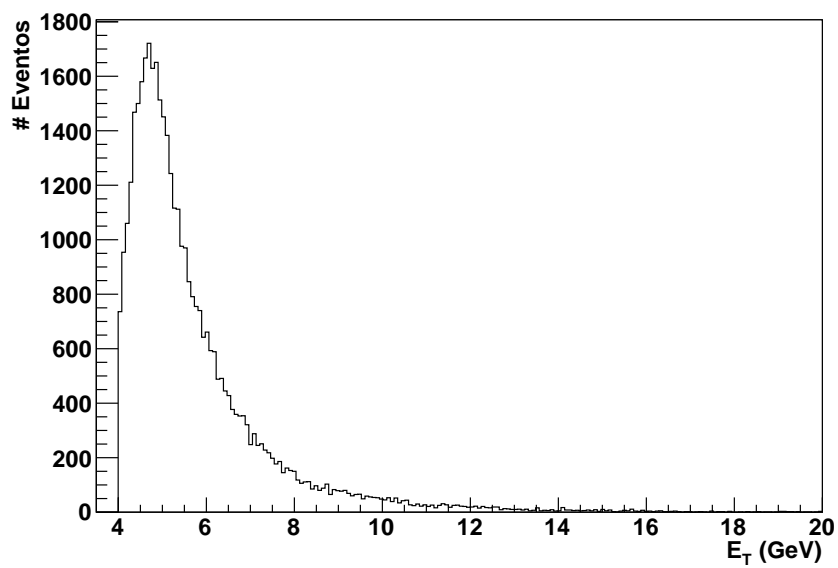


Figura 5.5: Energia transversa (E_T) dos fótons gerados.

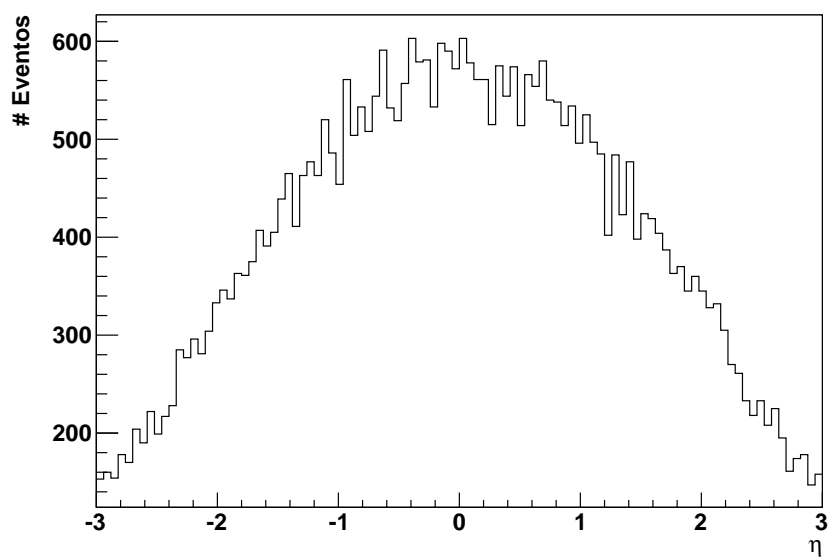


Figura 5.6: Pseudorapidez dos fótons gerados.

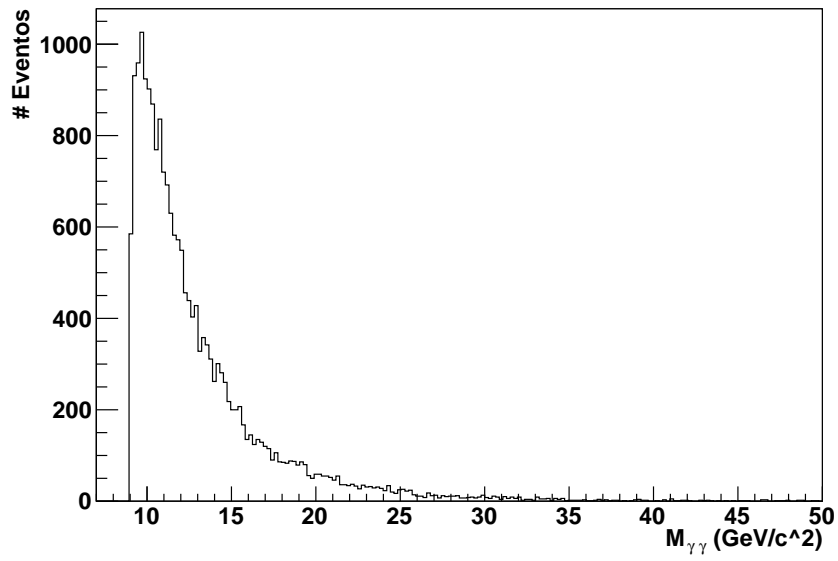


Figura 5.7: Massa invariante dos dois fótons.

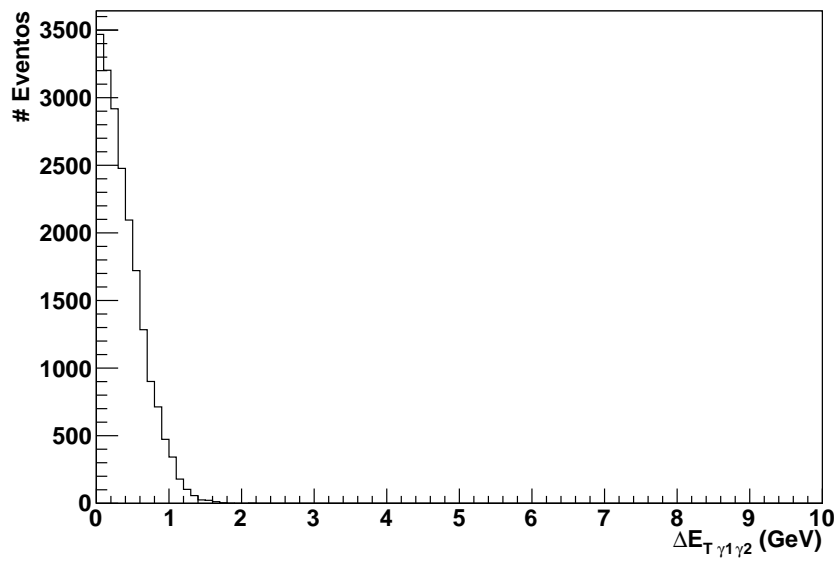


Figura 5.8: ΔE_T dos fótons gerados.

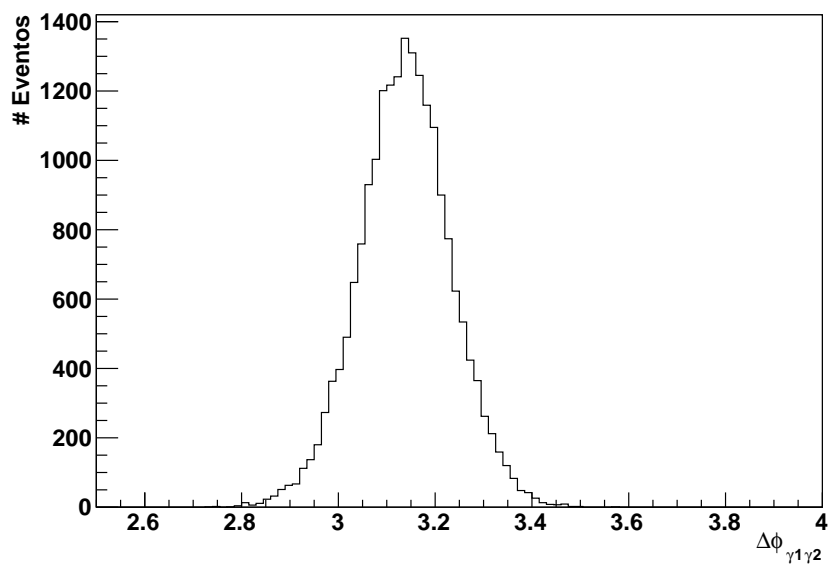


Figura 5.9: $\Delta\phi$ dos fótons gerados.

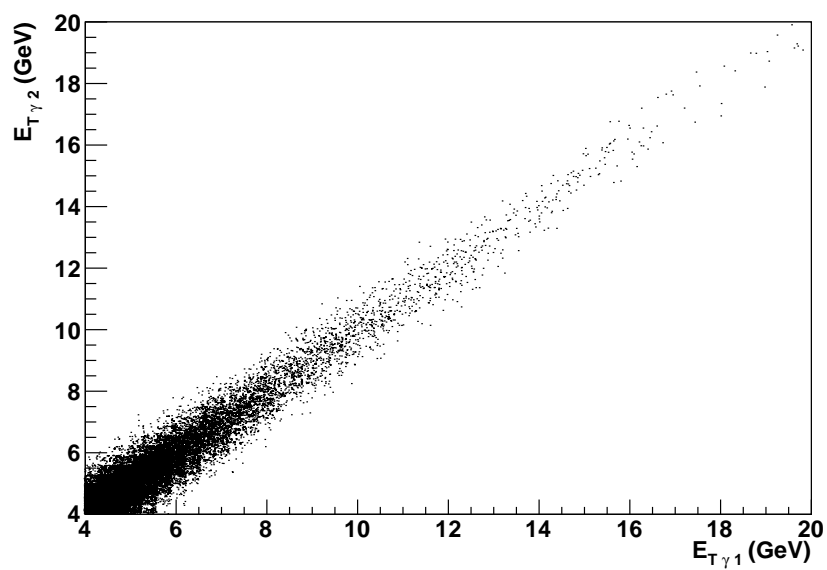


Figura 5.10: Correlação da energia transversa dos dois fótons gerados.

5.4.2 Backgrounds

5.4.2.1 Background de eventos de QCD

A principal fonte de *background* está em processos da crômodinâmica quântica (QCD) onde difótons podem ser produzidos através da aniquilação de um quark e um antiquark $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$. Além desse, também pode ocorrer a produção de difótons através de interações do tipo $gg \rightarrow \gamma\gamma$.

5.4.2.2 Background de eventos $\gamma^*/Z \rightarrow e^+e^-$

Outro tipo de *background* é esperado no chamado processo de Drell-Yan, onde um quark do próton e um antiquark (do mar) do outro próton aniquilam-se, criando um fóton virtual ou um bóson Z que então decaem em um par de léptons com cargas opostas. Neste caso o que acontece é que no estado final o par de léptons, o elétron e o pósitron, são erroneamente identificados como fótons, podendo então ocorrer a possibilidade de ser confundido com um evento exclusivo de difótons .

Na seção 5.7 apresentaremos a quantidade esperada de *background* para esses tipos de eventos. Utilizamos o *PYTHIA6.4* para simular os eventos $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$, $gg \rightarrow \gamma\gamma$ e $\gamma^*/Z \rightarrow e^+e^-$.

5.5 Análise dos dados reais

5.5.1 Trigger

A maioria das colisões próton-próton no LHC produz eventos inelásticos de baixo momentum transversal (p_T), que não são em geral interessantes. Então uma primeira decisão, i.e. uma seleção *online*, precisa ser feita para evitar a análise de milhões de eventos que não são de interesse. No CMS essa seleção *online* de eventos é feita através do sistema de *trigger*, então os eventos que entram nessa análise devem primeiro passar por uma decisão de *trigger* para difótons.

Os três *triggers* utilizados nessa análise são:

- HLT_DoublePhoton5_L1R.
- HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R.
- HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R_v3.

O *trigger* HLT_DoublePhoton5_L1R apenas exige pelo menos 2 objetos e/γ com $E_T > 5$ GeV reconstruídos e com a correta correspondência com o objeto L1 e/γ . Conforme a tabela 5.1

HLT_DoublePhoton5_L1R	
Semente Nível 1 (L1)	L1_DoubleEG5 que exige mais do que dois objetos L1 e/γ com $E_T > 5$ GeV
Nível Alto (HLT)	Pelo menos dois fótons com $E_T > 5$ GeV Com a correta correspondência com os objetos L1 e/γ

Tabela 5.1: Detalhes do *trigger* HLT_DoublePhoton5_L1R.

Os dois últimos *triggers* utilizam basicamente os mesmos parâmetros, sendo a única diferença no número máximo de torres do calorímetro hadrônico permitido com um certo valor de energia. Os detalhes do *trigger* HLT_DoublePhotonCEP_L1R estão mostrados na tabela 5.2.

HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R	
Semente Nível 1 (L1)	L1_DoubleEG5
Nível Alto (HLT)	Exatamente dois fótons com $E_T > 5$ GeV
	Isolamento do ECAL < 3 GeV
	Correta correspondência com os objetos L1 e/γ
	$\Delta\phi$ entre os dois fótons $> 2,5$
	Número máximo de 20 torres no calorímetro hadrônico com energia > 5 GeV

Tabela 5.2: Detalhes do *trigger* HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R.

O *trigger* de nível 1 (L1) para fótons, utiliza apenas informação do calorímetro eletromagnético e nesse estágio não é possível distinguir entre fótons e elétrons devido a falta de informação do sistema de trajetografia.

O L1_DoubleEG5, que é utilizado como semente para o HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R seleciona todos os eventos que possuem pelo menos dois objetos e/γ com $E_T > 5$ GeV. O *trigger* de alto nível (HLT) começa quando a condição exigida pelo L1_DoubleEG5 é satisfeita, então uma sequência de “filtros” é feita. Para essa análise os dois últimos *triggers* de alto nível utilizados exigem exatamente 2 objetos e/γ reconstruídos com $E_T > 5$ GeV, isolamento no calorímetro eletromagnético (conforme foi definido na subseção 5.2.2) $\sum E_{T\ ECAL} < 3$ GeV e com a correta correspondência com objeto L1 e/γ . Além disso, esses *triggers* também exigem que o $\Delta\phi$ entre os dois fótons seja maior do que 2,5 e o número de torres do calorímetro hadrônico com energia maior do que 5 GeV seja menor do que 20.

HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R_v3	
Semente Nível 1 (L1)	L1_DoubleEG5
Nível Alto (HLT)	Exatamente dois fótons com $E_T > 5$ GeV
	Isolamento do ECAL < 3 GeV
	Correta correspondência com os objetos L1 e/γ
	$\Delta\phi$ entre os dois fótons $> 2,5$
	Número máximo de 2 torres no HB com energia $> 1,5$ GeV
	Número máximo de 2 torres no HE com energia $> 2,5$ GeV
	Número máximo de 8 torres no HF com energia $> 9,0$ GeV

Tabela 5.3: Detalhes do *trigger* HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R_v3

O *trigger* HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R_v3 se diferencia do HLT_DoublePhotonCEP_L1R por utilizar critérios de seleção mais rigorosos no número máximo de torres no calorímetro hadrônico.

Enquanto o HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R exige no máximo 20 torres em todo o calorímetro hadrônico com energia maior do que 5 GeV o HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R_v3 utiliza critérios diferentes, analisando separadamente as torres nas tampas do HCAL (*hadron EndCap*), no barril (*hadron Barrel*) e no HF. No barril do HCAL a exigência feita é que não existam mais do que 2 torres com energia maior do que 1,5 GeV, nas tampas que não ocorram mais do que 2 torres com energia maior do que 2,5 GeV e no HF no

máximo 8 torres com energia maior do que 9,0 GeV.

O HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R é utilizado na versão CMSSW_3_8_7 do software do CMS e HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R_v3 na versão CMSSW_3_9_7.

5.5.2 Amostra de dados

No processo de aquisição de dados é necessário decidir quais *triggers* devem ser usados para reduzir a quantidade de dados para tamanhos razoáveis. Os eventos são divididos em um conjunto primário de dados de acordo com a decisão do *trigger*. Os conjuntos primários de dados utilizados nessa análise são:

Conjunto de Dados	Número de Eventos	Intervalo de aquisição
/EG/Run2010A-Dec22ReReco_v1/RECO	53.380.790	135821-144114
/Photon/Run2010B-Dec22ReReco_v1/RECO	25.733.201	146240-149711

Tabela 5.4: Informação sobre os conjuntos de dados utilizados.

Esses conjuntos primários de dados foram coletados em 2010 e possuem eventos que passaram em pelo menos 1 dos diversos *triggers* HLT utilizados para fótons. Cada *trigger* seleciona os fótons, com critérios de seleção diferentes, para os diversos tipos de análise que envolvem fótons.

O período de aquisição de dados do CMS é dividido em vários ciclos, chamados de *runs*, que tipicamente terminam quando um subsistema falha, tornando a leitura completa do detector temporariamente impossível. *Runs* são divididos por seções de luminosidade, onde a luminosidade instantânea é mantida constante. Então um esquema foi planejado para selecionar apenas os *runs* oficialmente certificados, ou seja quando todos os subdetectores do CMS estão funcionando perfeitamente. Esse sistema usa os chamados arquivos JSON (*JavaScript Object Notation*) que contém a informação de quais *runs* e seções de luminosidade podem ser usados. Periodicamente um novo arquivo JSON oficial é publicado com os últimos *runs* certificados.

Usando o procedimento oficial do CMS chamado LumiCalc [31] é feito o cálculo

da luminosidade integrada efetiva dos dados que são oficialmente certificados. Nessa análise de dados utilizamos o seguinte arquivo:

- JSON Cert_136033-149442_7TeV_Dec22ReReco_Collisions10_JSON_v4.txt.

A luminosidade integrada para esses *runs* corresponde a $36,17 \text{ pb}^{-1}$ e a incerteza sistemática aplicada é $0,04 \text{ pb}^{-1}$ para a calibração padrão da luminosidade do CMS [32].

5.5.3 Nova reconstrução dos fótons

O primeiro passo na seleção dos eventos é selecionar candidatos a fótons. A coleção oficial de fótons no CMS, chamada “*photons*”, é utilizada. Entretanto, esta coleção contém apenas fótons com $E_T > 10 \text{ GeV}$ por predefinição, enquanto a maioria dos fótons dessa análise possui $E_T > 5 \text{ GeV}$. Então foram usados os parâmetros na tabela 5.5 para fazer uma nova reconstrução na coleção de fótons a fim de se obter os fótons com baixo E_T também reconstruídos.

Módulo	Parâmetro	Novo valor	Valor padrão
conversionTrackCandidates	minSCEt	1 GeV	10 GeV
conversions	minSCEt	1 GeV	10 GeV
photonCore	minSCEt	2 GeV	10 GeV
photons	minSCEtBarrel	2 GeV	10 GeV
photons	minSCEtEndcap	2 GeV	10 GeV

Tabela 5.5: Parâmetros utilizados no processo de segunda reconstrução na coleção dos fótons.

A variável minSCEt significa energia transversa mínima do *supercluster* do candidato a fóton.

5.5.4 Critérios básicos para seleção dos eventos

Após a segunda, reconstrução exigimos fótons com $E_T > 5$ GeV e $-2,5 < \eta < 2,5$ e que passam pelos cortes de identificação (tabela 5.8).

Além desses cortes esperamos que a diferença de energia transversa entre dois fótons seja pequena ($\Delta E_T \approx 0$) e também que os dois fótons estejam aproximadamente na mesma linha no plano $r - \phi$ ($\Delta\phi - \pi \approx 0$). O corte utilizado para cada uma dessas variáveis foi estudado utilizando o Monte Carlo. Então podemos ver na figura 5.11 que para ΔE_T utilizaremos o corte $\Delta E_T < 2$ GeV. De acordo com a figura 5.12 o corte utilizado para $|\Delta\phi - \pi|$ será $|\Delta\phi - \pi| < 0,3$.

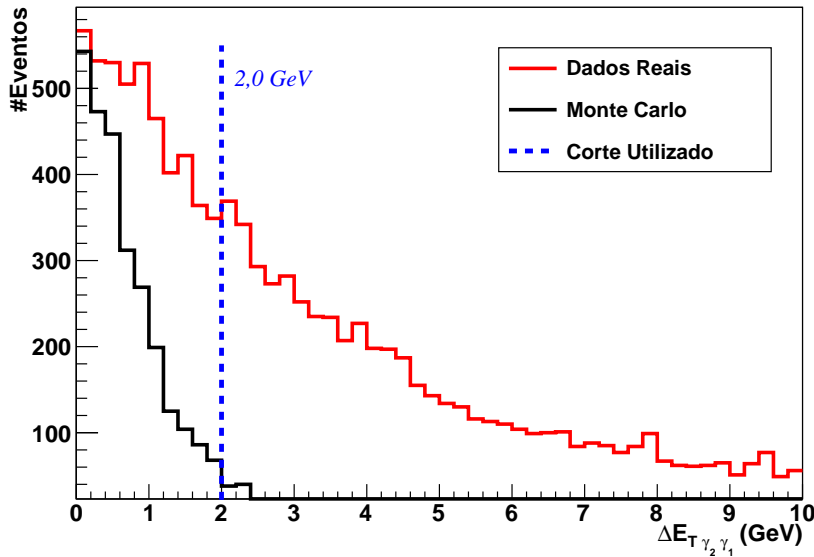


Figura 5.11: Estudo do corte a ser aplicado em ΔE_T .

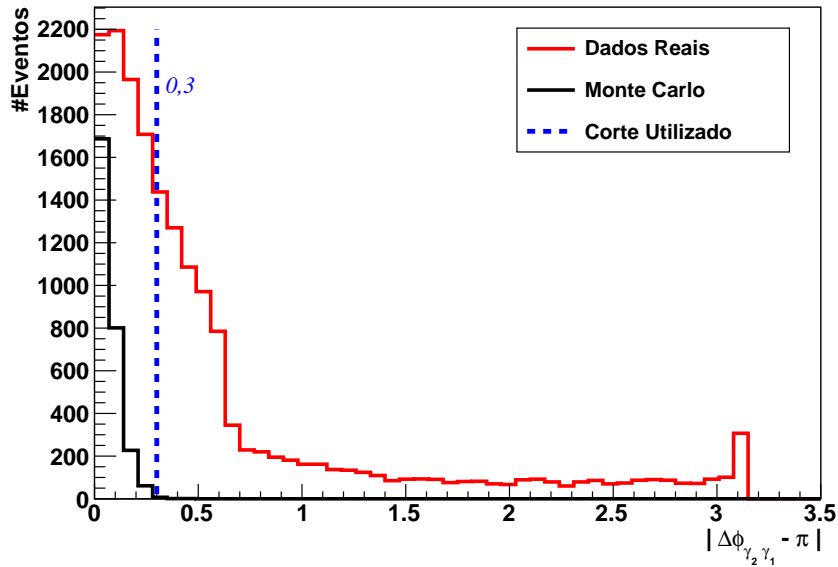


Figura 5.12: Estudo do corte a ser aplicado em $|\Delta\phi - \pi|$.

5.5.5 Proposta para lidar com eventos de pileup

No LHC as colisões com *bunches* de prótons ocorrem a cada 50 ns, com cada *bunch* possuindo aproximadamente 10^{11} prótons. Em média ocorrem aproximadamente 5 interações a cada cruzamento de *bunches*. Então diversas interações são acumuladas (*pileup*) e armazenadas como se fossem apenas um evento. Assim sendo temos que aplicar uma série de critérios de seleção com o objetivo de observar dentro de cada evento a interação que procuramos.

No caso de eventos de difótons uma possibilidade seria a exigência que não houvesse mais nada no evento além dos dois fótons. Porém esse tipo de seleção eliminaria praticamente todos os eventos inclusive aquele que queremos observar. Este trabalho tem como objetivo apresentar uma maneira alternativa para selecionar os eventos do tipo produção exclusiva de difótons.

Devido a grande quantidade de material no sistema de trajetografia, uma fração substancial dos fótons converte em um par de elétron-pósitron antes de atingir o calorímetro

eletromagnético. Os traços deixados pelo elétron e pelo pósitron que foram emitidos, formam um vértice que chamamos de vértice de conversão. Então a análise de dados desse trabalho é baseada unicamente nos fótons que convertem.

Podemos então apresentar o procedimento que foi utilizado nessa análise de dados. Passo a passo temos:

1. Exigimos eventos com pelo menos dois fótons.
2. Seleccionamos os dois fótons com o maior valor de energia transversa que passam pelos cortes de identificação.
3. Aplicamos os cortes $|\Delta E_T| < 2,0 \text{ GeV}$ e $|\Delta\phi - \pi| < 0,3$ que foram explicados anteriormente.
4. Seleccionamos os eventos que pelo menos um dos dois fótons converteram.
5. Verificamos se o vértice de conversão formado pelo elétron e o pósitron é válido de acordo com ajuste de Kalman.[33]
6. Calculamos a diferença entre a coordenada z do vértice de conversão e a coordenada z de todos outros vértices primários do evento $\Delta z_i = |z_{\text{conversão}} - z_i|$. Onde i indica o vértice primário analisado.

5.5.6 Definição de evento exclusivo utilizando o vértice de conversão

A trajetória dos fótons não é desviada pelo campo magnético do CMS, assim sendo se um fóton converte podemos utilizar o vértice de conversão para prever o ponto em que ele foi emitido. Para isso basta projetar a posição do vértice de conversão para a posição adotada como origem do sistema de coordenadas do detector. Então a coordenada z do vértice de conversão que utilizamos não é a coordenada no ponto onde o fóton converte e sim a coordenada após esse ponto ter sido projetado para a origem do detector. Portanto

se essa coordenada z do vértice de conversão está afastada de todos os outros vértices no evento é possível assegurar que esse fóton que converteu não foi produzido por nenhuma outra interação.

Nessa análise exigimos que a coordenada z do vértice de conversão esteja afastada pelo menos 2 cm de todos os outros vértices no evento, ou seja, $\Delta z > 2$ cm. Escolhemos utilizar $\Delta z > 2$ cm comparando a distribuição dos dados reais e a distribuição do Monte Carlo como podemos ver na figura 5.13. A visualização desse corte não é tão trivial como na escolha dos cortes para $\Delta\phi - \pi$ e ΔE_T , porém com esse corte eliminamos grande parte dos eventos que não são de interesse.

Devido ao fato de que em eventos exclusivos de difótons os dois fótons devem estar alinhados no plano $r - \phi$ e aproximadamente com a mesma energia transversa, o segundo fóton tem uma grande chance de não ter sido emitido por nenhum outro vértice no evento e assim fazer parte do evento exclusivo.

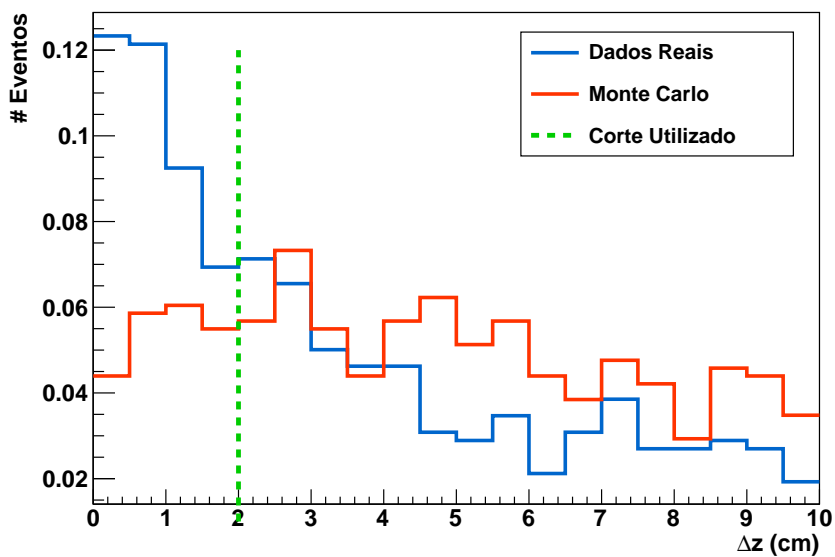


Figura 5.13: Comparação entre o Δz dos dados reais e do monte carlo.

5.6 Eficiências

5.6.1 Eficiência do *Trigger*

Para calcular a eficiência do *trigger* precisamos ter uma idéia de quantos eventos de sinal gerados pelo Monte Carlo passam pelo *trigger*. Além disso precisamos levar em consideração que os três *triggers* utilizados, HLT_DoublePhoton5_L1R, HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R e HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R_v3, são para períodos diferentes e assim sendo cada *trigger* possui uma certa luminosidade integrada.

Então a eficiência de cada *trigger* é calculada a partir do número de eventos (Monte Carlo) que passam por toda a análise, descrita nas subseções 5.5.5 e 5.5.6, utilizando a decisão do *trigger* dividido pelo número de eventos que foram selecionados pela análise completa sem a utilização do *trigger*. A tabela abaixo apresenta o valor da eficiência e da luminosidade para cada *trigger*.

<i>Trigger</i>	Eficiência	Luminosidade Integrada
HLT_DoublePhoton5_L1R	$0,465 \pm 0,028$	$0,294 \text{ pb}^{-1}$
HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R	$0,200 \pm 0,023$	$17,59 \text{ pb}^{-1}$
HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R_v3	$0,200 \pm 0,014$	$18,43 \text{ pb}^{-1}$

Tabela 5.6: Valores de luminosidade e eficiência para os *triggers* utilizados nessa análise.

Onde o erro de cada medida de eficiência foi estimado utilizando a estatística binomial :

$$\sigma_{\epsilon} = \sqrt{\left(\frac{\epsilon(1-\epsilon)}{N}\right)} \quad (50)$$

Com N sendo o número de eventos que passaram por toda a análise sem o *trigger* e ϵ a eficiência de cada *trigger*.

A eficiência total do *trigger* é dada pela média ponderada pela luminosidade de todos os *triggers*.

$$\epsilon_{\text{trigger}} = \frac{ef f_1 \times L_1 + ef f_2 \times L_2 + ef f_3 \times L_3}{L_1 + L_2 + L_3}. \quad (51)$$

Utilizando os valores da tabela 5.6 temos que a eficiência total do *trigger* é :

$$\epsilon_{\text{trigger}} = 0,209 \pm 0,018 \quad (52)$$

5.6.2 Eficiência da reconstrução

Como os dois fótons no evento são altamente correlacionados, alinhados no plano $r - \phi$ e com pequena diferença de energia transversa como podemos ver nas figuras 5.8 e 5.9, a probabilidade de encontrar os dois fótons não é igual ao quadrado da probabilidade de encontrar um fóton. Então para a eficiência da reconstrução usamos o subíndice “ $\gamma\gamma$ ” para mostrar que estamos calculando a eficiência por evento e não por fóton.

Então, $\epsilon_{\gamma\gamma,Reco}$ é calculada utilizando os eventos de Monte Carlo (sinal) que foram gerados pelo ExHume. A eficiência da reconstrução é definida como:

$$\epsilon_{\gamma\gamma,Reco} = \frac{N_{Gen+Reco}}{N_{Gen}} \quad (53)$$

onde o denominador, N_{Gen} , é o número de eventos gerados com os dois fótons tendo $E_T > 5$ GeV e $-2,5 < \eta < 2.5$. O numerador, $N_{Gen+Reco}$, é o número de eventos que possuem uma correspondência dos dois fótons reconstruídos com os dois fótons gerados, os fótons reconstruídos também possuem $E_T > 5$ GeV e $-2,5 < \eta < 2.5$. O critério usado para fazer essa correspondência é $\Delta R < 0.3$, onde $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2}$ com $\Delta\phi = |\phi_{Reco} - \phi_{Gen}|$ e $\Delta\eta = |\eta_{Reco} - \eta_{Gen}|$.

A tabela 5.7 apresenta os resultados da eficiência da reconstrução para eventos selecionados por cada um dos *triggers* utilizados. Os erros foram estimados utilizando a fórmula (50).

<i>Trigger</i>	Eficiência da reconstrução
HLT_DoublePhoton5_L1R	$0,975 \pm 0,004$
HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R	$0,987 \pm 0,005$
HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R_v3	$0,962 \pm 0,005$

Tabela 5.7: Eficiência da reconstrução para cada *trigger*.

Vamos utilizar os valores de luminosidade de cada *trigger*, que estão na tabela 5.6, e a fórmula (51) para calcular a média ponderada da eficiência da reconstrução. Desta forma temos que:

$$\epsilon_{\gamma\gamma,Reco} = 0,974 \pm 0,005 \quad (54)$$

5.6.3 Eficiência da identificação

Os cortes de identificação, baseados nas variáveis de isolamento apresentadas na seção 5.2, utilizados nesta análise estão mostrados na tabela 5.8. Todos esses valores utilizados tem como objetivo manter o número máximo de fótons verdadeiros e eliminar os fótons mal identificados ou falsos sinais provenientes de ruídos no calorímetro.

Parâmetros	Corte de ID para análise dos difótons
H/E	$< 0,02$
isolamento ECAL	$< 2,5 + 0,006 \times E_T \text{ GeV}$
isolamento HCAL	$< 2,0 + 0,025 \times E_T \text{ GeV}$
isolamento no sistema de trajetografia	$< 1,0 + 0,001 \times E_T \text{ GeV}$
hasPixelSeed	falso

Tabela 5.8: Parâmetros usados nos cortes de identificação dos fótons.

Os cortes em H/E, isolamento no HCAL e isolamento no ECAL são utilizados para eliminar os fótons que estão dentro dos jatos de partículas. O corte hasPixelSeed (subseção 5.2.5) é usado para distinguir entre os fótons reais e elétrons que são mal

identificados como fótons. Devido ao fato dessa eficiência não ser afetada pela correlação entre os fótons, usamos o quadrado da eficiência de identificação de um fóton. Essa eficiência é dada por:

$$\epsilon_{\gamma, ID} = \frac{N_{\gamma, ID}}{N_{\gamma, Reco+Gen}} \quad (55)$$

onde $N_{\gamma, ID}$ é o número de fótons que passaram pelos cortes de identificação e $N_{\gamma, Reco+Gen}$ é o número de fótons reconstruídos, feita a correta correspondência com os gerados como foi explicado na subseção anterior. Os resultados para a eficiência de identificação dos fótons, para cada *trigger*, podem ser vistos na tabela 5.9.

<i>Trigger</i>	Eficiência de identificação
HLT_DoublePhoton5_L1R	$0,900 \pm 0,005$
HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R	$0,946 \pm 0,006$
HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R_v3	$0,946 \pm 0,004$

Tabela 5.9: Eficiência de identificação para cada *trigger*.

Procedendo de maneira análoga ao caso da eficiência da reconstrução, podemos calcular a média ponderada da eficiência da identificação dos fótons. Assim temos:

$$\epsilon_{\gamma, ID} = 0,945 \pm 0,005 \quad (56)$$

5.6.4 Eficiência dos cortes exclusivos

Para estudar a eficiência dessa análise exclusiva ($\epsilon_{\text{Exclusiva}}$), baseada na conversão dos fótons, utilizamos o sinal de Monte Carlo gerado pelo ExHume. A eficiência exclusiva pode ser dividida em quatro partes, eficiência dos cortes em ΔE_T e $|\Delta\phi - \pi|$, eficiência da conversão dos fótons, eficiência do ajuste de *Kalman* e eficiência do corte em Δz . Assim sendo, podemos escrever:

$$\epsilon_{\text{Exclusiva}} = \epsilon_{\gamma\gamma, \Delta E_T \text{ e } |\Delta\phi - \pi|} \times \epsilon_{\gamma, \text{conversão}} \times \epsilon_{\text{Vértice Válido}} \times \epsilon_{\gamma, \Delta z > 2\text{cm}} \quad (57)$$

5.6.4.1 Eficiência dos cortes em ΔE_T e $|\Delta\phi - \pi|$

A eficiência dos cortes em ΔE_T e $\Delta\phi$ é definida como :

$$\epsilon_{\gamma\gamma, \Delta E_T \text{ e } |\Delta\phi - \pi|} = \frac{N_{\gamma\gamma, \Delta E_T \text{ e } |\Delta\phi - \pi|}}{N_{\text{Reco+ID}}}, \quad (58)$$

onde o $N_{\gamma\gamma, \Delta E_T \text{ e } |\Delta\phi - \pi|}$ é o número de eventos com dois fótons (com $E_T > 5$ GeV e $|\eta| < 2,5$) reconstruídos, que passam pelos cortes de identificação e que possuem $\Delta E_T < 2,0$ GeV e $|\Delta\phi - \pi| < 0,5$. O denominador, $N_{\text{Reco+ID}}$, é o número de eventos com dois fótons (com $E_T > 5$ GeV e $|\eta| < 2,5$) reconstruídos e que passaram pelos cortes de identificação.

A tabela 5.10 apresenta os resultados para a eficiência dos cortes em ΔE_T e $|\Delta\phi - \pi|$ para cada *trigger*.

<i>Trigger</i>	Eficiência dos cortes em ΔE_T e $ \Delta\phi - \pi $
HLT_DoublePhoton5_L1R	$0,951 \pm 0,006$
HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R	$0,956 \pm 0,009$
HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R_v3	$0,950 \pm 0,006$

Tabela 5.10: Eficiência dos cortes em ΔE_T e $|\Delta\phi - \pi|$ para cada *trigger*.

Podemos utilizar o mesmo procedimento adotado na eq. 51 para calcular a média ponderada da eficiência dos cortes em ΔE_T e $|\Delta\phi - \pi|$. Consequentemente temos:

$$\epsilon_{\gamma\gamma, \Delta E_T \text{ e } |\Delta\phi - \pi|} = 0,953 \pm 0,007 \quad (59)$$

5.6.4.2 Eficiência da conversão dos fótons

Para calcular a eficiência da conversão dos fótons levamos em consideração dois fatores:

- A probabilidade de conversão, que é definida a nível de geração ($P_{\text{Conversão}}$).
- Eficiência da reconstrução da conversão ($\epsilon_{\text{Reco Conversão}}$).

A eficiência da conversão dos fótons é então dada pela seguinte fórmula:

$$\epsilon_{\gamma, \text{Conversão}} = P_{\text{Conversão}} \times \epsilon_{\text{Reco Conversão}} \quad (60)$$

A probabilidade de conversão é definida como o número de fótons que convertem, antes do processo de reconstrução, dividido pelo número total de fótons gerados (esses fótons dentro da região cinemática de $E_T > 5 \text{ GeV}$ e $|\eta| < 2.5$).

Para calcular a eficiência da reconstrução dos fótons de conversão procedemos da seguinte forma, primeiro fazemos uma correspondência entre os fótons que convertem antes do processo de reconstrução e os fótons que são reconstruídos, utilizando $\Delta R < 0.3$. Então a partir desses fótons (reconstruídos e com uma correspondência com fótons de conversão simulados) verificamos quantos foram reconstruídos como fótons de conversão. A tabela 5.11 apresenta os resultados para cada *trigger*. Para o erro da eficiência $\epsilon_{\gamma, \text{Conversão}}$ utilizamos a fórmula para propagação de erros para o caso da multiplicação [35].

$$\frac{\sigma_{\epsilon_{\gamma, \text{Conversão}}}}{\epsilon_{\gamma, \text{Conversão}}} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{P_{\text{Conversão}}}}{P_{\text{Conversão}}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\epsilon_{\text{Reco Conversão}}}}{\epsilon_{\text{Reco Conversão}}}\right)^2} \quad (61)$$

<i>Trigger</i>	$P_{\text{Conversão}}$	$\epsilon_{\text{Reco Conversão}}$	$\epsilon_{\gamma, \text{Conversão}}$
HLT_DoublePhoton5_L1R	$0,418 \pm 0,008$	$0,246 \pm 0,010$	$0,102 \pm 0,007$
HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R	$0,408 \pm 0,014$	$0,261 \pm 0,019$	$0,106 \pm 0,008$
HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R_v3	$0,410 \pm 0,009$	$0,290 \pm 0,013$	$0,119 \pm 0,010$

Tabela 5.11: Valores da probabilidade de conversão, eficiência da reconstrução da conversão do fótons e a eficiência total da conversão do fótons.

A média ponderada da eficiência de conversão é:

$$\epsilon_{\gamma, \text{Conversão}} = 0,112 \pm 0,009 \quad (62)$$

Precisamos também calcular a eficiência para o requerimento que o vértice de conversão seja válido de acordo com o ajuste de *Kalman*. Definimos essa eficiência da seguinte forma :

$$\epsilon_{\text{Vértice Válido}} = \frac{\text{Número de fótons com vértices válidos}}{\text{Número de fótons de conversão}} \quad (63)$$

A tabela 5.12 exibe os valores para a eficiência da exigência que o vértice de conversão seja válido.

<i>Trigger</i>	ϵ Vértice Válido
HLT_DoublePhoton5_L1R	$0,779 \pm 0,027$
HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R	$0,825 \pm 0,040$
HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R_v3	$0,780 \pm 0,027$

Tabela 5.12: Eficiência de que o vértice de conversão seja válido.

A média ponderada para a eficiência de que o vértice de conversão seja válido é :

$$\epsilon_{\text{Vértice Válido}} = 0,801 \pm 0,033 \quad (64)$$

5.6.4.3 Eficiência do corte em Δz

A eficiência do corte em Δz é dada por:

$$\epsilon_{\gamma, \Delta z > 2cm} = \frac{N_{\gamma, \Delta z > 2cm}}{N_{\gamma, \text{conversão}}}. \quad (65)$$

Desta forma temos que $N_{\gamma, \Delta z > 2cm}$ é o número de fótons que converteram, com o vértice válido, e que possuem a coordenada z do vértice de conversão distante pelo menos 2 centímetros de todos os outros vértices do evento. $N_{\gamma, \text{conversão}}$ é o número de fótons que passam por toda análise e possuem um vértice de conversão válido. Utilizando os eventos de sinal do Monte Carlo a eficiência do corte em Δz , para cada *trigger*, pode ser vista na tabela 5.13:

<i>Trigger</i>	Eficiência dos cortes em Δz
HLT_DoublePhoton5_L1R	$0,813 \pm 0,029$
HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R	$0,887 \pm 0,037$
HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R_v3	$0,832 \pm 0,027$

Tabela 5.13: Eficiência dos cortes em Δz para cada *trigger*.

A média ponderada dessas eficiências é dada por:

$$\epsilon_{\gamma, \Delta z > 2cm} = 0,858 \pm 0,031 \quad (66)$$

Podemos calcular a eficiência dos cortes que definem o evento exclusivo utilizando os resultados (59), (62), (64) e (66):

$$\epsilon_{\text{Exclusiva}} = 0,073 \pm 0,007 \quad (67)$$

5.7 Resultados

5.7.1 Dados Reais

Nesta seção apresentamos os principais resultados desta análise de dados. Para facilitar a análise, após ter sido feita a segunda reconstrução dos fótons, armazenamos os eventos em que os dois fótons, que possuem os maiores valores de energia transversa, passam pelos cortes de identificação e diminuindo assim significativamente a quantidade de eventos. Desta forma a sequência da análise após os cortes de identificação é feita em uma amostra bem menor de dados, evitando ter que ler toda a amostra sempre que for necessário mudar o valor de algum corte.

Primeiro vamos apresentar o resultado da análise para os eventos do conjunto de dados /EG/Run2010A-Dec22ReReco_v1/RECO.

Esse conjunto de dados é dividido em duas partes, uma na qual só é possível utilizar o *trigger* HLT_DoublePhoton5_L1R e outra que fornece apenas a opção de usar o *trigger*

HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R.

Para a parte desse conjunto dados que utiliza o *trigger* HLT_DoublePhoton5_L1R a tabela 5.14 resume os principais resultados.

Eventos com os dois fótons mais energéticos que passaram pelos cortes de identificação (após a segunda reconstrução)	20134 Eventos
Eventos que passaram pelo <i>trigger</i>	6253 Eventos
Eventos com os 2 fótons que passaram pelos cortes básicos	666 Eventos
Eventos que pelo menos um dos 2 fótons converteram	178 Eventos
Eventos que os fótons de conversão tem vértices válidos	87 Eventos
Eventos que possuem pelo menos um fóton com $\Delta z > 2$ cm	61 Eventos

Tabela 5.14: Resultados da análise para o conjunto /EG/Run2010A-Dec22ReReco_v1/RECO com o *trigger* HLT_DoublePhoton5_L1R.

As figuras 5.14, 5.15 e 5.16 mostram as distribuições de energia transversa, pseudo-rapidez e massa invariante dos difótons selecionados para essa parte dos dados.

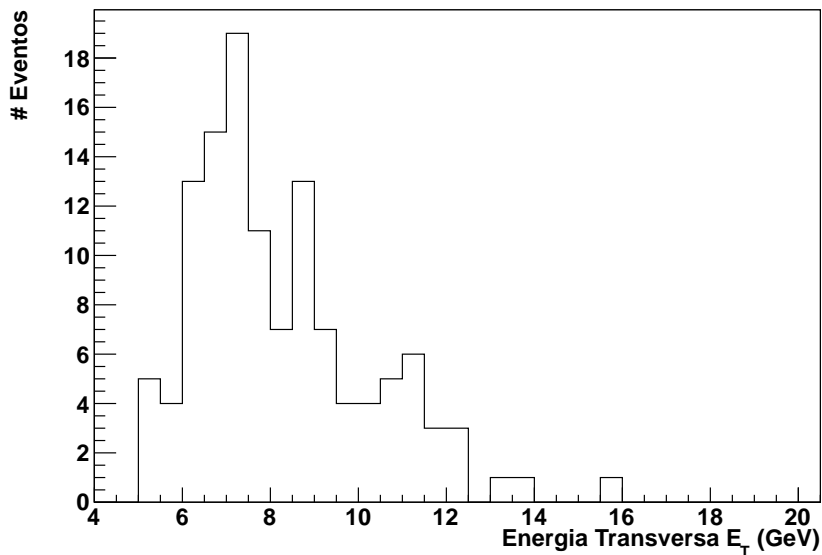


Figura 5.14: Energia transversa dos difótons selecionados do conjunto /EG/Run2010A-Dec22ReReco_v1/RECO com o *trigger* HLT_DoublePhoton5_L1R.

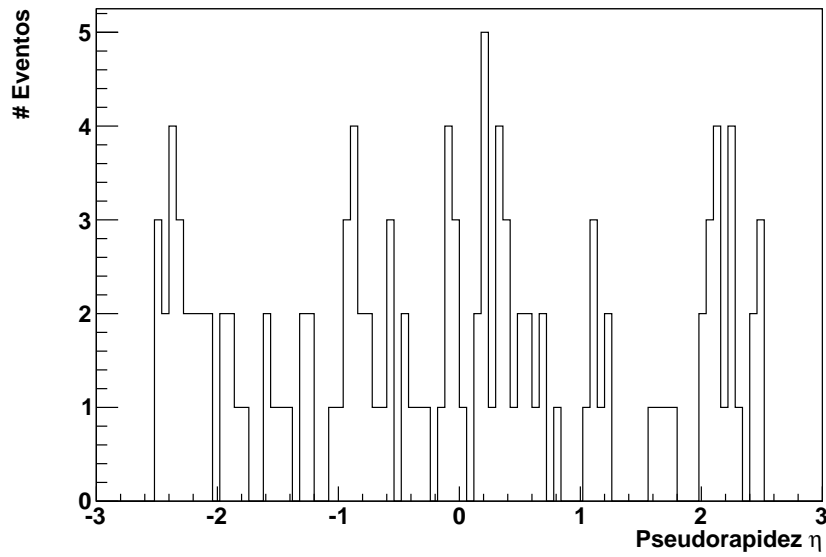


Figura 5.15: Pseudorapidez dos difótons selecionados do conjunto /EG/Run2010A-Dec22ReReco_v1/RECO com o *trigger* HLT_DoublePhoton5_L1R.

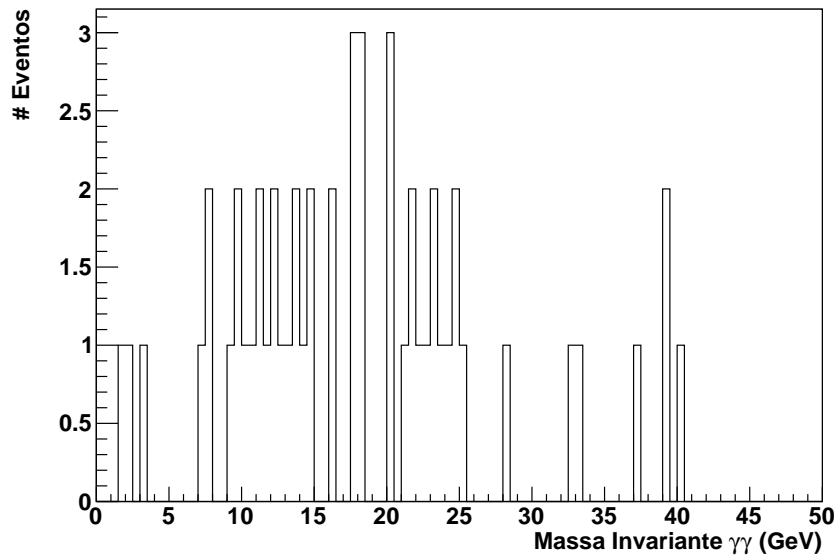


Figura 5.16: Massa invariante dos difótons selecionados do conjunto /EG/Run2010A-Dec22ReReco_v1/RECO com o *trigger* HLT_DoublePhoton5_L1R.

Para a segunda parte do /EG/Run2010A-Dec22ReReco_v1/RECO, ou seja, eventos que usam o *trigger* HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R, a tabela 5.15 apresenta os principais resultados.

Eventos com os dois fótons mais energéticos que passam cortes de identificação (após a segunda reconstrução)	23586 Eventos
Eventos que passaram pelo <i>trigger</i>	6399 Eventos
Eventos com os 2 fótons que passaram pelos cortes básicos	1968 Eventos
Eventos que pelo menos um dos 2 fótons converteram	471 Eventos
Eventos que os fótons tem vértices válidos	289 Eventos
Eventos que possuem pelo menos um fóton com $\Delta z > 2$ cm	223 Eventos

Tabela 5.15: Resultados da análise para o conjunto /EG/Run2010A-Dec22ReReco_v1/RECO com o *trigger* HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R.

Podemos ver as distribuições de E_T , η e $M_{\gamma\gamma}$ dos difótons selecionados, para essa parte dos dados, nas figuras 5.17, 5.18 e 5.19.

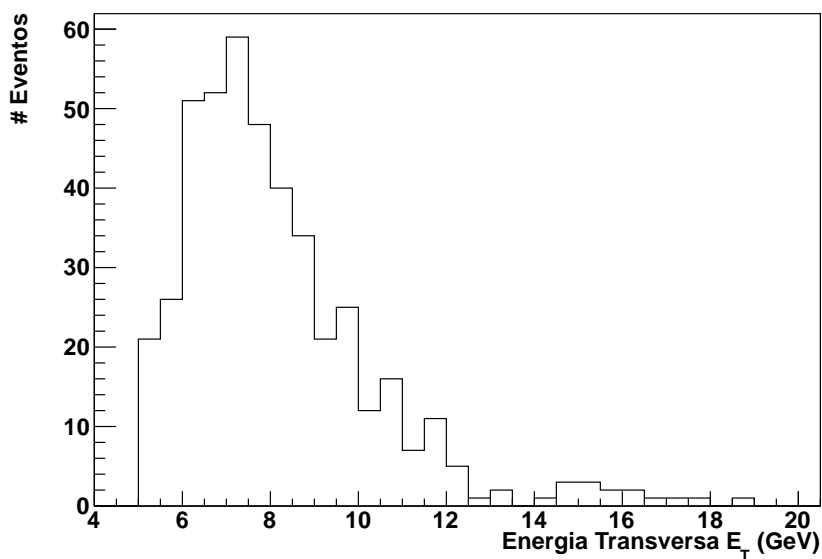


Figura 5.17: Energia transversa dos difótons selecionados do conjunto /EG/Run2010A-Dec22ReReco_v1/RECO com o *trigger* HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R.

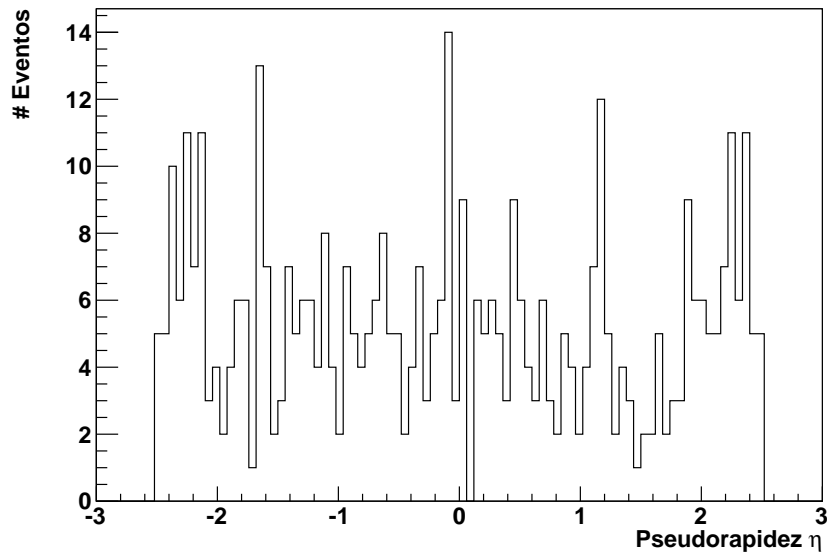


Figura 5.18: Pseudorapidez dos difótons selecionados do conjunto /EG/Run2010A-Dec22ReReco_v1/RECO com o *trigger* HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R.

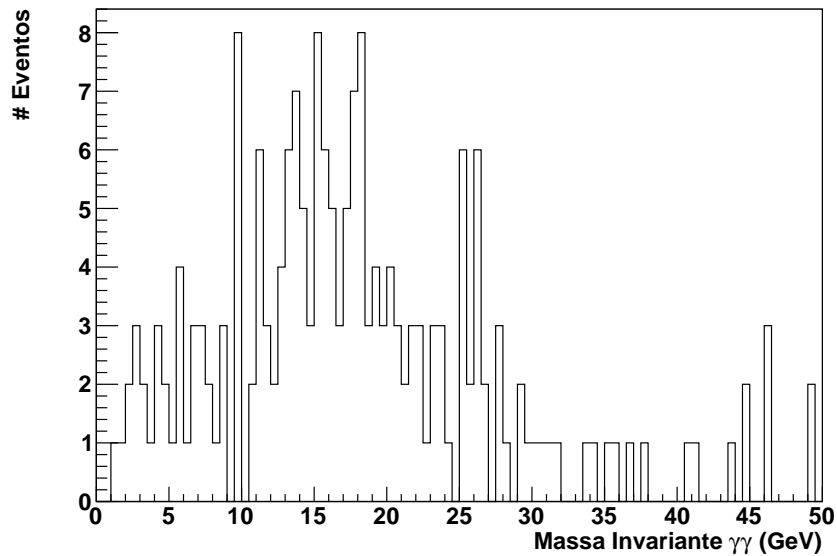


Figura 5.19: Massa invariante dos difótons selecionados do conjunto /EG/Run2010A-Dec22ReReco_v1/RECO com o *trigger* HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R.

O segundo conjunto de dados utilizado é /Photon/Run2010B-Dec22ReReco_v1/RECO. Esse conjunto de dados também é separado em duas partes, uma na qual só é possível utilizar o *trigger* HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R e outra que apenas pode-se usar o *trigger*

HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R_v3.

Para a primeira parte desses dados, utilizando os eventos que passaram pelo *trigger* HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R temos a tabela 5.16 que resume os resultados.

Eventos com os dois fótons mais energéticos que passam cortes de identificação (após a segunda reconstrução)	40612 Eventos
Eventos que passaram pelo <i>trigger</i>	28424 Eventos
Eventos com os 2 fótons que passaram pelos cortes básicos	8932 Eventos
Eventos que pelo menos um dos 2 fótons converteram	2187 Eventos
Eventos que os fótons tem vértices válidos	1331 Eventos
Eventos que possuem pelo menos um fóton com $\Delta z > 2$ cm	995 Eventos

Tabela 5.16: Resultados para o conjunto /Photon/Run2010B-Dec22ReReco_v1/RECO com o trigger HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R.

As distribuições de E_T , η e $M_{\gamma\gamma}$ dos difótons selecionados pela análise para essa parte do conjunto /Photon/Run2010B-Dec22ReReco_v1/RECO podem ser vistas nas figuras 5.20, 5.21 e 5.22.

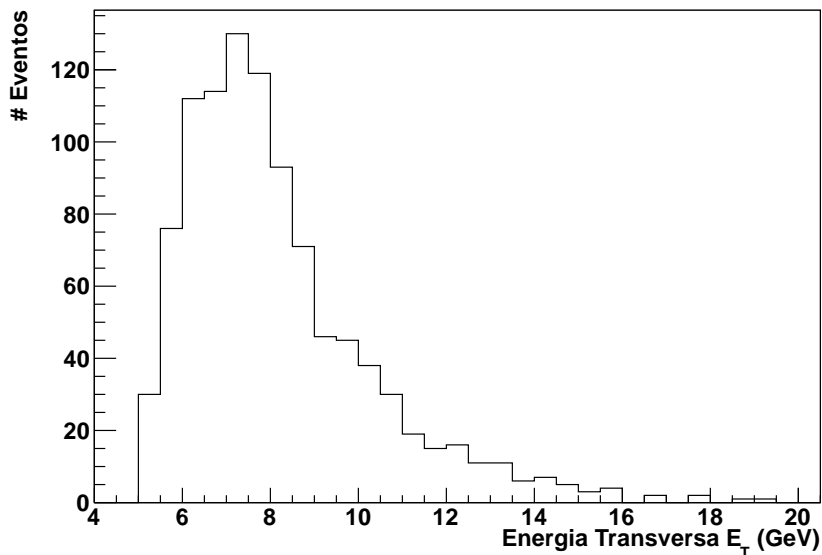


Figura 5.20: Energia transversa dos difótons selecionados do conjunto /Photon/Run2010B-Dec22ReReco_v1/RECO com o *trigger* HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R.

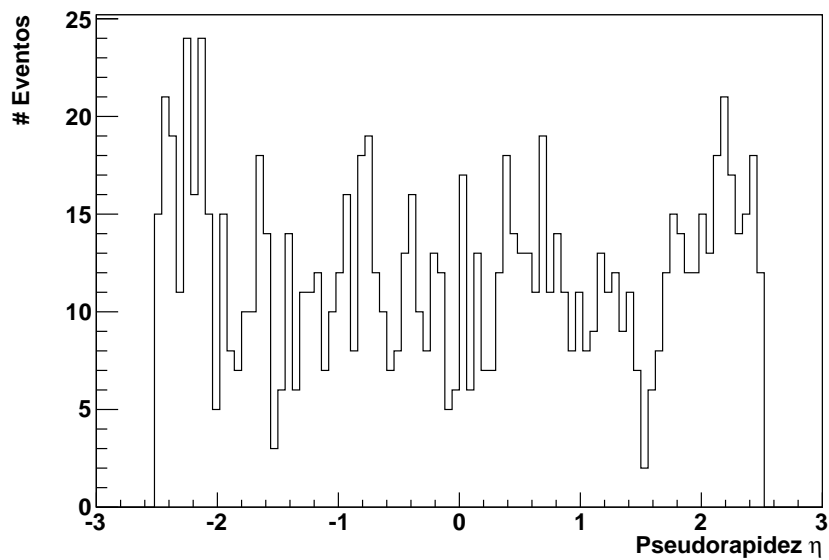


Figura 5.21: Pseudorapidez dos difótons selecionados do conjunto /Photon/Run2010B-Dec22ReReco_v1/RECO com o *trigger* HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R.

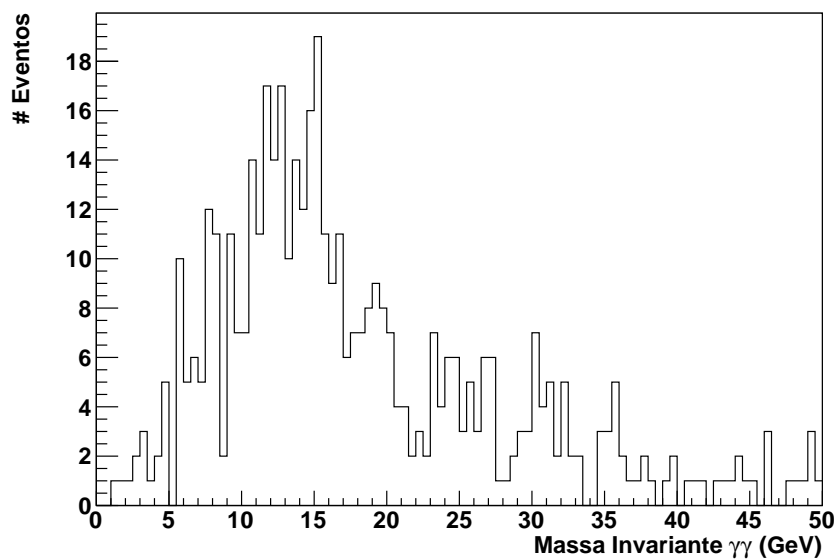


Figura 5.22: Massa invariante dos difótons selecionados do conjunto /Photon/Run2010B-Dec22ReReco_v1/RECO com o *trigger* HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R.

Para os dados da segunda parte do conjunto /Photon/Run2010B-Dec22ReReco_v1/RECO, eventos que foram aceitos pelo *trigger* HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R_v3, temos a tabela [5.17](#) que apresenta os resultados.

As figuras 5.23, 5.24 e 5.25 mostram as distribuições de E_T , $|\eta|$ e $M_{\gamma\gamma}$ dos difótons selecionados pela análise para essa parte dos dados.

Eventos com os dois fótons mais energéticos que passam cortes de identificação (após a segunda reconstrução)	11516 Eventos
Eventos que passaram pelo <i>trigger</i>	3379 Eventos
Eventos com os 2 fótons que passaram pelos cortes básicos	1076 Eventos
Eventos que pelo menos um dos 2 fótons converteram	254 Eventos
Eventos que os fótons tem vértices válidos	150 Eventos
Eventos que possuem pelo menos um fóton com $\Delta z > 2$ cm	119 Eventos

Tabela 5.17: Resultados para o conjunto /Photon/Run2010B-Dec22ReReco_v1/RECO com o trigger HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R_v3.

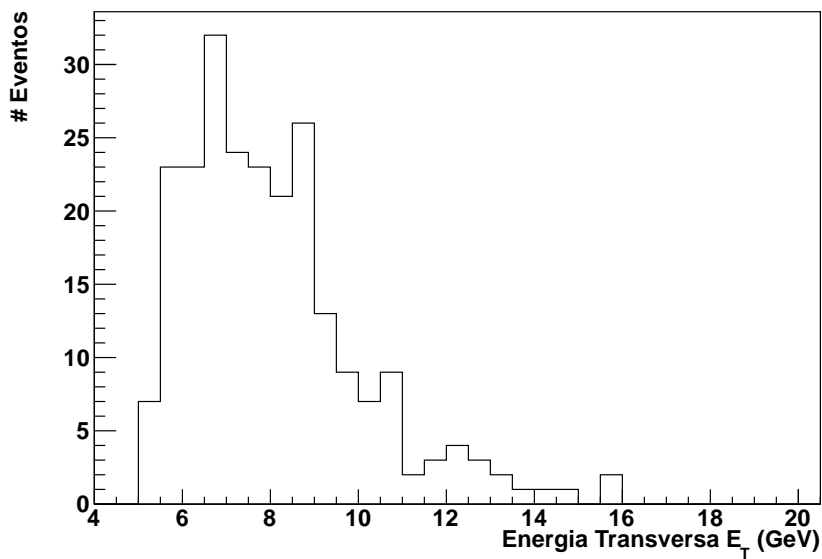


Figura 5.23: Energia transversa dos difótons selecionados do conjunto /Photon/Run2010B-Dec22ReReco_v1/RECO com o *trigger* HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R_v3.

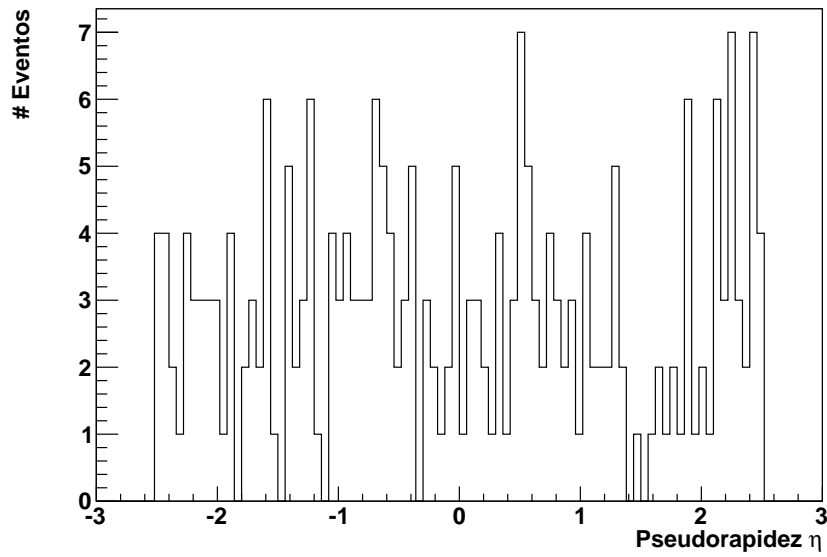


Figura 5.24: Pseudorapidez dos difótons selecionados do conjunto /Photon/Run2010B-Dec22ReReco_v1/RECO com o *trigger* HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R_v3

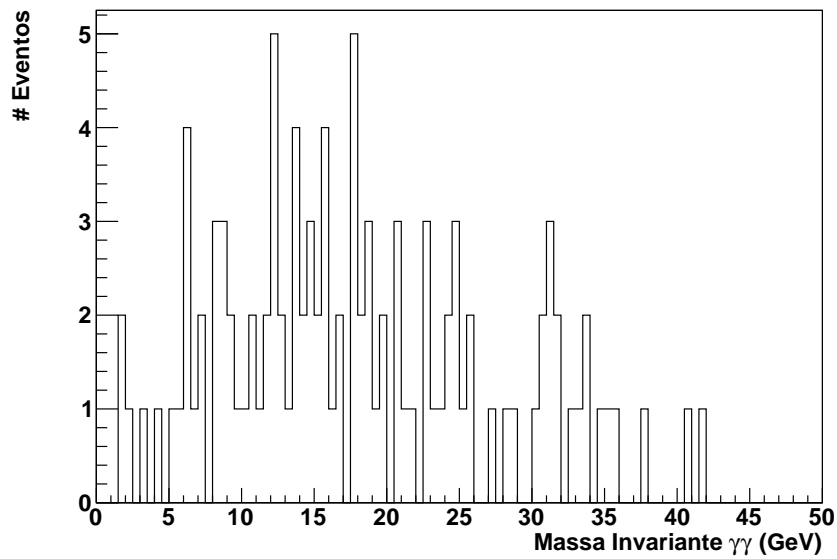


Figura 5.25: Massa invariante dos difótons selecionados do conjunto /Photon/Run2010B-Dec22ReReco_v1/RECO com o *trigger* HLT_DoublePhoton5_CEP_L1R.

5.7.2 Análise dos eventos de fundo (*background*)

Para estimar o número de eventos de fundo (*background*) geramos um amostra de eventos de difótons produzidos em interações da QCD e outra amostra de eventos do

tipo $\gamma^*/Z \rightarrow e^+e^-$, esses eventos foram gerados utilizando o *PYTHIA6.4*.

O primeiro passo é fazer a correta correspondência entre os fótons gerados e os fótons reconstruídos. Com o objetivo de saber qual é a porcentagem de eventos de fundo que passam por todos os critérios de seleção, descritos na subseções 5.5.4, 5.5.5 e 5.5.6, rodamos o mesmo programa de análise que foi utilizado para estudar os eventos de sinal nessas amostras de *background* que foram geradas.

Para o *background* em eventos do tipo $gg \rightarrow \gamma\gamma$ geramos 3200 eventos e a tabela 5.18 apresenta os resultados.

Número de eventos gerados	3200
Número de eventos com 2 fótons reconstruídos com $E_T > 5$ GeV e $ \eta < 2,5$	1920
Número de eventos após cortes de identificação	1250
Eventos que possuem 2 fótons com $\Delta E_T < 2,0$ e $\Delta\phi - \pi < 0.3$	256
Eventos vértices de conversão válidos	66
Eventos que possuem pelo menos um fóton com $\Delta z > 2$ cm	25

Tabela 5.18: Resultados da análise para o *background* de eventos $gg \rightarrow \gamma\gamma$

Vamos comparar os resultados da análise para o *background* $gg \rightarrow \gamma\gamma$ com os resultados da análise para os 20000 eventos exclusivos de difótons que foram gerados com o ExHuMe.

Número de Eventos gerados	20000
Número de Eventos com fótons reconstruídos com $E_T > 5$ GeV e $ \eta < 2,5$	8458
Número de eventos que com 2 fótons após cortes de ID	4579
Eventos que possuem 2 fótons com $\Delta E_T < 2,0$ e $\Delta\phi - \pi < 0.3$	4337
Eventos com vértices de conversão válidos	974
Eventos que possuem pelo menos um fóton com $\Delta z > 2$ cm	773

Tabela 5.19: Resultados da análise para eventos exclusivos de difótons.

Podemos ver que os cortes utilizados para ΔE_T e $\Delta\phi - \pi$ eliminam grande parte do *background* $gg \rightarrow \gamma\gamma$. Para esse *background*, apenas 13,3% $\left(\frac{256}{1920}\right)$ dos eventos passam

pelos cortes em ΔE_T e $\Delta\phi - \pi$ enquanto o que temos para o sinal é que 94,7% $\left(\frac{4337}{4579}\right)$ do eventos passam pelos os mesmos critérios. Além disso dos 1920 eventos, com 2 fótons reconstruídos, 25 passaram por todos os critérios de seleção da análise.

Então podemos esperar que 1,3% do número de eventos dos dados reais que passam por todos os critérios de seleção dessa análise de dados, são provenientes de difótons produzidos da interação glúon-glúon.

Agora vamos analisar o *background* proveniente de eventos do tipo $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$. Geramos uma amostra de 900 eventos para estudar esse *background*, a tabela 5.20 apresenta os resultados da análise para esse *background*.

Número de Eventos Gerados	900
Número de eventos com 2 fótons reconstruídos com $E_T > 5$ GeV e $ \eta < 2,5$	542
Número de eventos após cortes de identificação	330
Eventos que possuem 2 fótons com $\Delta E_T < 2,0$ e $\Delta\phi - \pi < 0.3$	89
Eventos com vértices de conversão válidos	22
Eventos que possuem pelo menos um fóton com $\Delta z > 2$ cm	13

Tabela 5.20: Resultados da análise para o *background* de eventos $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$

Assim sendo, dos 542 eventos com 2 fótons reconstruídos, 13 passaram por esta análise. A contribuição do *background*, $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$, nos eventos dos dados reais selecionados pela análise, será de 2,4%.

Os resultados da análise do *background* para eventos do tipo $\gamma^*/Z \rightarrow e^+e^-$ podem ser vistos na tabela 5.21. Foram gerados 3700 eventos para estudar esse *background*.

Número de eventos	3700
Número de eventos com 2 fótons reconstruídos com $E_T > 5$ GeV e $ \eta < 2,5$	1217
Número de eventos após cortes de ID	7
Eventos com vértices de conversão válidos	0
Eventos que possuem pelo menos um fóton com $\Delta z > 2$ cm	0

Tabela 5.21: Resultados da análise para o *background* de eventos $\gamma^*/Z \rightarrow e^+e^-$.

Esse *background* é praticamente eliminado após os cortes de identificação 5.8 sobrando apenas 0,5% dos fótons. Nenhum evento passou pela análise completa assim sendo esse *background* não vai influenciar na análise de dados reais.

5.7.3 Remoção dos eventos de fundo (*background*)

Conforme vimos na seção anterior apenas o *background* de eventos da QCD vai influenciar nessa análise. Então precisamos remover a porcentagem de eventos desse tipo, do número final de eventos que passaram por todos os critérios de seleção adotados.

Somando a quantidade de eventos que passaram por toda análise de cada uma das tabelas 5.14 - 5.17, temos que o número final de eventos selecionados é:

$$\text{Número final de eventos} = 61 + 223 + 995 + 119 = 1398 \text{ eventos} \quad (68)$$

De acordo com o estudo sobre o *background* de QCD, temos que remover 1,3% de eventos do tipo $gg \rightarrow \gamma\gamma$ e 2,4% de eventos $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$. Conseqüentemente a contribuição total do *background* de eventos da QCD será de 3,7% (1,3%+2,4%), então vamos remover essa porcentagem do número final de eventos:

$$1398 - \underbrace{\frac{3,7}{100} \times 1398}_{\text{background}} = 1346$$

A quantidade final de eventos que essa análise de dados obteve foi:

$$\boxed{\text{Resultado Final} = 1346 \text{ eventos}} \quad (69)$$

5.7.4 Seção de choque

Podemos a partir do número final de eventos observados, eficiência total e a luminosidade integrada, calcular a seção de choque experimental e comparar com a seção de choque teórica.

$$\sigma_{\text{Observada}} = \frac{\text{Número final de eventos observados}}{\mathcal{L}_{\text{int}} \times \epsilon_{\text{Total}}}. \quad (70)$$

A eficiência total é calculada utilizando os resultados 54, 56, 52 e 67:

$$\epsilon_{\text{Total}} = \epsilon_{\gamma\gamma, \text{Reco}} \times \epsilon_{\gamma, \text{ID}}^2 \times \epsilon_{\text{trigger}} \times \epsilon_{\text{Exclusiva}}$$

$$\epsilon_{\text{Total}} = 0,013 \pm 0,002 \quad (71)$$

A luminosidade integrada para os dados de 2010 é $\mathcal{L}_{\text{int}} = 36,17 \pm 0,04 \text{ pb}^{-1}$. Com esse valores podemos calcular a seção de choque observada, logo temos:

$$\sigma_{\text{Observada}} = \frac{1346}{36,17 \text{ pb}^{-1} \times 0,013} = 2862,550 \text{ pb}. \quad (72)$$

Com o erro, o resultado final para a seção de choque experimental é:

$$\sigma_{\text{Observada}} = 2862,550 \pm 923,286 \text{ pb} \quad (73)$$

Este valor obtido para seção de choque não está de acordo com a seção de choque teórica que o gerador de eventos Exhume fornece, que é de 1,415 pb.

5.7.5 Visualização de eventos com o *cmsShow*

Uma importante ferramenta que o CMS disponibiliza é o *software cmsShow* [34], que possibilita a visualização de eventos. O *cmsShow* fornece a visão do eventos nos planos $r - \phi$, $r - z$ e também uma visão em 3D. Nesta seção apresentamos alguns dos eventos mais interessantes selecionados por esta análise. No esquema de visualização abaixo os fótons são representados por pontos verdes no ECAL, os traços de conversão pela cor roxa e traços de outras interações pela cor verde. Depósitos de energia no calorímetro eletromagnético e no calorímetro hadrônico são exibidos por torres em vermelho e azul

respectivamente.

Os dois primeiros eventos, fig. 5.27 e fig. 5.26, mostram os dois fótons alinhados no plano $r - \phi$ e o vértice de conversão bem afastado de todos os outros vértices.

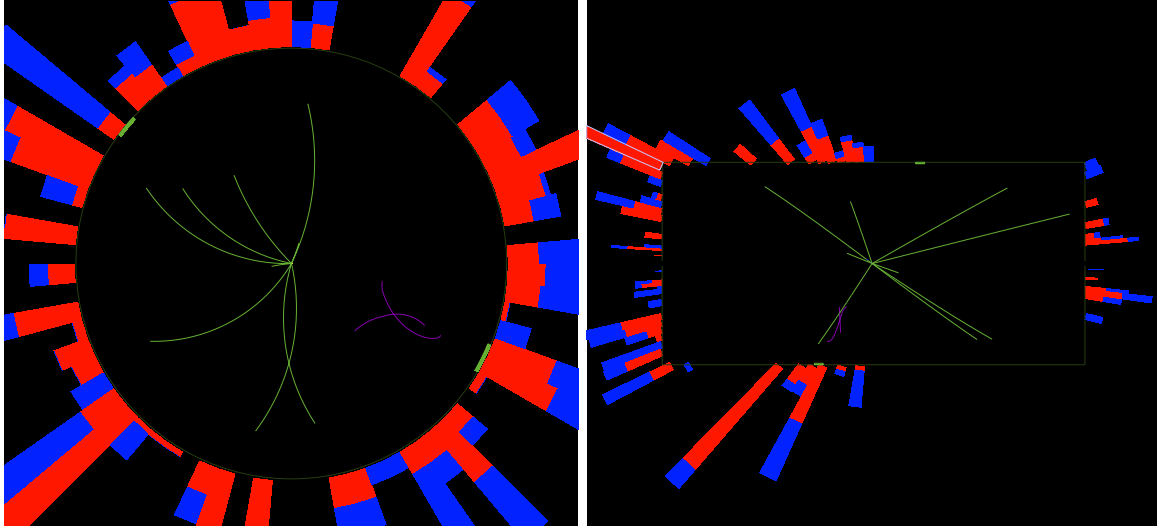


Figura 5.26: Visualização do evento 1 nos planos $r - \phi$ e $r - z$.

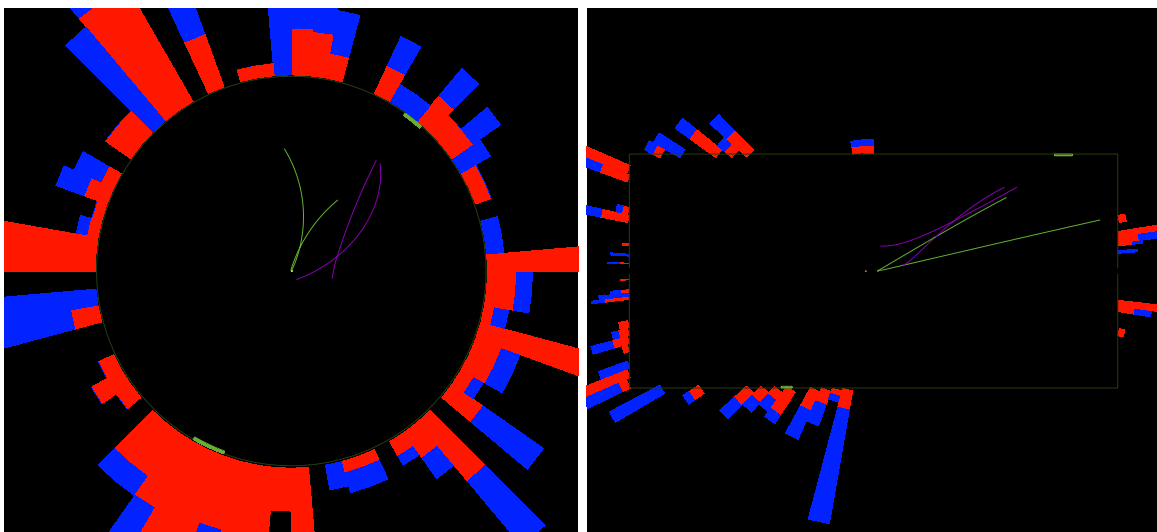


Figura 5.27: Visualização do evento 2 nos planos $r - \phi$ e $r - z$.

Os eventos exibidos nas figs. 5.28 e 5.29 podem ser considerados como eventos exclusivos de difótons, pois apenas possuem 2 fótons alinhados no plano $r - \phi$ e traços provenientes da conversão de um dos fótons.

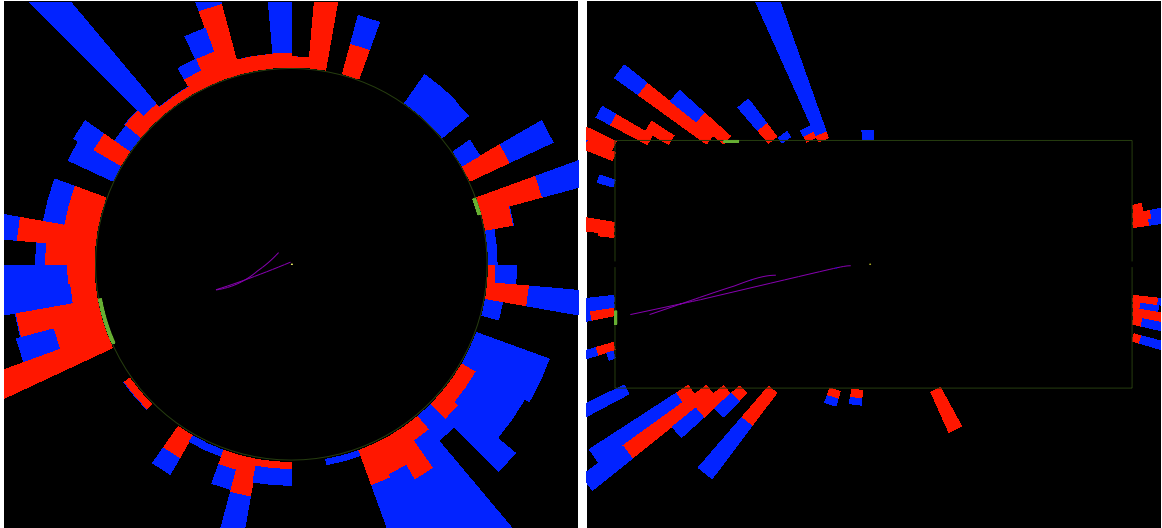


Figura 5.28: Visualização do evento 3 nos planos $r - \phi$ e $r - z$.

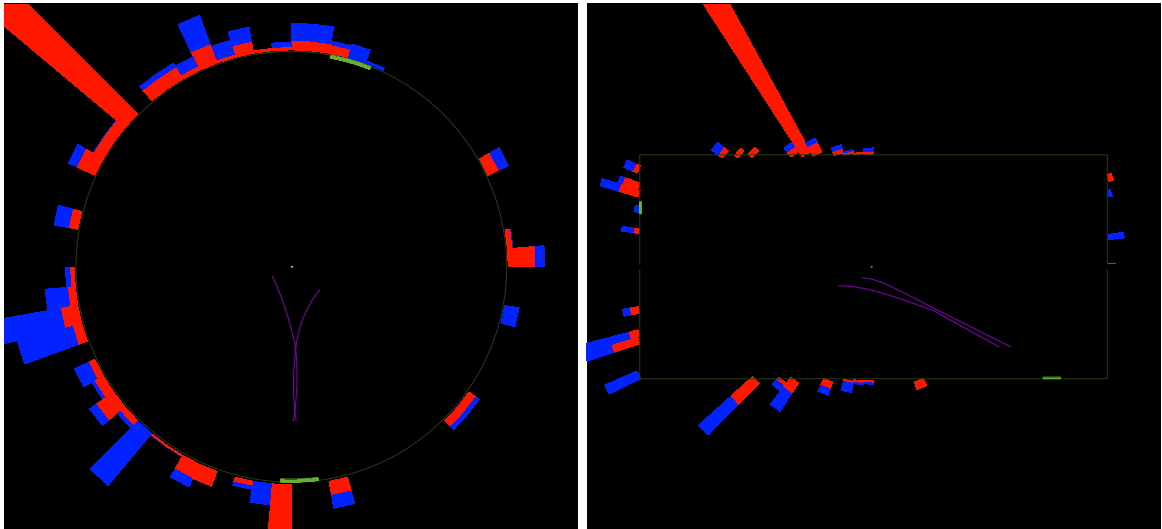


Figura 5.29: Visualização do evento 4 nos planos $r - \phi$ e $r - z$.

Capítulo 6

Conclusões

Nesta dissertação fizemos uma procura por eventos exclusivos de difótons, utilizando dados coletados pelo CMS/LHC, em colisões pp a $\sqrt{s} = 7$ TeV correspondendo a uma luminosidade integrada de $36,17 \text{ pb}^{-1}$. Os dados utilizados nesta análise foram coletados durante o ano de 2010.

O processo de produção exclusiva central de difótons é muito interessante pois a produção do bóson de Higgs pode ocorrer através do mesmo processo exclusivo.

Antes de apresentar a estratégia da análise de dados e os resultados foi necessário fazer uma breve introdução do Modelo Padrão da física de partículas com foco na cromodinâmica quântica. Na sequência definimos o processo difrativo no ambiente da física de partículas em analogia a difração ótica, falamos um pouco sobre a teoria de Regge e então com essas definições apresentamos a descrição teórica do processo de produção exclusiva central em colisões de prótons. Descrevemos o modelo teórico atualmente adotado para calcular a seção de choque do processo de difótons exclusivos, o modelo KMR (Khoze-Martin-Ryskin).

O quarto capítulo foi dedicado ao acelerador de partículas LHC e ao detector CMS, percorremos os subdetectores que formam o CMS descrevendo o princípio de funcionamento de cada componente.

No capítulo de análise, a principal parte desta dissertação, começamos descrevendo

como é feito o processo de reconstrução dos fótons, incluindo aqueles que convertem no detector CMS, mostramos também as variáveis que são utilizadas para identificar com uma maior precisão os fótons.

Para estudar quais tipos cortes seriam aplicados nos dados reais, simulamos eventos de difótons exclusivos utilizando o gerador ExHuMe que é uma implementação do modelo KMR. Para estimar os possíveis *backgrounds* geramos eventos utilizando o *PYTHIA6.4*.

A análise dos dados reais foi feita em diversos passos, primeiro escolhemos o conjunto de dados. Foi necessária uma segunda reconstrução de todos os fótons dos dados utilizados, para obter os fótons com $E_T > 5$ GeV. A seguir escolhemos quais *triggers* seriam utilizados para seleção dos eventos e aplicamos cortes para melhor identificação dos fótons. Devido ao fato de que cada evento armazenado possui diversas interações, utilizamos a conversão dos fótons para tentar separar os dois fótons que foram produzidos exclusivamente das demais interações.

Os códigos utilizados nesta análise de dados foram escritos em linguagem de programação C++ em conjunto com *Python*, dentro da estrutura de *software* utilizada pelo CMS, o CMSSW. Os histogramas foram criados com o pacote de análise ROOT, desenvolvido pelo CERN.

Fizemos um estudo das eficiências de cada corte para estimar a seção de choque experimental, comparando com o valor estimado teoricamente. Como resultado obtivemos um valor para a seção de choque de $\sigma_{\text{Observada}} = 2862,550 \pm 923,286$ pb que não está de acordo com o valor teórico. Estamos estudando possíveis fontes de erro na medida das eficiências e do background.

Essa análise selecionou alguns eventos bem interessantes que podem ser considerados como eventos exclusivos de difótons e que puderam ser visualizados com o auxílio do software *cmsShow*.

Referências Bibliográficas

- [1] M. Gell-Mann, *A Schematic Model of Baryons and Mesons*, Phys. Lett. 8 (1964) 214.
- [2] F. Halzen, A. D. Martin, *Quarks & Leptons*, New York: John Wiley & Sons, 1984.
- [3] Griffiths, D., *Introduction to elementary particles*, WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, (2004).
- [4] W. Greiner, S. Schramm, E. Stein, *Gauge Theory of Weak Interactions*, Springer, (2002).
- [5] T. Morii, C. S. Lim, S. N. Mukherjee, *The Physics of the Standard Model and Beyond*.
- [6] I.J.R. Aitchison, A.J.G. Hey, *Gauge Theories in Particle Physics, Vol.2: Non-Abelian Gauge Theories: QCD and the Electroweak Theory*.
- [7] P.W. Higgs, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*, Phys. Rev. Lett. 13(16): 508.
- [8] W. Greiner, S. Schramm, E. Stein, *Quantum Chromodynamics*, Springer, (2002).
- [9] R. K. Ellis, W. J. Stirling, B. R. Webber, *QCD and Collider Physics*, Cambridge University Press(1996).
- [10] V.Barone and E. Predazzi, *High-Energy Particle Diffraction*. Springer, (2001).

- [11] V.A. Khoze, A.D. Martin, M.G. Ryskin, *Soft diffraction and the elastic slope at Tevatron and LHC energies: a multi-Pomeron approach*, Eur. Phys. J. C 18, 167 (2000).
- [12] V.A. Khoze et al., *Diffractive $\gamma\gamma$ Production at Hadron Colliders* (2004). Eur.Phys.J. C38 (2005) 475-482.
- [13] V.A. Khoze, A.D. Martin, M.G. Ryskin, *Diffractive gamma-gamma production at hadron colliders*, Eur.Phys.J.C38:475-482 (2005).
- [14] V.A. Khoze, A.D. Martin, M.G. Ryskin, *Prospects for New Physics observations in diffractive processes at the LHC and Tevatron*, hep-ph/0111078v3 (2002).
- [15] V.A. Khoze, A.D. Martin, M.G. Ryskin, *Diffractive Higgs production and related processes*. Czech.J.Phys. 55 (2005) B717-B724.
- [16] T. Aaltonen et Al., *Search for Exclusive $\gamma\gamma$ Production in Hadron-Hadron Colliders* (2004). arXiv:hep-ph/04090437
- [17] J. Collins, D. Soper, G. Sterman: *Factorization of Hard Processes in QCD*, hep-ph/0409313.
- [18] M.G. Albrow et Al., *Observation of Exclusive Gamma Gamma Production in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96\text{TeV}$* , arXiv:1112.0858v2.
- [19] P. D. B. Collins, *An Introduction to Regge Theory and High Energy Physics* .
- [20] CMS Collaboration, *The CMS experiment at the CERN LHC*, JINST 0803, S08004 (2008).
- [21] CMS Collaboration, *The Electromagnetic Calorimeter*. Technical Design Report, CERN-LHCC-97-33.
- [22] E. Meschi et. al., *Electron Reconstruction in the CMS Electromagnetic*. CMS Note, 034, (2001).

- [23] S. Baffioni et al. *Electron Reconstruction in CMS*. CMS Note, 040, 2006. 46
- [24] Monk, J. and Pilkington, A., *ExHuME: A Monte Carlo Event Generator for Exclusive Diffraction*, arXiv:hep-ph/0502077.
- [25] N. Marinelli. *Track finding and identification of converted photons*. CMS NOTE 2006/005, (2006).
- [26] D. Nguyen, *Search for Large Extra Dimensions in the Diphoton Final State at the Large Hadron Collider* (2011).
- [27] F. Santanastasio, *Search for Supersymmetry with Gauge-Mediated Breaking using high energy photons at CMS experiment* (2007).
- [28] C. Fanelli, *Exclusive search for a Fermiophobic Higgs at CMS* (2010/2011).
- [29] D. Franci, *Search for SUSY events with off-time photons* (2010).
- [30] T. Sjostrand, S. Mrenna, P. Skands, *PYTHIA 6.4 Physics and Manual*. JHEP 05 (2006) 026.
- [31] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/LumiCalc>
- [32] C. Collaboration, “*Measurement of CMS Luminosity*”, *CMS Physics Analysis Summary PAS EWK-10-004* (2010).
- [33] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/SWGuideKalmanVertexFitter>
- [34] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/WorkBookFireworks>
- [35] A. Santoro, J R. Mahon, J. U. C Oliveira, L. M. Mundim, V. Oguri e W. L. Prado, *Estimativas e Erros em Experimentos de Física*, (Rio de Janeiro, EdUERJ, 2005).

[36] Vilela P. *Estudos sobre a produção difrativa de top - anti-top no CMS/LHC*, Dissertação de Mestrado, PPGF-UERJ(2009).

[37] A. Donnachie, P.V. Landshoff, *Phys. Lett. B*296, 227 (1992).