



Universidade do Estado do Rio de Janeiro

Centro de Tecnologia e Ciências

Instituto de Física Armando Dias Tavares

Analú Verçosa Custódio

Procura do bóson de Higgs no canal de decaimento

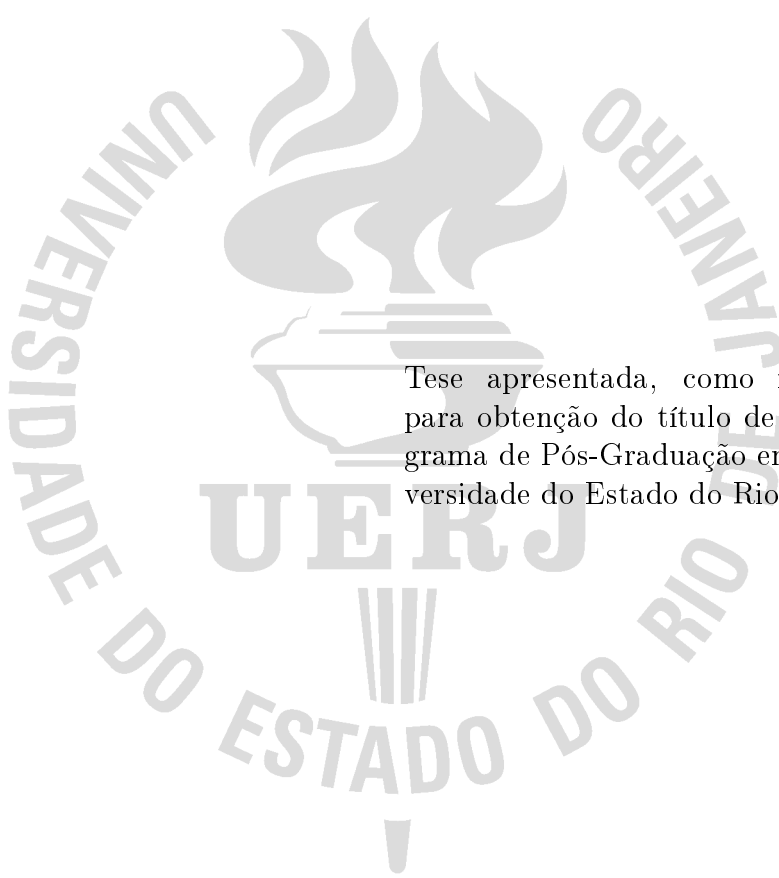
**$H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ em colisões pp a 8 TeV com o detector CMS do
LHC utilizando a técnica de elemento de matriz**

Rio de Janeiro

2016

Analú Vergosa Custódio

Procura do bóson de Higgs no canal de decaimento $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ em colisões pp a 8 TeV com o detector CMS do LHC utilizando a técnica de elemento de matriz



Tese apresentada, como requisito parcial para obtenção do título de Doutor, ao Programa de Pós-Graduação em Física, da Universidade do Estado do Rio de Janeiro.

Orientador: Prof. Dr. Andre Sznajder

Rio de Janeiro

2016

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

C987

Custódio, Analu Verçosa.

Procura do bóson de Higgs no canal de decaimento $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ em colisões pp a 8 TeV com o detector CMS do LHC utilizando a técnica de Elemento de Matriz / Analu Verçosa Custódio. – 2016.

145 f. : il.

Orientador: André Sznajder.

Tese (doutorado) – Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Instituto de Física Armando Dias Tavares.

1. Higgs, Bósons de – Teses. 2. Matrizes (Matemática) – Teses. 3. Solenóide de múon compacto – Teses. 4. Grande colisor de hádrons (França e Suíça) – Teses. I. Sznajder, André. II. Universidade do Estado do Rio de Janeiro. Instituto de Física Armando Dias Tavares. III. Título.

CDU 539.12

Bibliotecária: Teresa da Silva CRB7/5209

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

Assinatura

Data

Analú Vergosa Custódio

Procura do bóson de Higgs no canal de decaimento $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ em colisões pp a 8 TeV com o detector CMS do LHC utilizando a técnica de elemento de matriz

Tese apresentada, como requisito parcial para obtenção do título de Doutor, ao Programa de Pós-Graduação em Física, da Universidade do Estado do Rio de Janeiro.

Aprovada em 18 de Maio de 2016.

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Andre Sznajder (Orientador)
Instituto de Física Armando Dias Tavares – UERJ

Prof. Dr. Leandro Salazar de Paula
Universidade Federal do Rio de Janeiro

Prof. Dr. Andre Massafferri Rodrigues
Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Prof.^a Dr.^a Helena Brandao Malbouisson
Instituto de Física Armando dias Tavares - UERJ

Prof.^a Dr.^a Clemencia Mora Herrera
Instituto de Física Armando dias Tavares - UERJ

Rio de Janeiro

2016

DEDICATÓRIA

Aos meus pais.

AGRADECIMENTOS

Agradeço ao meu orientador Andre Sznajder, pelos anos de dedicação, pela parceria e paciência em tirar tantas dúvidas.

Ao Olivier Mattelaer, um dos desenvolvedores do MadWeight, pela disponibilidade e prontidão em tirar dúvidas por email e pessoalmente quando eu estive no CERN. Aos colegas de trabalho do grupo de análise do do LPC: Dan Green, Phil Duder, Kalanand Mishra, Ajay Kumar e do CERN: Pietro Govoni, Leonardo di Matteo por serem realmente um time e por fazer com que eu me sinta parte dele. A Seth Zenz por ter me supervisionado no estudo *detrigger*. E a todos que de forma direta ou indireta me ajudaram de alguma forma.

À minha família que foi tão paciente e compreensiva, principalmente na etapa final da tese, e que sempre me estimulou a crescer científica, ética, profissional e pessoalmente me apoiando nas minhas escolhas, me dando suporte a cada passo dado e me dando força nos momentos mais difíceis.

Ao meu noivo, Stefan Lohn, pelo amor, pela compreensão, pelo companheirismo, pelo apoio psicológico e emocional. Só nós sabemos o quanto foi difícil lidar com a distância e a saudade.

Aos professores e colegas de trabalho do Instituto de Física Armando Dias Tavares que ampliaram meus conhecimentos, em especial aos do Departamento de Física Nuclear e Altas Energias (DFNAE).

Aos funcionários da biblioteca e da pós graduação que foram indispensáveis na realização deste trabalho.

À UERJ, ao Programa de Pós Graduação em Física da UERJ, a CAPES e ao programa Ciência sem fronteiras pelo apoio e suporte financeiro.

Aos amigos novos que fiz durante meu estágio no exterior e aos amigos antigos, gostaria de agradecer a todos vocês que conheci e que me ajudaram de alguma forma na minha vida e carreira. Não vou citar nomes para não cometer injustiças. Vocês me animaram nos momentos em que eu mais precisei sem nem saber que estavam fazendo isso. Me ajudaram com palavras positivas, me fazendo rir e me motivando. Vocês deixaram tudo mais leve. Obrigada do fundo do meu coração.

There are two possible outcomes: if the result confirms the hypothesis, then you've made a measurement. If the result is contrary to the hypothesis, then you've made a discovery.

Enrico Fermi

RESUMO

CUSTÓDIO, A. V. *Procura do bóson de Higgs no canal de decaimento $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu jj$ em colisões pp a 8 TeV com o detector CMS do LHC utilizando a técnica de elemento de matriz.* 2016. 145 f. Tese (Doutorado em Física) – Instituto de Física Armando Dias Tavares, Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 2016.

Os experimentos CMS e ATLAS do LHC observaram o bóson de Higgs com massa em torno de 125 GeV. Devido à pequena seção de choque do bóson de Higgs, essa é uma tarefa difícil e requer métodos sofisticados para analisar os dados. Nessa tese, o estudo do bóson de Higgs decaindo em um par de bósons W e subsequentemente em um par lépton-neutrino e dois jatos ($H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu jj$) é apresentada. Como nenhum pico estreito de massa pode ser reconstruído, é necessário um bom entendimento do fundo. O fundo mais importante para essa análise é o processo de produção inclusiva W + jatos. Para essa análise, propomos um novo método de identificação de eventos baseado no elemento de matriz do processo (amplitude de Feynman) extraído da hipótese teórica. O método de elemento de matriz é apropriado para eventos raros uma vez que ele maximiza a informação experimental. As hipóteses de massa do bóson de Higgs 170, 180, 190, 200, 250, 300, 350, 400, 450, 500 e 550 GeV foram analisadas e nenhuma evidência de um bóson de Higgs nessa região de massa foi encontrada.

Palavras-chave: Bóson de Higgs. Elemento de matriz. CMS.

ABSTRACT

CUSTÓDIO, A. V. *Search for the Higgs boson in the $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ decay channel with pp collisions at 8 TeV with the CMS detector of LHC using the matrix element method.* 2016. 145 f. Tese (Doutorado em Física) – Instituto de Física Armando Dias Tavares, Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 2016.

The LHC experiments CMS and ATLAS have observed the Higgs boson particle with a mass of 125 GeV. Because of the Higgs boson's small cross section, this is a difficult task and requires sophisticated methods to analyse the data. In this thesis, the study of a Higgs boson decaying into a pair of W bosons and subsequently in a lepton-neutrino pair and two jets ($H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$) is presented. Since no narrow mass peak can be reconstructed, a good understanding of the background is necessary. The most important background for this analysis is the production of the inclusive W + jets process. For this analysis, we propose a new method for event identification, based in the matrix element of the process (Feynman amplitude) extracted from the theoretical hypothesis. The matrix element method is appropriate for rare events since it maximizes the experimental information. Higgs boson mass hypotheses of 170, 180, 190, 200, 250, 300, 350, 400, 450, 500 and 550 GeV were analysed and no evidence of a Higgs boson in this mass range was found.

Keywords: Higgs boson. Matrix element. CMS.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1 - Degenerescência do vácuo	27
Figura 2 - Diagramas de Feynman	32
Figura 3 - Seção de choque de produção do Higgs.	33
Figura 4 - Modos de decaimento do Higgs.	34
Figura 5 - Modos de decaimento do Higgs e seção de choque.	34
Figura 6 - Evolução do valor-p	36
Figura 7 - Visão geral do conjunto de aceleradores	40
Figura 8 - Pico de luminosidade do CMS por dia.	42
Figura 9 - Luminosidade integrada do CMS.	43
Figura 10 - O detector CMS e seus principais componentes	45
Figura 11 - Sistema de Trajetografia.	47
Figura 12 - Detectores de pixel do CMS.	48
Figura 13 - Resolução em energia para um super-módulo do ECAL.	49
Figura 14 - Comprimentos de radiação do detector CMS para diferentes camadas (ECAL, HCAL e sistema de múons) até $ \eta < 3.0$	51
Figura 15 - Vista transversal do sistema de múons	52
Figura 16 - Identificação de múons.	55
Figura 17 - Eficiência do <i>trigger</i> de elétron.	76
Figura 18 - Eficiência do <i>trigger</i> de múon.	78
Figura 19 - Distribuição de P_T dos jatos para elétron + jatos.	83
Figura 20 - Distribuição de η dos jatos para elétron + jatos.	84
Figura 21 - Distribuição de P_T e η dos jatos para elétron + jatos.	84
Figura 22 - Distribuição de MET e massa do dijet para elétron + jatos.	85
Figura 23 - Distribuição de P_T dos jatos para múon + jatos.	85
Figura 24 - Distribuição de η dos jatos para múon + jatos.	86
Figura 25 - Distribuição de P_T e η dos múons para múon + jatos.	86
Figura 26 - Distribuição de MET e massa do dijet para múon + jatos.	87
Figura 27 - Distribuição de massa de 4 corpos.	87
Figura 28 - Distribuição de massa de 4 corpos no canal múon + jatos.	88
Figura 29 - Distribuição de massa de 4 corpos no canal elétron + jatos.	88
Figura 30 - Projeção de $\delta E = E - E^{0bs}$ para diferentes intervalos de energia dos jatos na região central $0 < \eta < 1.6$	91
Figura 31 - Projeção de $\delta E = E - E^{0bs}$ para diferentes intervalos de energia dos jatos na região frontal $1.6 < \eta < 2.4$	92
Figura 32 - Discriminantes para hipótese de massa do Higgs igual a 170 GeV. . . .	94
Figura 33 - Discriminantes para hipótese de massa do Higgs igual a 180 GeV. . . .	95

Figura 34 - Discriminantes para hipótese de massa do Higgs igual a 190 GeV. . . .	95
Figura 35 - Discriminantes para hipótese de massa do Higgs igual a 200 GeV. . . .	96
Figura 36 - Discriminantes para hipótese de massa do Higgs igual a 250 GeV. . . .	96
Figura 37 - Discriminantes para hipótese de massa do Higgs igual a 300 GeV. . . .	97
Figura 38 - Discriminantes para hipótese de massa do Higgs igual a 350 GeV. . . .	97
Figura 39 - Discriminantes para hipótese de massa do Higgs igual a 400 GeV. . . .	98
Figura 40 - Discriminantes para hipótese de massa do Higgs igual a 450 GeV. . . .	98
Figura 41 - Discriminantes para hipótese de massa do Higgs igual a 500 GeV. . . .	99
Figura 42 - Discriminantes para hipótese de massa do Higgs igual a 550 GeV. . . .	99
Figura 43 - Eficiência e pureza do sinal, eficiência do fundo e rejeição do fundo para hipótese de massa do Higgs igual a 170 GeV.	101
Figura 44 - Eficiência e pureza do sinal, eficiência do fundo e rejeição do fundo para hipótese de massa do Higgs igual a 180 GeV.	101
Figura 45 - Eficiência e pureza do sinal, eficiência do fundo e rejeição do fundo para hipótese de massa do Higgs igual a 190 GeV.	102
Figura 46 - Eficiência e pureza do sinal, eficiência do fundo e rejeição do fundo para hipótese de massa do Higgs igual a 200 GeV.	102
Figura 47 - Eficiência e pureza do sinal, eficiência do fundo e rejeição do fundo para hipótese de massa do Higgs igual a 250 GeV.	103
Figura 48 - Eficiência e pureza do sinal, eficiência do fundo e rejeição do fundo para hipótese de massa do Higgs igual a 300 GeV.	103
Figura 49 - Eficiência e pureza do sinal, eficiência do fundo e rejeição do fundo para hipótese de massa do Higgs igual a 350 GeV.	104
Figura 50 - Eficiência e pureza do sinal, eficiência do fundo e rejeição do fundo para hipótese de massa do Higgs igual a 400 GeV.	104
Figura 51 - Eficiência e pureza do sinal, eficiência do fundo e rejeição do fundo para hipótese de massa do Higgs igual a 450 GeV.	105
Figura 52 - Eficiência e pureza do sinal, eficiência do fundo e rejeição do fundo para hipótese de massa do Higgs igual a 500 GeV.	105
Figura 53 - Eficiência e pureza do sinal, eficiência do fundo e rejeição do fundo para hipótese de massa do Higgs igual a 550 GeV.	106
Figura 54 - Significância do sinal para hipótese de massa do Higgs igual a 170 GeV.	107
Figura 55 - Significância do sinal para hipótese de massa do Higgs igual a 180 GeV.	108
Figura 56 - Significância do sinal para hipótese de massa do Higgs igual a 190 GeV.	108
Figura 57 - Significância do sinal para hipótese de massa do Higgs igual a 200 GeV.	109
Figura 58 - Significância do sinal para hipótese de massa do Higgs igual a 250 GeV.	109
Figura 59 - Significância do sinal para hipótese de massa do Higgs igual a 300 GeV.	110
Figura 60 - Significância do sinal para hipótese de massa do Higgs igual a 350 GeV.	110
Figura 61 - Significância do sinal para hipótese de massa do Higgs igual a 400 GeV.	111

Figura 62 - Significância do sinal para hipótese de massa do Higgs igual a 450 GeV.	111
Figura 63 - Significância do sinal para hipótese de massa do Higgs igual a 500 GeV.	112
Figura 64 - Significância do sinal para hipótese de massa do Higgs igual a 550 GeV.	112
Figura 65 - Limite superior.	118

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 - Interações no Modelo Padrão	19
Tabela 2 - Férmions do Modelo Padrão	19
Tabela 3 - Canais de decaimento para Higgs de baixa massa	37
Tabela 4 - Parâmetros de operação do LHC	41
Tabela 5 - Amostra de dados	64
Tabela 6 - Amostra de Monte Carlo	66
Tabela 7 - Cortes de identificação e isolamento de elétron	69
Tabela 8 - Eficiência do <i>trigger</i> de elétron.	75
Tabela 9 - Eficiência do <i>trigger</i> de múon.	79
Tabela 10 - Eficiência do <i>trigger</i> de múon.	80
Tabela 11 - Seleção de eventos para o canal de elétron + jatos e múon + jatos para todas as amostras de Monte Carlo.	82
Tabela 12 - Valores dos parâmetros	90
Tabela 13 - Valores dos parâmetros	90
Tabela 14 - Significância do sinal para o estado final elétrons + jatos	114
Tabela 15 - Significância do sinal para o estado final múon + jatos	114
Tabela 16 - Incerteza da aceitação relacionada as PDFs	116
Tabela 17 - Significância do sinal para o estado final elétrons + jatos	142
Tabela 18 - Significância do sinal para o estado final elétrons + jatos	143
Tabela 19 - Significância do sinal para o estado final múon + jatos	144
Tabela 20 - Significância do sinal para o estado final múon + jatos	145

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

CERN	Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire
LEP	Large Electron-Positron collider
CMS	Compact Muon Solenoid
LHC	Large Hadron Collider
CKM	Cabibbo–Kobayashi–Maskawa
SU(n)	Special Unitary group
U(n)	Unitary group
QED	Quantum Electrodynamics
ATLAS	A Toroidal LHC ApparatuS
ALICE	A Large Ion Collider Experiment
LHCb	Large Hadron Collider beauty experiment
PDF	Parton Distribution Function

LISTA DE SÍMBOLOS

c	velocidade da luz ($3 \times 10^8 m/s$)
ν	frequência
ν_e	neutrino do elétron
ν_τ	neutrino do tau
ν_μ	neutrino do múon
e	elétron
μ	múon
τ	tau
m	massa
Q	carga elétrica
L	número leptônico
T	isospin fraco
J	spin
P	paridade
Y	hipercarga fraca
θ_W	ângulo de Weinberg
S	ação
\mathcal{L}	densidade de Lagrangiana
γ^μ	matrizes de Dirac
\vec{E}	campo elétrico
\vec{B}	campo magnético
$\vec{\sigma}$	matrizes de Pauli
W	bóson
Z	bóson
H	bóson
j	jato hadrônico
γ	fóton
σ	seção de choque

SUMÁRIO

	INTRODUÇÃO	16
1	O MODELO PADRÃO DE FÍSICA DE PARTÍCULAS	18
1.1	Introdução	18
1.1.1	<u>Interações fundamentais</u>	18
1.1.2	<u>Partículas fundamentais</u>	19
1.1.2.1	Quarks	19
1.1.2.2	Léptons	20
1.1.3	<u>Parâmetros e teorias além do Modelo Padrão</u>	20
1.2	O Modelo Padrão como um teoria de Gauge	21
1.3	Invariância de Gauge local	23
1.4	Interação Fraca	24
1.5	A Lagrangiana do Modelo Padrão	26
1.6	Quebra de simetria eletrofraca	26
1.6.1	<u>O mecanismo de Higgs no Modelo Padrão</u>	28
1.6.2	<u>Massa de férmions</u>	29
1.6.3	<u>O bóson de Higgs</u>	30
1.7	O bóson de Higgs no LHC	31
1.7.1	<u>Produção de Higgs no LHC</u>	31
1.7.2	<u>Modos de decaimento do Higgs</u>	32
1.7.3	<u>A descoberta de um bóson de Higgs</u>	35
2	O LHC E O EXPERIMENTO CMS	38
2.1	Introdução	38
2.2	O LHC	38
2.2.1	<u>Luminosidade</u>	41
2.2.2	<u>Eventos de empilhamento</u>	42
2.3	O detector CMS	44
2.3.1	<u>O Sistema de coordenadas</u>	44
2.3.2	<u>O sistema de Trajetografia</u>	46
2.3.3	<u>O Calorímetro Eletromagnético</u>	46
2.3.4	<u>O Calorímetro Hadrônico</u>	49
2.3.5	<u>O Solenóide Supercondutor</u>	50
2.3.6	<u>O Sistema de Múons</u>	50
2.3.7	<u>O Sistema de gatilho (<i>Trigger</i>) e a Aquisição de dados</u>	53
2.3.8	<u>O Projeto Computacional do CMS</u>	54
3	O MÉTODO DE ELEMENTO DE MATRIZ	57
3.1	Descrição do Método	57

3.1.1	<u>MadWeight</u>	59
3.2	A função de transferência	60
3.3	Implementação no MadWeight	61
4	PROCURA DO BÓSON DE HIGGS NO CANAL DE DECAI- MENTO $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu jj$	63
4.1	Motivação	63
4.2	O Estado final	63
4.2.1	<u>Amostras de dados</u>	64
4.2.2	<u>Amostras de simulação de Monte Carlo</u>	64
4.2.2.1	Amostras de Monte Carlo com eventos de fundo	67
4.3	Seleção de Eventos	68
4.3.1	<u>Critérios de seleção para os elétrons (elétron + jatos)</u>	68
4.3.2	<u>Critérios de seleção para os múons (μ + jatos)</u>	70
4.3.3	<u>Cortes relaxados de elétrons</u>	71
4.3.4	<u>Cortes relaxados de múons</u>	71
4.3.5	<u>Critérios de seleção para os jatos e MET</u>	71
4.4	Eficiência de <i>trigger</i>	73
4.4.1	<u>Eficiência dos <i>trigger</i> de elétrons</u>	74
4.4.2	<u>Eficiência dos <i>trigger</i> de múons</u>	77
4.5	Comparação Dados vs Monte Carlo	80
4.6	Discriminação com o Método de Elemento de Matriz	89
4.6.1	<u>Função de Transferência</u>	89
4.6.1.1	Função de transferência para energia dos jatos	89
4.7	Discriminante para diferentes hipóteses de massa do Higgs	93
4.8	Eficiência, Pureza e rejeição para diferentes hipóteses de massa do Higgs	100
4.9	Significância de sinal para diferentes hipóteses de massa do Higgs	107
4.10	Incertezas sistemáticas	115
4.10.1	<u>Seleção dos léptons e eficiência de <i>trigger</i></u>	115
4.10.2	<u>Pile-up</u>	115
4.10.3	<u>Seção de choque</u>	116
4.10.4	<u>Luminosidade</u>	116
4.11	Extração do limite superior	116
	CONCLUSÃO	120
	REFERÊNCIAS	122
	APÊNDICE A – Propagação de erros para massa do dijet:	127
	APÊNDICE B – Exemplos de Cards utilizados	129
	APÊNDICE C – Significância de sinal	141

INTRODUÇÃO

A curiosidade é inerente ao ser humano. Desde os filósofos gregos nós nos perguntamos de que o mundo é feito. E hoje, séculos depois, essa ainda é a pergunta que move a Física de Partículas.

Conhecemos os constituintes da matéria, os quais chamamos de partículas elementares e sabemos da existência de quatro interações fundamentais da natureza. Na década de 1960, vários modelos teóricos começaram a ser desenvolvidos como forma de descrever as interações das partículas da forma mais unificada possível. Entre eles, o Modelo Padrão da física de partículas, que por enquanto, é o modelo que melhor descreve as partículas e suas interações, tendo a partícula chamada bóson de Higgs um papel fundamental.

Até o momento, todos os resultados obtidos através de aceleradores podem ser explicados pelo Modelo Padrão. No entanto, existem razões para se acreditar que este modelo seja incompleto. Uma delas é que o Modelo Padrão não inclui a teoria da gravitação. Outra razão é que o valor observado de massa do bóson de Higgs (≈ 125 GeV) não é natural. Isso significa que não existe nenhuma simetria no Modelo Padrão que implicaria em uma massa do bóson de Higgs pequena em relação a escala de Planck (escala onde a gravidade não poderia ser ignorada) (WELLS, 2016).

No começo do desenvolvimento dessa tese, o bóson de Higgs ainda era uma peça que faltava para completar o Modelo Padrão de Física de Partículas. Apesar de experimentos mais antigos não terem sido capazes de detectar o bóson de Higgs, eles restringiram a região de massa em que essa partícula poderia existir. E os experimentos CMS (**C**ompact **M**uon **S**olenoid) e ATLAS (**A** Toroidal **L**HC **A**pparatu**S**) do LHC foram designados com o propósito principal de provar a existência ou não-existência do bóson de Higgs. No dia 4 de julho de 2012, ambos experimentos (CMS e ATLAS) anunciaram a observação dessa partícula em alguns dos vários possíveis canais de decaimento do bóson de Higgs.

Essa tese tem foco no canal de decaimento onde o bóson de Higgs decai num par de bósons W e subsequentemente em um par lépton-neutrino e dois jatos, onde por lépton entende-se elétron ou múon. Como a observação ou exclusão do bóson de Higgs é bastante desafiadora, a análise foi feita usando o Método de Elemento de Matriz, que foi um método desenvolvido para minimizar as incertezas estatísticas em medidas de eventos $t\bar{t}$ nos experimentos D0 e CDF do Tevatron (SHABALINA; GROUP, 2009).

Nessa análise, o Método de Elemento de Matriz, que é um método a princípio capaz de separar sinal e fundo, foi aplicado usando amostras simulação Monte Carlo e de dados de colisões próton-próton do experimento CMS no ano de 2012.

A tese está organizada da seguinte forma: O primeiro capítulo contém a motivação e o contexto teórico da procura pelo bóson de Higgs. Este capítulo inclui uma visão geral do Modelo Padrão de Física de Partículas e da Teoria Eletrofraca com ênfase especial no

mecanismo de Higgs e na descoberta do bóson de Higgs. É importante mencionar que existem várias teorias que tentam complementar o Modelo Padrão como forma de resolver as insatisfações associadas ao modelo. Estas são chamadas de teorias Além do Modelo Padrão e não são abordadas nessa tese.

Já o Capítulo 2, consiste em uma descrição sucinta do LHC e do experimento CMS e seus subdetectores. O LHC é atualmente o maior acelerador do mundo e tem como objetivo principal elucidar a origem da massa das partículas. O LHC tem quatro experimentos, sendo dois deles detectores de propósito geral, chamados ATLAS e CMS, e outros dois experimentos chamados ALICE (**A** **L**arge **I**on **C**ollider **E**xperiment) e LHCb (**L**arge **H**adron **C**ollider **b**eauty experiment) dedicados a Física de Íons Pesados e Física do quark b, respectivamente.

O Capítulo 3 é dedicado à descrição do Método de Elemento de Matriz usado nesta análise e suas peculiaridades. Trata-se de um método de análise único entre os métodos usados em Física de Partículas devido a conexão direta entre teoria e evento reconstruído.

O Capítulo 4 descreve a metodologia utilizada, desde amostras de dados e Monte Carlo, seleção de eventos, estudo de *trigger* até os resultados obtidos e inclui também discussões a respeito desses resultados.

Por fim, o último capítulo expõe as conclusões relativas aos resultados obtidos neste trabalho.

1 O MODELO PADRÃO DE FÍSICA DE PARTÍCULAS

1.1 Introdução

A Física de Partículas estuda os constituintes fundamentais da matéria e suas interações. No entanto, o que hoje conhecemos como partículas fundamentais nem sempre foi assim. O conhecimento humano sobre as estruturas subatômicas e novas partículas chamadas de fundamentais mudaram com o tempo junto com a evolução do conhecimento sobre mecânica quântica e relatividade especial. A descoberta de novas partículas e fenômenos exigiu a elaboração de teorias novas e adaptadas as descobertas. Igualmente, as previsões teóricas puderam ser confirmadas ou excluídas pelos experimentos. Essa combinação entre previsões teóricas e descobertas experimentais levou a uma descrição teórica de Física de Partículas que é conhecida como Modelo Padrão das Partículas Elementares.

1.1.1 Interações fundamentais

Todas as interações entre partículas observadas na natureza podem ser reduzidas a quatro diferentes forças: gravitação, interação eletromagnética, interação fraca e interação forte. Enquanto as duas primeiras podem ser observadas mais facilmente no dia-a-dia, as duas últimas interações têm um alcance muito curto e, dessa forma, só são observadas em Física Nuclear e Física de Partículas.

Nenhuma teoria que descreva as quatro interações de forma consistente foi encontrada ainda. A gravitação não está incluída no Modelo Padrão. Ela é extremamente fraca em pequena escala e dessa forma desprezada em experimentos de colisores.

As outras três interações são mediadas por bósons de gauge que são os *quanta* dos campos de gauge descritos pela teoria quântica de campos. A interação eletromagnética é mediada por um único bóson vetorial, o fóton. Os mediadores da interação fraca são os bósons W e Z . Os glúons mediam a força forte. Em contraste com o fóton que não tem carga elétrica, os bósons W^+ , W^- e Z carregam a carga de interação fraca e glúons carregam a carga forte, denominada cor. Dessa forma, esses bósons vetoriais participam das interações que eles mediam. A tabela 1 mostra um breve resumo das interações do Modelo Padrão assim como as partículas correspondentes e suas propriedades.

Tabela 1 - Interações no Modelo Padrão

Força	Alcance (r/m)	acopla com	Bóson vetorial				
			partícula	m/GeV	Q/e	T_3	J^P
Eletromagnetismo	∞	Carga elétrica	γ	0	0	0	1^-
Interação Fraca	10^{-13}	Carga fraca	W^\pm	80.4	± 1	± 1	1
			Z	91.19	0	0	1
Interação Forte	10^{-15}	Cores	g	0	0	± 1	1^-

Legenda: As interações do Modelo Padrão são mostradas junto com o bóson de gauge associado. Para cada partícula, a massa m in GeV , a carga elétrica Q/e , a terceira componente T_3 do isospin fraco e o spin J junto com a paridade P são apresentados.
Fonte: OLIVE et al., 2014, p. 1.

Tabela 2 - Férmions do Modelo Padrão

Férmions	Geração			Carga elétrica	Cor	Isospin fraco		Spin
	1	2	3			T	T_3	
Léptons	ν_e	ν_μ	ν_τ	0	-	$1/2$	$+1/2$	$1/2$
	e	μ	τ	1			$-1/2$	
Quarks	u	c	t	$+2/3$	r, g, b	$1/2$	$+1/2$	$1/2$
	d	s	b	$-1/3$			$-1/2$	

Legenda: Os férmions do Modelo Padrão são mostrados junto com suas respectivas propriedades.
Fonte: OLIVE et al., 2014, p. 1.

1.1.2 Partículas fundamentais

Os férmions são partículas de spin $1/2$ e são os constituintes básicos da matéria. Os férmions podem ser separados em duas categorias de acordo com a forma como interagem, cada uma contendo seis partículas. São eles: os quarks, que interagem fortemente, e os léptons que não interagem fortemente. Uma visão geral das propriedades dos quarks e léptons é dada na tabela 2. Vale ressaltar que cada partícula possui uma antipartícula associada com as mesmas propriedades mas com sinal oposto de números quânticos.

1.1.2.1 Quarks

Os nucleons, que formam os núcleos atômicos, são compostos de quarks.
Os quarks podem ser subdivididos em três gerações, cada geração contendo dois quarks com $+2/3$ e $-1/3$ da carga elétrica elementar, respectivamente, totalizando 6 quarks. Os seis quarks podem ser distinguidos através do sabor, que é um conjunto de

números quânticos que são conservados em todas as interações, exceto a interação fraca.

Os quarks nunca foram observados como partículas livres. Esse fenômeno de ausência de quarks livres é chamado de confinamento (WILSON, 1974) e explica a observação de partículas compostas de quarks, os hádrons. Os hádrons podem ser classificados em mésons, que são combinações quark anti-quark, e bárions que são compostos de três quarks.

Como consequência, temos o princípio de Pauli em que a existência da ressonância Δ^{++} composta de três quarks U de valência requer uma carga adicional de cor que pode ser de três tipos: vermelha, verde e azul. Cada cor tem uma anti-cor e a combinação de três partículas contendo todas as três cores é neutra em cor (branca) assim como uma combinação cor anti-cor. A força forte aumenta com a distância entre as partículas de cor. Dessa forma, partículas livres só podem ser composições neutras em cor.

1.1.2.2 Léptons

Os seis férmions que não sofrem a interação forte são chamados de léptons. Os léptons que possuem cargas elétricas são o elétron e , o múon μ e o tau τ . Assim como para os quarks, a massa dos léptons aumenta de geração para geração. Cada um desses léptons tem um neutrino associado, são eles: ν_e , ν_μ e ν_τ .

Cada geração tem um número quântico específico, L , que é conservado em todas as interações, que é chamado de número leptônico: $L = L_e + L_\mu + L_\tau$. Isso implica que léptons e antiléptons devem ser criados em pares de uma geração para que a lei de conservação do número leptônico seja respeitada.

1.1.3 Parâmetros e teorias além do Modelo Padrão

As equações do Modelo Padrão contém muitos parâmetros que não podem ser deduzidos através de considerações teóricas e devem ser determinados experimentalmente. São eles: 9 massas de férmions (neutrino sem massa), 4 constantes de acoplamento, 4 ângulos Cabibbo-Kobayashi-Maskaw (CKM) ¹, 1 ângulo de vácuo ², a massa do Higgs e o valor esperado do vácuo.

¹ Os ângulos de CKM são parâmetros da matriz de mistura CKM que descreve a interação fraca entre os quarks.

² parâmetro da QCD que viola a simetria CP (carga-paridade) (VANDOREN; NIEUWENHUIZEN, 2008).

Até então, não foi encontrada nenhuma discrepância entre as previsões do Modelo Padrão e experimentos de física de colisores. No entanto, existem razões para acreditar que o Modelo Padrão seja incompleto. Problemas cosmológicos assim como considerações teóricas, como o problema de hierarquia³, levaram a extensões do Modelo Padrão como supersimetria e outros modelos além do Modelo Padrão.

1.2 O Modelo Padrão como um teoria de Gauge

Partículas fundamentais com os mesmos números quânticos são indistinguíveis. Elas são consideradas uma excitação de um campo o qual é uma função de um ponto no espaço-tempo x^μ .

Segundo a mecânica clássica, a Lagrangiana L é uma função de coordenadas generalizadas onde suas primeiras derivadas no tempo e as equações de movimento são deduzidas minimizando a ação $S = \int L dt$. Pode-se mostrar que isso é equivalente a resolver a equação de Euler-Lagrange. Em analogia a mecânica clássica, a densidade de Lagrangiana

$$\mathcal{L}(\phi, \partial_\mu \phi) \quad \text{com} \quad \partial_\mu \phi = \frac{\partial \phi}{\partial x^\mu} \quad (1)$$

é definida numa teoria quântica de campos a qual é uma função dos campos ϕ e suas derivadas $\partial_\mu \phi$ fazem o papel das coordenadas generalizadas. A densidade de Lagrangiana é uma quantidade escalar de Lorentz e a ação a ser minimizada é dada por

$$S = \int d^4x \mathcal{L}(\phi, \partial_\mu \phi) \quad (2)$$

Seguindo o cálculo variacional, as equações de movimento são derivadas do equivalente clássico das equações de Euler-Lagrange,

$$\partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \phi)} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} = 0 \quad (3)$$

A densidade de Lagrangiana apropriada é uma afirmação axiomática da Teoria Quântica de Campos. Ela é formada de uma forma em que as equações de campo dese-

³ grande discrepância entre aspectos da força gravitacional e força nuclear fraca

jadas são reproduzidas. Os campos livres são descritos conforme as seguintes equações diferenciais homogêneas:

- A densidade de Lagrangiana de um campo escalar $\phi(x)$ (spin $s = 0$) é dada por

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi)(\partial^\mu \phi^*) - \frac{1}{2}m^2 \phi^* \phi \quad (4)$$

levando a equação de Klein-Gordon

$$(\partial_\mu \partial^\mu - m^2)\phi = 0 \quad (5)$$

- A densidade de Lagrangiana para campo de férmions $\psi(x)$ (spin $s = \frac{1}{2}$) é dada por

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi} \not{\partial} \psi - m\bar{\psi}\psi, \quad \text{onde} \quad \not{\partial} = \gamma^\mu \partial_\mu \quad (6)$$

onde γ^μ são as matrizes de Dirac e $\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma^0$, sendo ψ^\dagger o adjunto do espinor ψ . Isso nos leva a quação de Dirac, equação de movimento para campo espinorial:

$$(i \not{\partial} - m)\psi = 0 \quad (7)$$

- A densidade de Lagrangiana de um campo quadrivetorial $A^\mu(x)$ (spin $s = 1$), também chamada de Lagrangiana de Proca é dada por

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + \frac{1}{2}m^2 A^\nu A_\nu \quad (8)$$

onde $F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$. O que resulta nas equações de movimento para bósons vetoriais com massa m o que nos leva as equações de Maxwell de fonte livre.

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} + m^2 A^\nu = 0 \quad (9)$$

Na prática, ao invés de usar diretamente essas Lagrangianas para cada processo de interesse, usamos os diagramas de Feynman que fornecem uma interpretação visual das interações e oferecem um padrão para determinar quantidades físicas como seção de choque e taxa de decaimento.

1.3 Invariância de Gauge local

Na física clássica, os campos elétrico e magnético, \vec{E} e \vec{B} podem ser escritos como derivadas do potencial escalar ϕ e do potencial vetor \vec{A} .

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}, \quad \vec{E} = -\vec{\nabla}\phi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad (10)$$

Como somente as derivadas dos potenciais são quantidades fisicamente mensuráveis, a transformação $A_\mu = (\phi, \vec{A})$ da forma

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu - \partial_\mu \chi(x) \quad (11)$$

envolvendo o campo escalar $\chi(x)$, não muda o campo eletromagnético.

Da mesma forma, a invariância de gauge pode ser imposta nas teorias quânticas de campo. A fase do campo complexo não muda os valores esperados. Para uma fase constante, esta é chamada de invariância de gauge global. Se o campo $\psi(x)$ se transforma como

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = e^{iq\Lambda(x)} \cdot \psi(x) \quad (12)$$

com fase local $q\Lambda(x)$, a derivada do campo transformado dado por

$$\partial_\mu \psi(x) \rightarrow \partial_\mu \psi'(x) = e^{iq\Lambda(x)} \partial_\mu \psi(x) + iq\psi(x) \cdot \partial_\mu \Lambda(x) \quad (13)$$

contém um termo extra que quebra a invariância de gauge. Para fazer com que a derivada seja invariante sob transformações de fase local, a substituição de ∂_μ por D_μ é dada por

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu - iqA_\mu \quad (14)$$

onde $A_\mu(x)$ introduz um novo grau de liberdade e é chamado de campo de gauge. Usando essa derivada, obtemos

$$D_\mu \psi(x) = \partial_\mu \psi(x) - iqA_\mu \psi(x) \quad (15)$$

que se transforma como

$$D'_\mu \psi(x) = e^{iq\Lambda(x)} \cdot \partial_\mu \psi(x) + iqe^{iq\Lambda(x)} \cdot \psi(x) \cdot \partial_\mu \Lambda(x) - iqA'_\mu \psi(x) \cdot e^{iq\Lambda(x)} \quad (16)$$

Comparando as equações, podemos deduzir que A_μ deve se transformar da forma

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu - \partial_\mu \Lambda \quad (17)$$

para garantir a invariância de gauge local. A Lagrangiana então é dada por:

$$\mathcal{L}_\psi = i\bar{\psi} \not{\partial}_\mu \psi - m\bar{\psi}\psi + iqA_\mu \bar{\psi}\gamma^\mu \psi \quad (18)$$

onde os dois primeiros termos descrevem o férmion livre e o terceiro termo descreve o acoplamento do férmion com o novo campo de gauge. Um termo adicional $-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$ pode ser introduzido como termo cinético do novo campo A_μ . No entanto, o termo de massa correspondente $\frac{1}{2}m^2 A_\mu A_\mu$ novamente iria quebrar a invariância de gauge. Sendo assim, o novo campo tem que continuar sem massa. Portanto, a necessidade de uma invariância de gauge local leva a introdução de um novo campo sem massa A_μ com a regra de transformação correspondente.

1.4 Interação Fraca

A interação fraca media transições entre férmions. Seguindo a observação experimental de que o bóson W acopla somente com férmions de quiralidade “left” e anti-férmions de quiralidade “right”, os constituintes fundamentais da matéria podem ser agrupados em dubletos “left-handed” e singletos de “right-handed”. Em analogia a outros sistemas de spin, o isospin fraco T é introduzido como o gerador do grupo SU(2) que descreve a interação fraca. A hipercarga fraca Y é definida como

$$Y = 2 \left(\frac{Q}{e} - T_3 \right) \quad (19)$$

onde Q é a carga da partícula, e a carga do próton e T_3 a terceira componente do isospin fraco. Y é o gerador do grupo unitário $U(1)_Y$ e é conservado em interações fracas.

Os dubletos “left-handed” ($T = \frac{1}{2}$) de léptons e quarks são:

$$L_i = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{matrix} T_3 = +\frac{1}{2} \\ T_3 = -\frac{1}{2} \end{matrix} \quad Y = -1 \quad (20)$$

$$Q_i = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L \quad \begin{matrix} T_3 = +\frac{1}{2} \\ T_3 = -\frac{1}{2} \end{matrix} \quad Y = +\frac{1}{3} \quad (21)$$

Férmions “right-handed” são representados por singletos ($T = 0$):

$$l_{R,i} = e_R^-, \quad \mu_R^-, \quad \tau_R^-, \quad T_3 = 0 \quad Y = -1 \quad (22)$$

$$u_{R,i} = u_R, \quad c_R, \quad t_R, \quad T_3 = 0 \quad Y = +\frac{4}{3} \quad (23)$$

$$d_{R,i} = d_R, \quad s_R, \quad b_R, \quad T_3 = 0 \quad Y = -\frac{2}{3} \quad (24)$$

Para garantir a conservação de isospin fraco nos processos de troca de sabor, o bóson W deve fazer parte de um tripleto de isospin ($T = 1$). O acoplamento constante desse tripleto em interações fracas é denotado como g_2 . Adicionalmente, um singlete de isospin fraco B é introduzido ($T = 0$) com constante de acoplamento g_1

Transformações de gauge locais formam os grupos $SU(2)_L$ e $U(1)_Y$. Os geradores \vec{T} e Y desempenham o papel de carga eletromagnética no exemplo de transformações de gauge mencionados anteriormente. Da mesma forma que para a Lagrangiana da eletrodinâmica quântica (QED), impor invariância de gauge local leva ao aparecimento de bósons de gauge.

Os bósons de gauge observáveis experimentalmente são combinações lineares dos quatro campos \vec{W} and B :

$$A_\mu = B_\mu \cos \theta_W + W_\mu^3 \sin \theta_W \quad (25)$$

$$Z_\mu = -B_\mu \sin \theta_W + W_\mu^3 \cos \theta_W \quad (26)$$

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp W_\mu^2) \quad (27)$$

O ângulo de mistura θ_W é obtido na condição de que o campo de fóton não se acople com neutrinos. Este também é chamado de ângulo de Weinberg e é o que faz a ligação entre a carga elétrica e as constantes de acoplamento fracas. Como será mostrado em breve, este também está relacionado com os bósons de gauge fracos

$$e = g_1 \cdot \cos \theta_W = g_2 \cdot \sin \theta_W \quad (28)$$

$$m_W = m_Z \cdot \cos \theta_W \quad (29)$$

Seu valor (OLIVE et al., 2014) na escala de massa do bóson Z é:

$$\sin^2 \theta_W = 0.23126(5) \quad (30)$$

A fraqueza da interação fraca não é consequência do termo de acoplamento, mas sim resultado das massas dos bósons de gauge no denominador do termo de propagador.

1.5 A Lagrangiana do Modelo Padrão

A interação forte é descrita pelo grupo não abeliano $SU(3)_C$ onde C significa carga de cor. A constante de acoplamento é denotada como g_3 . Oito bósons chamados glúons aparecem quando requeremos que a invariância de gauge seja local. A interação forte completa a estrutura do Modelo Padrão $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_L$.

Para cada grupo podemos definir tensores de campo para os bósons como:

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g_3 f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c \quad a, b, c = 1, \dots, 8 \quad (31)$$

$$W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g_2 \varepsilon^{abc} W_\mu^b W_\nu^c \quad a, b, c = 1, 2, 3 \quad (32)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (33)$$

onde ε é o tensor totalmente antisimétrico que segue da relação de comutação dos geradores do grupo não-abelianos $SU(2)_L$, e f^{abc} é o constante de estrutura correspondente do grupo $SU(3)_C$. O grupo $U(1)_Y$ é um grupo abeliano e o comutador $[Y, Y] = 0$. Os três geradores de $SU(2)_L$ são $\vec{T} = \frac{\vec{\sigma}}{2}$, onde $\vec{\sigma}$ são as matrizes de Pauli. Para o $SU(3)_C$, os geradores \vec{T}_a são as matrizes de Gell-Mann multiplicadas por $\frac{1}{2}$.

A derivada covariante completa D_μ é dada por

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_3 \vec{T}_a G_\mu^a - ig_2 T_a W_\mu^a - ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu \quad (34)$$

e sua contração com as matrizes γ é definida como $\not{D} = D_\mu \gamma^\mu$. Usando essas definições, a Lagrangiana do Modelo Padrão \mathcal{L} é dada por

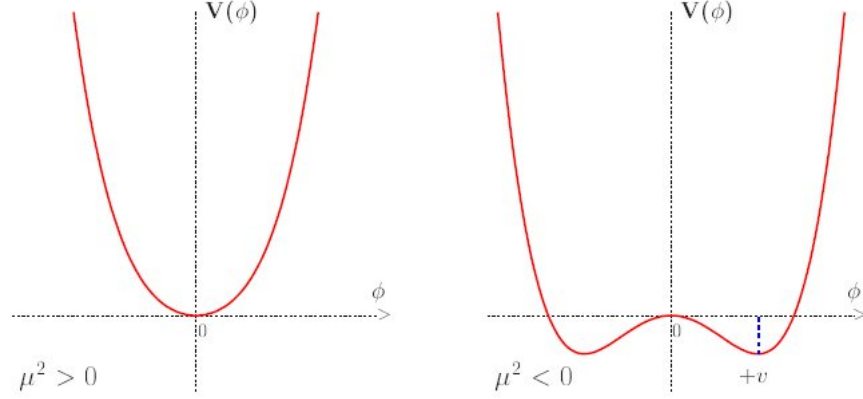
$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{SM} = & -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \\ & + \bar{L}_i i \not{D} L_i + \bar{l}_{R,i} i \not{D} l_{R,i} + \bar{Q}_i i \not{D} Q_i + \bar{u}_{R,i} i \not{D} u_{R,i} + \bar{d}_{R,i} i \not{D} d_{R,i} + \mathcal{L}_{Higgs} \end{aligned} \quad (35)$$

onde \mathcal{L}_{Higgs} denota o setor de Higgs no Modelo Padrão que será descrito na seção seguinte.

1.6 Quebra de simetria eletrofraca

A unificação da teoria Eletrofraca não explica porque os bósons de gauge tem massa. Se incluirmos termos de masa explicitamente na Lagrangiana, destruimos a invariância de gauge local e fazemos com que a teoria seja não-renormalizável. Isso contradiz a evidência experimental para férmions com massa e os bósons de gauge da interação fraca. Esse problema pode ser resolvido pelo mecanismo de Brout-Englert-Higgs (ENGLERT;

Figura 1 - Degenerescência do vácuo



Legenda: Se $\mu > 0$, o estado fundamental tem um vácuo único e se $\mu^2 < 0$, existe uma degenerescência no estado do vácuo.

Fonte: DJOUADI, 2008, p. 16.

BROUT, 1964; HIGGS, 1964b; HIGGS, 1964a; GURALNIK; HAGEN; KIBBLE, 1964; KIBBLE, 1967; HIGGS, 1966) que é construído sobre invariância de gauge local e quebra de simetria eletrofraca. Essa descrição segue (DJOUADI, 2008).

O princípio da quebra de simetria pode ser explicado usando um exemplo simples: a Lagrangiana de um campo escalar real ϕ com potencial V

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi)(\partial^\mu \phi) - V(\phi) \quad \text{com} \quad V(\phi) = \mu^2 \phi^2 + \gamma \phi^4 \quad (36)$$

tem simetria de reflexão ($x \rightarrow -x$) devido a ausência de termos cúbicos. O parâmetro γ deve ser positivo para garantir a existência de um mínimo global.

Para valores positivos de μ^2 , o mínimo do potencial está em $\phi = 0$ como mostra a figura (1). No entanto, no caso $\mu^2 < 0$ o mínimo do potencial está localizado em

$$\phi_{min} = v = \pm \sqrt{-\frac{\mu^2}{2\lambda}} \quad (37)$$

e não em zero, como mostra a figura (1). O valor esperado do vácuo $\langle 0|\Phi|0\rangle$ é dado por um dos mínimos. Para uma interpretação física, esta Lagrangiana tem que ser expandida em torno do valor esperado do vácuo. Dessa forma, a Lagrangiana do novo campo $\sigma = \phi - v$ é:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma + 2\mu^2 \sigma^2 - 2\sqrt{-2\lambda\mu^2} \sigma^3 - \lambda \sigma^4 + \text{constante} \quad (38)$$

Esta pode ser interpretada como a Lagrangiana do campo escalar de massa $2\sqrt{-\mu^2}$ e auto-interações. A simetria de reflexão do potencial original é quebrada no estado fundamental do sistema como pode ser visto na Figura (1) ou pela presença do termo cúbico na equação (38).

1.6.1 O mecanismo de Higgs no Modelo Padrão

No caso do um grupo $SU(2)$ não-abeliano do Modelo Padrão, três graus de liberdade são necessários para gerar as massas dos bósons fracos de gauge. A escolha mais simples para o campo de Higgs é um dubleto de $SU(2)$ dos campos escalares complexos

$$\Phi = \begin{pmatrix} \psi^+ \\ \psi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \psi_1 + i\psi_2 \\ \psi_3 + i\psi_4 \end{pmatrix} \quad (39)$$

A Lagrangiana desse dubleto escalar

$$\mathcal{H} = (D^\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) - \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (40)$$

contendo termo cinemático e potencial simétrico, é adicionada a Lagrangiana do Modelo Padrão. Esse potencial novamente tem valor esperado do vácuo diferente de zero que pode ser escolhido como:

$$\langle 0 | \Phi | 0 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (41)$$

com o mesmo valor de v .

A expansão do primeiro termo da Lagrangiana \mathcal{L}_H em torno do mínimo é dada por:

$$|D_\mu \Phi|^2 = \left(\left| \partial_\mu - ig_2 T_a W_\mu^a - ig_1 \frac{1}{2} B_\mu \right|^2 \right) \quad (42)$$

$$= \frac{1}{2} \left| \begin{pmatrix} \partial_\mu - \frac{i}{2}(g_2 W_\mu^3 + g_1 B_\mu) & -\frac{i}{2}g_2(W_\mu^1 - iW_\mu^2) \\ -\frac{i}{2}g_2(W_\mu^1 + iW_\mu^2) & \partial_\mu + \frac{i}{2}(g_2 W_\mu^3 - g_1 B_\mu) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix} \right|^2 \quad (43)$$

$$= \frac{1}{2} (\partial_\mu H)^2 + \frac{1}{8} g_2^2 (v + H)^2 |W_\mu^1 + iW_\mu^2|^2 + \frac{1}{8} (v + H)^2 |g_2 W_\mu^3 + g_1 B_\mu|^2 \quad (44)$$

As massas dos bósons de gauge, como definidas na equação (27), podem ser interpretadas como termos bilineares da equação (44). São eles:

$$m_W = \frac{1}{2}vg_2, \quad m_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g_1^2 + g_2^2}, \quad m_A = 0 \quad (45)$$

Com isso, podemos ver que a introdução de um campo escalar e um potencial simétrico leva a um novo estado fundamental no qual a teoria tem que ser expandida. Essa expansão produz termos de massa para os bósons de gauge fracos ao mesmo tempo em que deixa os fótons (e glúons) sem massa.

1.6.2 Massa de férmions

Os termos de massa dos férmions também quebram a simetria de gauge local do Modelo Padrão. No entanto, as massas dos férmions podem ser geradas pelos acoplamentos entre o dubleto de Higgs e os férmions usando o mesmo dubleto de Higgs que foi usado anteriormente. Esses acoplamentos de Yukawa para um lépton de geração $i = 1, 2, 3$ tem a forma:

$$\mathcal{L}_Y^{l_i} = \lambda \bar{\psi}_L \Phi \psi_R + hc \quad (46)$$

A expansão em torno do estado fundamental leva a

$$\mathcal{L}_Y^{l_i} = -\frac{1}{\sqrt{2}}\lambda_{l,i}\bar{L}_i \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix} l_{R,i} + hc \quad (47)$$

$$= -\frac{\lambda_{l,i}}{\sqrt{2}}(v + H)\bar{l}_{L,i}l_{R,i} \quad (48)$$

a partir do qual o termo de massa pode ser obtido como $m_{l_i} = v\lambda_{l,i}/\sqrt{2}$. Para férmions tipo up , os componentes de isodoubleto são trocados usando $\tilde{\Phi} = i\sigma_2\Phi^*$ ao invés de Φ . No caso de um quark tipo up de geração i , o termo de Yukawa é então:

$$\mathcal{L}_Y^{u_i} = -\frac{\lambda_{u,i}}{\sqrt{2}}(v + H)\bar{u}_{L,i}u_{R,i} \quad (49)$$

Dessa forma, o termo de massa para todos os f ermions é dado por

$$m_f = \lambda_f \cdot \frac{v}{\sqrt{2}} \quad (50)$$

O que significa que a massa não é uma propriedade intrínsica das partículas, mas sim gerada através do acoplamento com o campo de Higgs.

1.6.3 O bóson de Higgs

A introdução do campo de Higgs tem como consequência o aparecimento de uma nova partícula na teoria. A derivada covariante (44) cont m o termo cinemático do bóson de Higgs $\frac{1}{2}(\partial_\mu H)^2$. A massa desse bóson é o resultado da expansão do potencial de Higgs em torno do estado fundamental escolhido. Usando $-\mu^2 = 2\lambda v^2$, o potencial

$$V = \mu^2(v + H)^2 + \lambda(v + H)^4 \quad (51)$$

$$= 4\lambda v^2 H^2 + 4\lambda v H^3 + \lambda H^4 + \text{constante} \quad (52)$$

cont m o termo de massa de um bóson, cuja massa  :

$$m_H = 2\sqrt{2\lambda}v = \sqrt{-\mu^2} \quad (53)$$

Os termos de ordens mais altas em H representam as auto-interações do bóson de Higgs. Os acoplamentos do bóson de Higgs com férmions f e com bósons de Gauge V são derivados das equações 48 e 49:

$$g_{Hff} = i\frac{m_f}{v} \quad (54)$$

$$g_{HVV} = -2i\frac{m_V^2}{v} \quad (55)$$

$$g_{HHVV} = -2i\frac{m_V^2}{v^2} \quad (56)$$

onde os coeficientes são obtidos através das regras de Feynman para esses v rtices. O bóson de Higgs do Modelo Padrão é uma partícula com massa e com spin 0.

1.7 O bóson de Higgs no LHC

Em 2012, as colaborações ATLAS e CMS (CHATRCHYAN et al., 2012a; AAD et al., 2012) anunciaram a descoberta de um bóson similar ao bóson de Higgs, última peça que faltava para completar o Modelo Padrão. Nesta seção, os modos de produção e decaimento do bóson de Higgs no LHC serão discutidos.

1.7.1 Produção de Higgs no LHC

O bóson de Higgs do Modelo Padrão pode ser produzido no LHC de quatro formas: fusão de glúons, fusão de bósons vetoriais, produção associada de bósons vetoriais e produção associada de um par de *top*. A figura (2) mostra os diagramas de Feynman correspondentes. Na figura (3), podemos ver a seção de choque de produção do Higgs para os quatro canais com 8 TeV de energia de centro de massa em função da massa do bóson de Higgs. Além disso, podemos ver também que o modo de fusão de glúons ($pp \rightarrow H$) tem a maior seção de choque, seguida por fusão de bósons vetoriais ($pp \rightarrow qqH$), produção associada de bósons vetoriais ($pp \rightarrow WH$ e $pp \rightarrow ZH$) e produção associada de par de *top* ($pp \rightarrow t\bar{t}H$).

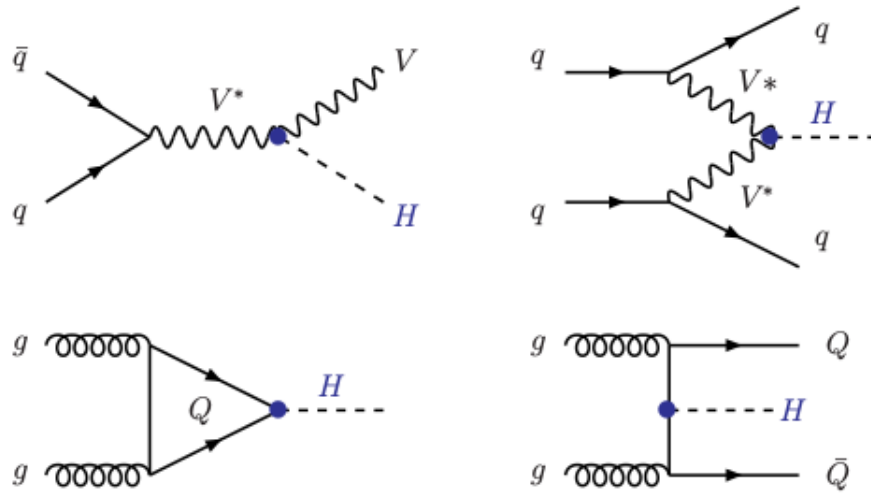
Fusão de Glúons Dois glúons da produção de próton podem se acoplar ao bóson de Higgs através de um loop de férmions e, sendo o quark *top* o quark mais pesado, contribui mais para o loop. O canal de fusão de glúons é o que tem a maior seção de choque em colisões *pp* no LHC. A seção de choque leading order (LO) é aprimorada pela contribuição next-to-leading order (NLO) (SPIRA et al., 1995) e next-to-next-to-leading order (NNLO) ((HARLANDER; KILGORE, 2002; ANASTASIOU; MELNIKOV, 2002; RAVINDRAN; SMITH; NEERVEN, 2003)). Outras pequenas contribuições vem de correções virtuais de 3 loops levando em conta a massa finita dos quarks ((PAK; ROGAL; STEINHAUSER, 2009)).

Fusão de bósons vetoriais A segunda maior seção de choque de produção é a produção de Higgs através da fusão de bósons vetoriais. Dois quarks dos prótons que interagem irradiam um bóson vetorial massivo e há uma fusão entre esses dois bósons para produzir o Higgs como estado final.

Produção associada de bósons vetoriais Neste processo, bósons de Higgs podem ser irradiados de *W*'s ou *Z*. A seção de choque para esse processo é pequena mas pode ser útil para identificar bósons de Higgs decaindo em $\gamma\gamma$ ou $b\bar{b}$.

Produção associada $t\bar{t}$ Neste processo há a possibilidade de medir o acoplamento de Yukawa (DUHRSSSEN et al., 2004) que apesar de ser grande (proporcional a massa

Figura 2 - Diagramas de Feynman



Legenda: Diagramas de Feynman para os principais modos de produção do Higgs no LHC:
 produção associada de bósons vetoriais; fusão de bósons vetoriais; fusão de glúons;
 produção associada de $t\bar{t}$.

Fonte: DJOUADI, 2008, p. 117.

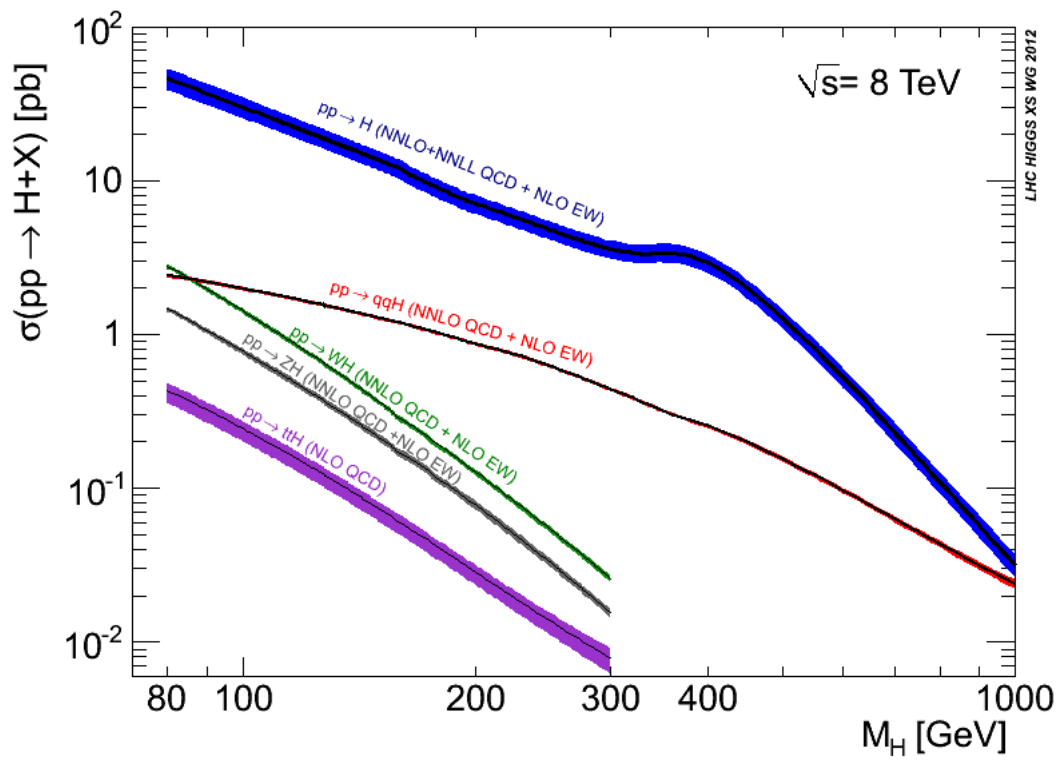
do quark top), o estado final $t\bar{t}H$ é cinematicamente suprimido. A seção de choque de produção de $t\bar{t}$ associada com o Higgs coloca um grande desafio para a procura do Higgs no LHC.

1.7.2 Modos de decaimento do Higgs

Uma partícula pode geralmente decair de vários modos. E a probabilidade de que uma partícula decaia em um modo particular é chamada de razão de ramificação, ou *branching ratio*, para o modo de decaimento em questão. Como mostrado na seção 1.6.2, o acoplamento do Higgs com bósons de gauge e férmions aumentam com suas massas. Sendo assim, a razão de ramificação do bóson de Higgs depende fortemente da sua própria massa em relação a massa do produto do decaimento. Como a massa do bóson de Higgs é o único parâmetro livre envolvido, a razão de ramificação pode ser calculado para diferentes massas de Higgs e para os principais modos de decaimento do LHC como mostram as figuras (4 e 5).

Para uma dada massa do bóson de Higgs, a partícula mais pesada acessível no espaço de fase tem a maior razão de ramificação. Enquanto decaimentos fermiônicos ($H \rightarrow b\bar{b}$ e $H \rightarrow t\bar{t}$) são dominantes em Higgs de baixa massa, os canais $H \rightarrow WW$ e $H \rightarrow ZZ$ são para o bóson de Higgs de alta massa.

Figura 3 - Seção de choque de produção do Higgs.

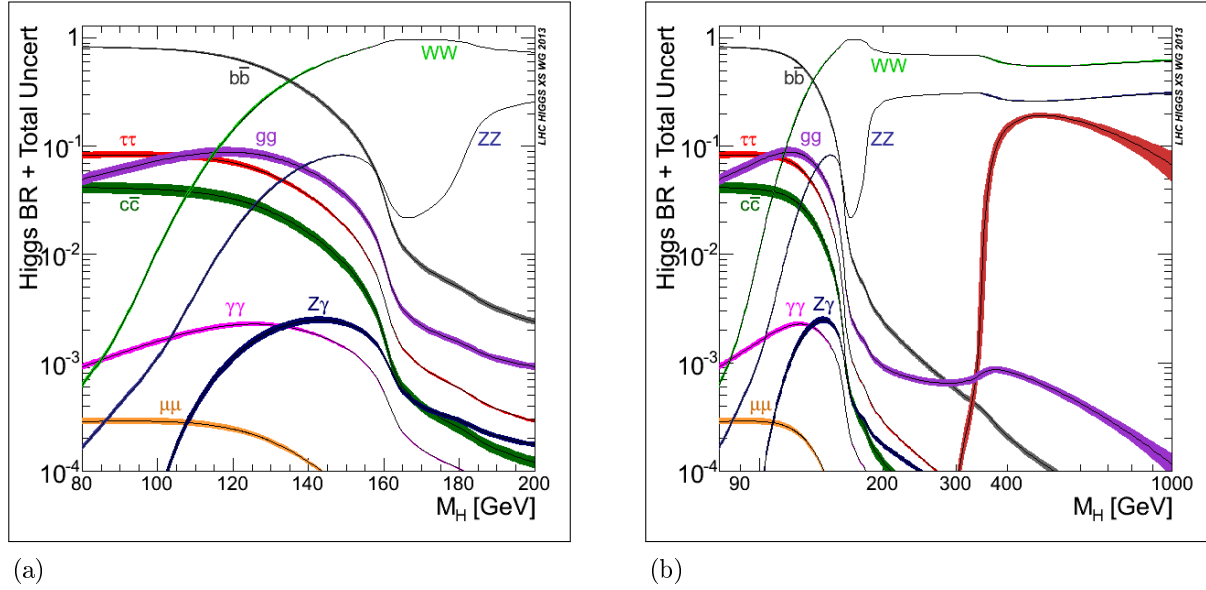


Legenda: Seção de choque dos quatro principais modos de produção do Higgs no LHC para energia de centro de massa de 8 TeV.

Fonte: LHC Higgs cross section working group,

<<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/LHCHXSWG>>, acessado em 01 de setembro de 2015

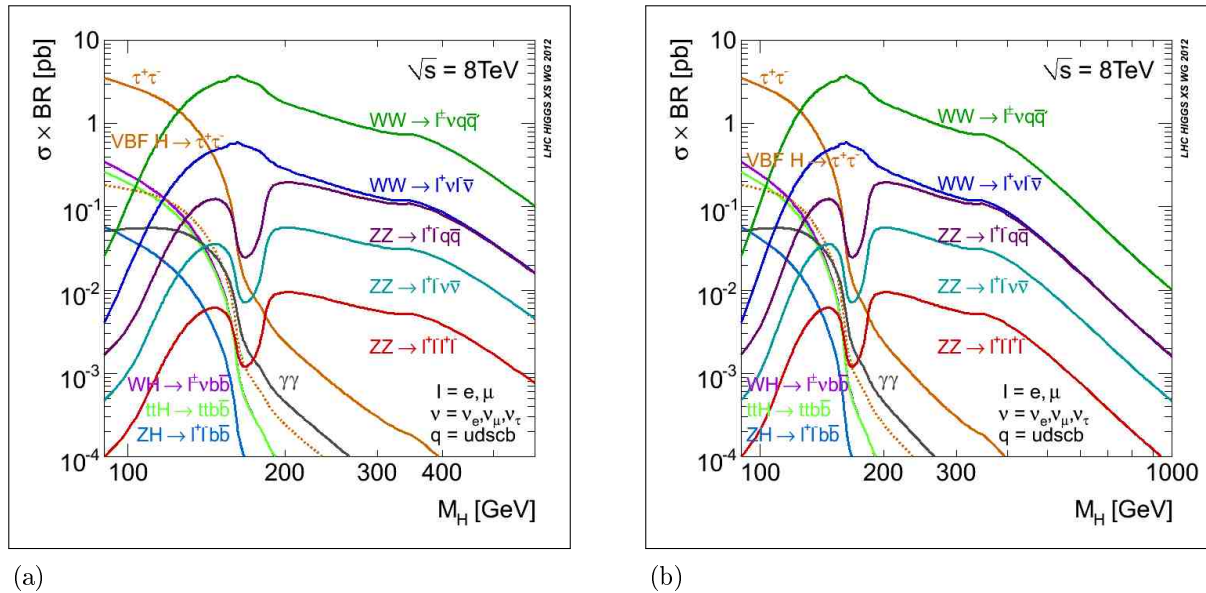
Figura 4 - Modos de decaimento do Higgs.



Legenda: Razão de ramificação do bóson de Higgs do Modelo Padrão (a) para Higgs de baixa massa e (b) m_H até 1000 GeV.

Fonte: HEINEMEYER et al., 2013, p. 5.

Figura 5 - Modos de decaimento do Higgs e seção de choque.



Legenda: Seção de choque do bóson de Higgs do Modelo Padrão multiplicado pela razão de ramificação a $E_{cm} = 8$ TeV (a) para m_H até 400 GeV e (b) m_H até 1000 GeV.

Fonte: LHC Higgs cross section working group,

<<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/LHCHXSWG>>, acessado em 01 de setembro de 2015

1.7.3 A descoberta de um bóson de Higgs

O anúncio da observação de um novo bóson com massa de aproximadamente 125 GeV feitos pelos experimentos ATLAS (AAD et al., 2012) e CMS (CHATRCHYAN et al., 2012a) em 04 de julho de 2012 é sem dúvida um marco histórico no entendimento do mecanismo de quebra de simetria eletrofraca e da geração de massa das partículas elementares.

Os dados analisados para a descoberta corresponderam a luminosidade integrada de $4.8(5.1)fb^{-1}$ com $\sqrt{s} = 7$ TeV em 2011 e $5.9(5.3)fb^{-1}$ com $\sqrt{s} = 8$ TeV em 2012 dos experimentos CMS e ATLAS respectivamente. Os canais de decaimento observados indicaram que a nova partícula era um bóson e havia uma forte evidência de que a nova partícula decai em $\gamma\gamma$, e ZZ com razão de decaimento consistentes com os valores previstos para o bóson de Higgs do Modelo Padrão. Além disso, também houveram indicações de que a nova partícula também decai em W^+W^- (seguido de um decaimento leptônico). Apesar dos experimentos também terem procurado pelos decaimentos em $b\bar{b}$ e $\tau^+\tau^-$, não foram obtidas significância estatística suficiente. A significância dessas observações são obtidas através do valor-p⁴ (DEMORTIER, 2007; SINERVO, 2002). O experimento ATLAS observou o maior excesso com significância local de 5.9σ com massa do Higgs igual a 126.5 GeV e o experimento CMS observou um excesso com significância local de 4.9σ com massa do Higgs igual a 125.5 GeV (OLIVE et al., 2014).

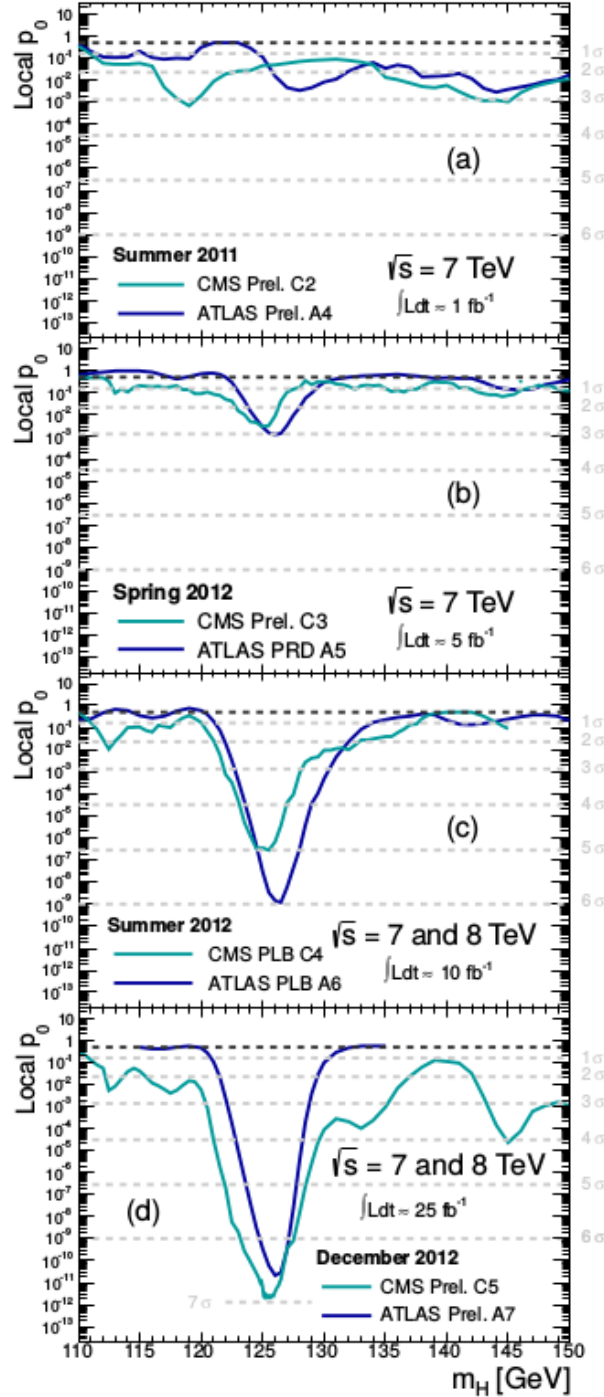
Após a descoberta ter sido anunciada, os experimentos CMS e ATLAS continuaram a coletar dados de colisões pp com seção de choque de $\sqrt{s} = 8$ TeV e luminosidade em torno de $20 fb^{-1}$ cada. A figura 6 mostra a evolução do valor-p e a significância do sinal próximo a 125 GeV conforme o aumento dos dados coletados e analisados por ambos os experimentos.

Dado um valor de massa do Higgs, a sensibilidade de um canal depende da seção de choque de produção do bóson de Higgs, da razão de ramificação, da resolução de reconstrução da massa do Higgs, da eficiência e do fundo para o dado estado final. Para um bóson de Higgs de baixa massa ($110 \text{ GeV} < m_H < 150 \text{ GeV}$), os canais de decaimento mais importantes estão listados na tabela 3 assim como suas respectivas resoluções de massa (GREEN, 2004).

Para $m_H > 150 \text{ GeV}$, os canais sensíveis são $H \rightarrow WW$ e $H \rightarrow ZZ$ onde os bósons W e Z podem decair em vários estados finais hadrônicos e leptônicos.

⁴ Na identificação de excessos de eventos sobre o background, busca-se a probabilidade destes eventos serem ou não flutuações estatísticas sobre ele. O valor-p é o resultado de um teste estatístico que verifica a probabilidade do excesso observado pertencer ao background.

Figura 6 - Evolução do valor-p



Legenda: Evolução do parâmetro valor-p e da significância do sinal observado pelos experimentos CMS e ATLAS conforme o aumento do volume de dados.

Fonte: OLIVE et al., 2014, p. 168.

Tabela 3 - Canais de decaimento para Higgs de baixa massa

Canal de decaimento	Resolução de massa
$H \rightarrow \gamma\gamma$	1 – 2%
$H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-l'^+l'^-$	1 – 2%
$H \rightarrow WW \rightarrow l^+\nu_l l'^+\bar{\nu}_{l'}$	20%
$H \rightarrow b\bar{b}$	10%
$H \rightarrow \tau^+\tau^-$	15%

Legenda: Os 5 canais de decaimento sensíveis para procura do bóson de Higgs do Modelo Padrão de baixa massa. Os valores informados são para $mH = 125$ GeV.

Fonte: OLIVE et al., 2014, p. 168.

2 O LHC E O EXPERIMENTO CMS

2.1 Introdução

Fundado em 1954, o CERN (*European Organisation for Nuclear Research*) tem uma longa tradição em pesquisa de Física de Partículas. Desde a sua fundação, que ocorreu em uma época pós-guerra, o CERN tem como objetivo principal a exploração pacífica de Física Subatômica numa colaboração internacional. Localizado em Genebra, na fronteira da França com a Suíça, o CERN foi berço de muitas descobertas através dos anos e algumas delas levaram a prêmios Nobel.

Em agosto de 1989, o colisor elétron-pósitron LEP (Large Electron-Positron Collider) começou seu funcionamento onde medidas de precisão eletrofracas foram feitas através de colisões e^+e^- com energia de centro de massa começando em $\sqrt{s} = 91$ GeV chegando a atingir $\sqrt{209}$ GeV (SCHAEL et al., 2006) para que bósons Z pudessem ser produzidos e suas larguras medidas. O LEP esteve em operação até o ano 2000, quando foi fechado para liberar o túnel para a construção do LHC. Apesar da procura pelo bóson de Higgs ter sido uma parte importante do programa do LEP, este não foi encontrado devido a energia limitada do acelerador.

Além de problemas de física, os desafios técnicos em relação ao planejamento e construção do acelerador de partículas levou a desenvolvimentos significativos em outras áreas, como tecnologia de vácuo, supercondutividade e ciência da computação. A World Wide Web (BERNERS-LEE, 1989) é provavelmente o mais famoso e largamente utilizado fruto das pesquisas do CERN.

Hoje, o CERN tem o maior colisor já construído em termos de tamanho e também de energia de centro de massa: o *Large Hadron Collider* (LHC).

2.2 O LHC

O LHC foi projetado para colidir feixes de próton com energia de centro de massa de 14 TeV e luminosidade de $10^{-34} cm^{-2}s^{-1}$. No primeiro período de operação (Run-1), o LHC colidiu feixes de próton com energia de 7 TeV nos anos de 2010 e 2011 e 8 TeV em 2012. Para o segundo período de operação é esperado que as colisões aumentem a energia do centro de massa até chegar ao valor nominal de até 14 TeV.

O LHC é um acelerador e colisor formado por 2 anéis supercondutores e foi instalado em um tunel de 26.7 km já existente contruído entre 1984 e 1989 para o LEP. O túnel do LEP possui 8 seções retas e 8 arcos e se encontra entre 45 m e 170 m de profundidade em relação a superfície.

Existem 2 túneis de transferência, cada um com aproximadamente 2.5 km de comprimento conectando o LHC ao complexo de aceleradores do CERN que atua como um injetor.

Apesar da estrutura anterior do LEP ter sido usada, algumas modificações se fizeram necessárias. Por exemplo, as estruturas de superfície e no subsolo do ponto 1 e 5 para CMS e ATLAS são novas, enquanto as do ALICE e LHCb nos pontos 2 e 8 foram originalmente construídas para os experimentos ALEPH (PALMA et al., 1983) e DELPHI (BARTL et al., 1983) no LEP.

O LHC é um anel acelerador concebido para operar tanto com prótons quanto com íons pesados e a procura do bóson de Higgs conduziu o projeto de ambos acelerador e detectores. Além disso, o programa de pesquisa abrange muitas áreas da física de partículas como QCD (Cromodinâmica Quântica), medidas no setor eletrofraco e de Física do quark top, Física de Sabores Pesados, procura por supersimetria, exótica e outros fenômenos além do Modelo Padrão.

No LHC, os feixes de partículas colidem nos quatro pontos de interação onde estão localizados os principais experimentos. Os dois maiores, ATLAS (AAD et al., 2008) e CMS (CHATRCHYAN et al., 2008), são detectores de propósito geral que cobrem pesquisas em todos os campos de Física acima mencionados. A grande vantagem da existência de dois experimentos de mesmo escopo é que eles permitem que qualquer descoberta feita por um dos experimentos seja verificada pelo outro.

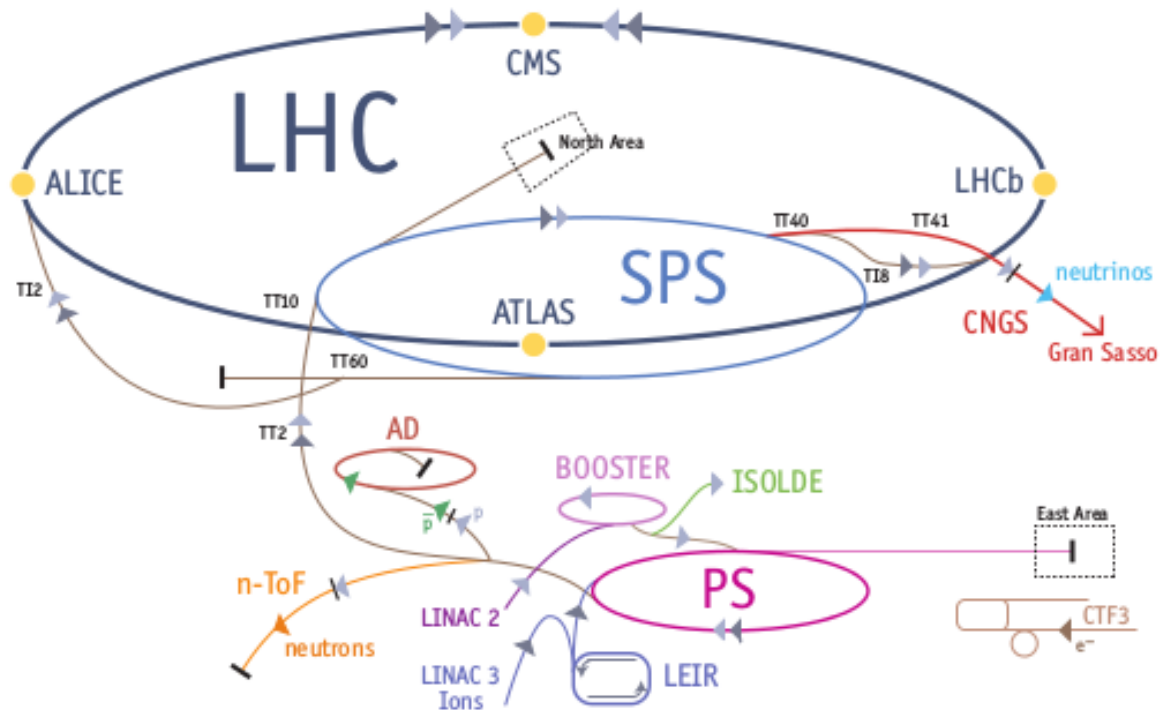
O experimento LHCb (ALVES JR., A. A. et al., 2008) tem como objetivo principal obter medidas de violação CP e decaimentos raros em física de sabores. Na maioria do tempo, ele é dedicado a colisões pp , mas também é dedicado a colisões de íons pesados durante algumas semanas a cada ano de funcionamento do LHC. O experimento ALICE (AAMODT et al., 2008) foi especialmente construído para analisar colisões de íons pesados com o intuito de produzir e explorar o plasma de quark-gluon.

Três outros experimentos estão localizados no anel do LHC dividindo os mesmos pontos de interação que os quatro maiores. Os experimentos TOTEM (ANELLI et al., 2008) e LHCf (ADRIANI et al., 2008) usam detectores posicionados em ambos os lados dos detectores CMS e ATLAS respectivamente. O TOTEM é dedicado a Física Frontal *forward physics*, medidas de precisão da seção de choque e ao estudo da estrutura do próton, enquanto o LHCf usa partículas do espalhamento frontal para simular raios cósmicos. O pequeno experimento MoEDAL (PINFOLD et al., 2009), localizado na área experimental do experimento LHCb tem como objetivo a procura por monopolos magnéticos.

Conforme esquema da figura 7, um conjunto de aceleradores lineares e sincrotrons são usados para pré-acelerar os feixes de próton antes do feixe entrar no anel principal do LHC.

Após passar pelo acelerador linear LINAC2, a energia do feixe de prótons é de 50 MeV. Em seguida, a energia é aumentada para 1.4 GeV pelo *Proton Synchrotron Booster*

Figura 7 - Visão geral do conjunto de aceleradores



Legenda: Prótons e íons pesados são pré-acelerados no conjunto de aceleradores lineares e síncrotrons antes de entrar no anel principal do LHC.

Fonte: LEFEVRE, 2009, p. 13.

(PSB) e para 25 GeV pelo *Proton Synchrotron* (PS). Por fim, o último passo fica por conta do *Super Proton Synchrotron* (SPS) pelo qual as partículas são injetadas no LHC com energia de 450 GeV (LEFEVRE, 2009).

Em Novembro de 2009 o LHC produziu as primeiras colisões. A energia do centro de massa \sqrt{s} foi aumentada gradativamente até atingir 7 TeV em Fevereiro de 2010. Em 2012, a energia do centro de massa foi aumentada para 8 TeV. A tabela 4 mostra os parâmetros mais importantes do LHC em três diferentes anos: os valores projetados em 2006, os valores alcançados em 2011 e em 2012.

Tabela 4 - Parâmetros de operação do LHC

Parâmetro	projetados (2006)	2011	2012	Unidades
Energia por nucleon (E)	7	3.5	4	TeV
Campo do dipolo magnético (B)	8.33	4.17	4.76	T
Luminosidade (\mathcal{L})	10	3.7	7.7	$10^{-33} cm^{-2} s^{-1}$
Separação do feixe (t_b)	25	50	50	ns
Número de feixes (n_b)	2808	1308	1308	
Número de partículas por feixe (N_p)	1.15	1.45	1.7	10^{11}
β no ponto de interação (β^*)	0.55	1.0	0.6	m
raio RMS do PI (σ^*)	16.7			μm
Luminosidade integrada (<i>entregue</i>)	0.04	6.1	23.1	fb^{-1}
Luminosidade integrada (<i>recorded</i>)	0.036	5.0	19.7	fb^{-1}
Número de colisões por cruzamento (\bar{n}_c)	19	17	37	

Legenda: Comparação entre as especificações projetadas do LHC e os parâmetros usados durante os períodos de operação em 2011 e 2012 para colisões próton-próton. Como alguns parâmetros variaram durante os períodos de operação, a tabela serve apenas como uma visão geral.

Fonte: BAYATIAN et al., 2006, p.2, LAMONT, 2013, p.3, CMS COLLABORATION, 2015.

2.2.1 Luminosidade

A taxa de eventos esperada, \dot{N} , para qualquer processo pode ser fatorizada na luminosidade L fornecida pelo detector, e a seção de choque σ do processo.

$$\dot{N} = L \cdot \sigma \quad (57)$$

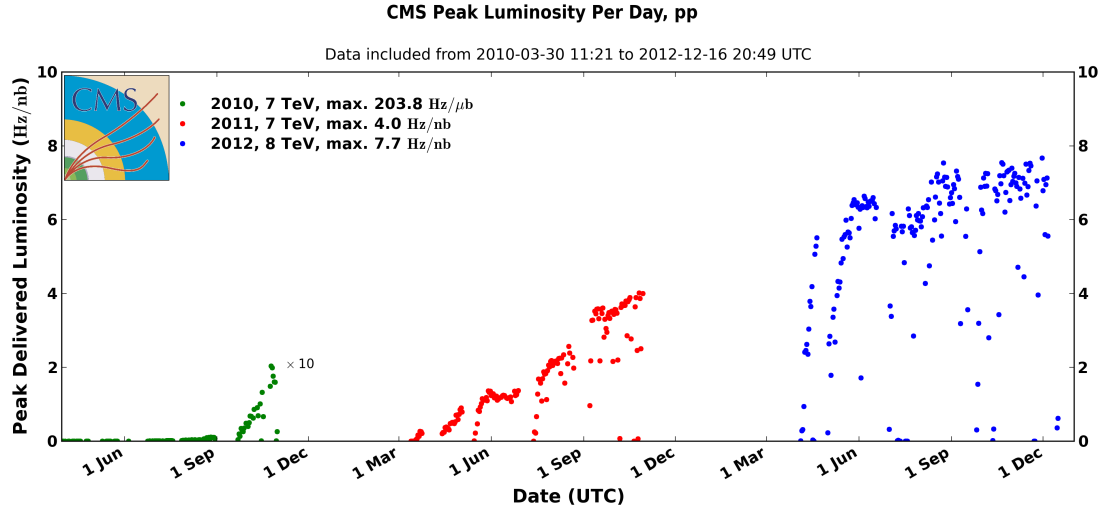
A luminosidade pode ser escrita como:

$$L = \frac{n_1 n_2 f_{rev}}{A_{eff}} = \frac{n_p^2 n_b f_{rev} \gamma F}{4\pi \varepsilon_n \beta^*} \quad (58)$$

onde n_1 e n_2 são o número de partículas em cada feixe, n_p é o número de partículas por feixe, n_b é o número de feixes, f_{rev} é a frequência de revolução, γ o fator gama relativístico e F o fator de redução geométrica de luminosidade. A área de colisão efetiva dos dois feixes é dada pela emitância normalizada ε_n e o valor da função betatron no ponto de interação β^* .

Para obter o número total de eventos esperados, N , a luminosidade total integrada

Figura 8 - Pico de luminosidade do CMS por dia.



Legenda: Pico de luminosidade *delivered* por dia para o experimento CMS do LHC. O gráfico mostra o aumento da luminosidade conforme o período de operação.

Fonte: CMS COLLABORATION, 2015.

pode ser calculada pela forma:

$$N = \int L \cdot \sigma dt = \mathcal{L} \cdot \sigma \quad (59)$$

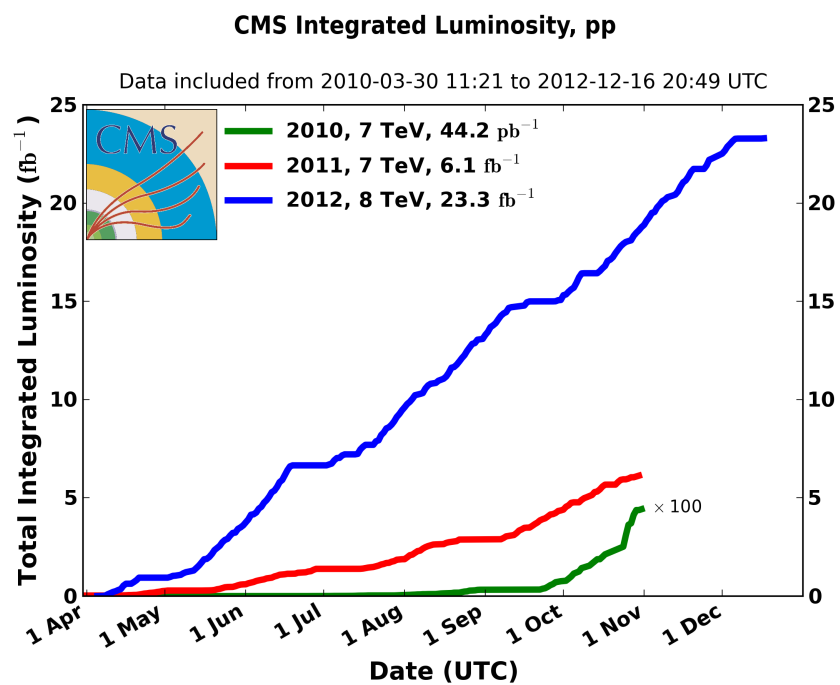
Isto requer que a energia do feixe seja constante, e consequentemente, uma seção de choque constante. Ajustando os parâmetros de acordo com a tabela 4, a luminosidade instantânea aumentou drasticamente através dos anos como pode ser visto na figura 8. A luminosidade integrada é mostrada na figura 9.

A luminosidade é medida por cada experimento em seu ponto de interação. No CMS, dois métodos são utilizados para medidas em tempo real da luminosidade instantânea relativa: O método HF, que é baseado na determinação do fluxo de partículas no calorímetro hadrônico frontal e o método alternativo, que mede a luminosidade contando o número de vértices reconstruídos no sistema de trajetografia do detector CMS.

2.2.2 Eventos de empilhamento

Como os processos que não foram estudados pelos experimentos anteriores são relativamente raros (figura 5), o LHC foi projetado para ter a maior luminosidade possível, sendo os *triggers* os responsáveis por fazer uma pré-seleção de assinaturas de eventos in-

Figura 9 - Luminosidade integrada do CMS.



Legenda: Luminosidade integrada em colisões pp entregues (*delivered*) ao experimento CMS em 2010, 2011 e 2012.

Fonte: CMS COLLABORATION, 2015.

interessantes. A consequência de se ter uma alta luminosidade é que múltiplas interações próton-próton acontecem no mesmo evento, isto é chamado de *pile-up*, ou empilhamento. Em todas as colisões, as interações, são “cobertas” por uma grande quantidade de interações adicionais, principalmente contendo jatos com baixa energia.

2.3 O detector CMS

O detector CMS, *Compact Muon Solenoid*, foi projetado para medir as propriedades das partículas que surgem a partir de colisões próton-próton. Seu próprio nome enfatiza suas características: ter um design compacto, projetado particularmente para medidas de múon, e o fato de ser um solenóide, o que faz com que o campo magnético seja homogêneo dentro do detector. Essa seção é baseada nos *Technical Design Reports* (BAYATIAN et al., 2006) e (BAYATIAN et al., 2007).

Na figura 11 podemos ter uma visão geral da composição do detector em camadas em torno do ponto de interação.

2.3.1 O Sistema de coordenadas

O experimento CMS usa o sistema de coordenadas cartesianas com origem dentro do detector, no ponto de colisão. O eixo x aponta radialmente para o centro do anel do LHC, o eixo y aponta para cima e o eixo z para o oeste e de acordo com as convenções de sistema de coordenadas polares. O ângulo azimutal ϕ é medido do eixo x no plano xy e o ângulo polar θ é medido a partir de z.

A partir desses ângulos, podemos definir algumas quantidades importantes em Física de Altas Energias, como rapidez, pseudorapidez e distância angular. A rapidez y é definida como:

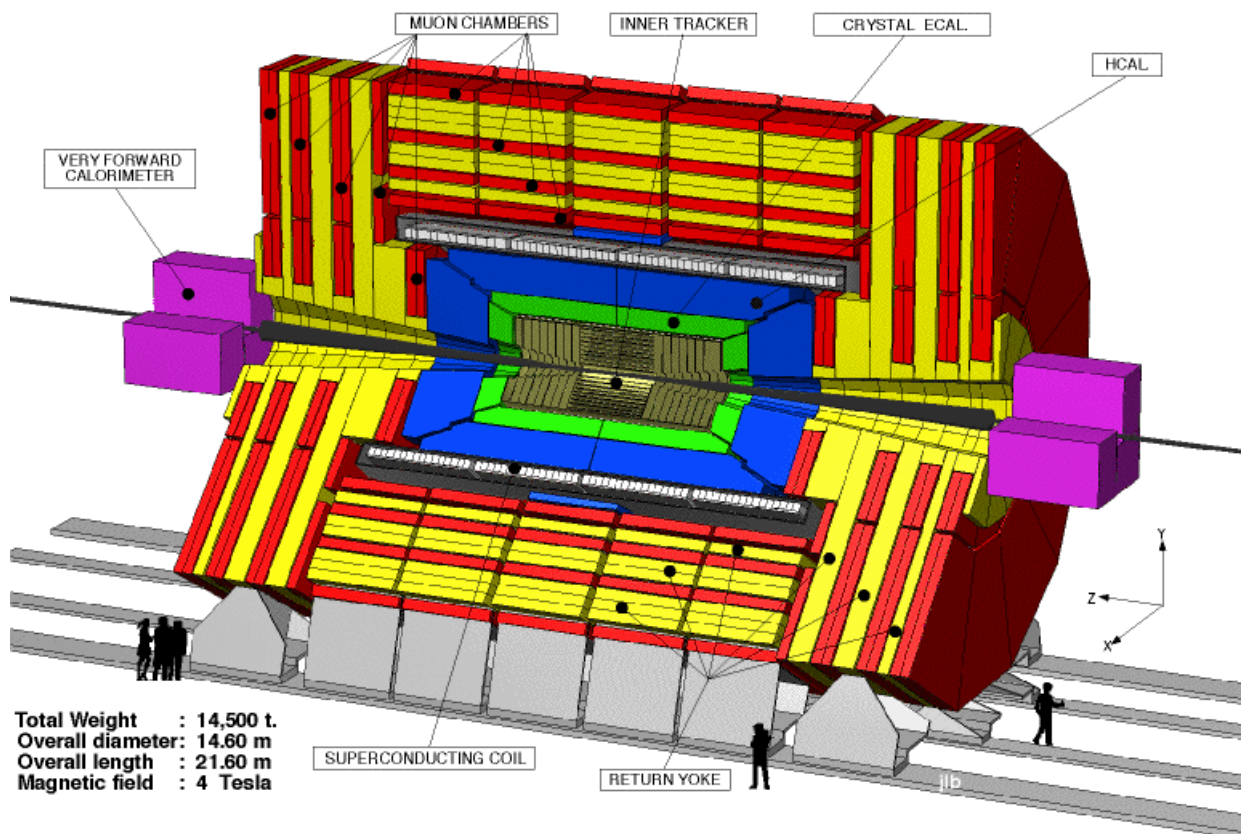
$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (60)$$

A pseudorapidez é largamente utilizada por não depender da massa da partícula e depender somente do ângulo polar θ e é definida como:

$$\eta = -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right) \quad (61)$$

A distância angular ΔR entre duas partículas vindas de um vértice comum na

Figura 10 - O detector CMS e seus principais componentes



Legenda: Visão esquemática do detector CMS onde são representados os componentes do detector, o sistema de coordenadas e algumas figuras humanas para referência de escala.

Fonte: BAYATIAN et al., 2006, p. 8.

origem do sistema de coordenadas é definido por:

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} \quad (62)$$

Ao invés de usar o sistema de coordenadas cartesianas, os componentes de quadri-momento no referencial do laboratório são geralmente escritos em termos de massa, ângulo azimutal, pseudorapidez e momento transverso do objeto.

2.3.2 O sistema de Trajetografia

O Sistema de Trajetografia (*Inner Tracker*) é o sub-detector mais interno do CMS, localizado o mais próximo possível do ponto de colisão. Ele é o primeiro estágio de detecção pelo qual as partículas passam. O fluxo de partículas que atravessa esta região é extremamente alto, principalmente na região mais próxima do vértice onde ocorrem as colisões. A informação da trajetória da partícula é usada para determinar a direção da partícula, seu momentum transverso e identificar os vértices.

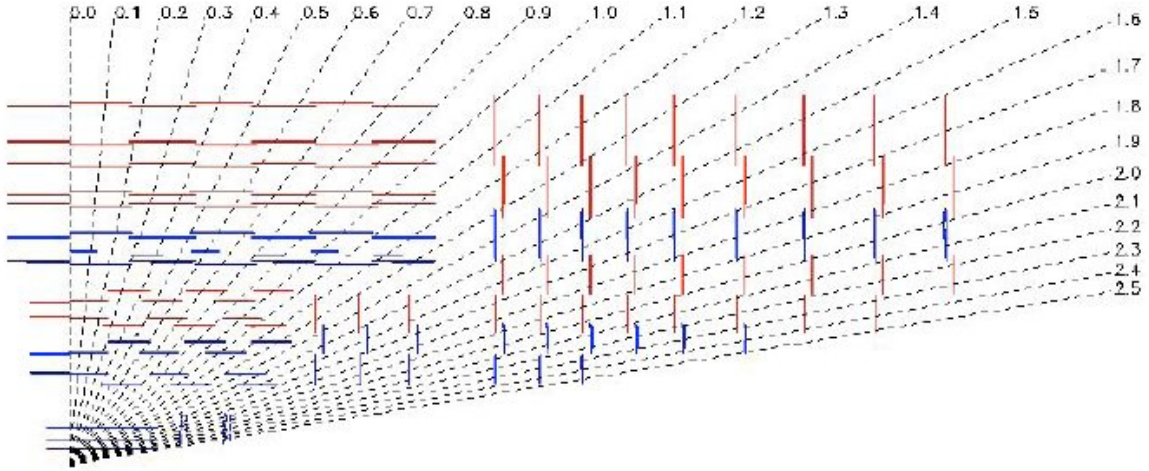
A figura 12 a seguir mostra a organização para os detectores de pixel no CMS. Num raio de $r \approx 10$ cm o fluxo atinge valores de $\sim 10^7 s^{-1}$. Neste local são instalados detectores de *pixel* de dimensões $100 \times 150 \mu m^2$ com resposta rápida à passagem de partículas. Na região intermediária ($20 < r < 55$ cm), o fluxo de partículas já diminui o suficiente para que possa ser utilizado detectores de micro-tiras de silício com dimensões de $10 \text{ cm} \times 80 \mu m$ em cada célula. A região mais externa ($r > 55$ cm) do Sistema de Trajetografia é composta de células de dimensões $25 \text{ cm} \times 180 \mu m$.

2.3.3 O Calorímetro Eletromagnético

O Calorímetro Eletromagnético (ECAL) fica localizado em volta do Sistema de Trajetografia. Sua função é medir a energia de partículas com pouca capacidade de penetração na matéria, como fótons, elétrons e pósitrons. Estas partículas, ao atravessarem o ECAL, perdem energia através de radiação de freiamento⁵ (ou radiação *Bremsstrahlung*) e criação de pares, a princípio, e depois perdem energia por ionização, até transferirem toda energia para o material configurando um chuveiro eletromagnético. A energia depositada é proporcional a energia da partícula original. O ECAL é constituído de ≈ 75 mil

⁵ Radiação eletromagnética produzida pela desaceleração de uma partícula carregada.

Figura 11 - Sistema de Trajetografia.



Legenda: O Sistema de Trajetografia do CMS tem um comprimento total da ordem de 540 cm e um raio total de 110 cm . No barril há 3 camadas de detectores de pixel, de raio 4.4 cm , 7.3 cm e 10.2 cm respectivamente, sendo complementados pelos detectores de tira de silício mais externamente. Nas tampas, há 2 camadas de detectores de pixel e 9 de tiras de silício. O sistema de trajetórias cobre a região $|\eta| < 2.5$ e consiste em 66 milhões de pixels e 9.6 milhões de tiras de silício.

Fonte: BAYATIAN et al., 2006, p. 18.

cristais cintiladores de tungstato de chumbo ($PbWO_4$). Esse material foi usado por ter uma grande densidade (8.3 g/cm^3), raio de Moliere⁶ pequeno e pequenos comprimentos de radiação ($X_0 = 8\text{ mm}$).

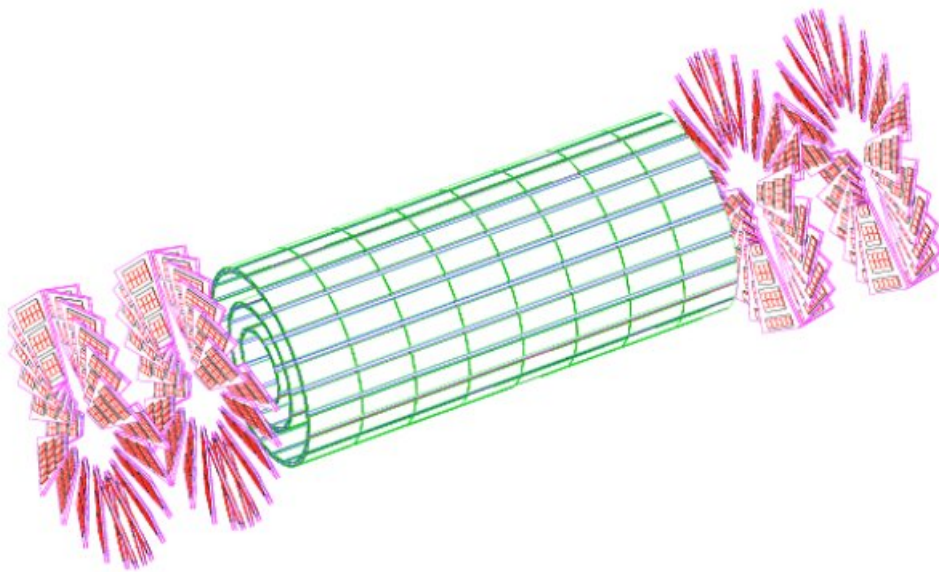
O ECAL é dividido em duas partes, o barril (EB) e as tampas (*Endcap*) (EE), as quais são descritas abaixo:

Barril (EB) : A parte do ECAL contida no barril possui raio de 129 cm e é constituído de cristais com uma seção transversal de $\approx 22 \times 22\text{ mm}^2$ e comprimento de 230 mm , o que equivale a $25.8X_0$.

Endcap (EE) : os *Endcaps* estão a 314 cm do ponto de interação e cobrem a região $1.479 < |\eta| < 3.0$. Cada tampa é composta por dois semi-discos, cada um contendo estruturas para conjuntos de 5×5 cristais. Os cristais nas tampas estão organizados em uma grade em $x-y$, ao invés de em $\eta-\phi$. Cada um possui uma seção transversal

⁶ O raio de Molière é uma grandeza que caracteriza o material dando a escala da dimensão transversal dos chuveiros electromagnéticos totalmente contidos no mesmo e que foram iniciados por um fóton ou elétron altamente energético. É definido como o raio de um cilindro contendo uma média de 90% da energia depositada pelo chuveiro.

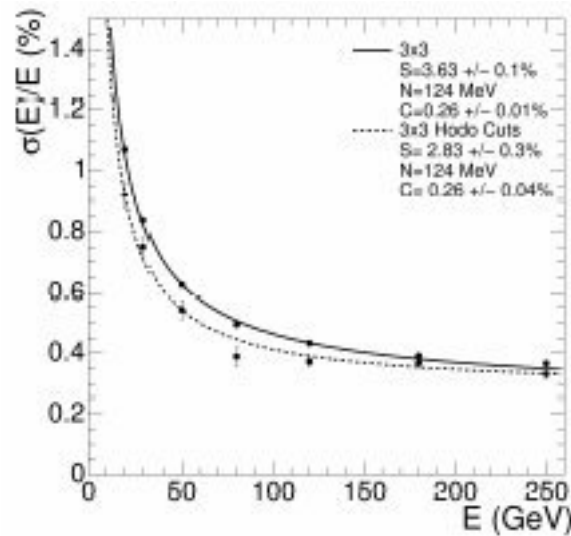
Figura 12 - Detectores de pixel do CMS.



Legenda: Os detectores de tiras de silício são divididos, no barril, entre TIB (*Tracker Inner Barrel*) e TOB (*Tracker Outer Barrel*), com 4 camadas que cobrem uma região de $|z| < 65 \text{ cm}$ e 6 camadas cobrindo uma região $|z| < 110 \text{ cm}$ respectivamente. As resoluções alcançadas são de $23 - 34 \mu\text{m}$ no plano $r - \phi$ e $230 \mu\text{m}$ em z para TIB e $35 - 52 \mu\text{m}$ no plano $r - \phi$ e $530 \mu\text{m}$ em z para TOB. Nas tampas, estão o TEC (*Tracker End Cap*), consistindo em 9 discos na região $120 < |z| < 280 \text{ cm}$, e o TID (*Tracker Inner Disks*), com 3 discos no espaço entre o TIB e o TEC.

Fonte: BAYATIAN et al., 2006, p. 20.

Figura 13 - Resolução em energia para um super-módulo do ECAL.



Legenda: As duas séries de pontos se referem a duas condições de *trigger* em grades de cristais 3×3 .

Fonte: BAYATIAN et al., 2006, p. 15.

de $28.6 \times 28.6 \text{ mm}^2$ e comprimento de 220 mm , ou seja, $24.7 X_0$. Um pré-chuveiro (*preshower*) está instalado na frente da seção da tampa do ECAL, contendo 2 planos de detectores de tiras de silício (*Silicon Strip Detectors*), com segmentação de 1.9 mm , atrás de discos de chumbo com comprimentos equivalentes a $2 X_0$ e $3 X_0$, respectivamente para cada plano.

A figura 13 mostra a resolução em energia do ECAL.

2.3.4 O Calorímetro Hadrônico

O Calorímetro Hadrônico (HCAL) está localizado majoritariamente na parte interna do solenóide e em volta do ECAL. Um dos mais importantes objetivos do HCAL é garantir o máximo de hermeticidade do detector para medição da energia transversa perdida e detecção de jatos na direção frontal. O HCAL funciona de forma semelhante ao ECAL, absorvendo a energia das partículas de forma a produzir chuveiros hadrônicos. As partículas mais pesadas, com maior poder de penetração atravessarão o ECAL sem muita dificuldade, depositando sua energia quase que integralmente no HCAL. O componente principal do HCAL é o latão, e a energia absorvida neste material é detectada através de cintiladores plásticos. A Fig. 14 mostra os comprimentos de interação de vários componentes do CMS, estes comprimentos medem, basicamente, a capacidade de absorção de

chuveiros hadrônicos. O HCAL possui $7 - 11\lambda I$ (comprimentos de interação).

O HCAL é constituído por quatro partes principais: o barril (*hadron barrel*), o barril externo (*hadron outer*), duas tampas laterais (*hadron endcap*) e duas tampas frontais (*hadron forward*).

Barril hadrônico: A parte mais interna do calorímetro consiste em 2 barris de 16 torres cada, que cobrem a região de pseudorapidez $|\eta| < 1.4$. Cada torre possui uma segmentação de $\delta\eta \times \delta\phi = 0.087 \times 0.087$. O barril hadrônico situa-se na região interna do solenóide;

Barril Externo: Como nem todos os hádrons podem ser parados dentro do barril hadrônico, o barril externo delinea a parte externa do solenóide melhorando a resolução nas extremidades do magneto. Cobre a região $|\eta| < 1.26$;

Tampas Laterais: Contém 2304 torres no total, cobrindo a região de pseudorapidez $1.3 < |\eta| < 3.0$;

Tampas Frontais : Para cobrir valores ainda maiores de pseudorapidez na região de $2.8 < |\eta| < 5.2$, o calorímetro hadrônico frontal é localizado a uma distância $z = \pm 11.2 \text{ m}$ do ponto de colisão.

2.3.5 O Solenóide Supercondutor

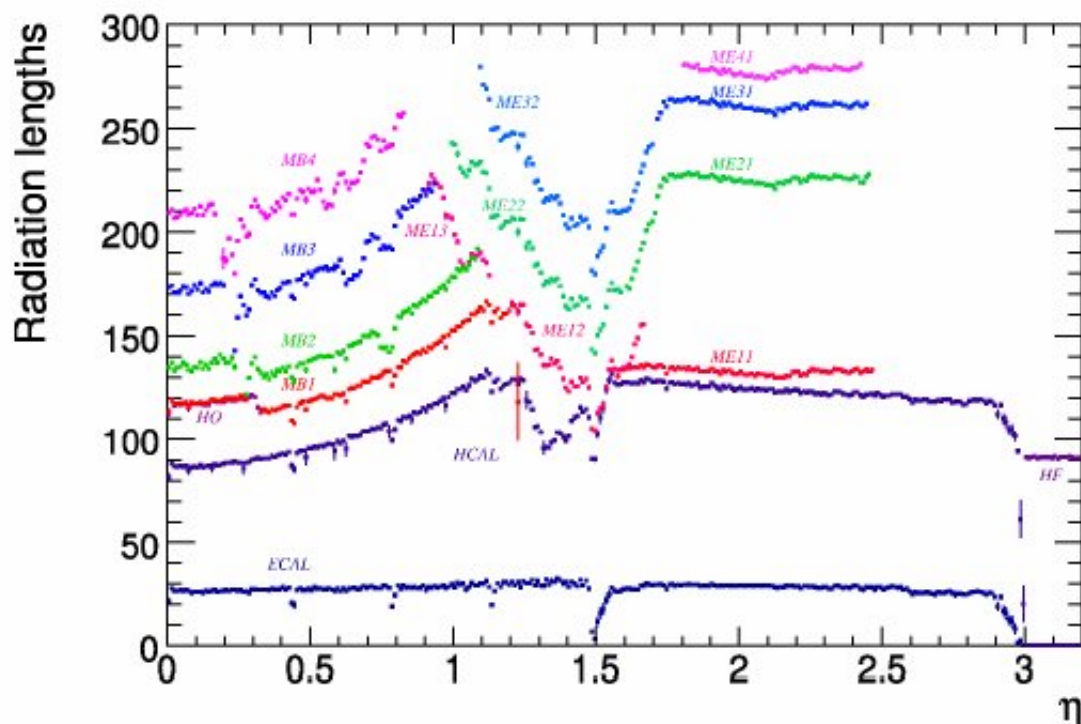
O Solenóide supercondutor fornece um campo magnético homogêneo no interior de detector de $4T$. O campo magnético é o que garante a trajetória curva das partículas, e conseqüentemente, permite que o momentum seja medido. Em particular, os múons requerem uma boa resolução do momentum para que seja possível distinguir e identificar múons extremamente energéticos de carga oposta.

2.3.6 O Sistema de Múons

Os múons centrais produzidos são medidos no Sistema de Trajetografia e no Sistema de Múons. A medição do momento é essencialmente determinada pela curvatura da trajetória do múon. Para múons de alta energia é necessário combinar o Sistema de Trajetórias com o Sistema de Múons num ajuste global da trajetória para melhorar a resolução do momento. O sistema de múons é dividido da seguinte forma:

Drift Tubes (DT) Região do barril (MB) ($|\eta| < 1.2$) onde são instaladas 250 câmaras de DT, em quatro camadas: MB1, MB2, MB3 e MB4, em torno do solenóide, a

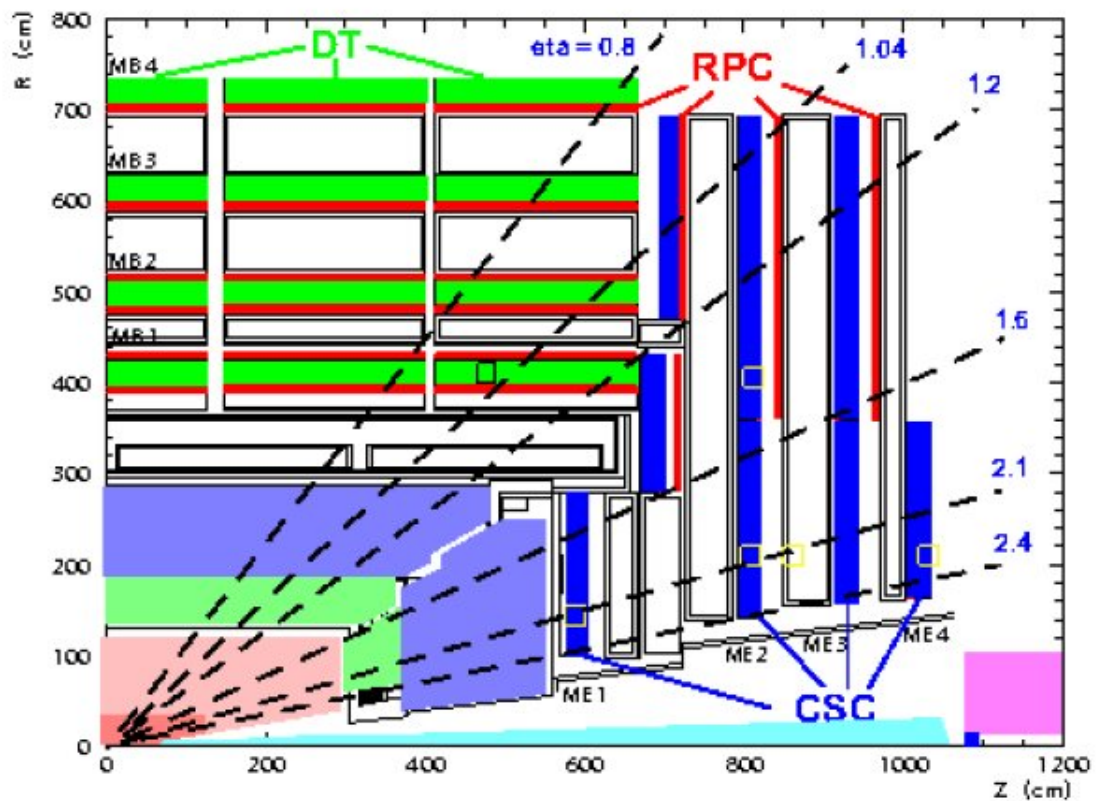
Figura 14 - Comprimentos de radiação do detector CMS para diferentes camadas (ECAL, HCAL e sistema de múons) até $|\eta| < 3.0$.



Legenda: Distribuição de η para a quantidade de comprimentos de radiação. Determinam a capacidade de absorção de chuveiros eletromagnéticos no detector CMS, para as diferentes camadas correspondentes ao ECAL, HCAL e diferentes sistemas de múons, tanto no barril quanto nas tampas.

Fonte: BAYATIAN et al., 2006, p. 10.

Figura 15 - Vista transversal do sistema de múons



Legenda: Na vista transversal do sistema de múons, podemos ver que o mesmo é constituído por *Drift Tubes (DT)*, *Cathode Strip Chambers (CSC)* e *Resistive Plate Chambers (RPC)*.

Fonte: BAYATIAN et al., 2006, p. 12.

distâncias de 4.0 m, 4.9 m, 5.9 m e 7.0 m do feixe, respectivamente. A parte do barril do detector CMS é dividida em 5 discos; cada um é dividido em 12 setores, que cobrem 30° em ângulo azimutal. Cada câmara é vizinha a um ou dois detectores RPC. A resolução por ponto é da ordem de $200\mu m$, com uma precisão em ϕ melhor que $100\mu m$ em posição e 1 mrad em ângulo. Este arranjo também proporciona uma maneira conveniente de medir o tempo de múon com excelente resolução.

Cathode Strip Chambers (CSC): Região da tampa (*endcap muon*) (ME) onde existem 468 CSC's. Cada uma tem uma forma trapezoidal e consiste de 6 sub-câmaras preenchidas com gás, cada uma com um plano com tiras de catodo radiais e um plano de fios de anodo perpendiculares as tiras. São 4 discos perpendiculares ao feixe, cada um com 2 anéis, com exceção do primeiro, com 3 anéis; cada anel possui 36 câmaras, exceto o mais interno M1, onde há apenas 18. Um múon que passa ioniza o gás em cada plano gerando um efeito avalanche, produzindo carga nos fios de anodo e no grupo correspondente de tiras de catodo. As câmaras do CSC medem coordenadas espaciais com resolução da ordem de $200\mu m$, enquanto que a resolução em ϕ é da ordem de 10 mrad (radianos).

Resistive Plate Chambers (RPC): RPC's complementam as câmaras DT e CSC's até $|\eta| < 1.6$, com 36 câmaras em cada um dos 2 anéis nas estações ME. RPC's possuem uma resolução espacial pior, mas com um curto tempo de resposta, complementando as medições nas DT's e CSC's.

2.3.7 O Sistema de gatilho (*Trigger*) e a Aquisição de dados

Como não é possível medir e armazenar todos estes eventos gerados, é necessário um sistema para fazer uma pré-seleção dos eventos de interesse físico. Este sistema, denominado Sistema de Gatilho (*Trigger*), utiliza eletrônica rápida para tomar decisões baseados em sinais provenientes dos detectores. Apenas em torno de cem eventos por segundo poderão ser lidos pelo sistema de aquisição de dados e armazenados digitalmente. O Sistema de *Trigger* do CMS se divide em duas partes:

- O L1 seleciona a nível da eletrônica, nos calorímetros e sistema de múons, quais eventos são de interesse físico.. O tempo disponível para decisão nele é de $3.2\mu s$, durante o qual os dados ficam alojados numa memória temporária para análise rápida baseada em certos limites de energia transversa ou momento transversa de partículas como múons, fótons e jatos, por exemplo.
- Os eventos aprovados por L1 são transferidos para o sistema de aquisição de dados (DAQ). Cada evento produzido, sem supressões ou compressões, possui 1.5 MB.

Em seguida, estes eventos são selecionados em tempo real pelos *trigger* de alto nível (HLT), que são filtros implementados em software e processados por um cluster de computadores. Várias estratégias guiam o desenvolvimento de códigos para HLT para se poder filtrar eventos com maior velocidade e eficiência possível.

O sistema de *trigger* de múons de nível-1 tem como propósito identificar traços correspondentes aos múons, associá-los a uma trajetória, determinar seu momento transversal e sua trajetória. A compilação desta informação e das informações provenientes dos *triggers* dos calorímetros são utilizadas então para se decidir pela manutenção ou não dos dados do evento de um cruzamento particular para futuro processamento. Ele é organizado em três sub-sistemas, representando os três diferentes detectores de múons: o trigger DT, no barril, o *trigger* CSC nas tampas e o *trigger* RPC cobrindo ambas as regiões. O *trigger* de múons também possui o Global Muon Trigger (GMT), que combina informações provenientes do DT, CSC e RPC, assim como informações do sub-sistema do *trigger* do calorímetro e envia para o nível-1 Global Trigger, que utiliza todos os sub-sistemas de *trigger* nível-1.

A figura 16 mostra uma estimativa da eficiência para identificação de múons em vários sub-sistemas de *trigger* em função da pseudo-rapidez dos múons. Os múons são gerados aleatoriamente numa região $5 < p_T < 100 \text{ GeV}$ e $\eta < 2.4$. A eficiência média do GMT é 98.3%, as perdas de eficiência em algumas regiões de η são devidas a espaços entre duas câmaras de múon, e a probabilidade de reconstruir múons falsos é de 0.3%.

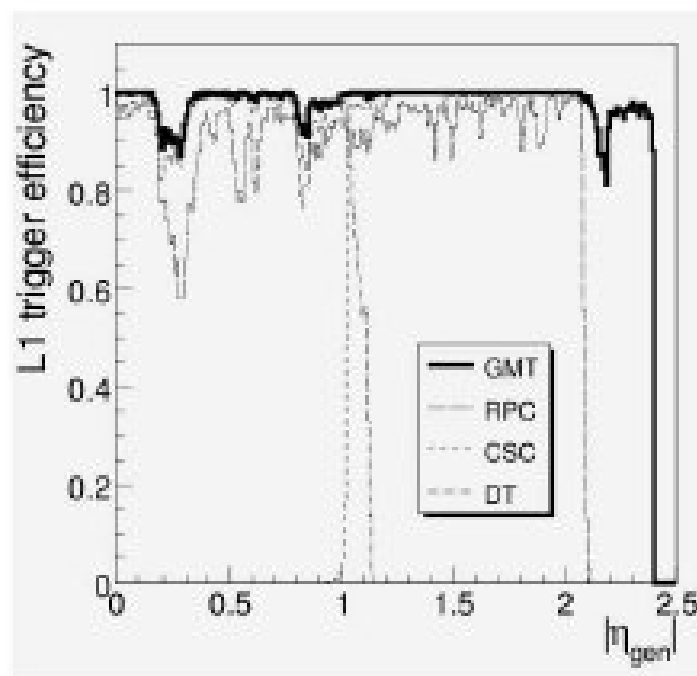
Os eventos selecionados são enviados para o sistema de computação do CMS, o qual cumpre as tarefas de armazenamento, calibração, reconstrução e análise de dados.

2.3.8 O Projeto Computacional do CMS

A computação é um aspecto fundamental para os experimentos do LHC. Estima-se que a quantidade de dados gerados por estes experimentos anualmente atinge a ordem de 15 Petabytes (15×10^6 Gigabytes). O tratamento deste enorme volume de dados requer a introdução do conceito de computação globalmente distribuída, conhecido como GRID, que vem se evidenciando como um novo paradigma computacional para a Física de Altas Energias. Através do uso desta tecnologia da informação, o sistema computacional do CMS poderá integrar os recursos disponíveis em centros computacionais distribuídos geograficamente em vários países. Estes centros possuem funções específicas dependendo da camada hierárquica em que se encontram, denominadas Tiers, conforme é descrito a seguir.

- O único centro Tier-0, localizado no CERN, estará diretamente conectado ao experimento para processamento inicial, arquivamento de dados e primeiros passos da

Figura 16 - Identificação de múons.



Legenda: Eficiência para identificar múons para o GMT e para os sub-sistemas de *trigger* DT, CSC e RPC.

Fonte: BAYATIAN et al., 2006, p. 128

reconstrução;

- O Tier-0 distribui dados primitivos para um conjunto de grandes centros Tier-1. Estes centros exercem tarefas como armazenamento de dados, reconstrução, calibração e serviços intensivos de análise;
- Uma grande quantidade de centros Tier-2, menores, mas possuindo processamento substancial, oferecem capacidade para análise, calibração e simulações Monte Carlo. É importante mencionar que um centro Tier-2 do CMS se encontra na Universidade do Estado do Rio de Janeiro, no Departamento de Física de Altas Energias do Instituto de Física.
- Por fim, os centros Tier-3, oferecem recursos interativos, principalmente, para grupos locais.

3 O MÉTODO DE ELEMENTO DE MATRIZ

3.1 Descrição do Método

A base de estudos em Física de Altas Energias é a habilidade de distinguir entre diferentes processos que tem assinatura de estado final semelhante a nível de detector. O caso mais simples consiste em construir um discriminante do observável reconstruído que seja capaz de separar sinal e fundo.

A capacidade do discriminante pode ser aprimorada usando algoritmos sofisticados como Redes Neurais ou *Boosted Decision Trees* (BDT) (HOCKER et al., 2007) que analisam a distribuição de eventos de Monte Carlo em relação a um grande número de observáveis.

O Método de Elemento de Matriz (MEM) é uma técnica mais avançada em relação às outras devido a sua abordagem diferente. Ao contrário dos métodos tradicionais que assumem a informação teórica através da forma das distribuições das variáveis cinemáticas no espaço de fase dos eventos simulados de Monte Carlo, o MEM usa uma função de densidade de probabilidade descrita pela amplitude de Feynman⁷ \mathcal{M} de um determinado processo (BILENKY, 1996). Sendo assim, essa abordagem dependente de modelo maximiza o uso da informação teórica e estima a probabilidade de que um evento observado, p^{obs} , seja compatível com um dado processo e descrito num modelo teórico bem definido caracterizado pela sua parametrização $\vec{\alpha}$.

Este método oferece uma análise evento-por-evento e é usado para medidas de precisão do Modelo Padrão ou para procuras de novas partículas. A probabilidade é obtida diretamente a partir da predição teórica para a seção de choque diferencial do processo de interesse e da resolução do detector. Essa probabilidade é então usada para medidas físicas de tal forma que a expressão matemática para a probabilidade do Elemento de Matriz depende da descrição do processo no colisor de hádrons assumindo a descrição correta da forma das distribuições das variáveis cinemáticas.

Essa descrição assume o teorema de fatorização da QCD entre o espalhamento duro dos constituintes do próton que interagem a curta distância e a evolução das partículas livres dentro do próton. Numa situação ideal em que a cinemática das partículas pode

⁷ Os diagramas de Feynman são representações das amplitudes das reações das partículas, por exemplo, espalhamentos e decaimentos.

ser medida pela interação dura, a probabilidade $P(p^{obs}|\vec{\alpha})$ é escrita da forma:

$$P_{ideal}(p^{obs}|\vec{\alpha}) = \frac{1}{\sigma_{\vec{\alpha}}} \int dq_1 dq_2 f(q_1) f(q_2) \int d\Phi |\mathcal{M}_{\vec{\alpha}}(p)|^2 \delta(p, p^{obs}) \quad (63)$$

Nessa equação, a primeira integral é a integral das funções de distribuição dos pártos (PDFs), que descrevem o espectro de energia dos pártos do estado inicial, sobre os 4-momenta q_1 e q_2 . A segunda integral é a integral da amplitude de probabilidade \mathcal{M} sobre o espaço de fase $d\Phi$ de um espalhamento.

O estado partônico associado ao processo considerado, p , é uma configuração do espaço de fase infinitesimal a nível partônico medido $d\Phi$. A amplitude de Feynman contém informação a nível partônico sobre o acoplamento das partículas, ressonâncias intermediárias descritas pela distribuição Breit-Wigner, presentes no processo considerado e correlação de spin. O último fator, a delta de Dirac, é o elemento de matriz que dá o nome ao método.

O fator de normalização da equação (63), $\sigma_{\vec{\alpha}}$, é escolhido de tal forma que a expressão possa ser interpretada como uma função de densidade de probabilidade sobre o espaço de fase dos eventos reconstruídos que satisfazem os critérios de seleção da análise:

$$\int dp^{obs} P_{ideal}(p^{obs}|\vec{\alpha}) = 1 \quad (64)$$

O espaço de fase é definido pela eficiência da aceitação, relativa à geometria do detector, à eficiência de detecção e reconstrução e à eficiência na seleção de eventos que podem ser combinados em um só fator de eficiência ϵ . Desta forma, o fator de normalização se torna $\sigma_{\vec{\alpha}} \rightarrow \sigma_{\vec{\alpha}}^{obs} = \sigma_{\vec{\alpha}} \times \text{eficiência}$.

Para uma caso mais realístico, tem-se que levar em consideração que ocorrem interações de longa distância de QCD também. Isto inclui fenômenos que ocorrem quando partículas com cor produzidas pela interação dura hadronizam produzindo jatos. De modo a incluir esses aspectos, um fator adicional é introduzido, a **função de transferência** $W(p, p^{obs})$.

A função de transferência é definida como uma probabilidade condicional, que descreve a transição entre o estado final (a nível de gerador) caracterizado pela sua cinemática e o estado final reconstruído associado (a nível de detector). A princípio, o conjunto de funções de transferência depende do detector e tem que ser extraído para cada processo considerado numa dada energia.

De acordo com essa descrição, uma forma de definir a probabilidade $P(p^{obs}|\vec{\alpha})$ consiste em assumir uma fatorização dos processos de acordo com a energia do fenômeno

que ocorre de uma colisão no detector, podendo ser escrito como:

$$P_{real}(p^{obs}|\vec{\alpha}) = \frac{1}{\sigma_{\vec{\alpha}}} \int dq_1 dq_2 f(q_1) f(q_2) |\mathcal{M}_{\vec{\alpha}}(p)|^2 W(p, p^{obs}) \quad (65)$$

Historicamente, esta formulação da probabilidade do Elemento de Matriz num colisor de hádrons foi introduzida no ano 2000 para realizar a medida da massa do quark top no Tevatron. O objetivo da análise com o MEM era utilizar mais informação com menos dependência do Monte Carlo. Em 2004, foi publicada a primeira medida completa da massa do quark top pelo experimento D0 (KROENINGER, 2004). O método também foi utilizado para medir a helicidade do bóson W a partir do decaimento do quark top (AALTONEN et al., 2012).

Nessa tese, apresento um estudo baseado no Método de Elemento de Matriz juntamente com seus aspectos, como a estimativa da função de transferência, para o processo de interesse, $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$, onde lépton corresponde a múon e elétron.

3.1.1 MadWeight

A integral da equação 65 é estimada numericamente pela técnica de Monte Carlo usando um pacote dedicado ao cálculo dos pesos chamada MadWeight (ARTOISENET; MATTELAER, 2008). Este pacote é construído em cima do MadGraph (ALWALL et al., 2014) que fornece a amplitude de Feynman do processo enquanto que a função de transferência é definida pelo usuário. No MadWeight existe a possibilidade de usar as funções pré-definidas de função de transferência ou criar a sua própria. Para esta análise, foi criada uma função de transferência da energia dos jatos do CMS para o processo $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ de forma a reproduzir bem os picos.

O MadWeight permite encontrar a probabilidade de que os eventos experimentais correspondam a um grande número de processos físicos. Embora o método tenha se difundido depois de seu sucesso, sua aplicação prática não é trivial. Isto se deve ao fato de que a obtenção dos pesos dos eventos envolve a computação numérica da integral de convolução do elemento de matriz ao quadrado com a função de resolução, individualmente, para cada evento. Esta tarefa requer o desenvolvimento de um código específico para cada processo de sinal e fundo (background), pois é necessário utilizar a expressão analítica do Elemento de Matriz do processo em questão, além das resoluções associadas aos objetos físicos (múons, elétrons, jatos ou fótons) presentes no estado final do processo. A partir destes ingredientes, realiza-se a integração numérica sobre espaço de fase via método de Monte Carlo. Nessa tese, o método de Monte Carlo utilizado foi o algoritmo adaptativo

Vegas ⁸ (LEPAGE, 1980).

A integração do espaço de fase envolve sérias dificuldades numéricas, devido a presença de singularidades dos propagadores do Elemento de Matriz, assim como das funções de resolução que podem ser representadas por gaussianas de pequena largura. Isso faz com que o integrando sofra variações de diversas ordens de magnitude em diferentes regiões do espaço de fase, tornando a integração altamente ineficiente. Para tornar a implementação viável em termos computacionais é necessário que a técnica de integração seja adaptada a cada caso. A princípio, espera-se que um algoritmo adaptativo tipo o Vegas seja capaz de lidar com integrandos singulares, porém ele só consegue ser eficiente para as chamadas singularidades fatorizáveis, onde estas aparecem alinhadas com os eixos das variáveis de integração e consequentemente podem ser escritas como um produto de funções singulares.

Isto significa que uma parametrização no espaço de fase tem de ser encontrada com o integrando na forma:

$$f(x) = \left(\prod_{i=1}^n P_i(x_i) \right) \times F(x) \quad (66)$$

As funções P_i podem variar abruptamente com o valor de uma única variável de integração x_i , enquanto $F(x)$ é essencialmente plana sob toda a região de integração. Se o integrando tem a forma da equação 66 acima na parametrização x , dizemos que todas as singularidades são fatorizáveis.

3.2 A função de transferência

A função de transferência $W(p, p^{obs})$ descrita na equação 65 pode, a princípio, depender tanto da topologia quanto da reconstrução de eventos. A função de transferência pode depender de tT , η e ϕ para todos os objetos do estado final e por isso pode ser uma função complicada. No entanto, aproximando, podemos simplifica-la drasticamente assumindo fatorização de diferentes partículas no estado final e das variáveis cinemáticas.

Assumindo que a energia e direção dos léptons são bem reconstruídos, a função de transferência usada para este objeto é uma função δ tridimensional.

A função de transferência da energia dos jatos leva em consideração a simulação da hadronização e do desenvolvimento do chuveiro partônico assim como resposta e resolução

⁸ Algoritmo capaz de lidar com singularidades.

do detector. Com essas suposições, a função de transferência do jato toma a forma:

$$W(p, p^{obs}) = \prod_i W_i(p_i, p_i^{obs}) \quad (67)$$

$$W_i(p_i, p_i^{obs}) = W_i(E_i, E_i^{obs}) W_i(\eta_i, \eta_i^{obs}) W_i(\phi_i, \phi_i^{obs}) \quad (68)$$

Além disso, nesse trabalho, também assume-se que a direção dos jatos é perfeitamente medida de forma que apenas a energia do jato permanece como uma incógnita não trivial.

O número de pares de [jato-gerado, jato-reconstruído], com energia do jato reconstruído entre E^{obs} e $E^{obs} + \delta E^{obs}$ e energia do jato gerado entre E e $E + \delta E$ é representada por $n(E^{obs}, E) \delta E^{obs} \delta E$ e pode ser escrita como:

$$n(E^{obs}, E) \delta E^{obs} \delta E = n(E) \delta E \times W^E(E, E^{obs}) \quad (69)$$

onde $n(E) \delta E$ representa o número de jatos gerados com energia entre E e $E + \delta E$.

Para reproduzir as distribuições de forma adequada, a função de transferência da energia dos jatos $W^E(E, E^{obs})$ é parametrizada como a soma de duas gaussianas que não são centralizadas no mesmo valor.

$$W^E(E, E^{obs}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}(a_2 + a_3 a_5)} \left[e^{-\frac{(E - E^{obs} - a_1)^2}{2a_2^2}} + a_3 e^{-\frac{(E - E^{obs} - a_4)^2}{2a_5^2}} \right] \quad (70)$$

O estudo de correspondência jato gerado - jato reconstruído foi feito usando amostra de Monte Carlo de sinal após aplicar todos os cortes que estão descritos no próximo capítulo.

Essa correspondência foi feita minimizando a distância angular:

$$\Delta R = \sqrt{(\eta^{RecoJet} - \eta^{GenJet})^2 - (\phi^{RecoJet} - \phi^{GenJet})^2} \quad (71)$$

3.3 Implementação no MadWeight

Como mencionado na seção 3.1.1, a integral da equação 65 é calculada através do MadWeight. Para isso, um arquivo em formato LHCO é usado como entrada contendo as informações cinemáticas dos eventos. Este arquivo é escrito num formato especial, como podemos ver no exemplo para $H \rightarrow WW \rightarrow e\nu jj$ abaixo:

#	typ	eta	phi	pt	jmass	ntrk	btag	had/em	dummy	dummy
0	1	0								
1	1	0.619	3.498	73.23	0.00	1.0	0.0	0.00	0.0	0.0
2	4	1.012	1.318	51.30	10.20	0.0	0.0	0.00	0.0	0.0
3	4	1.950	5.893	45.12	7.44	0.0	0.0	0.00	0.0	0.0
4	6	0.000	5.195	38.81	0.00	0.0	0.0	0.00	0.0	0.0

A primeira linha é comentada e indica o conteúdo de cada coluna. A linha seguinte começa com “0” e é seguida do número do novo evento (no exemplo acima, evento “1”). Em seguida, cada linha está relacionada com um objeto observável do evento. A segunda coluna indica o tipo do objeto, onde “1” corresponde a um elétron, “4” corresponde a um jato e “6” corresponde a MET (energia que não é detectada pelo detector, mas é esperada devido a leis de conservação de energia e momentum). Além disso, “0” corresponde a um fóton, “2” a um múon e “3” a tau decaindo hadronicamente. As colunas seguintes contêm os valores de pseudo-rapidez η , ângulo azimutal ϕ , momento transversal p_T e massa invariante do objeto.

Essas informações já seriam suficientes para obter as informações cinemáticas do evento. Porém, o arquivo contém outras informações sobre o evento que também podem ser usadas. A coluna “ntrk” é usada para indicar o número de tracks associado ao objeto. A oitava coluna indica se um jato que tenha sido identificado por alguma ferramenta do detector como composta por um quark-b (valores 1 ou 2) ou não (valor 0). A nona coluna, “had/em”, é a razão da energia depositada no calorímetro hadrônico e no calorímetro eletromagnético associada ao objeto. As duas últimas colunas, foram adicionadas no formato LHCO para uso futuro. No presente momento, os valores são sempre zero.

Para escrever essas variáveis no arquivo LHCO devemos seguir algumas normas. São elas:

- MadWeight não reconhece zero negativo. Dessa forma, todos os valores -0 devem ser substituídos por 0.0.
- ϕ deve ser escrito no intervalo de 0 a 2π , portanto o MadWeight não aceita valores negativos de ϕ .
- Todos os valores de massa menores que 0.001 GeV são substituídos por 0.
- A ordem das partículas também é relevante pois precisa ser consistente com a ordem das partículas na geração do processo.

Todos os eventos foram convertidos para o formato LHCO, para que pudessem ser utilizados no MadWeight como será demonstrado no capítulo seguinte.

4 PROCURA DO BÓSON DE HIGGS NO CANAL DE DECAIMENTO

$$H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu jj$$

4.1 Motivação

Como visto nos capítulos anteriores, o Modelo Padrão depende da existência do bóson de Higgs e a observação feita pelos experimentos CMS e ATLAS de um bóson de Higgs com massa de 125 GeV é consistente com os limites teóricos. No entanto, é importante continuar procurando por bósons de Higgs do Modelo Padrão para massas mais altas para confirmar as propriedades do bóson com 125 GeV e garantir que não haja outro bóson de Higgs ou garantir ou descobrir o outro Higgs que seria necessário em outros cenários. Esses outros cenários seriam, por exemplo, o modelo *two-higgs-doublet* ((BRANCO et al., 2012)) ou modelos onde o bóson de Higgs do Modelo Padrão associa com um singlete eletrofraco pesado ((BARGER et al., 2008)), que prevêem a existência de ressonâncias adicionais em alta massa, com acoplamentos similares ao Higgs do Modelo Padrão.

Sendo assim, o propósito desse trabalho é procurar por evidências do bóson de Higgs no canal de decaimento $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu jj$ usando o Método de Elemento de Matriz (MEM).

Essa análise foi realizada com dados do experimento CMS com uma luminosidade integrada de $19.3fb^{-1}$ ($19.2fb^{-1}$) para elétrons (múons) obtida com energia do centro de massa de $\sqrt{s} = 8$ TeV nas colisões próton-próton do ano de 2012.

O método de Elemento de Matriz também foi utilizado para outras análises do CMS relacionadas ao estudo do top quark, como por exemplo em medidas de correlação de spin em $t\bar{t}$ (KHACHATRYAN et al., 2016), em procuras pelo bóson de Higgs em associação com um top quark (KHACHATRYAN et al., 2015) e em medidas de seção de choque da produção de top quark único no canal t (KHACHATRYAN et al., 2014).

Esta, é a primeira vez que o método de Elemento de Matriz é aplicado no canal $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu jj$.

4.2 O Estado final

O estado final do decaimento do Higgs é caracterizado por um lépton, energia perdida e dois jatos hadrônicos vindos do W.

Tabela 5 - Amostra de dados

Nome da amostra	Tomada de dados (<i>runs</i>)
/SingleMu/Run2012A-13Jul2012-v1/AOD	190456-193621
/SingleElectron/Run2012A-13Jul2012-v1/AOD	
/SingleMu/Run2012A-recover-06Aug2012-v1/AOD	190782-190949
/SingleElectron/Run2012A-recover-06Aug2012-v1/AOD	
/SingleMu/Run2012B-13Jul2012-v1/AOD	193833-196531
/SingleElectron/Run2012B-13Jul2012-v1/AOD	
/SingleMu/Run2012C-24Aug2012-v1/AOD	198022-198913
/SingleElectron/Run2012C-24Aug2012-v1/AOD	
/SingleMu/Run2012C-PromptReco-v2/AOD	198934-203746
/SingleElectron/Run2012C-PromptReco-v2/AOD	
/SingleMu/Run2012D-PromptReco-v1/AOD	203894-208686
/SingleElectron/Run2012D-PromptReco-v1/AOD	

Legenda: A tabela mostra as amostras de dados utilizadas e os runs correspondentes.

Fonte: lnujj group twiki, 2012.

4.2.1 Amostras de dados

A amostra de dados usada nessa análise foi obtida pelo experimento CMS em 2012. Apenas tomada de dados (*runs*) e luminosidades certificadas foram consideradas, o que significa que requer-se um bom funcionamento de todos os subdetectores do CMS. A estatística total analisada corresponde a uma luminosidade integrada de $19.3fb^{-1}$ para elétrons.

A amostra de dados usada para esta análise e os *runs* correspondentes estão listados na tabela 5. Como indicado pelo nome das amostras, os dados foram coletados usando *high-level single lepton triggers*: um *trigger* que usa como requerimento de gatilho um elétron isolado com limiar de p_T 27 GeV e um *trigger* que usa como requerimento de gatilho um múon isolado com limiar de p_T de 24 GeV. Todas as amostras foram processadas usando a versão **CMSSW_5_3_2** do CMSSW, que é a coleção de *softwares* necessários para simulação, calibração, alinhamento e reconstrução de eventos para que a análise de dados possa ser realizada.

4.2.2 Amostras de simulação de Monte Carlo

Para essa análise, foram usadas amostras de sinal com hipótese de massa do Higgs variando entre 170 e 550 GeV. As amostras de fundo utilizadas nesse estudo estão listadas na tabela 6. Todas as amostras de MC consideradas nesta análise vieram da produção

oficial "Summer12_53X"⁹ e os eventos foram reconstruídos usando o CMSSW_5_3_X.

As amostras de simulação de sinal e de fundo, foram produzidas usando geradores de Monte Carlo. A fim de melhor reproduzir as condições de tomada de dados, onde existe uma probabilidade significativa de que mais do que dois protons interajam, eventos de empilhamento (*Pile-up*) (PU) foram adicionados. As interações das partículas com o detector foram reproduzidas através de uma simulação completa do detector. O gerador POWHEG (NASON, 2004), (FRIXIONE; NASON; OLEARI, 2007), (ALIOLI et al., 2010), (NASON; OLEARI, 2010) foi usado para produzir eventos de sinal enquanto que o cálculo do desenvolvimento do chuveiro partônico foi realizada com o PYTHIA6 (SJOSTRAND; MRENNNA; SKANDS, 2006).

⁹ A análise de dados do LHC no experimento CMS, requer a produção de uma grande número de eventos simulados. Essa produção de eventos é organizada em forma de campanhas, cada uma delas reproduzindo o detector e as condições de funcionamento do LHC.

Tabela 6 - Amostra de Monte Carlo

Amostra de Monte Carlo	
/W1JetsToLNu_TuneZ2Star_8TeV-madgraph/Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v1/AODSIM	
/W2JetsToLNu_TuneZ2Star_8TeV-madgraph/Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v1/AODSIM	
/W3JetsToLNu_TuneZ2Star_8TeV-madgraph/Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v1/AODSIM	
/W4JetsToLNu_TuneZ2Star_8TeV-madgraph/Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v1/AODSIM	
/WW_TuneZ2star_8TeV_pythia6_tauola/Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v1/AODSIM	
/WZ_TuneZ2star_8TeV_pythia6_tauola/Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v1/AODSIM	
/ZZ_TuneZ2star_8TeV_pythia6_tauola/Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v1/AODSIM	
/DYJetsToLL_M-50_TuneZ2Star_8TeV-madgraph-tarball/Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v1/AODSIM	
/TTJets_MassiveBinDECAY_TuneZ2star_8TeV-madgraph-tauola/Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v1/AODSIM	
/T_t-channel_TuneZ2star_8TeV-powheg-tauola/Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v1/AODSIM	
/Tbar_t-channel_TuneZ2star_8TeV-powheg-tauola/Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v1/AODSIM	
/T_s-channel_TuneZ2star_8TeV-powheg-tauola/Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v1/AODSIM	
/Tbar_s-channel_TuneZ2star_8TeV-powheg-tauola/Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v1/AODSIM	
/T_tW-channel-DR_TuneZ2star_8TeV-powheg-tauola/Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v1/AODSIM	
/Tbar_tW-channel-DR_TuneZ2star_8TeV-powheg-tauola/Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v1/AODSIM	
/GluGluToHToWWToLAndTauNuQQ_M-170_8TeV-powheg-pythia6/ajkumar-SQWAT_PAT_53X_Summer12_v1-829f288d768dd564418efaaf3a8ab9aa/USER	
/LQ-ggh180_SIM/zixu-SQWAT_PAT_53X_ggh180_v1-829f288d768dd564418efaaf3a8ab9aa/USER	
/LQ-ggh190_SIM/zixu-SQWAT_PAT_53X_ggh190_v1-829f288d768dd564418efaaf3a8ab9aa/USER	
/GluGluToHToWWToLAndTauNuQQ_M-200_8TeV-powheg-pythia6/shuai-SQWAT_PAT_53X_ggH200-829f288d768dd564418efaaf3a8ab9aa/USER	
/LQ-ggh250_SIM-new/shuai-SQWAT_PAT_53X_ggH250-829f288d768dd564418efaaf3a8ab9aa/USER	
/GluGluToHToWWToLAndTauNuQQ_M-300_8TeV-powheg-pythia6/shuai-SQWAT_PAT_53X_ggH300-829f288d768dd564418efaaf3a8ab9aa/USER	
/GluGluToHToWWToLAndTauNuQQ_M-350_8TeV-powheg-pythia6/shuai-SQWAT_PAT_53X_ggH350-central-829f288d768dd564418efaaf3a8ab9aa/USER	
/LQ-ggh400_SIM-new/shuai-SQWAT_PAT_53X_ggH400-829f288d768dd564418efaaf3a8ab9aa/USER	
/GluGluToHToWWToLAndTauNuQQ_M-450_8TeV-powheg-pythia6/zixu-SQWAT_PAT_53X_ggH450_v5-829f288d768dd564418efaaf3a8ab9aa/USER	
/LQ-ggh500_SIM-new/shuai-SQWAT_PAT_53X_ggH500-829f288d768dd564418efaaf3a8ab9aa/USER	
/GluGluToHToWWToLAndTauNuQQ_M-550_8TeV-powheg-pythia6/shuai-SQWAT_PAT_53X_ggH550-829f288d768dd564418efaaf3a8ab9aa/USER	

Legenda: A tabela mostra as amostras de Monte Carlo utilizadas.

Fonte: Inuij group twiki, 2012.

4.2.2.1 Amostras de Monte Carlo com eventos de fundo

A princípio, todos os processos onde exista a presença de um elétron ou múon, 2 jatos e energia perdida no detector devem ser considerados como possíveis fundos. Os mais relevantes são:

W + jatos: produção inclusiva de um único W que decai leptonicamente associado com quarks ou glúons que imitam o estado final e os produtos do decaimento hadrônico do W. Por ter uma seção de choque muito alta este é, de longe, o fundo mais importante para a análise.

Drell-Yan Z/γ^* + jatos: produção de um bóson único Z/γ^* associado com quarks ou glúons, onde um dos leptons não pode ser detectado devido a aceitação ou ineficiência, e a atividade hadrônica tem a mesma assinatura do estado final e os produtos do decaimento hadrônico do W.

WW: essa produção não-ressonante é um fundo irreduzível¹⁰.

WZ: é o caso de um Z decaindo hadronicamente, ou, de um W decaindo hadronicamente e um lépton do W não é identificado pelo detector.

ZZ: caso um Z decaia hadronicamente e um lépton não seja identificado pelo detector, esse processo também é um fundo.

$t\bar{t}$: pares de top quark são produzidos no LHC via fusão de glúons $gg \rightarrow t\bar{t}$ ou por aniquilação de quark de QCD $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$.

Produção de top único: que pode acontecer através de 3 diferentes canais:

1. canal-t: o top é produzido após uma interação quark-gluon com troca de um W virtual.
2. canal-s: o top é produzido em associação com um anti-bottom após a aniquilação de um par de quarks num vértice fraco.
3. canal-tW: o top é produzido em associação com um bóson vetorial carregado num processo fraco a partir de um par bottom-gluon no estado inicial.

Eventos multi-jatos de QCD: geram um fundo devido a probabilidade dos jatos serem reconstruídos como léptons.

¹⁰ Existem dois tipos de fundo, os redutíveis e os irreduzíveis. Fundos redutíveis são aqueles onde outras partículas podem imitar as partículas que estamos procurando, por exemplo, um elétron muito energético pode parecer com um fóton muito energético. Fundos irreduzíveis são aqueles onde as partículas do fundo são do mesmo tipo das partículas que estamos procurando.

4.3 Seleção de Eventos

A análise de dados utiliza o algoritmo de reconstrução padrão utilizado pela colaboração CMS. O PF2PAT foi o procedimento usado para definir as coleções de jatos *particle-flow*¹¹ (CMS COLLABORATION, 2009; CMS COLLABORATION, 2010b; CMS COLLABORATION, 2010a), léptons e MET consideradas na seleção de eventos.

O PAT, *Physics Analysis Toolkit* é um conjunto de ferramentas para análise física cujo objetivo é providenciar uma visão limpa do evento, sem contagem dupla da energia das várias partículas contidas no evento.

Os eventos consistem de várias coleções de objetos, como elétrons, jatos, e taus. Essas coleções são reconstruídas independentemente e podem se sobrepor. Por exemplo, um elétron isolado também pode ser reconstruído como um jato. O procedimento de limpeza do para reconstrução padrão se dá conforme os seguintes passos:

1. equiparar os objetos reconstruídos em uns com os outros.
2. decidir qual objeto manter em caso de sobreposição.
3. produzir coleções limpas sem sobreposição.

Por sua vez, o PF2PAT (*Particle Flow in the PAT*) faz uso dos seguintes recursos para fornecer coleções limpas dos objetos:

- não há dupla contagem da energia na lista de partículas, se assumirmos uma reconstrução perfeita do algoritmo *particle-flow*.
- todos os objetos físicos baseados em partículas são construídos direta ou indiretamente a partir desta lista de partículas.

4.3.1 Critérios de seleção para os elétrons (elétron + jatos)

Os elétrons são reconstruídos usando o algoritmo *gaussian-sum filter* (ELECTRON..., 2010) e devem passar os cortes de identificação de elétrons de acordo com a técnica de identificação multivariada (MULTIVARIATE..., 2014). Além disso, também exigimos

¹¹ algoritmo que visa reconstruir e identificar todas as partículas estáveis, isto é, elétrons, múons, fótons, hádrons carregados e hádrons neutros, com uma combinação completa de todos os subdetectores do CMS no sentido de uma determinação ideal da sua direção, energia e tipo.

Tabela 7 - Cortes de identificação e isolamento de elétron

valores de corte	$ \eta < 0.8$	$0.8 < \eta < 1.479$	$1.479 < \eta < 2.5$
ID MVA (tight lepton)	0.913	0.964	0.899
Isolation (tight lepton)	0.105	0.178	0.150
ID MVA (loose lepton)	0.877	0.811	0.707
Isolation (loose lepton)	0.426	0.481	0.390

Legenda: A tabela mostra os valores de corte para identificação e isolamento dos elétrons.

Fonte: Inujj group twiki, 2012.

que os elétrons estejam isolados. O isolamento de acordo com o algoritmo de reconstrução Particle-Flow é definido através da variável de isolamento relativo, como:

$$RelIso_{PF} = \frac{I_{CH} + \max(0, I_{NH} + I_{PHOTON} - (EA \cdot \rho))}{E_T} \quad (72)$$

onde I_{CH} , I_{NH} e I_{PHOTON} são, respectivamente, a soma do p_T dos hádrons carregados, a soma do p_T dos hádrons neutros e a variável de isolamento do fóton (usando um cone de isolamento de tamanho $\Delta R = 0.3$, conforme definido na equação 71). O Isolamento é corrigido pelas contribuições de pile-up usando a correção da área efetiva ($EA \cdot \rho$) onde EA é a área efetiva do cone e ρ é a densidade média da partícula neutra do evento.

Os cortes de identificação e isolamento utilizados são mostrados na tabela 7 e foram ajustados de forma que fosse possível obter a mesma eficiência (bin a bin) em relação ao working point (WP) usado na análise dos dados de 2011 (CMS COLLABORATION, 2012a).

Além disso, exige-se que:

- E_T do elétron > 30 GeV;
- Pseudorapidez < 2.5 . Aplicamos também, uma faixa de exclusão devido a região de transição entre o barril e as tampas do ECAL definida por $1.4442 < |\eta_{sc}| < 1.5660$, onde η_{sc} é a pseudorapidez do supercluster do ECAL.
- A fim de rejeitar eventos em que o candidato a elétron se origine de uma conversão de um fóton em um par e^+e^- , adotamos uma abordagem que usa a probabilidade de ajuste do vértice de uma conversão completamente reconstruída combinada com a exigência de que o número de camadas que são atingidas no Sistema de Trajetografias (*Inner Tracker*) deve ser exatamente zero. Isto é, não existe nenhuma camada do Sistema de Trajetografia que não seja atingida antes de que o elétron atinja o ECAL.

4.3.2 Critérios de seleção para os múons (μ + jatos)

Os objetos candidatos a múons são identificados por dois algoritmos diferentes (CHATRCHYAN et al., 2012b). O primeiro inicia a partir do Sistema de Trajetografias em direção ao calorímetro (*Tracker Muon*). O segundo começa a partir das trajetórias medidas nas câmaras de múons e as combina com as trajetórias reconstruídas através do Sistema de Trajetografias (*Global Muon*). Esses critérios de seleção estão resumidos abaixo:

- O candidato a muon deve ser reconstruído tanto como *Global muon* quanto como tracker muon;
- Número de pixels atingidos no tracker ≥ 1 ;
- Número de vezes que o sistema de múons do Global track foi atingido ≥ 1 ;
- p_T do múon > 25 ;
- Pseudorapidez do múon < 2.1 ;
- Parâmetro de impacto calculado com relação ao vértice primário, $d_0(PV) < 0.02$ cm;
- A fim de nos certificar que o múon selecionado e os jatos selecionados vêm da mesma interação dura e não de eventos de pile-up, exigimos que a coordenada z do vértice primário (PV) do evento e a coordenada z do vértice do Sistema de Trajetografia do múon coincidam dentro de uma distância de menos que 0.5 cm.
- O número de camadas de trackers atingidas a partir do tracker de múon tem que ser $N_{layers} > 5$.

O candidato a múon selecionado também deve estar isolado. O isolamento baseado no algoritmo *Particle-Flow* para múons é definido como:

$$RelIso_{PF} = \frac{I_{CH} + \max(0, I_{NH} + I_{PHOTON} - (0.5p_T^{sumPU}))}{p_T} \quad (73)$$

onde I_{CH} , I_{NH} e I_{PHOTON} são, respectivamente, o hádron carregado, o hádron neutro e as variáveis de isolamento do fóton, usando um cone de isolamento de 0.4. A variável do isolamento do hádron carregado usa os traços do vértice primário somente. As variáveis de isolamento do hádron neutro e do fóton são corrigidas pelas contribuições de pile-up usando a correção DeltaBeta ($0.5p_T^{sumPU}$). Exige-se que o múon tenha $RelIso_{PF} < 0.12$ para ser considerado isolado.

4.3.3 Cortes relaxados de elétrons

Com o intuito de rejeitar eventos que contenham mais de um lépton, definimos um *loose* elétron que tem cortes mais relaxados. Para isto, consideramos elétrons que tenham $p_T > 20$ GeV, $|\eta| < 2.5$ e que satisfaçam os cortes da tabela 7.

4.3.4 Cortes relaxados de múons

Da mesma forma que para elétron, definimos também um *loose* múon com cortes mais relaxados. Para isso, consideramos todos os *Global muons* que tenham $p_T > 10$ GeV e $|\eta| < 2.5$ e $RelIso_{PF} < 0.2$.

4.3.5 Critérios de seleção para os jatos e MET

A energia do jato medida no detector é tipicamente diferente da energia correspondente da partícula. A principal fonte que gera essa diferença é a resposta não uniforme e não linear do calorímetro em relação a chuviros de jato. Existem também efeitos relacionados a ruídos eletrônicos e contaminação de *pile-up*. O procedimento de correção de jatos consiste de uma série de correções que levam em consideração discrepâncias entre os jatos reconstruídos (resultado do algoritmo de jatos) e jatos gerados.

Os jatos são reconstruídos com algoritmo anti-KT¹² (CACCIARI; SALAM; SOYEZ, 2008), a partir de um conjunto de objetos reconstruídos pelo *Particle Flow*. Os jatos são corrigidos de forma que a energia do jato corrigido reproduza a energia da partícula inicial. O primeiro nível de correção, “L1”, remove a contribuição de energia vinda dos eventos de *pile-up* e efeitos de ruído eletrônico. O segundo passo da correção, “L2”, é uma correção relativa aplicada a eventos com dois jatos. Neste nível, a energia do jato é corrigida em função da pseudo-rapidez e do momento transversal do jato. O terceiro nível de correção, “L3”, é uma correção absoluta aplicada a fim de ajustar a média da energia do jato reconstruído a mesma quantidade do nível de gerador. As correções L2 e L3 são calculadas usando simulações de Monte Carlo. Desta forma, a correção residual L2L3 é aplicada para ajustar as discrepâncias entre Monte Carlo e dados.

Nessa análise exigimos que os eventos tenham 2 jatos com $p_T > 30$ GeV e $|\eta| < 2.4$ de forma que os jatos estejam dentro da aceitação (volume sensível do detector de trajetórias (*tracker*)) do Sistema de Trajetografia. Eventos com 3 jatos também são

¹² algoritmo utilizado para agrupar os jatos com relação a distância R.

aceitos desde que o terceiro jato tenha $p_T < 30$ GeV. Jatos de Pile-up são identificados e removidos com a ferramenta *PileupJetID*¹³ (CMS COLLABORATION, 2012b; CMS COLLABORATION, 2013a). A fim de reduzir as contribuições de jatos de decaimento do top, exigimos que cada jato esteja dentro da aceitação do detector e não seja etiquetado como contendo um quark b, que chamaremos *b-tagged* em inglês.

Para que múons e elétrons não sejam reconstruídos como jatos, retiramos da coleção de jatos qualquer jato que se encontre num cone de raio $R = 0.5$ em relação a um *loose elétron*. Esse processo de limpeza é aplicado para garantir que a mesma partícula não seja contada mais de uma vez como dois objetos físicos diferentes.

O evento deve ter um bom vértice primário (PV). Na prática, isso significa selecionar os vértices primários com a maior soma de p_T^2 dos traços a ele associado e que tenham um número de graus de liberdade ($ndof$) ≥ 4 , onde $ndof$ corresponde a soma ponderada do número de traços usados para construir o PV. Além disso, o PV deve estar localizado na região central do detector de $|z| \leq 24$ cm e $\rho \leq 2$ cm em torno do ponto de interação.

No canal elétron + jatos, selecionamos eventos que contenham exatamente 1 candidato a *tight electron* que corresponda aos critérios estabelecidos na seção 4.3.1 e rejeitamos eventos que contenham um *loose electron* além do *tight electron*. Nesse canal, estamos interessados somente em eventos que decaiam em elétrons e jatos, portanto rejeitamos todos os eventos que contenham um *loose muon*. Para o canal muon + jatos, fazemos de forma análoga.

Exigimos também que os eventos tenham energia transversa (MET) de 25 (30 GeV para múons (elétrons) e que a massa transversa do W ¹⁴ seja de pelo menos 30 GeV. Esses cortes tem o propósito de reduzir os fundos de produção de multijatos de QCD. Além disso, aplicamos também uma janela de corte na massa do dijet¹⁵ de forma que todos os eventos contidos no intervalo $W_{mass} - \sigma$ e $W_{mass} + \sigma$ seja selecionado. O cálculo do propagação de erro é encontrado no apêndice A.

¹³ A grande quantidade de empilhamento nas colisões no LHC aumenta em vários fatores a incidência de jatos. A ferramenta *PileupJetID* reduz a quantidade de jatos de empilhamento e preserva a razão de bons jatos que são identificados através das informações do vértice e do formato do jato.

¹⁴ Em colisores, no caso de um decaimento em duas partículas, a massa transversa é definida como:

$$M_T^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2(E_{T,1}E_{T,2} - \vec{p}_{T,1} \cdot \vec{p}_{T,2}) \quad (74)$$

(OLIVE et al., 2014)

¹⁵ Um evento de dijet é uma colisão entre partículas subatômicas que produzem dois jatos.

4.4 Eficiência de *trigger*

Juntamente com o processamento de amostras, o estudo de eficiência de trigger foi minha contribuição para o grupo de análise $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ do CMS, que analisa o mesmo decaimento analisado nesta tese, porém sem usar o método de elemento de matriz. Essas minhas contribuições foram também importantes para as seguintes análises:

- AN-2012/139: Search for a Higgs Boson in $qqH \rightarrow W[l\nu] + W[jj] + 2$ Tag Jets
- AN-2012/193: Search for the Standard Model Higgs boson in the $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ decay with 2012 data
- AN-2012/368: Search for the Standard Model Higgs boson in the $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ decay with 2012 HCP data
- AN-2012/463: Search for an SM-like Higgs boson in the $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ decay with the full 2012 data
- AN-2012/465: Search for a Higgs Boson in $qqH \rightarrow W[l\nu]W[jj] + 2$ Tag Jets at $\sqrt{s} = 8$ TeV
- AN-2013/139: Search for high mass exotic resonances decaying to WW in the semi-leptonic channel
- AN-2013/414: Semi-leptonic decay of HWW at high mass in exclusive jet bins

Além disso, como *service work*, contribuí com shifts de computação.

Quanto a eficiência de trigger, estimá-la é uma tarefa muito comum em análise de dados para Física de Altas Energias. Isso inclui eficiência em identificar os objetos (como elétrons e múons), a eficiência de *trigger* e eficiência em determinar certos tipos de processos. Para determinar a eficiência de *trigger*, pode-se usar 3 diferentes abordagens: “*Counting Method*”, “*Tag-and-Probe Method*” e “*Bootstrap Method*” (BEHNKE et al., 2013).

Em experimentos de colisores é impossível armazenar e processar todos os eventos disponíveis devido ao recurso de CPU e à capacidade de armazenamento serem finitos, e à limitação da taxa na qual os dados podem ser gravados e armazenados. Essas restrições fazem com que necessitemos de mecanismos de seleção rápidos e eficientes, os *triggers*, para distinguir entre eventos interessantes e eventos menos interessantes.

Os critérios de seleção são baseados em assinaturas de um evento característico, por exemplo: número e energia dos jatos, fótons, léptons e MET. Para a maioria das análises é crucial ter uma estimativa precisa da eficiência de *trigger*, sendo esta particularmente importante em medidas de seção de choque e em procuras por novas partículas.

Para essa análise, fizemos o estudo de eficiência de *trigger* usando o método de “Tag-and-Probe” que é uma forma elegante de estimar eficiência de *trigger* com apenas pequenas incertezas estatísticas e sem ser um método tendencioso. Eventos são selecionados conforme sua compatibilidade com um processo físico bem conhecido que é caracterizado por 2 objetos do mesmo tipo. Para determinar a eficiência do *trigger* de lépton, usa-se eventos em que um bóson Z é produzido e que decaia subsequentemente em 2 léptons (de mesmo tipo).

Requer-se que um desses léptons reconstruídos - chamado de *tag electron* ou *tag muon* - dispare o *trigger*. O segundo lépton é chamado de *probe electron* ou *probe muon*. A eficiência do *trigger* é estimada pela razão entre número de *probe leptons* passando pelo *trigger* e o número total de *probe leptons*.

A princípio, o método só é limitado pelo número de eventos de bósons Z e assim melhora conforme aumenta a luminosidade integrada. No entanto, o *tag electron* (*múon*) e o *probe electron* (*múon*) estão correlacionados cinematicamente. Além disso, a eficiência de *trigger* estimada é limitada pelas propriedades (cinemáticas etc.) do *probe lepton*. Isso leva a uma cobertura limitada do espaço de fase, por exemplo, para bósons Z com p_T muito alto. a cobertura pode ser estendida para baixo momento incluindo eventos contendo mésons J/ψ decaindo da mesma forma que os bósons Z.

4.4.1 Eficiência dos *trigger* de elétrons

A eficiência do elétron é definida em relação ao supercluster do ECAL reconstruído e pode ser fatorizado em 3 componentes:

$$\epsilon_{total} = \epsilon_{Reco} \cdot \epsilon_{Id} \cdot \epsilon_{HLT} \quad (75)$$

A eficiência de reconstrução RECO caracteriza a transição de um supercluster no calorímetro eletromagnético para um elétron “Particle-Flow” reconstruído. A capacidade de um elétron reconstruído passar por uma seleção offline que consiste em vários critérios de seleção e identificação é dada pela eficiência de identificação ϵ_{Id} . Por fim, o elétron selecionado tem uma certa probabilidade de disparar o *high level trigger* e a eficiência em preencher os requerimentos do HLT é representada por ϵ_{HLT} . Para dados, o *trigger* de *Single Electron* é utilizado como nível HLT enquanto que para MC os requerimentos do HLT não existem.

Uma vez que a eficiência HLT é igual a 100% para MC, a eficiência HLT medida nos dados é aplicada diretamente na análise das amostras de MC. As duas outras eficiências são calculadas tanto para MC quanto para dados de forma que um fator de escala dados/MC

Tabela 8 - Eficiência do *trigger* de elétron.

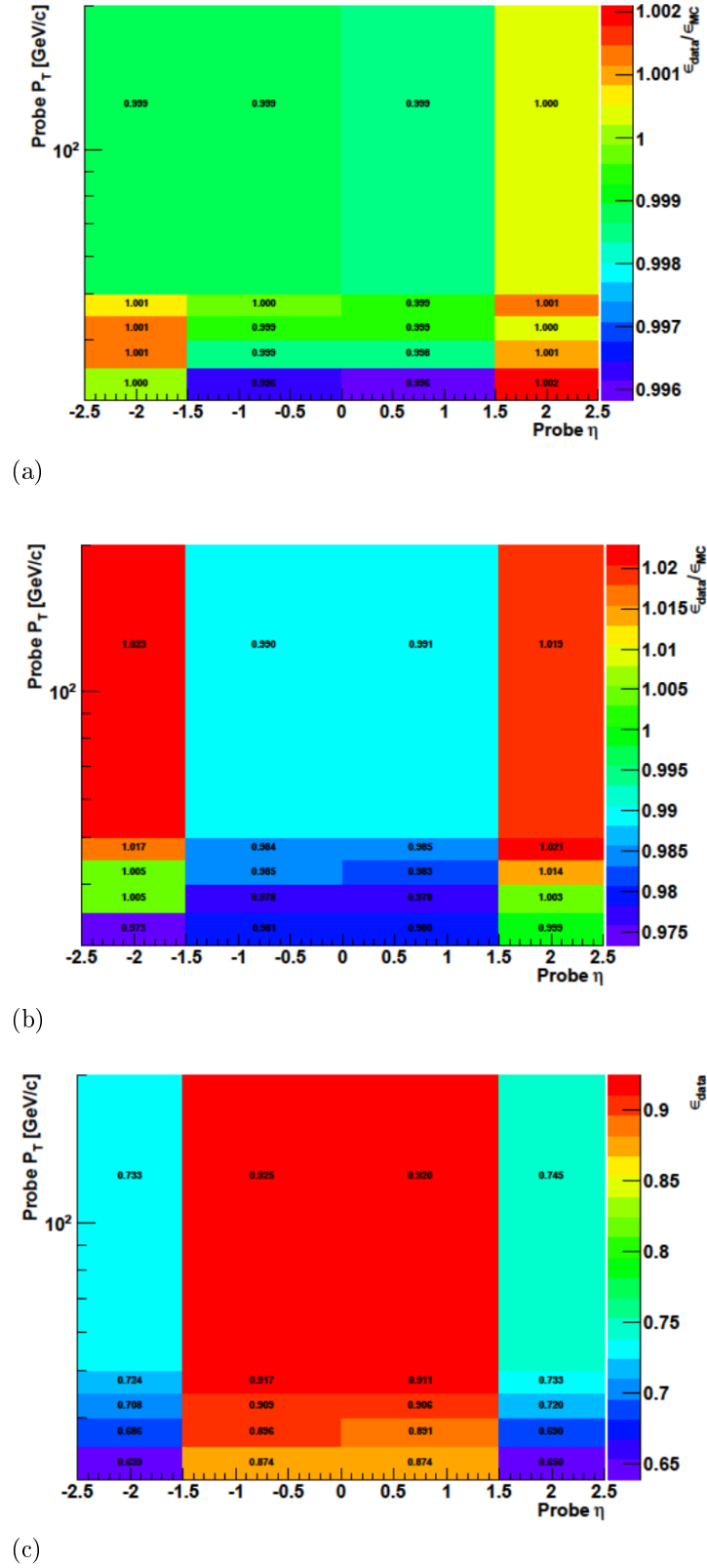
$p_{T,min}(GeV)$	$p_{T,max}(GeV)$	η_{min}	η_{max}	$\epsilon_{Reco,data}/\epsilon_{Reco,mc}$	$\epsilon_{Id,data}/\epsilon_{Id,mc}$	$\epsilon_{HLT,data}$
30	35	-2.5	-1.5	1.000 ± 0.002	0.973 ± 0.004	0.639 ± 0.003
30	35	-1.5	0	0.996 ± 0.001	0.981 ± 0.003	0.874 ± 0.001
30	35	0	1.5	0.996 ± 0.001	0.980 ± 0.003	0.874 ± 0.001
30	35	1.5	-2.5	1.002 ± 0.001	0.999 ± 0.004	0.650 ± 0.003
35	40	-2.5	-1.5	1.001 ± 0.001	1.005 ± 0.003	0.686 ± 0.002
35	40	-1.5	0	0.999 ± 0.001	0.978 ± 0.002	0.896 ± 0.001
35	40	0	1.5	0.998 ± 0.001	0.978 ± 0.002	0.891 ± 0.002
35	40	1.5	-2.5	1.001 ± 0.001	1.003 ± 0.085	0.690 ± 0.002
40	45	-2.5	-1.5	1.001 ± 0.001	1.005 ± 0.003	0.708 ± 0.002
40	45	-1.5	0	0.999 ± 0.001	0.985 ± 0.001	0.909 ± 0.001
40	45	0	1.5	0.999 ± 0.001	0.983 ± 0.001	0.906 ± 0.001
40	45	1.5	-2.5	1.000 ± 0.001	1.014 ± 0.003	0.720 ± 0.002
45	50	-2.5	-1.5	1.001 ± 0.001	1.017 ± 0.003	0.724 ± 0.002
45	50	-1.5	0	1.000 ± 0.001	0.984 ± 0.002	0.917 ± 0.001
45	50	0	1.5	0.999 ± 0.001	0.985 ± 0.002	0.911 ± 0.001
45	50	1.5	-2.5	1.001 ± 0.001	1.021 ± 0.003	0.733 ± 0.002
50	200	-2.5	-1.5	0.999 ± 0.001	1.023 ± 0.003	0.733 ± 0.003
50	200	-1.5	0	0.999 ± 0.001	0.990 ± 0.002	0.925 ± 0.001
50	200	0	1.5	0.999 ± 0.001	0.991 ± 0.003	0.920 ± 0.001
50	200	1.5	-2.5	1.000 ± 0.001	1.019 ± 0.003	0.745 ± 0.003

Legenda: Eficiência do *trigger* de elétron e fatores de escala dados/MC para elétrons de supercluster elétrons reconstruídos (ϵ_{reco}), de reconstruído para elétron selecionados (ϵ_{Id}) e de selecionado para elétrons HLT (ϵ_{HLT}).

Fonte: A autora, 2016.

pode ser aplicado em outros casos. Como a eficiência depende tanto de pT quanto de η do elétron, as medidas são definidas nos intervalos (30, 35, 40, 45, 50, 200) para pT e $(-2.5, -1.5, 0, 1.5, 2.5)$ para η do *probe electron*. Os resultados para a eficiência e para os fatores de escala estão resumidos na tabela 8 e figura 17.

Figura 17 - Eficiência do *trigger* de elétron.



Legenda: Eficiência de elétron e fatores de escala dados/MC para elétrons de supercluster elétrons reconstruídos ϵ_{reco} (a), de reconstruído para elétron selecionados ϵ_{Id} (b) e selecionado para elétrons HLT ϵ_{HLT} (c).

Fonte: A autora, 2016.

Conforme a tabela 8 e a figura 17, podemos observar que a eficiência HLT para elétrons, ϵ_{HLT} é excelente para valores de $-1.5 < \eta < 1.5$. Para valores de η fora dessa região, a eficiência HLT é um pouco mais baixa. Além disso, observa-se também que o valor da eficiência é melhor para valores mais altos de P_T .

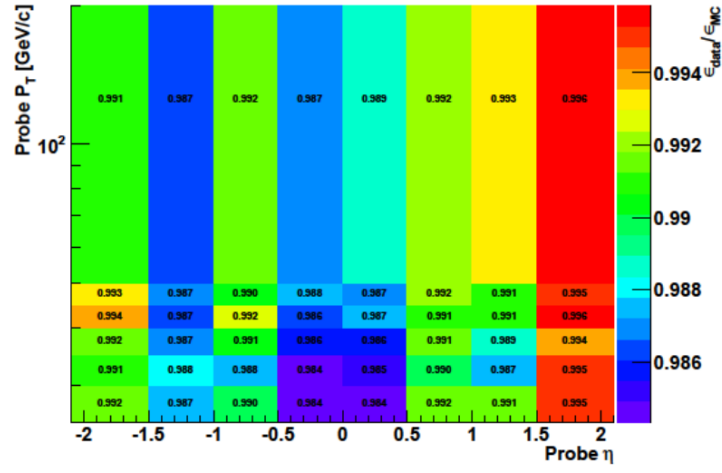
4.4.2 Eficiência dos *trigger* de múons

Para o caso de múons, a eficiência total tem uma expressão similar a equação 75 dos elétrons. ϵ_{RECO} descreve a capacidade em reconstruir um múon *Particle-Flow* a partir dos traços da partícula e pode-se assumir igual a 1 (CHATRCHYAN et al., 2012b). A eficiência de identificação ϵ_{Id} nos dá a estimativa de que um múon reconstruído passe os critérios de seleção offline. Esta pode ser computada tanto para dados quanto para Monte Carlo e assim, podemos estabelecer um fator de escala como sendo a razão entre as duas eficiências.

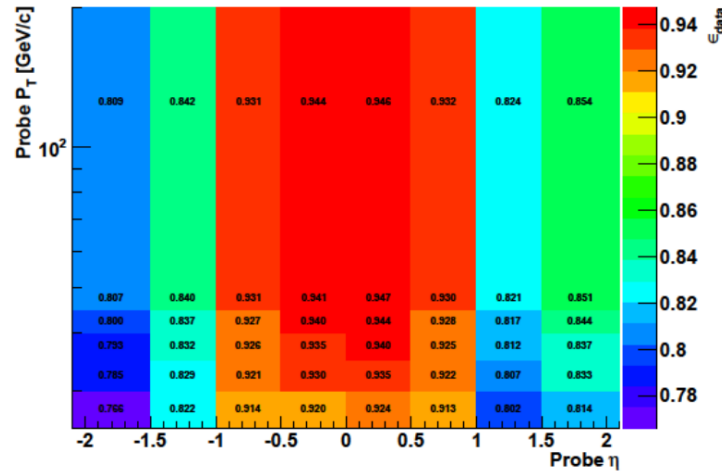
A eficiência de *trigger* ϵ_{HLT} é a fração de múons selecionados que cumprem os requisitos do HLT e, uma vez que os requerimentos do HLT são descartados sobre a análise em MC, a eficiência computada nos dados é usada diretamente para corrigir a estimativa do Monte Carlo.

Como a eficiência de múon depende tanto de p_T quanto de η , as medidas são definidas nos intervalos (25, 30, 35, 40, 45, 50, 200) para p_T e $(-2.1, -1.5, -1.0, -0.5, 0, 0.5, 1.0, 1.5, 2.1)$ para η do *probe muon* (similar ao caso de elétron). Os resultados para a eficiência e para os fatores de escala estão resumidos nas tabelas 9 e 10 e figura 18.

Figura 18 - Eficiência do *trigger* de múon.



(a)



(b)

Legenda: (a) Fatores de escala (SF) de múons de múons reconstruídos para múons seleccionados $\epsilon_{ID,data}/\epsilon_{ID,mc}$ e (b) eficiência de múons seleccionados para múons HLT $\epsilon_{HLT,data}$.

Fonte: A autora, 2016.

Tabela 9 - Eficiência do *trigger* de múon.

$p_{T,min}(GeV)$	$p_{T,max}(GeV)$	η_{min}	η_{max}	$\epsilon_{Id,data}/\epsilon_{Id,mc}$	$\epsilon_{HLT,data}$
25	30	-2.1	-1.5	0.992 ± 0.00	0.766 ± 0.003
25	30	-1.5	-1.0	0.987 ± 0.003	0.822 ± 0.003
25	30	-1.0	-0.5	0.990 ± 0.003	0.914 ± 0.002
25	30	-0.5	0	0.984 ± 0.003	0.920 ± 0.002
25	30	0	0.5	0.985 ± 0.003	0.924 ± 0.002
25	30	0.5	1.0	0.992 ± 0.003	0.913 ± 0.002
25	30	1.0	1.5	0.991 ± 0.003	0.802 ± 0.003
25	30	1.5	2.1	0.995 ± 0.002	0.814 ± 0.003
30	35	-2.1	-1.5	0.991 ± 0.002	0.785 ± 0.002
30	35	-1.5	-1.0	0.988 ± 0.002	0.829 ± 0.002
30	35	-1.0	-0.5	0.988 ± 0.002	0.921 ± 0.002
30	35	-0.5	0	0.984 ± 0.002	0.930 ± 0.001
30	35	0	0.5	0.985 ± 0.002	0.935 ± 0.001
30	35	0.5	1.0	0.990 ± 0.002	0.922 ± 0.002
30	35	1.0	1.5	0.987 ± 0.002	0.807 ± 0.002
30	35	1.5	2.1	0.995 ± 0.002	0.833 ± 0.002
35	40	-2.1	-1.5	0.992 ± 0.002	0.793 ± 0.002
35	40	-1.5	-1.0	0.987 ± 0.002	0.832 ± 0.002
35	40	-1.0	-0.5	0.991 ± 0.002	0.926 ± 0.001
35	40	-0.5	0	0.986 ± 0.002	0.935 ± 0.001
35	40	0	0.5	0.986 ± 0.002	0.940 ± 0.001
35	40	0.5	1.0	0.991 ± 0.002	0.925 ± 0.001
35	40	1.0	1.5	0.989 ± 0.002	0.812 ± 0.002
35	40	1.5	2.1	0.994 ± 0.002	0.837 ± 0.002
40	35	-2.1	-1.5	0.994 ± 0.002	0.800 ± 0.002
40	45	-1.5	-1.0	0.987 ± 0.001	0.837 ± 0.002
40	45	-1.0	-0.5	0.992 ± 0.001	0.927 ± 0.001
40	45	-0.5	0	0.986 ± 0.001	0.940 ± 0.001
40	45	0	0.5	0.987 ± 0.001	0.944 ± 0.001
40	45	0.5	1.0	0.991 ± 0.001	0.928 ± 0.001
40	45	1.0	1.5	0.991 ± 0.001	0.817 ± 0.002
40	45	1.5	2.1	0.996 ± 0.001	0.844 ± 0.002
45	50	-2.1	-1.5	0.993 ± 0.002	0.807 ± 0.002
45	50	-1.5	-1.0	0.987 ± 0.002	0.840 ± 0.002
45	50	-1.0	-0.5	0.990 ± 0.001	0.931 ± 0.001
45	50	-0.5	0	0.988 ± 0.002	0.941 ± 0.001
45	50	0	0.5	0.987 ± 0.002	0.947 ± 0.001
45	50	0.5	1.0	0.992 ± 0.001	0.930 ± 0.001
45	50	1.0	1.5	0.991 ± 0.002	0.821 ± 0.002
45	50	1.5	2.1	0.995 ± 0.002	0.851 ± 0.002

Legenda: Eficiência do HLT do *trigger* de múon e fatores de escala dados/MC para valores de η até 50 GeV.

Fonte: A autora, 2016.

Tabela 10 - Eficiência do *trigger* de múon.

$p_{T,min}$	$p_{T,max}$	η_{min}	η_{max}	$\epsilon_{Id,data}/\epsilon_{Id,mc}$	$\epsilon_{HLT,data}$
50	200	-2.1	-1.5	0.991 ± 0.002	0.809 ± 0.002
50	200	-1.5	-1.0	0.987 ± 0.002	0.842 ± 0.002
50	200	-1.0	-0.5	0.992 ± 0.002	0.931 ± 0.001
50	200	-0.5	0	0.987 ± 0.002	0.944 ± 0.001
50	200	0	0.5	0.989 ± 0.002	0.946 ± 0.001
50	200	0.5	1.0	0.992 ± 0.002	0.932 ± 0.001
50	200	1.0	1.5	0.993 ± 0.002	0.824 ± 0.002
50	200	1.5	2.1	0.996 ± 0.002	0.854 ± 0.002

Legenda: Eficiência do HLT do *trigger* de múon e fatores de escala dados/MC para $50 < \eta < 200$.

Fonte: A autora, 2016.

Já para múons, podemos observar, conforme as tabelas 9 e 10 e a figura 18, que a eficiência HLT é maior que 90% para valores de $-1.0 < \eta < 1.0$ e um pouco menor nas demais regiões de η ($-2.1 < \eta < -1.0$ e $1.0 < \eta < 2.1$). Assim como para o caso de elétrons, também observa-se maiores valores de eficiência para maiores valores de P_T .

4.5 Comparação Dados vs Monte Carlo

Para avaliar a qualidade do Monte Carlo, comparamos a forma das distribuições das simulações de Monte Carlo do fundo com os dados após aplicar os critérios de seleção descritos na seção 4.3. Todas as amostras de Monte Carlo devem ser normalizadas por um peso de forma que a quantidade de eventos na amostra de dados seja similar a soma da quantidade de eventos nas amostras de Monte Carlo. A cada amostra de Monte Carlo aplicamos a seguinte normalização.

$$w = \frac{L_{DATA}}{L_{MC}}, \quad (76)$$

onde

$$L_{MC} = \frac{N_{GERADO}}{\sigma_{MC}}. \quad (77)$$

e σ_{MC} a seção de choque. Dessa forma, obtemos o peso a ser aplicado a cada amostra de MC:

$$w = \frac{\sigma_{MC} L_{DATA}}{N_{GERADO}} \quad (78)$$

Na primeira coluna da tabela 11 podemos ver todos os processos de MC usados, na segunda e quarta coluna vemos o valor do peso a ser aplicado nos eventos que passam os critérios de seleção para os canais $e + \text{jatos}$ e $\mu + \text{jatos}$, respectivamente. Por fim, a terceira e quinta coluna apresentam o número de eventos em cada amostra já multiplicado pelo seu respectivo peso, pela eficiência de *trigger* e pile-up, para ambos os canais. A penúltima linha mostra a soma de todos os eventos de Monte Carlo, sinal e fundo, enquanto a penúltima linha mostra o total de eventos de dados.

As figuras 19, 20, 21 e 22 mostram a distribuição para algumas variáveis cinemáticas para o canal elétron + jatos enquanto as figuras 23, 24, 25 e 26 mostram a distribuição para várias variáveis cinemáticas para o canal múon + jatos. A Figura 27 mostra a distribuição da massa invariante de 4 corpos para as amostras de fundo nos canais elétron + jatos e múon + jatos. Vale ressaltar que as amostras de Monte Carlo foram corrigidas em relação a eficiência de reconstrução dos léptons e eficiência de *trigger*.

A fim de reduzir ainda mais o volume de eventos de fundo, ajustou-se uma gaussiana na distribuição da massa de 4 corpos nas amostras de sinal, selecionando assim, os eventos que estavam a menos de 1 desvio padrão da média para cada hipótese de massa estudada (figuras 28 e 29).

Nas figuras 19 a 29, os dados são representados por cruzes, enquanto o Monte Carlo é representado pela parte preenchida dos histogramas. A discrepância observada nos gráficos se dá pelo fato de que apenas os principais fundos estão incluídos nesse estudo, ficando de fora os menos relevantes. Os fundos representados nas figuras 19 a 27 são:

Vjets: eventos de backgrounds de bósons vetoriais mais jatos. Equivalente a “W + 1Jato”, “W + 2Jatos”, “W + 3Jatos”, “W + 4Jatos” e “Z + Jatos” da tabela 11.

Top: eventos de fundo envolvendo o quark top. Equivalente a “TTbar”, “STopS-T”, “STopS-Tbar”, “STopT-T”, “STopT-Tbar”, “STopTW-T” e “STopTW-Tbar” da tabela 11.

WW/WZ/ZZ: eventos de fundo diboson. Equivalente a “WW” e “WZ” da tabela 11. O processo “ZZ” não possui quantidade significativa de eventos de fundo e por isso não foi adicionado. Apesar disso, esse processo consta na legenda apenas por questão de completeza.

Para melhor visualização da contribuição de cada fundo, nas figuras 28 e 29, os eventos

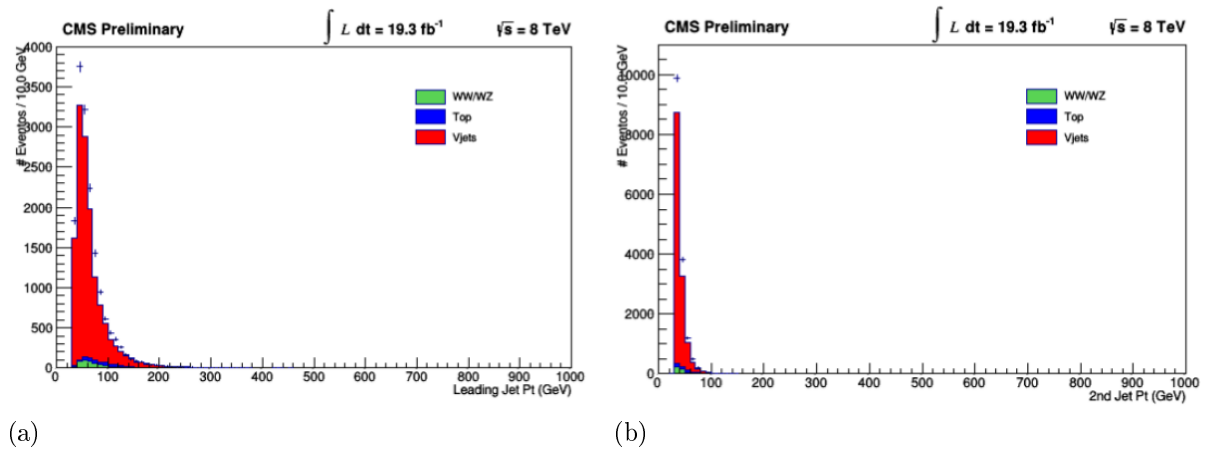
Tabela 11 - Seleção de eventos para o canal de elétron + jatos e múon + jatos para todas as amostras de Monte Carlo.

Amostra	e channel		μ channel	
	w_{MC}	$N_{Selecionado}$	w_{MC}	$N_{Selecionado}$
sinal mH = 170	0.202	7.45	0.203	21.9
sinal mH = 180	0.178	17.53	0.178	25.79
sinal mH = 190	0.135	18.46	0.136	33.25
sinal mH = 200	0.111	20.75	0.112	35.15
sinal mH = 250	0.071	32.20	0.071	44.96
sinal mH = 300	0.051	31.91	0.051	43.46
sinal mH = 350	0.050	43.29	0.051	49.61
sinal mH = 400	0.037	33.35	0.037	41.46
sinal mH = 450	0.024	21.78	0.024	28.08
sinal mH = 500	0.015	13.17	0.015	16.28
sinal mH = 550	0.010	8.55	0.010	10.78
W+1Jato	6.052	575.52	6.084	927.6
W+2Jatos	1.181	8171.07	1.187	11710.73
W+3Jatos	0.768	3115.73	0.772	4451.0
W+4Jatos	0.371	284.5	0.373	426.56
Z+Jatos	2.223	710.74	2.238	1403.14
WW	0.110	420.64	0.111	559.8
WZ	0.062	98.76	0.062	6.33
TTbar	0.704	241.49	0.708	344.0
STopS-T	0.288	0.91	0.289	1.5
STopS-Tbar	0.241	0.82	0.242	1.73
STopT-T	0.284	3.05	0.285	20.5
STopT-Tbar	0.241	10.97	0.242	14.16
STopTW-T	0.431	31.28	0.433	45.5
STopTW-Tbar	0.435	44.14	0.437	62.9
MC Total		13958.06		20326.17
Dados		15787		21854

Legenda: A tabela mostra o peso a ser aplicado a cada amostra de Monte Carlo para fins de normalização, e o número final de eventos na mesma para os canais e + jatos e μ + jatos.

Fonte: A autora, 2016.

Figura 19 - Distribuição de P_T dos jatos para elétron + jatos.

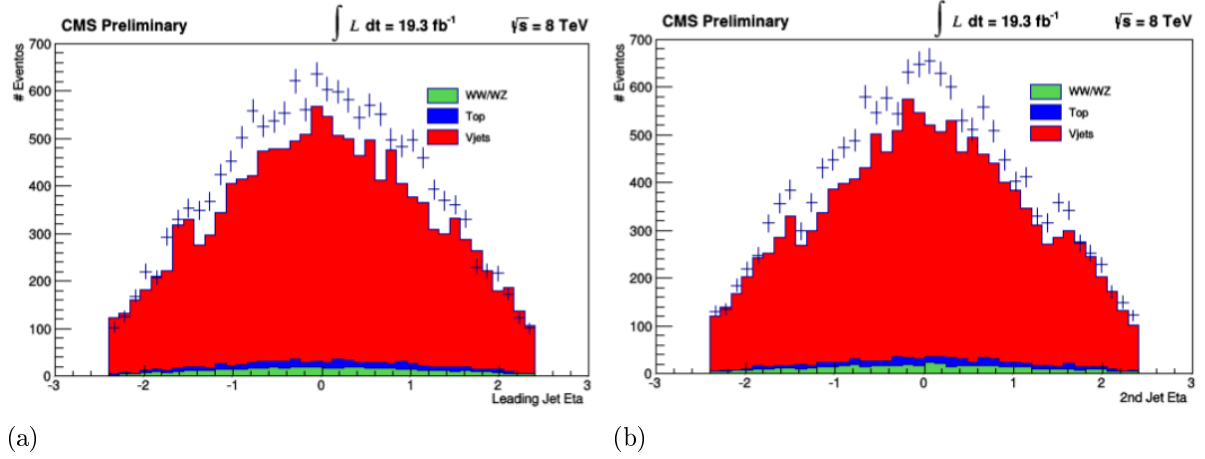


Legenda: Comparação das distribuições de P_T (a) do primeiro jato (de maior P_T) e (b) do segundo jato (de menor P_T) para os eventos selecionados de dados e MC.

Fonte: A autora, 2016.

foram separados de forma diferenciada de forma que ficasse nítido que o fundo $W + \text{jatos}$ é o que mais contribui.

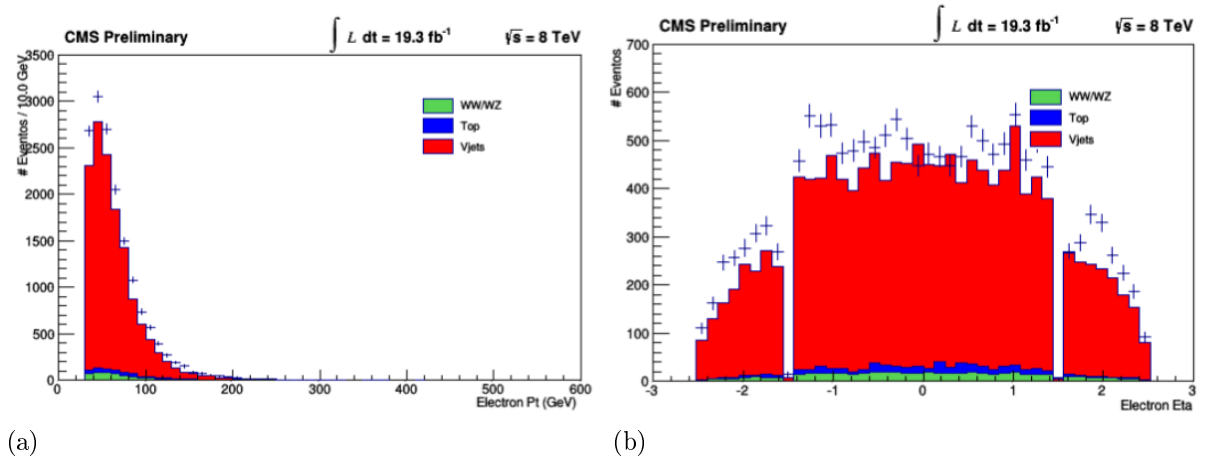
Figura 20 - Distribuição de η dos jatos para elétron + jatos.



Legenda: Comparação das distribuições de η (a) do primeiro e (b) do segundo jato para os eventos selecionados de dados e MC.

Fonte: A autora, 2016.

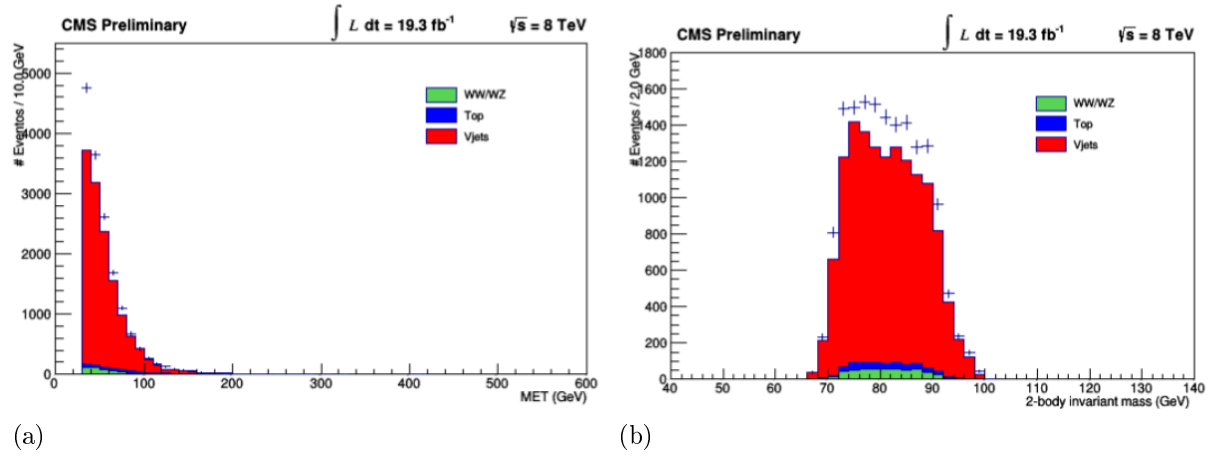
Figura 21 - Distribuição de P_T e η dos jatos para elétron + jatos.



Legenda: Comparação das distribuições de P_T (a) e η (b) para os elétrons dos eventos selecionados de dados e MC.

Fonte: A autora, 2016.

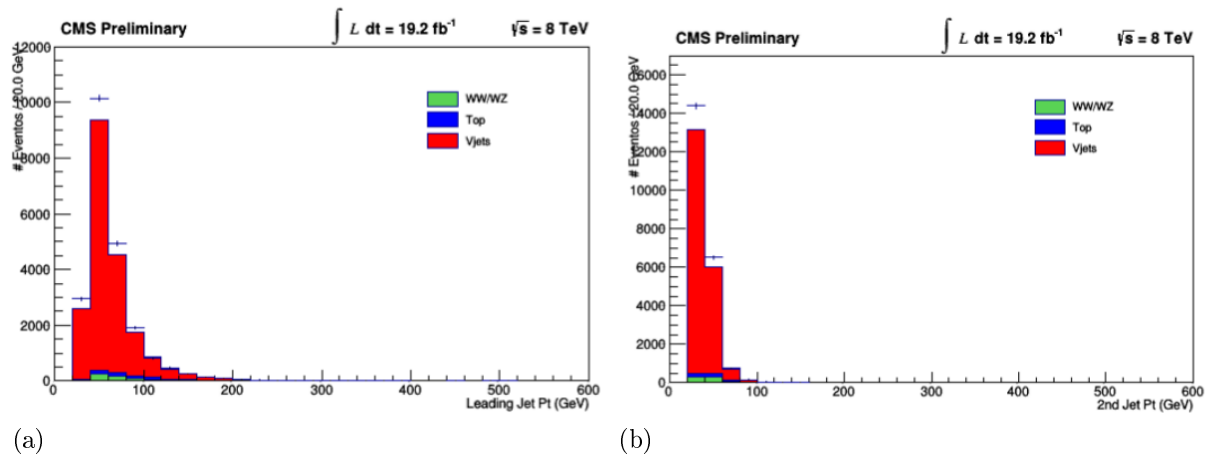
Figura 22 - Distribuição de MET e massa do dijet para elétron + jatos.



Legenda: Comparação das distribuições de (a) MET e (b) da massa do dijet para os eventos selecionados de dados e MC.

Fonte: A autora, 2016.

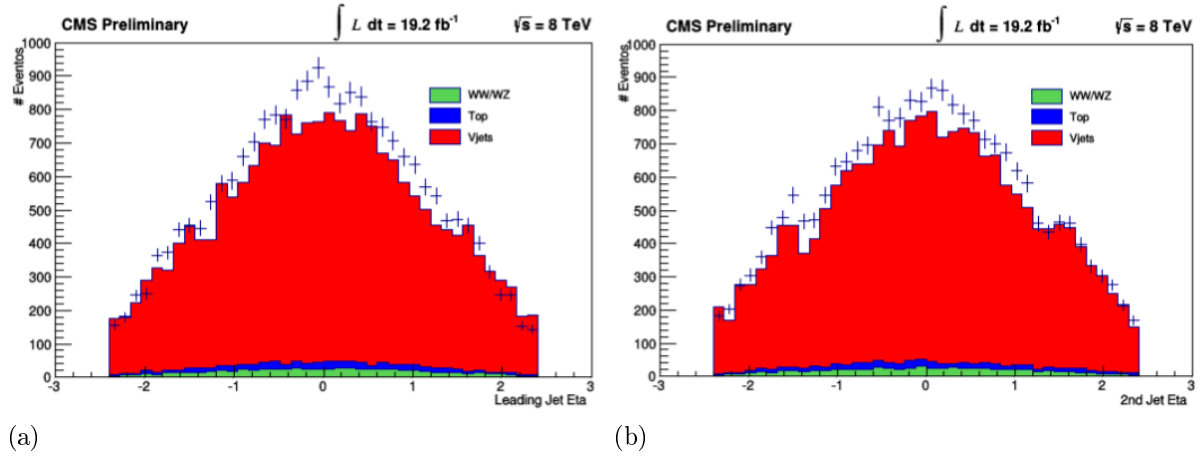
Figura 23 - Distribuição de P_T dos jatos para múon + jatos.



Legenda: Comparação das distribuições de P_T (a) do primeiro e (b) do segundo jato para os eventos selecionados de dados e MC.

Fonte: A autora, 2016.

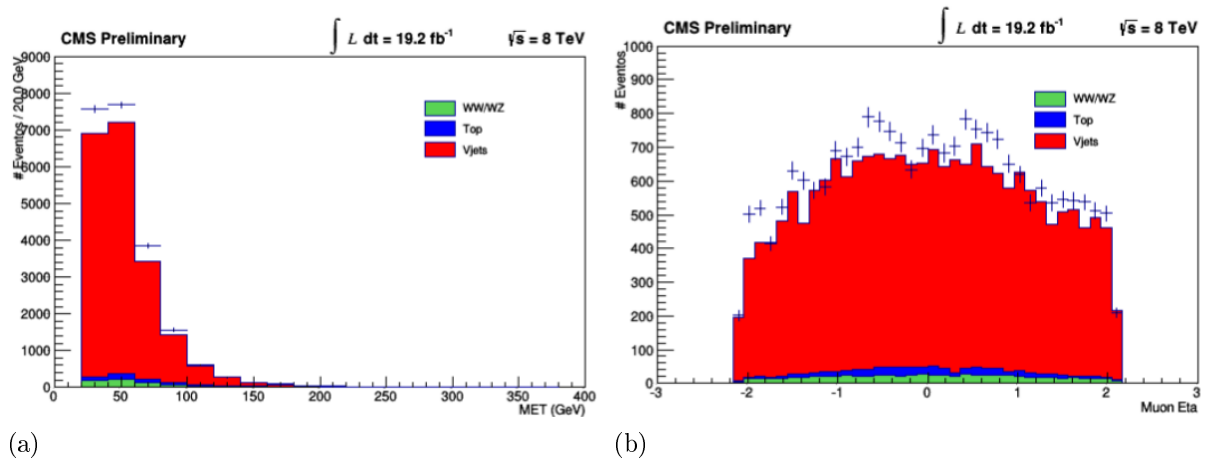
Figura 24 - Distribuição de η dos jatos para múon + jatos.



Legenda: Comparação das distribuições de η (a) do primeiro e (b) do segundo jato para os eventos selecionados de dados e MC.

Fonte: A autora, 2016.

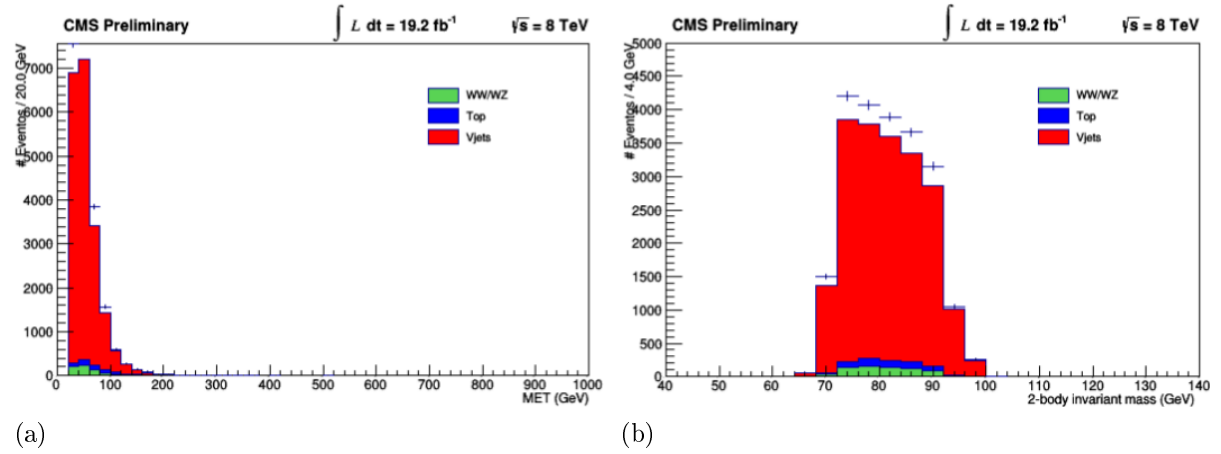
Figura 25 - Distribuição de P_T e η dos múons para múon + jatos.



Legenda: Comparação das distribuições de (a) P_T e (b) η para os múons dos eventos selecionados de dados e MC.

Fonte: A autora, 2016.

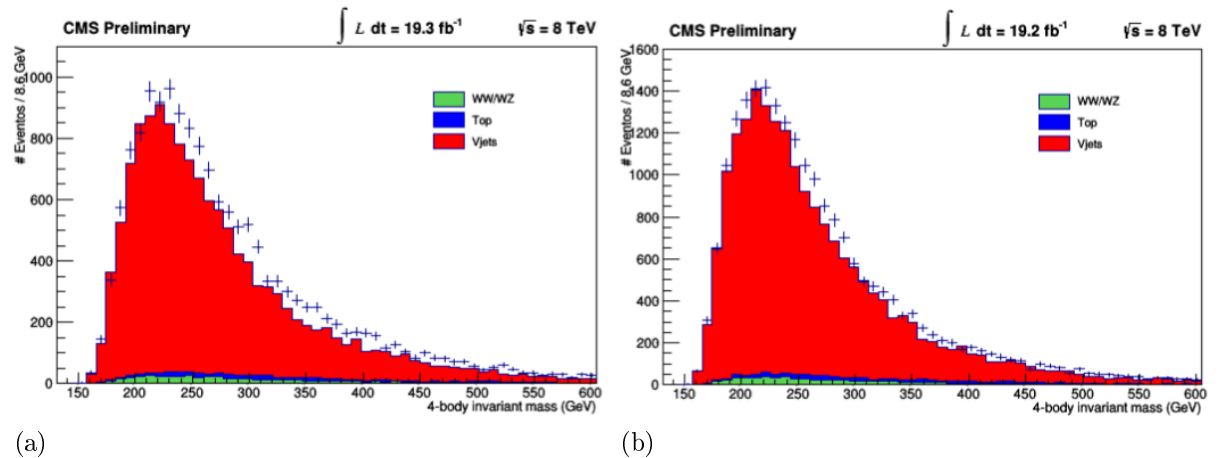
Figura 26 - Distribuição de MET e massa do dijet para múon + jatos.



Legenda: Comparação das distribuições de (a) MET e (b) da massa do dijet para os eventos selecionados de dados e MC.

Fonte: A autora, 2016.

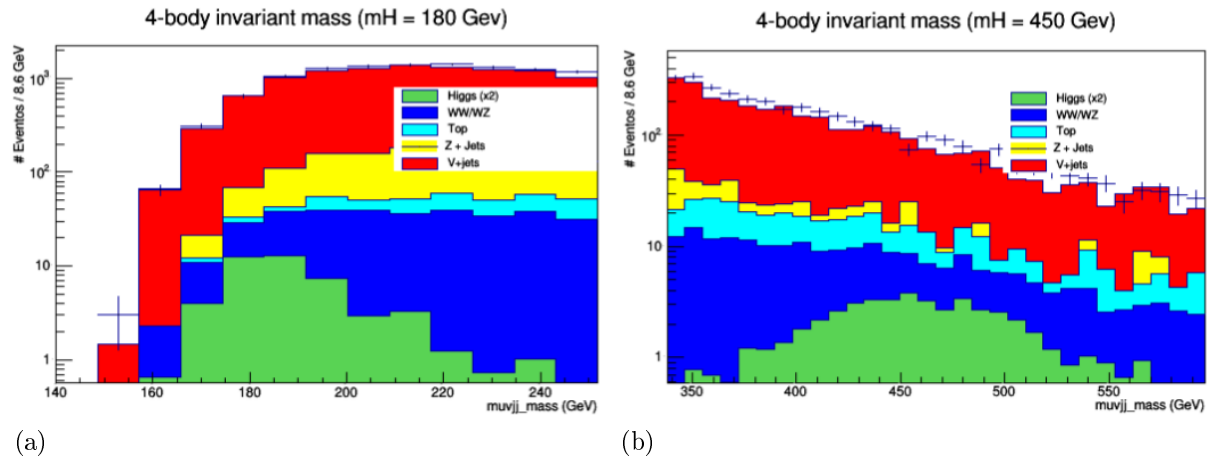
Figura 27 - Distribuição de massa de 4 corpos.



Legenda: Comparação das distribuições de massa de 4 corpos para (a) múon + jatos e (b) elétron + jatos para os eventos selecionados de dados e MC.

Fonte: A autora, 2016.

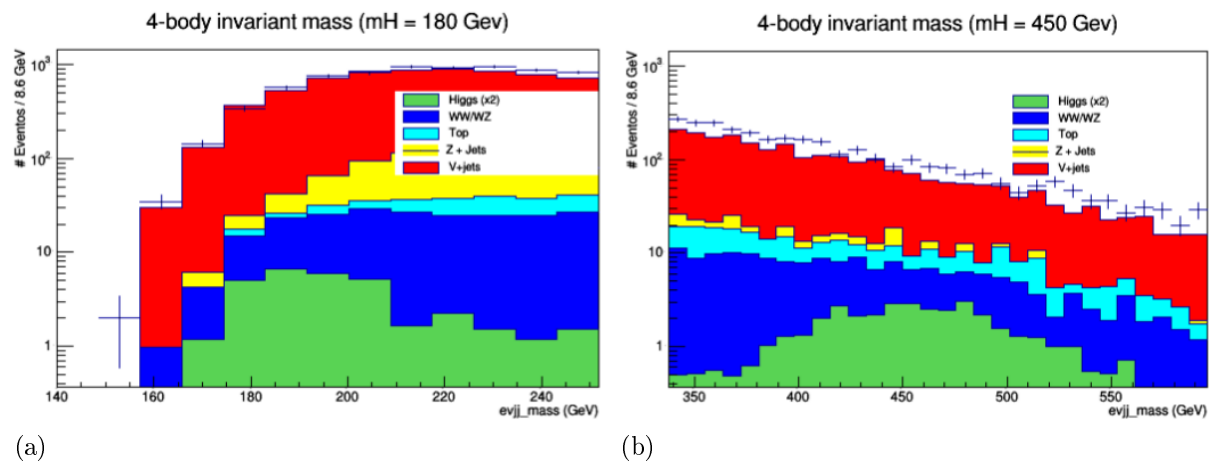
Figura 28 - Distribuição de massa de 4 corpos no canal múon + jatos.



Legenda: Comparação das distribuições de massa de 4 corpos para o canal múon + jatos para valor de massa do Higgs igual a (a) 180 GeV e (b) 450 GeV.

Fonte: A autora, 2016.

Figura 29 - Distribuição de massa de 4 corpos no canal elétron + jatos.



Legenda: Comparação das distribuições de massa de 4 corpos para o canal elétron + jatos para valor de massa do Higgs igual a (a) 180 GeV e (b) 450 GeV.

Fonte: A autora, 2016.

4.6 Discriminação com o Método de Elemento de Matriz

4.6.1 Função de Transferência

A função de transferência é uma parte importante no cálculo das probabilidades (como foi visto no capítulo anterior) pois faz esse mapeamento entre o objeto gerado e o reconstruído.

Nessa análise, apenas as funções de transferência para energia dos jatos foram calculadas e usou-se a função δ para descrever o momento do muon e do elétron, os ângulos entre os jatos, θ e ϕ dos jatos. Usar a função delta é equivalente a assumir que essas quantidades foram medidas com perfeição.

4.6.1.1 Função de transferência para energia dos jatos

A função de transferência da energia dos jatos é estimada a partir de uma amostra de Monte Carlo do sinal estudado com estatística bastante alta. O par [jato-gerado, jato-reconstruído] escolhido é aquele em que a distância máxima no plano $\eta - \phi$, (ΔR) , entre o párton e o jato reconstruído seja mínima.

Como a resolução de reconstrução da energia do jato não é uniforme em toda a região de pseudorapidez do detector CMS, a função de transferência da energia dos jatos foi dividida em duas regiões. A região “central”, com $0 < |\eta|_{jato} < 1.6$ e a região “frontal” com $1.6 < |\eta|_{jato} < 2.4$. Ambas as funções de transferência são parametrizadas como uma gaussiana dupla como mostrado no capítulo anterior.

$$W^E(E, E^{obs}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}(a_2 + a_3 a_5)} \left[e^{-\frac{(E - E^{obs} - a_1)^2}{2a_2^2}} + a_3 e^{-\frac{(E - E^{obs} - a_4)^2}{2a_5^2}} \right] \quad (79)$$

Os 5 parâmetros a_i dependem da energia do jato gerado da forma

$$a_i = a_{i,0} + a_{i,1}E + a_{i,2}\sqrt{E} \quad (80)$$

onde $a_{i,0}, a_{i,1}, a_{i,2}$ são coeficientes de evolução do parâmetro a_i , o que nos dá um total de 15 parâmetros para cada função de transferência, totalizando 30 parâmetros. Nas figuras 30 e 31 podemos ver a projeção de $\delta E = E - E^{obs}$ para diferentes intervalos de energia dos jatos na região central $0 < |\eta| < 1.6$ e na região frontal $1.6 < |\eta| < 2.4$ respectivamente. A distribuição em azul é obtida pela correspondência entre jato gerado e jato reconstruído enquanto que a distribuição em vermelho corresponde à parametrização

Tabela 12 - Valores dos parâmetros

Tipo	Termo independente	E	\sqrt{E}
μ da 1 ^a gaussiana	$a_{10} = 3.2 \pm 0.2$	$a_{11} = -0.34 \pm 0.06$	$a_{12} = -0.045 \pm 0.003$
σ da 1 ^a gaussiana	$a_{20} = 7.8 \pm 1$	$a_{21} = -1.3 \pm 0.3$	$a_{22} = -0.19 \pm 0.02$
ratio	$a_{30} = 103.2 \pm 10$	$a_{31} = -37.6 \pm 4$	$a_{32} = 3.8 \pm 0.2$
μ da 2 ^a gaussiana	$a_{40} = -14.4 \pm 2$	$a_{41} = 3.2 \pm 0.6$	$a_{42} = -0.17 \pm 0.03$
σ da 2 ^a gaussiana	$a_{50} = 0.57 \pm 0.03$	$a_{51} = 0.051 \pm 0.008$	$a_{52} = -0.0055 \pm 0.0005$

Legenda: A tabela mostra os parâmetros da função de transferência de energia do jato para jatos na região central, $0 < |\eta| < 1.6$.

Fonte: A autora, 2016.

Tabela 13 - Valores dos parâmetros

Tipo	Termo independente	E	\sqrt{E}
μ da 1 ^a gaussiana	$a_{10} = 14.61 \pm 0.05$	$a_{11} = -1.44 \pm 0.09$	$a_{12} = -0.024 \pm 0.004$
σ da 1 ^a gaussiana	$a_{20} = 9.31 \pm 0.03$	$a_{21} = -0.52 \pm 0.06$	$a_{22} = 0.13 \pm 0.03$
ratio	$a_{30} = 63831 \pm 231$	$a_{31} = -11064 \pm 455$	$a_{32} = 472 \pm 2$
μ da 2 ^a gaussiana	$a_{40} = -10.8 \pm 0.3$	$a_{41} = 2.1 \pm 0.6$	$a_{42} = -0.10 \pm 0.03$
σ da 2 ^a gaussiana	$a_{40} = -0.84 \pm 0.01$	$a_{41} = 0.25 \pm 0.02$	$a_{42} = -0.012 \pm 0.009$

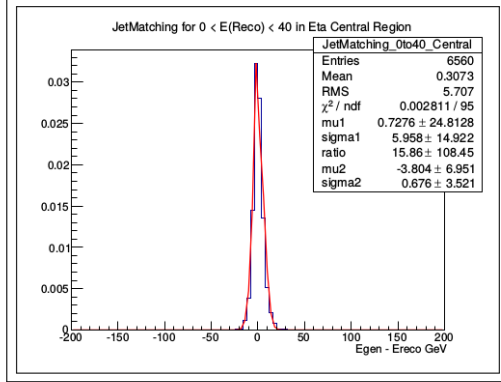
Legenda: A tabela mostra os parâmetros da função de transferência de energia do jato para jatos na região frontal, $1.6 < |\eta| < 2.4$.

Fonte: A autora, 2016.

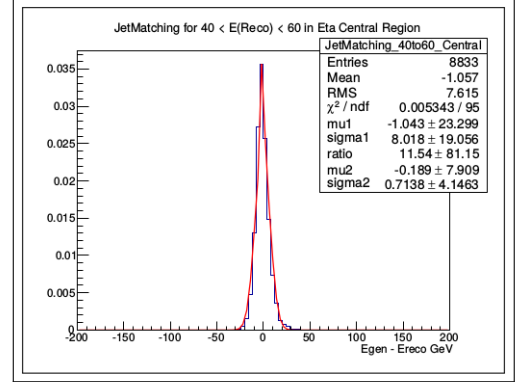
da função de transferência (normalizada a unidade) e o critério de ajuste usado foi o chi2.

Os valores extraídos dos parâmetros estão apresentados na tabela 12 para os jatos na região “central” e na tabela 13 para os jatos na região “frontal”. A função de transferência é um input extremamente importante para a computação dos pesos por fazer esse mapeamento entre jato gerado e jato reconstruído.

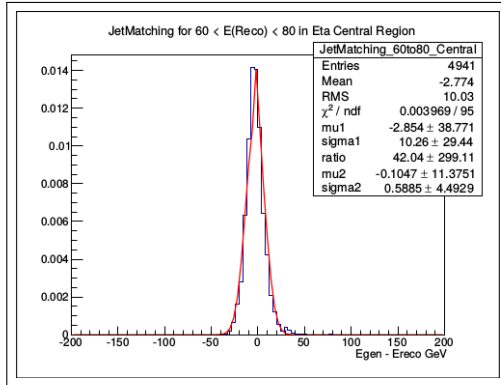
Figura 30 - Projeção de $\delta E = E - E^{obs}$ para diferentes intervalos de energia dos jatos na região central $0 < |\eta| < 1.6$.



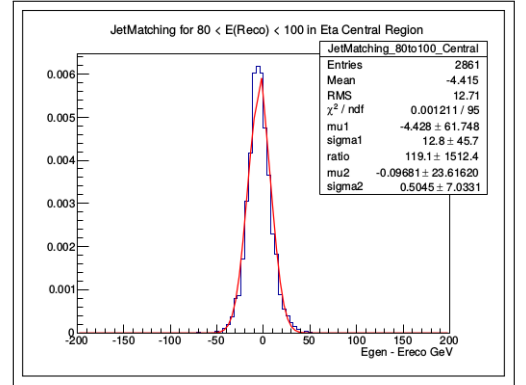
(a)



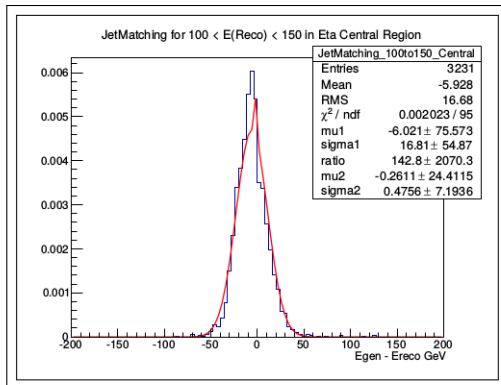
(b)



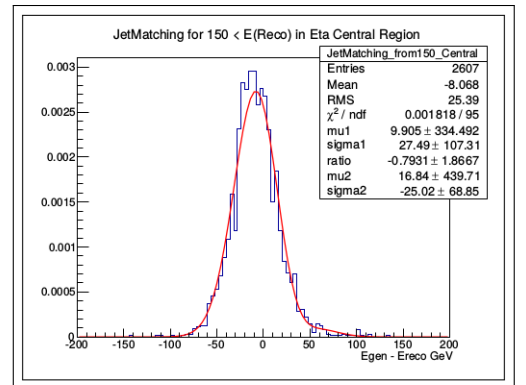
(c)



(d)



(e)

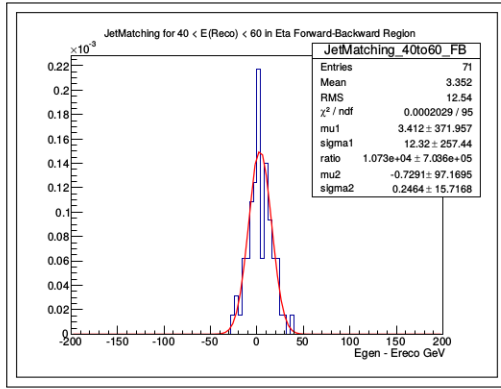


(f)

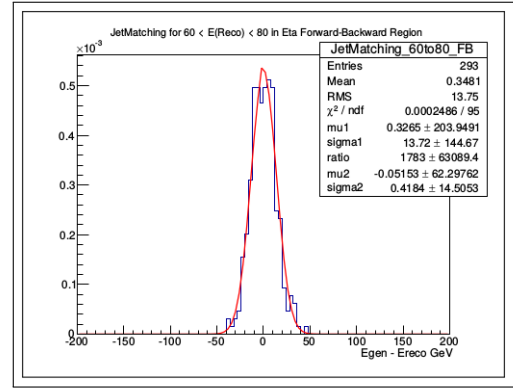
Legenda: Evolução da função de transferência de acordo com a energia do jato reconstruído. A distribuição em azul é obtida pela correspondência entre jato gerado e jato reconstruído enquanto que a distribuição em vermelho corresponde à parametrização da função de transferência (normalizada a unidade) para (a) Energia do jato reconstruído entre 0 e 40 GeV. (b) Energia do jato reconstruído entre 40 e 60 GeV. (c) Energia do jato reconstruído entre 60 e 80 GeV. (d) Energia do jato reconstruído entre 80 e 100 GeV. (e) Energia do jato reconstruído entre 100 e 150 GeV. (f) Energia do jato reconstruído a partir de 150 GeV.

Fonte: A autora, 2016.

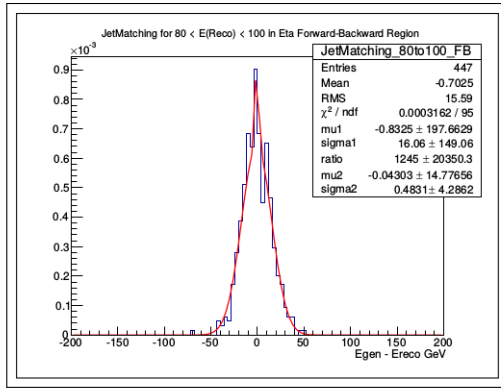
Figura 31 - Projeção de $\delta E = E - E^{obs}$ para diferentes intervalos de energia dos jatos na região frontal $1.6 < |\eta| < 2.4$.



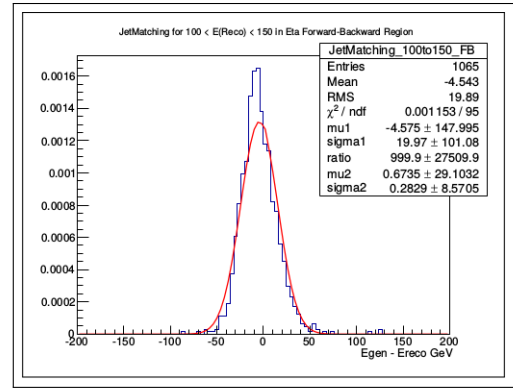
(a)



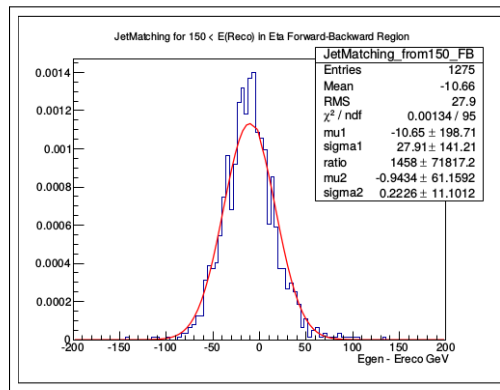
(b)



(c)



(d)



(e)

Legenda: Evolução da função de transferência de acordo com a energia do jato reconstruído. A distribuição em azul é obtida pela correspondência entre jato gerado e jato reconstruído enquanto que a distribuição em vermelho corresponde à parametrização da função de transferência (normalizada a unidade) para (a) Energia do jato reconstruído entre 40 e 60 GeV. (b) Energia do jato reconstruído entre 60 e 80 GeV. (c) Energia do jato reconstruído entre 80 e 100 GeV. (d) Energia do jato reconstruído entre 100 e 150 GeV. (e) Energia do jato reconstruído a partir de 150 GeV.

Fonte: A autora, 2016.

4.7 Discriminante para diferentes hipóteses de massa do Higgs

O MadWeight nos retorna um valor que deve ser normalizado pela seção de choque do processo para que possamos obter a probabilidade de que o evento seja consistente com o processo físico especificado. As hipóteses testadas foram de sinal $pp \rightarrow H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$, com $(l = e, \nu)$ com diferentes hipóteses de massa do Higgs (170, 180, 190, 200, 250, 300, 350, 400, 450, 500 550 GeV) e fundo. Como visto nas figuras 27, 28, 29 e tabela 11, o fundo dominante é o de W+Jatos e portanto a partir desse ponto da análise, este será o único fundo utilizado. Esses pesos foram obtidos para eventos de Monte Carlo de sinal (todas as hipóteses de massa citadas acima), Monte Carlo do fundo e dados do experimento CMS.

No apêndice B, podemos ver os arquivos de geração dos processos de sinal e fundo bem como outros arquivos contendo parâmetros importantes.

Após submeter os eventos no MadWeight usando a função de transferência especificamente criada para esse estudo, obtemos os valores a serem normalizados pela seção de choque a fim de obter os pesos relativos a cada processo. O MadWeight não normaliza os pesos e estes devem ser normalizados subsequentemente a parte. O MadWeight retorna apenas o resultado da integral da equação 65. Os valores então normalizados pela seção de choque são usados para definir um discriminante que nos dá a probabilidade ($0 < P < 1$) de um evento ser sinal ou fundo. .

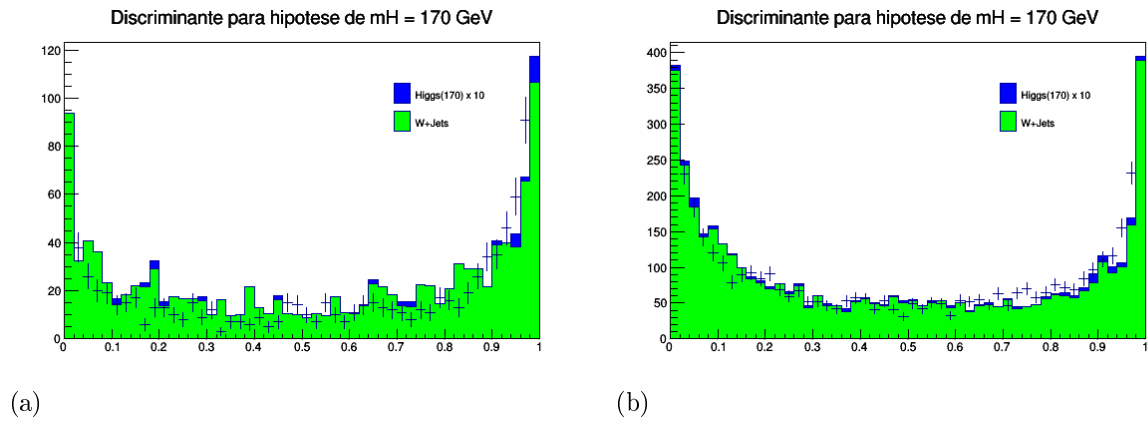
Como dito anteriormente, os pesos são probabilidades de que o evento seja compatível com o processo pesado. Essas probabilidades podem ser usadas para definirmos uma nova variável chamada discriminante (D), da forma:

$$D = \frac{P(S)}{P(S) + P(B)} \quad (81)$$

onde $P(S)$ é a probabilidade de que os eventos da amostra sejam identificados como sinal e $P(B)$ a probabilidade de que os eventos da amostra sejam identificados como fundo. A maioria dos eventos se encontram nos primeiros e últimos bins da distribuição do discriminante. Quanto mais próximo de 1 for o valor de D, maior a probabilidade do evento ser evento de sinal e quanto mais próximo de 0.0, maior a probabilidade do evento ser um evento de fundo.

As distribuições dos discriminates para o canal de elétrons são mostradas em escala linear nas figuras (32) para $mH = 170$ GeV, (33) para $mH = 180$ GeV, (34) para $mH = 190$ GeV, (35) para $mH = 200$ GeV, (36) para $mH = 250$ GeV, (37) para $mH = 300$ GeV, (38) para $mH = 350$ GeV, (39) para $mH = 400$ GeV, (40) para $mH = 450$ GeV, (41) para $mH = 500$ GeV e (42) para $mH = 550$ GeV usando amostras de dados, de MC de sinal e MC de fundo. O sinal do Higgs está escalado em 10 vezes para que este possa

Figura 32 - Discriminantes para hipótese de massa do Higgs igual a 170 GeV.

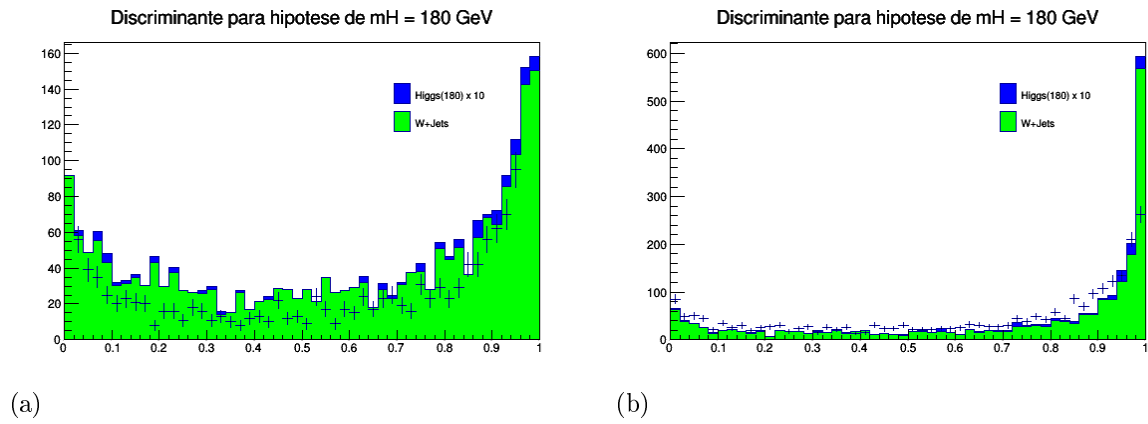


Legenda: Distribuição do discriminantes para hipótese $m_H = 170$ GeV no canal (a) elétron + jatos e (b) múon + jatos.

Fonte: A autora, 2016.

ser apreciado na figura.

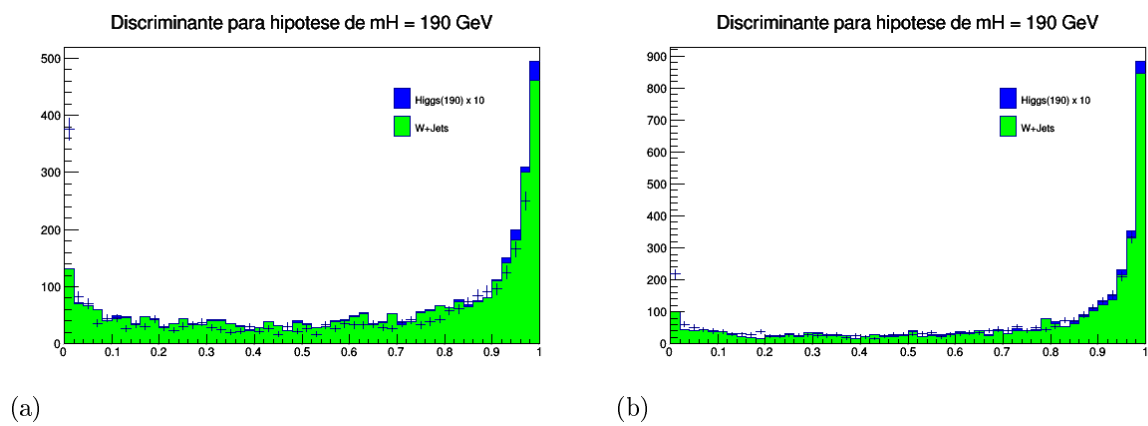
Figura 33 - Discriminantes para hipótese de massa do Higgs igual a 180 GeV.



Legenda: Distribuição do discriminantes para hipótese $m_H = 180$ GeV no canal (a) elétron + jatos e (b) múon + jatos.

Fonte: A autora, 2016.

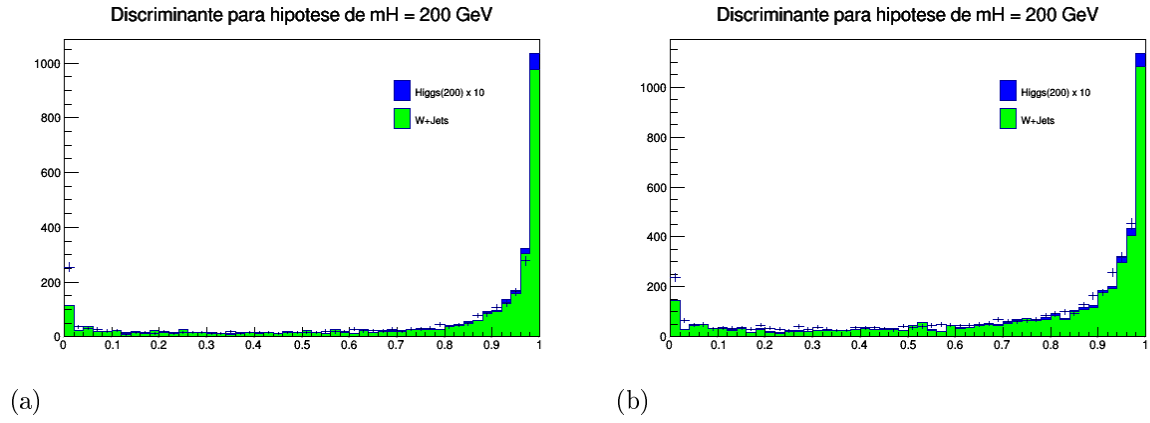
Figura 34 - Discriminantes para hipótese de massa do Higgs igual a 190 GeV.



Legenda: Distribuição do discriminantes para hipótese $m_H = 190$ GeV no canal (a) elétron + jatos e (b) múon + jatos.

Fonte: A autora, 2016.

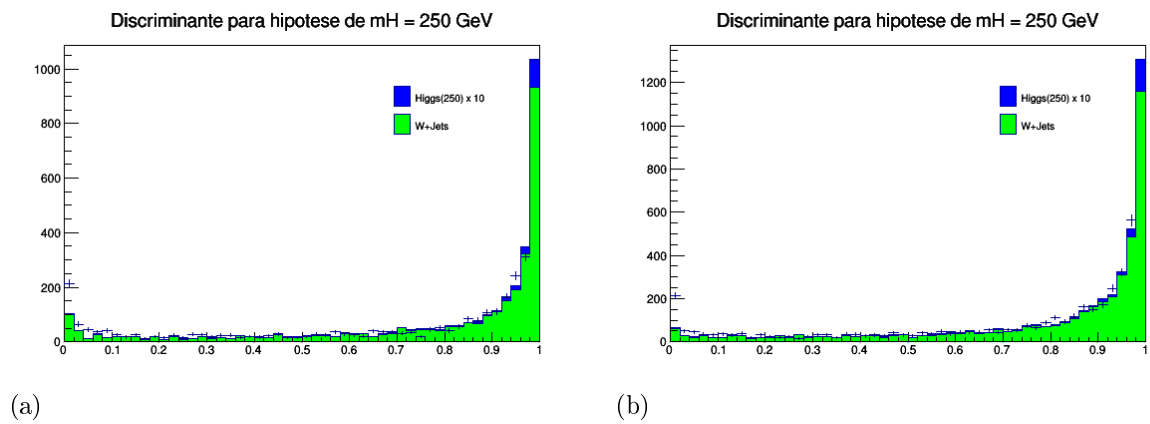
Figura 35 - Discriminantes para hipótese de massa do Higgs igual a 200 GeV.



Legenda: Distribuição do discriminantes para hipótese $mH = 200$ GeV no canal (a) elétron + jatos e (b) múon + jatos.

Fonte: A autora, 2016.

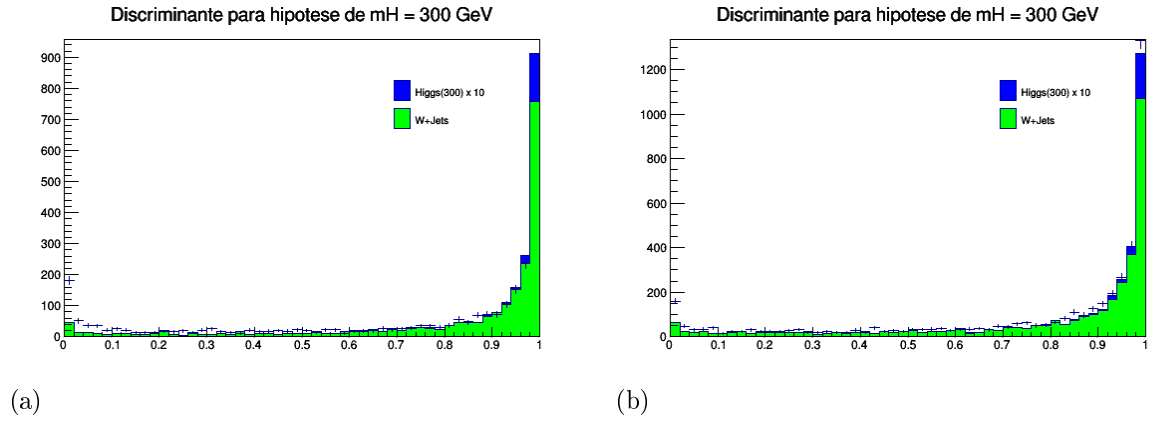
Figura 36 - Discriminantes para hipótese de massa do Higgs igual a 250 GeV.



Legenda: Distribuição do discriminantes para hipótese $mH = 250$ GeV no canal (a) elétron + jatos e (b) múon + jatos.

Fonte: A autora, 2016.

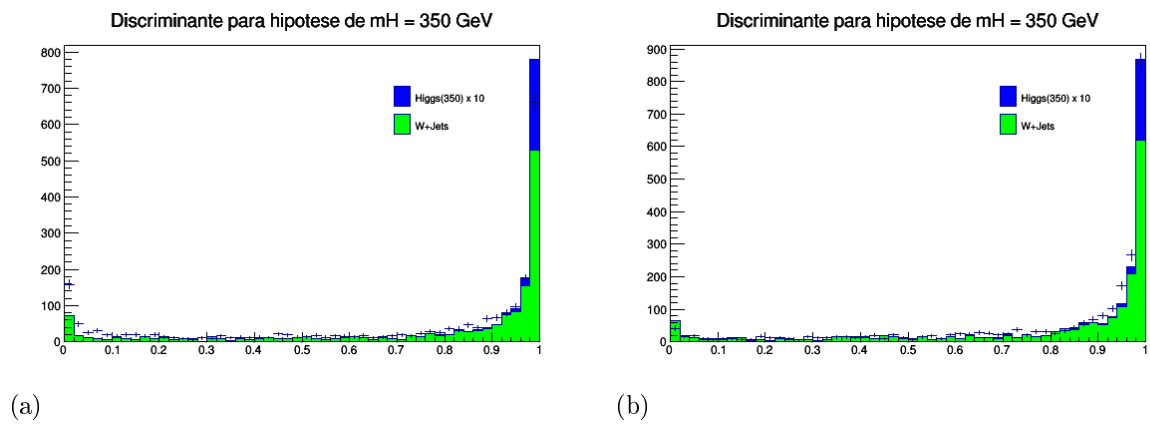
Figura 37 - Discriminantes para hipótese de massa do Higgs igual a 300 GeV.



Legenda: Distribuição do discriminantes para hipótese $m_H = 300$ GeV no canal (a) elétron + jatos e (b) múon + jatos.

Fonte: A autora, 2016.

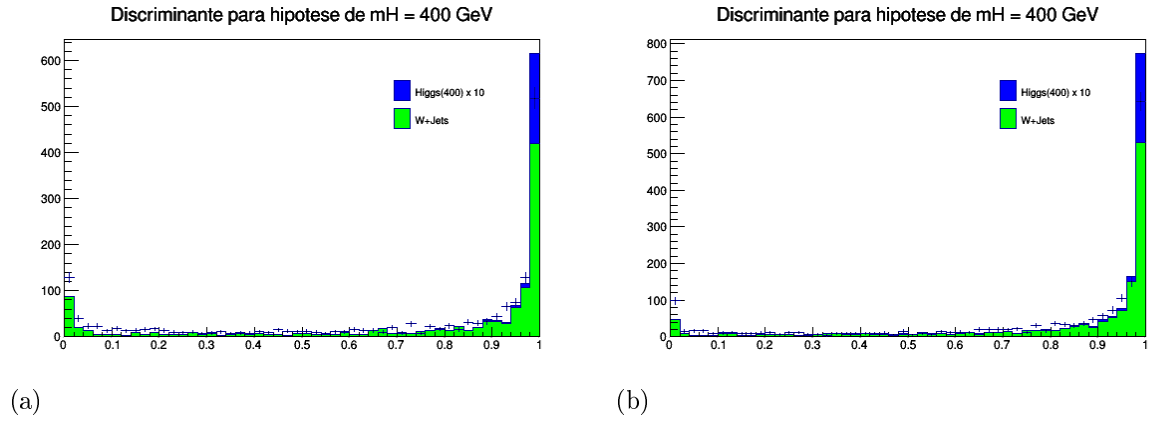
Figura 38 - Discriminantes para hipótese de massa do Higgs igual a 350 GeV.



Legenda: Distribuição do discriminantes para hipótese $m_H = 350$ GeV no canal (a) elétron + jatos e (b) múon + jatos.

Fonte: A autora, 2016.

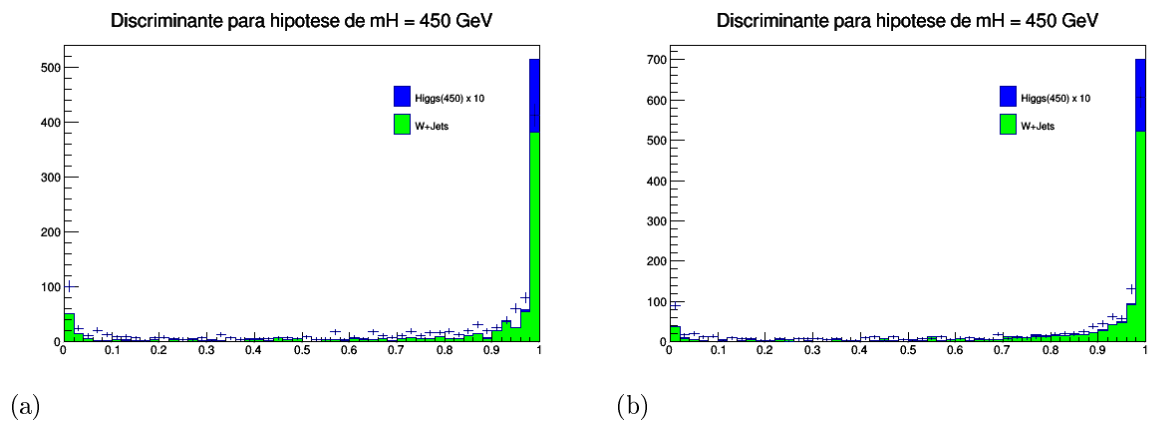
Figura 39 - Discriminantes para hipótese de massa do Higgs igual a 400 GeV.



Legenda: Distribuição do discriminantes para hipótese $m_H = 400$ GeV no canal (a) elétron + jatos e (b) múon + jatos.

Fonte: A autora, 2016.

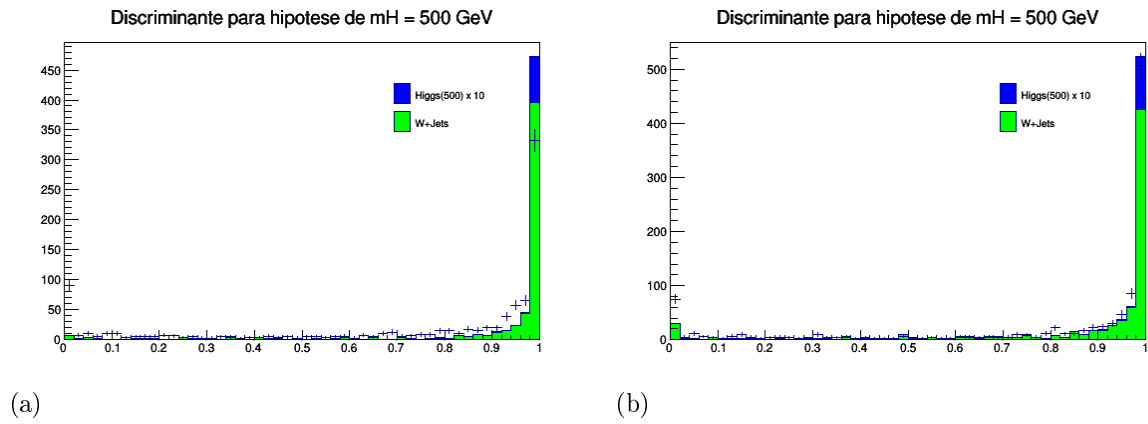
Figura 40 - Discriminantes para hipótese de massa do Higgs igual a 450 GeV.



Legenda: Distribuição do discriminantes para hipótese $m_H = 450$ GeV no canal (a) elétron + jatos e (b) múon + jatos.

Fonte: A autora, 2016.

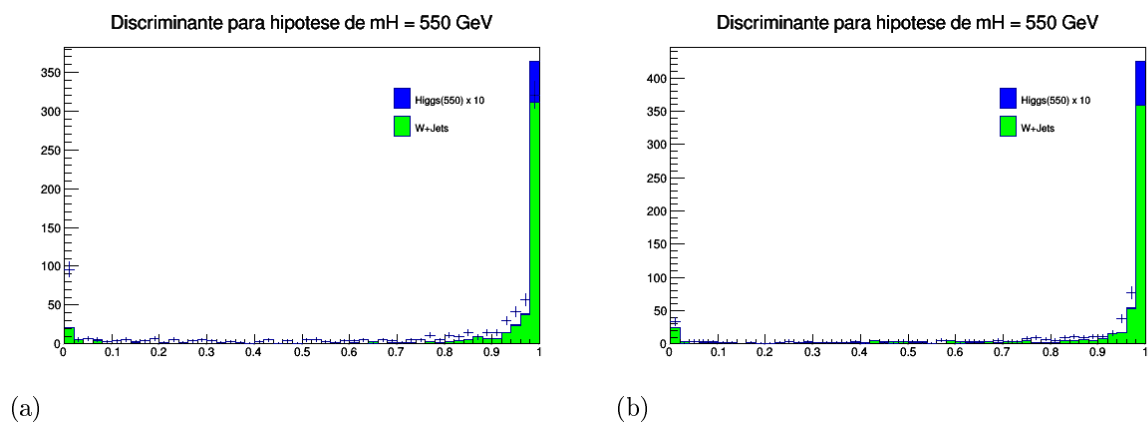
Figura 41 - Discriminantes para hipótese de massa do Higgs igual a 500 GeV.



Legenda: Distribuição do discriminantes para hipótese $m_H = 500$ GeV no canal (a) elétron + jatos e (b) múon + jatos.

Fonte: A autora, 2016.

Figura 42 - Discriminantes para hipótese de massa do Higgs igual a 550 GeV.



Legenda: Distribuição do discriminantes para hipótese $m_H = 550$ GeV no canal (a) elétron + jatos e (b) múon + jatos.

Fonte: A autora, 2016.

Nos gráficos de distribuição do discriminante vemos que para as hipóteses de massa de Higgs mais baixas (próximas ao limite de produção do WW) sinal e fundo não são bem identificados. Porém esse comportamento melhora conforme o mesmo estudo é feito para massas mais altas. E apesar de os eventos de sinal terem o comportamento esperado, o mesmo não acontece com os eventos de fundo.

A princípio, esperava-se que sinal e background tivessem uma boa separação. Isso não acontece principalmente devido a diferença entre as seções de choque dos dois processos em questão, sinal e fundo. Como visto anteriormente, o valor retornado pelo MadWeight deve ser normalizado pela seção de choque do processo testado. Isto significa que, conforme a equação 81, $P(S)$ é o na verdade, o valor retornado pelo MadWeight conforme hipótese de sinal dividido pela seção de choque de sinal

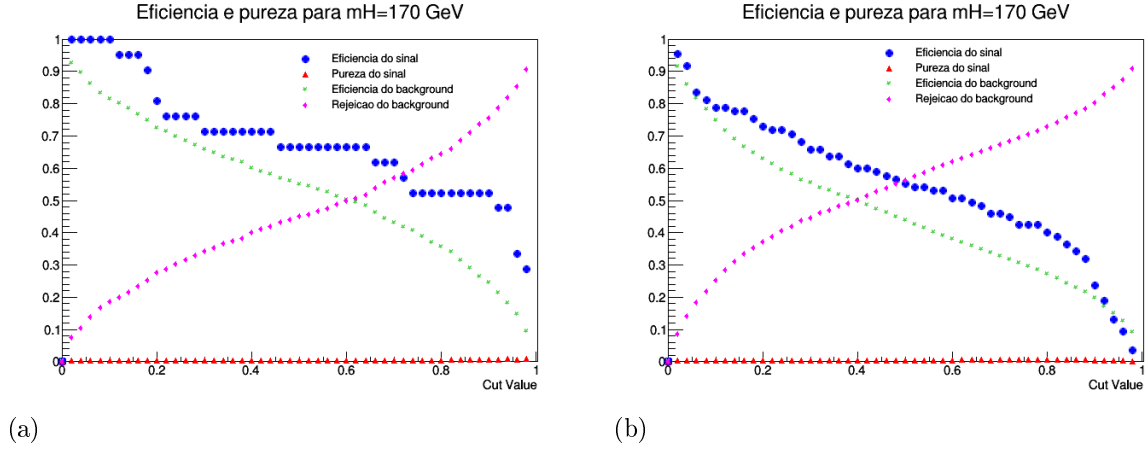
4.8 Eficiência, Pureza e rejeição para diferentes hipóteses de massa do Higgs

Após obtermos as distribuições dos discriminantes, definimos para qual valor de corte obtemos a melhor separação entre sinal e fundo. Para isso, definimos outras variáveis a fim de extrair o melhor valor de corte de discriminante. São elas:

- **Eficiência do sinal:** A eficiência nos dá a porcentagem de eventos de sinal que passam um determinado corte. É calculada como o número de eventos de sinal identificados como sinal que passam um determinado valor de corte dividido pelo número total de eventos na amostra de sinal.
- **Pureza do sinal:** A pureza do sinal nos diz quantos dos eventos que passam um determinado corte são eventos de sinal e é calculado como a quantidade de eventos de sinal que passam um determinado corte dividido pela quantidade de eventos de sinal e eventos de fundo que passam um esse corte.
- **Eficiência do fundo:** número de eventos de fundo identificados como fundo que passam um determinado valor de corte dividido pelo número total de eventos na amostra de fundo.
- **Rejeição do fundo:** definida como “1 - eficiência do fundo”.

Os valores obtidos para essas quantidades citadas acima são mostrados nas figuras (43) a (53) para todos os valores de massa de Higgs estudados.

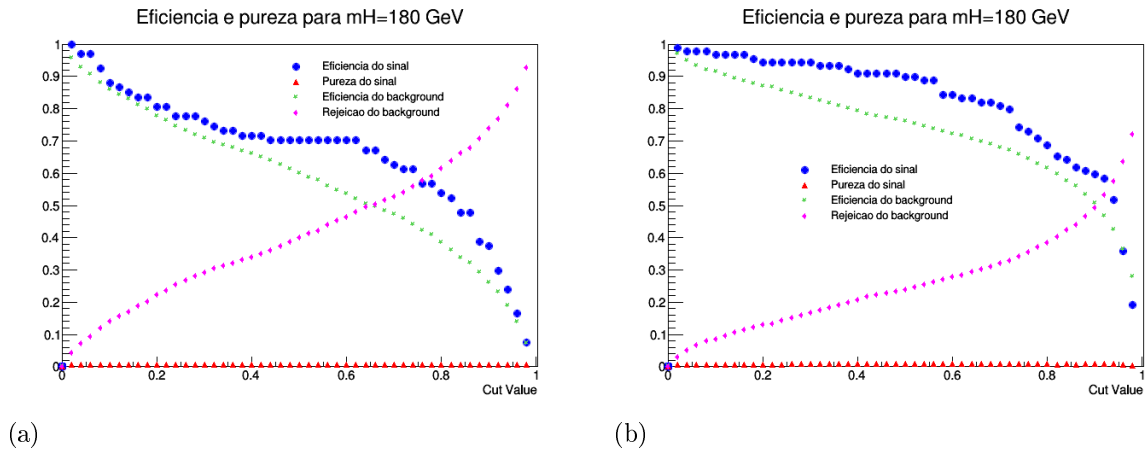
Figura 43 - Eficiência e pureza do sinal, eficiência do fundo e rejeição do fundo para hipótese de massa do Higgs igual a 170 GeV.



Legenda: O gráfico mostra a eficiência e pureza do sinal, a eficiência do fundo e a rejeição do fundo para $mH = 170$ GeV no canal (a) elétron + jatos e (b) múon + jatos de acordo com cada valor de corte do discriminante.

Fonte: A autora, 2016.

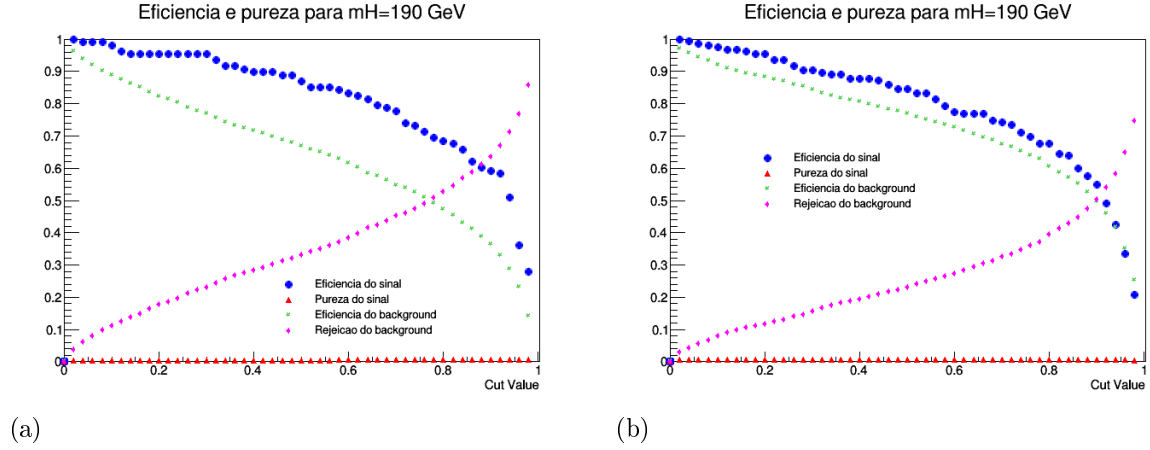
Figura 44 - Eficiência e pureza do sinal, eficiência do fundo e rejeição do fundo para hipótese de massa do Higgs igual a 180 GeV.



Legenda: O gráfico mostra a eficiência e pureza do sinal, a eficiência do fundo e a rejeição do fundo para $mH = 180$ GeV no canal (a) elétron + jatos e (b) múon + jatos de acordo com cada valor de corte do discriminante.

Fonte: A autora, 2016.

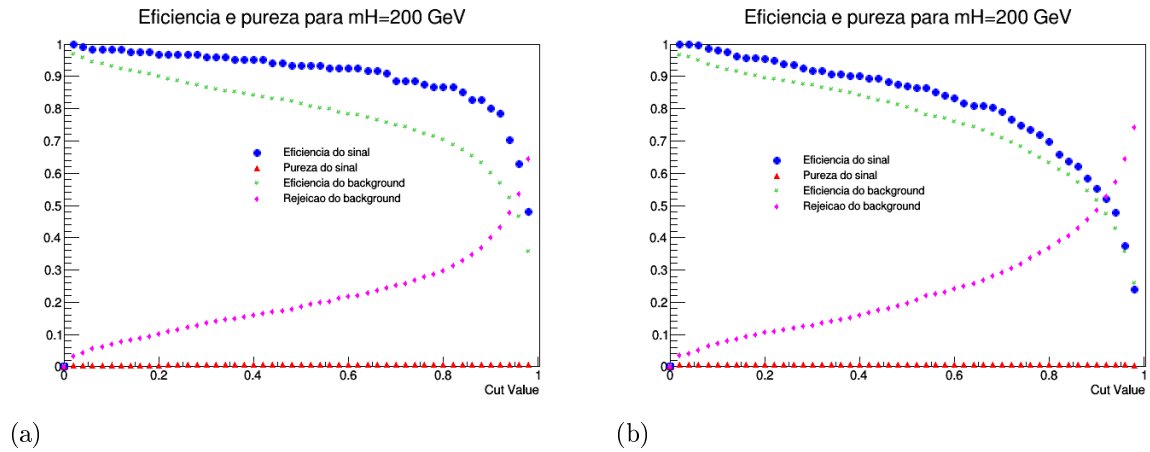
Figura 45 - Eficiência e pureza do sinal, eficiência do fundo e rejeição do fundo para hipótese de massa do Higgs igual a 190 GeV.



Legenda: O gráfico mostra a eficiência e pureza do sinal, a eficiência do fundo e a rejeição do fundo para $mH = 190$ GeV no canal (a) elétron + jatos e (b) múon + jatos de acordo com cada valor de corte do discriminante.

Fonte: A autora, 2016.

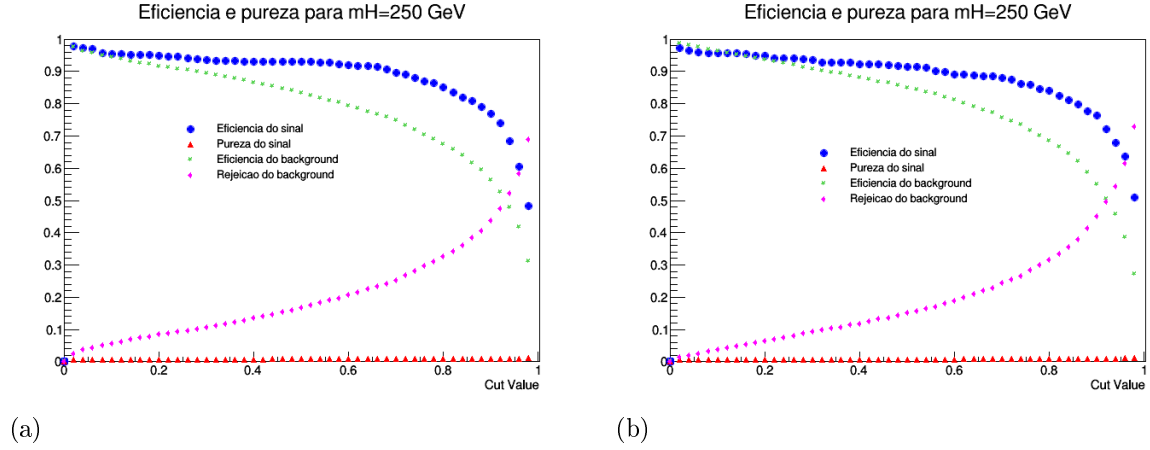
Figura 46 - Eficiência e pureza do sinal, eficiência do fundo e rejeição do fundo para hipótese de massa do Higgs igual a 200 GeV.



Legenda: O gráfico mostra a eficiência e pureza do sinal, a eficiência do fundo e a rejeição do fundo para $mH = 200$ GeV no canal (a) elétron + jatos e (b) múon + jatos de acordo com cada valor de corte do discriminante.

Fonte: A autora, 2016.

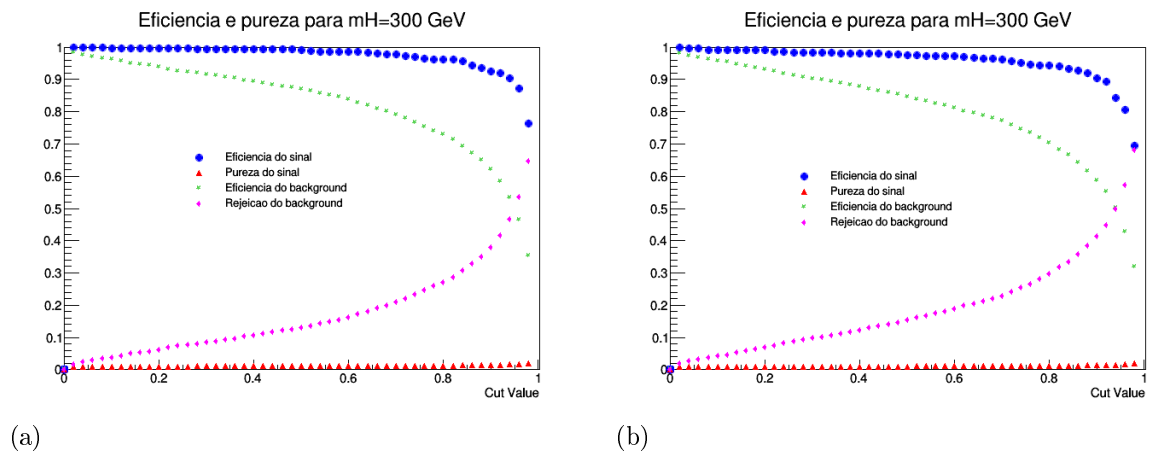
Figura 47 - Eficiência e pureza do sinal, eficiência do fundo e rejeição do fundo para hipótese de massa do Higgs igual a 250 GeV.



Legenda: O gráfico mostra a eficiência e pureza do sinal, a eficiência do fundo e a rejeição do fundo para $mH = 250$ GeV no canal (a) elétron + jatos e (b) múon + jatos de acordo com cada valor de corte do discriminante.

Fonte: A autora, 2016.

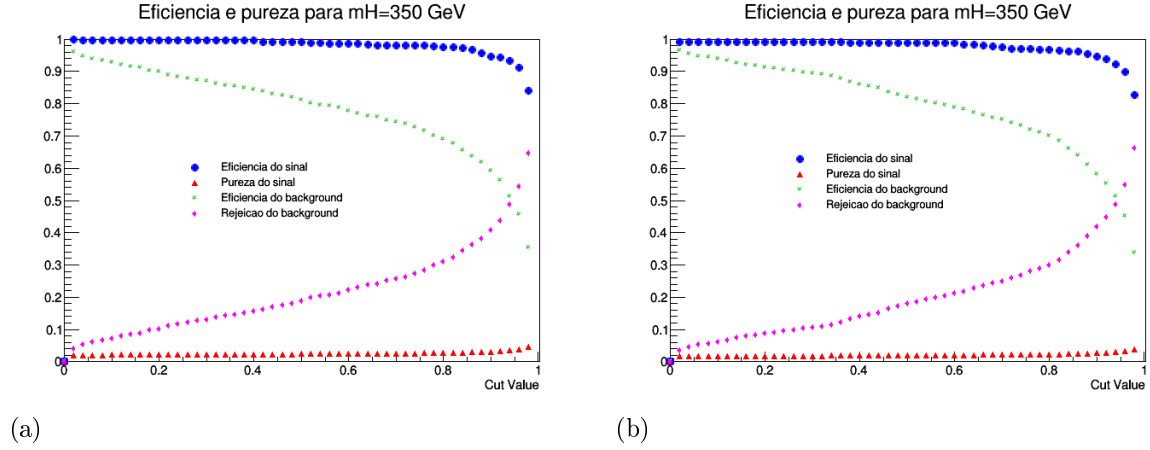
Figura 48 - Eficiência e pureza do sinal, eficiência do fundo e rejeição do fundo para hipótese de massa do Higgs igual a 300 GeV.



Legenda: O gráfico mostra a eficiência e pureza do sinal, a eficiência do fundo e a rejeição do fundo para $mH = 300$ GeV no canal (a) elétron + jatos e (b) múon + jatos de acordo com cada valor de corte do discriminante.

Fonte: A autora, 2016.

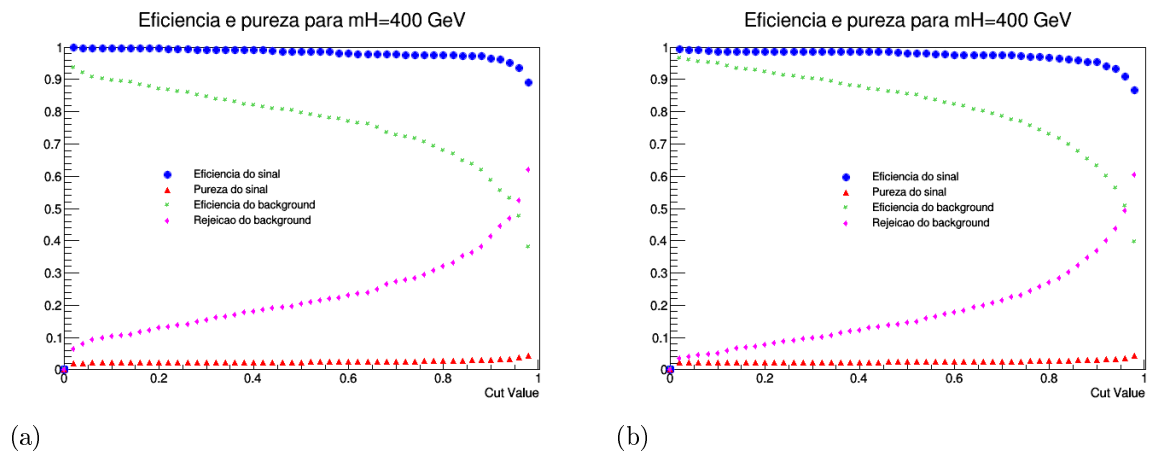
Figura 49 - Eficiência e pureza do sinal, eficiência do fundo e rejeição do fundo para hipótese de massa do Higgs igual a 350 GeV.



Legenda: O gráfico mostra a eficiência e pureza do sinal, a eficiência do fundo e a rejeição do fundo para $mH = 350$ GeV no canal (a) elétron + jatos e (b) múon + jatos de acordo com cada valor de corte do discriminante.

Fonte: A autora, 2016.

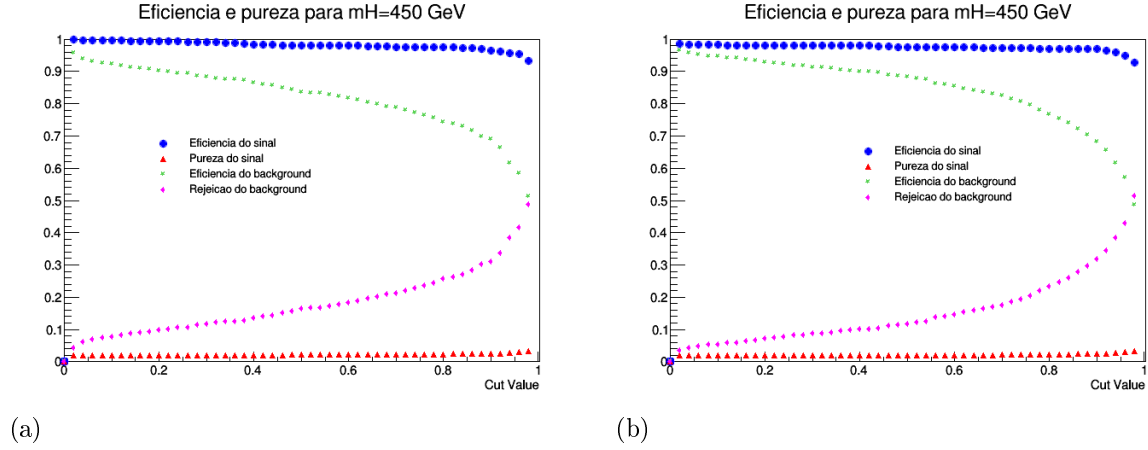
Figura 50 - Eficiência e pureza do sinal, eficiência do fundo e rejeição do fundo para hipótese de massa do Higgs igual a 400 GeV.



Legenda: O gráfico mostra a eficiência e pureza do sinal, a eficiência do fundo e a rejeição do fundo para $mH = 400$ GeV no canal (a) elétron + jatos e (b) múon + jatos de acordo com cada valor de corte do discriminante.

Fonte: A autora, 2016.

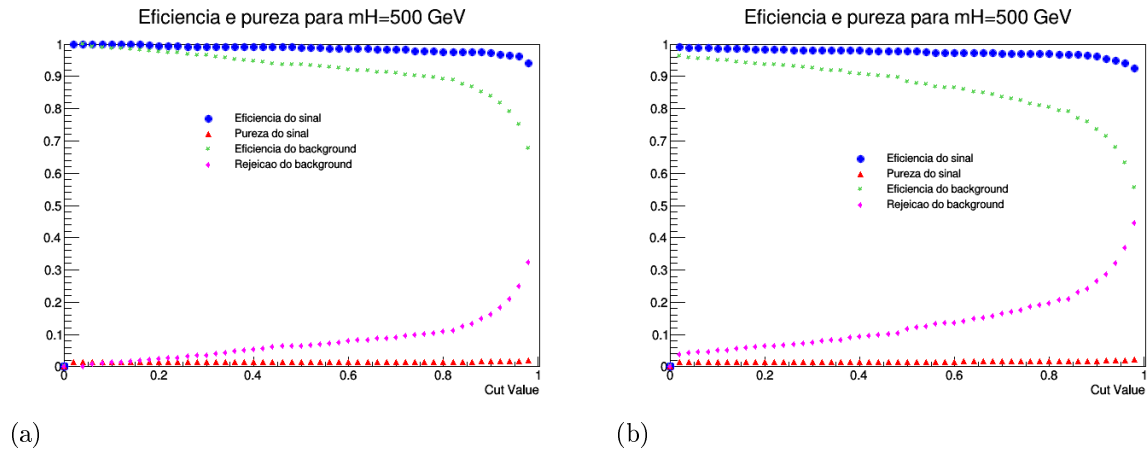
Figura 51 - Eficiência e pureza do sinal, eficiência do fundo e rejeição do fundo para hipótese de massa do Higgs igual a 450 GeV.



Legenda: O gráfico mostra a eficiência e pureza do sinal, a eficiência do fundo e a rejeição do fundo para $mH = 450$ GeV no canal (a) elétron + jatos e (b) múon + jatos de acordo com cada valor de corte do discriminante.

Fonte: A autora, 2016.

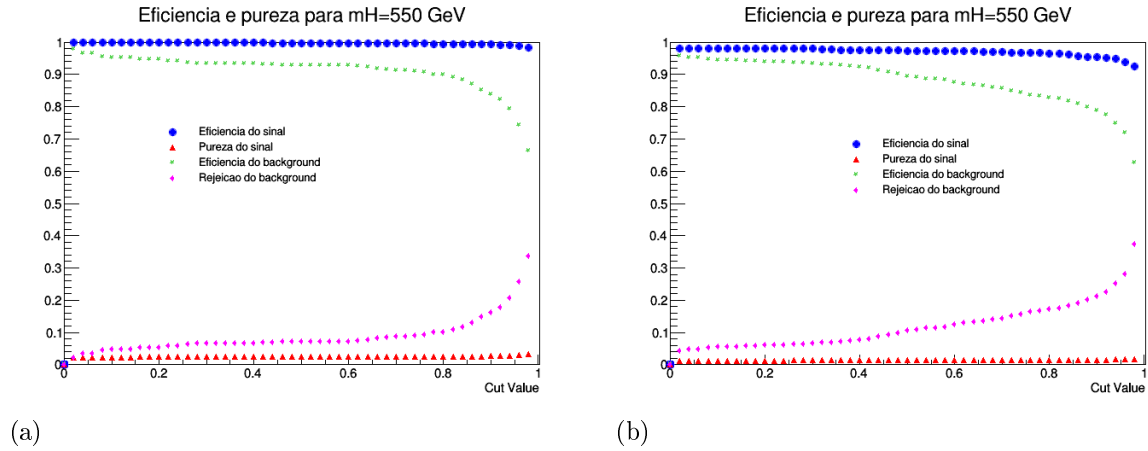
Figura 52 - Eficiência e pureza do sinal, eficiência do fundo e rejeição do fundo para hipótese de massa do Higgs igual a 500 GeV.



Legenda: O gráfico mostra a eficiência e pureza do sinal, a eficiência do fundo e a rejeição do fundo para $mH = 500$ GeV no canal (a) elétron + jatos e (b) múon + jatos de acordo com cada valor de corte do discriminante.

Fonte: A autora, 2016.

Figura 53 - Eficiência e pureza do sinal, eficiência do fundo e rejeição do fundo para hipótese de massa do Higgs igual a 550 GeV.

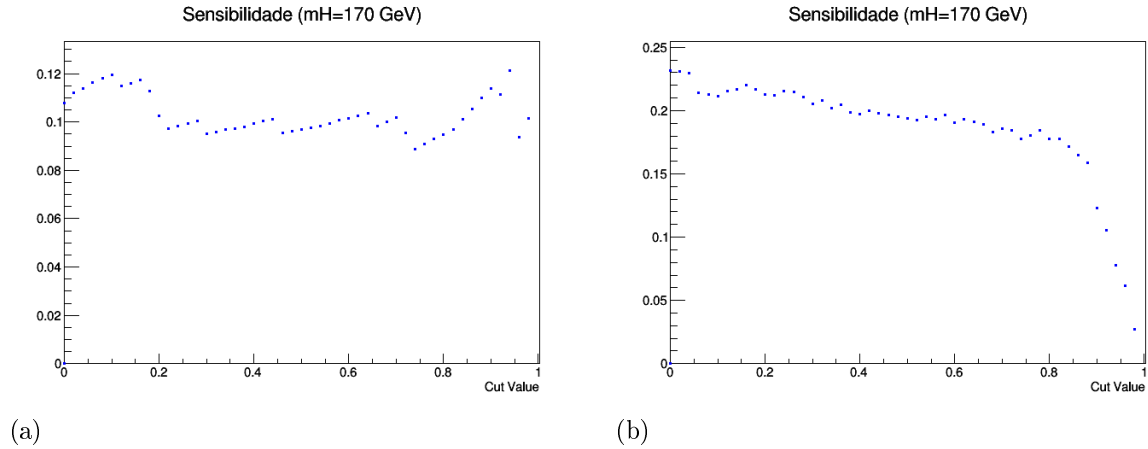


Legenda: O gráfico mostra a eficiência e pureza do sinal, a eficiência do fundo e a rejeição do fundo para $m_H = 550$ GeV no canal (a) elétron + jatos e (b) múon + jatos de acordo com cada valor de corte do discriminante.

Fonte: A autora, 2016.

Nas figuras (43) a (53), a eficiência do sinal está representada por círculos azuis, a pureza do sinal por triângulos vermelhos, a eficiência do fundo por asteriscos verdes e por fim a rejeição do fundo é representada por logangos rosas. Nessas figuras, podemos observar que a eficiência do sinal é acima de 0.9 (90%) para hipóteses de massa do higgs acima de 300 GeV em ambos canais. Em relação à pureza do sinal, vimos na seção 4.8 que ela é calculada da como a quantidade de eventos de sinal que passam um determinado corte dividido pela quantidade de eventos de sinal mais eventos de fundo que passam um esse corte. Como a amostra de fundo é bem maior do que a amostra de sinal (tabela 11), o valor da pureza é naturalmente pequeno para valores baixos de discriminantes. Porém, esperava-se que o valor da pureza melhorasse significativamente conforme aumenta-se o valor de corte do discriminante, onde a princípio deveria haver uma boa separação entre sinal e fundo. Como não há uma boa separação entre sinal e fundo, observa-se apenas uma discreta melhora conforme aumenta-se o valor de corte para hipóteses de massa do Higgs, principalmente para valores de massa do bóson de Higgs acima de 300 GeV. Porém essa melhora ainda é pouca uma vez que não há separação clara entre sinal e fundo (figuras (32) a (42)). A eficiência do background (fundo) diminui rapidamente conforme aumentamos o valor de corte do discriminante para hipóteses de Higgs de baixa massa. Conforme aumenta-se o valor de massa de Higgs estudado, percebe-se que o valor da eficiência do background diminui de forma mais lenta em relação ao valor de corte. Obviamente, isso tem influência no valor da variável “rejeição do background (fundo)” uma vez que esta é definida como “1 - Eficiência do fundo”. Como podemos observar, nos gráficos onde a efici-

Figura 54 - Significância do sinal para hipótese de massa do Higgs igual a 170 GeV.



Legenda: O gráfico mostra a significância $\frac{S}{\sqrt{B}}$ do sinal para a hipótese de $mH = 170$ GeV de acordo com cada valor de corte do discriminante no canal (a) elétron + jatos e (b) múon + jatos de acordo com cada valor de corte do discriminante.

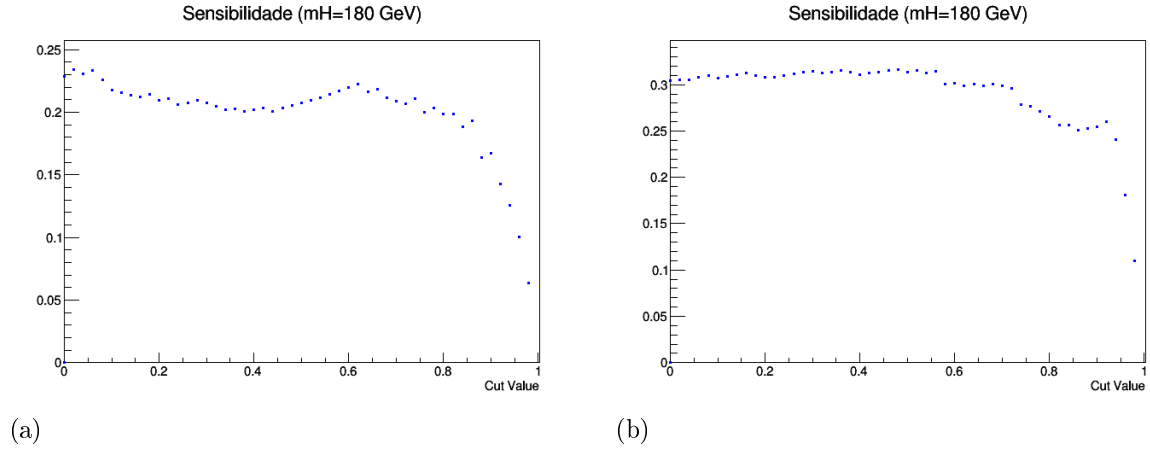
Fonte: A autora, 2016.

ência do background (fundo) diminui rapidamente conforme aumentamos o valor de corte do discriminante (hipóteses de Higgs de baixa massa), a rejeição do background aumenta também rapidamente. Por sua vez, nos gráficos onde a eficiência do background (fundo) diminui de forma mais lenta conforme aumentamos o valor de corte do discriminante (hipóteses de Higgs de alta massa), a rejeição do background aumenta mais lentamente.

4.9 Significância de sinal para diferentes hipóteses de massa do Higgs

Para determinar a significância estatística do discriminante, calculou-se a razão S/\sqrt{B} de acordo com o valor de corte do discriminante. Os resultados obtidos são mostrados nas figuras (54) a (64).

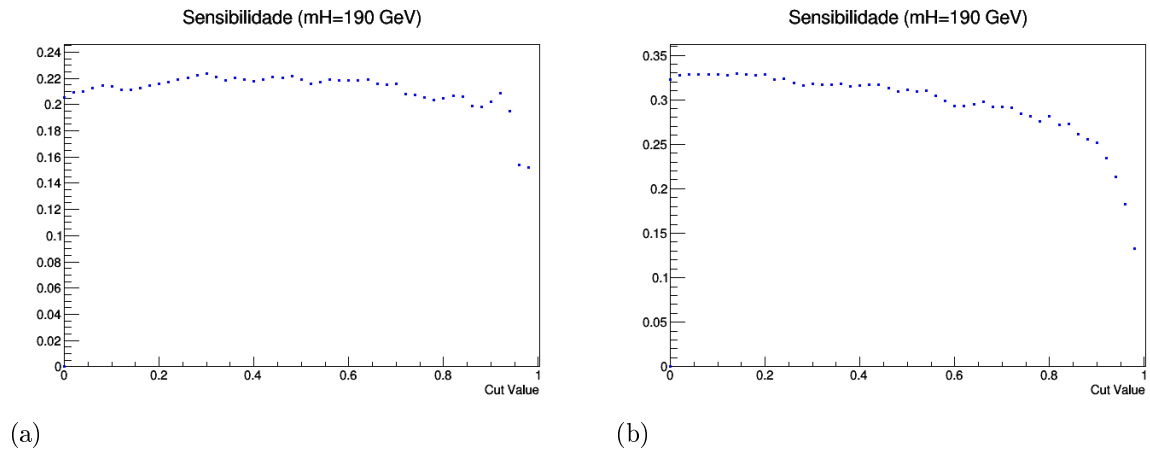
Figura 55 - Significância do sinal para hipótese de massa do Higgs igual a 180 GeV.



Legenda: O gráfico mostra a significância $\frac{S}{\sqrt{B}}$ do sinal para a hipótese de $m_H = 180$ GeV de acordo com cada valor de corte do discriminante no canal (a) elétron + jatos e (b) múon + jatos de acordo com cada valor de corte do discriminante.

Fonte: A autora, 2016.

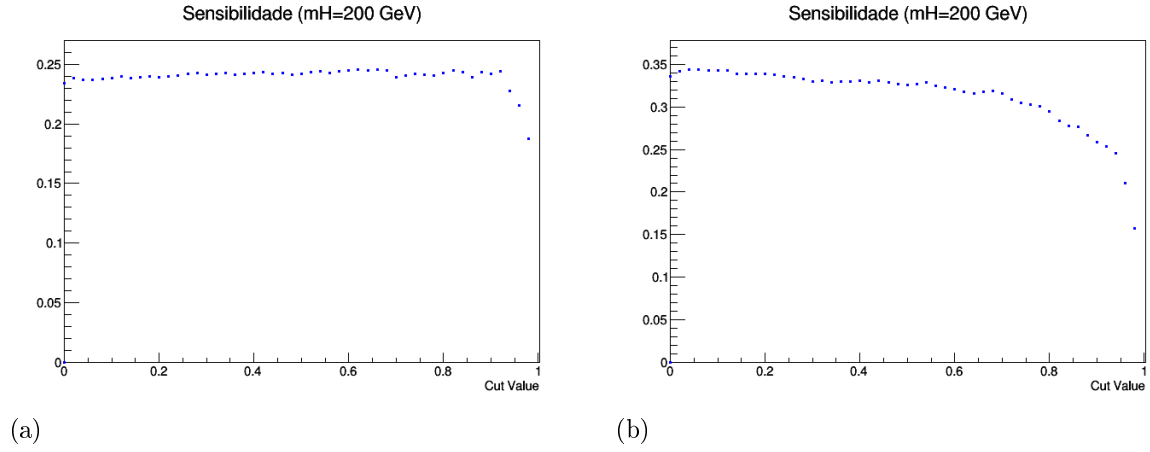
Figura 56 - Significância do sinal para hipótese de massa do Higgs igual a 190 GeV.



Legenda: O gráfico mostra a significância $\frac{S}{\sqrt{B}}$ do sinal para a hipótese de $m_H = 190$ GeV de acordo com cada valor de corte do discriminante no canal (a) elétron + jatos e (b) múon + jatos de acordo com cada valor de corte do discriminante.

Fonte: A autora, 2016.

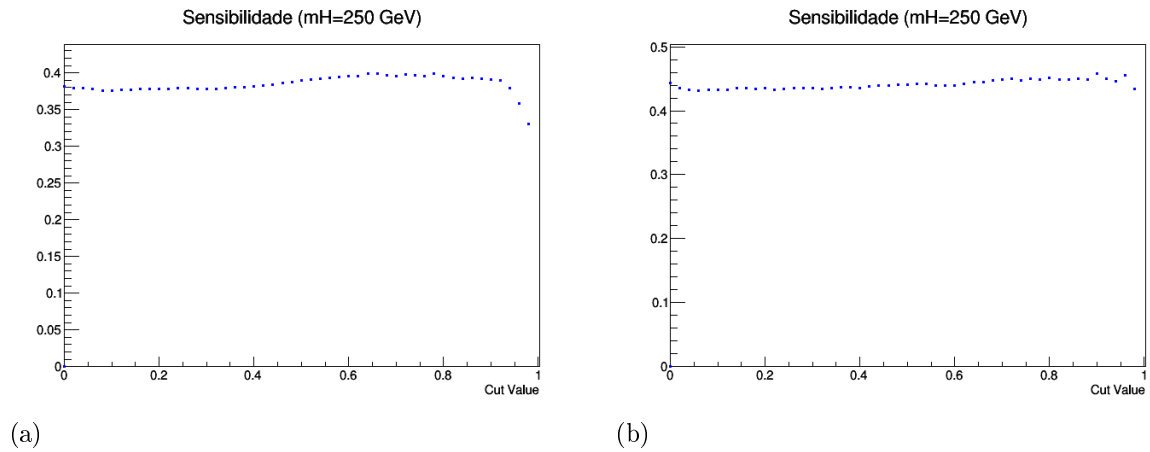
Figura 57 - Significância do sinal para hipótese de massa do Higgs igual a 200 GeV.



Legenda: O gráfico mostra a significância $\frac{S}{\sqrt{B}}$ do sinal para a hipótese de $mH = 200$ GeV de acordo com cada valor de corte do discriminante no canal (a) elétron + jatos e (b) múon + jatos de acordo com cada valor de corte do discriminante.

Fonte: A autora, 2016.

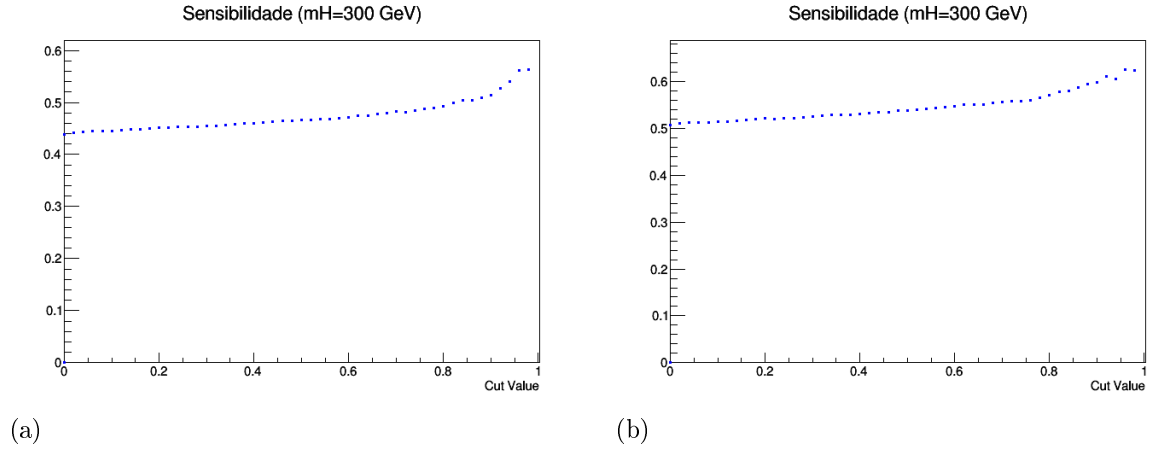
Figura 58 - Significância do sinal para hipótese de massa do Higgs igual a 250 GeV.



Legenda: O gráfico mostra a significância $\frac{S}{\sqrt{B}}$ do sinal para a hipótese de $mH = 250$ GeV de acordo com cada valor de corte do discriminante no canal (a) elétron + jatos e (b) múon + jatos de acordo com cada valor de corte do discriminante.

Fonte: A autora, 2016.

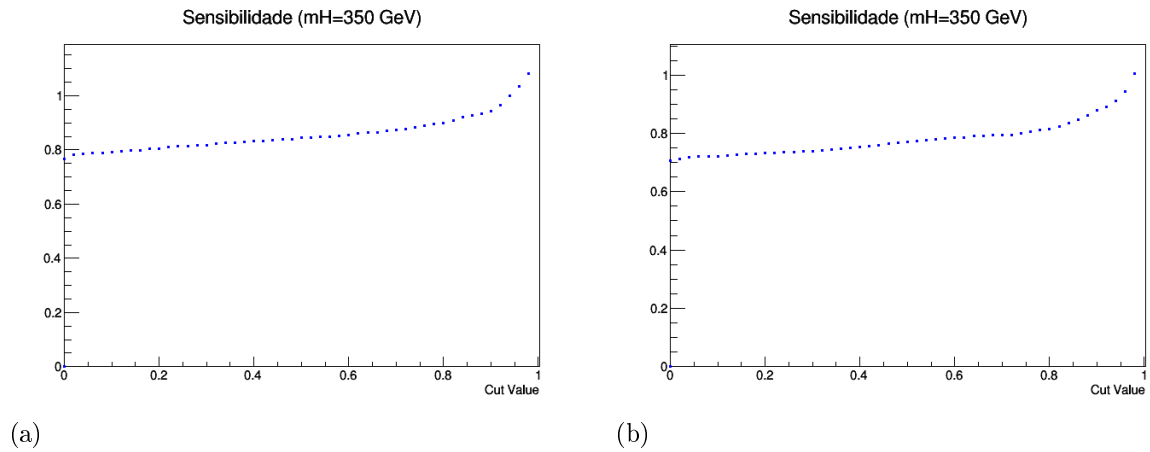
Figura 59 - Significância do sinal para hipótese de massa do Higgs igual a 300 GeV.



Legenda: O gráfico mostra a significância $\frac{S}{\sqrt{B}}$ do sinal para a hipótese de $mH = 300$ GeV de acordo com cada valor de corte do discriminante no canal (a) elétron + jatos e (b) múon + jatos de acordo com cada valor de corte do discriminante.

Fonte: A autora, 2016.

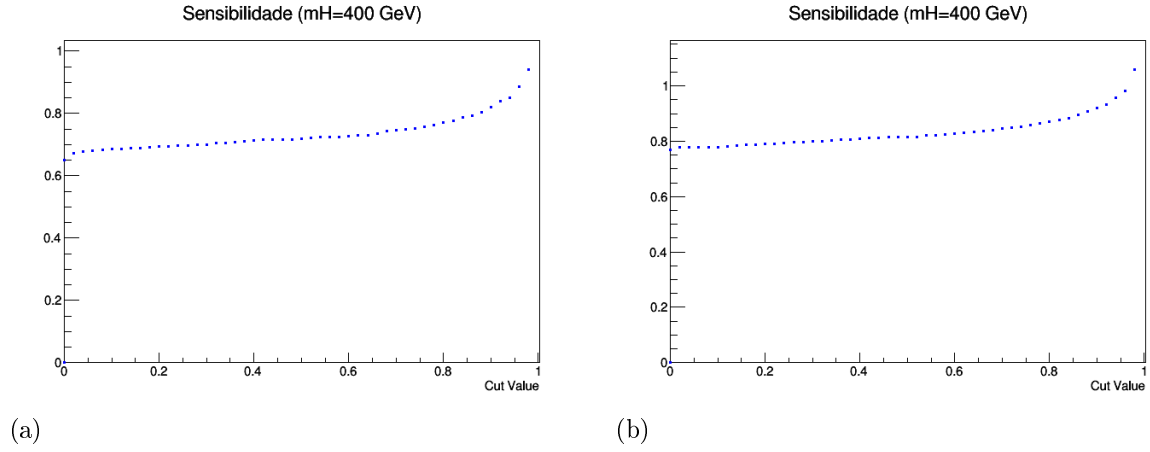
Figura 60 - Significância do sinal para hipótese de massa do Higgs igual a 350 GeV.



Legenda: O gráfico mostra a significância $\frac{S}{\sqrt{B}}$ do sinal para a hipótese de $mH = 350$ GeV de acordo com cada valor de corte do discriminante no canal (a) elétron + jatos e (b) múon + jatos de acordo com cada valor de corte do discriminante.

Fonte: A autora, 2016.

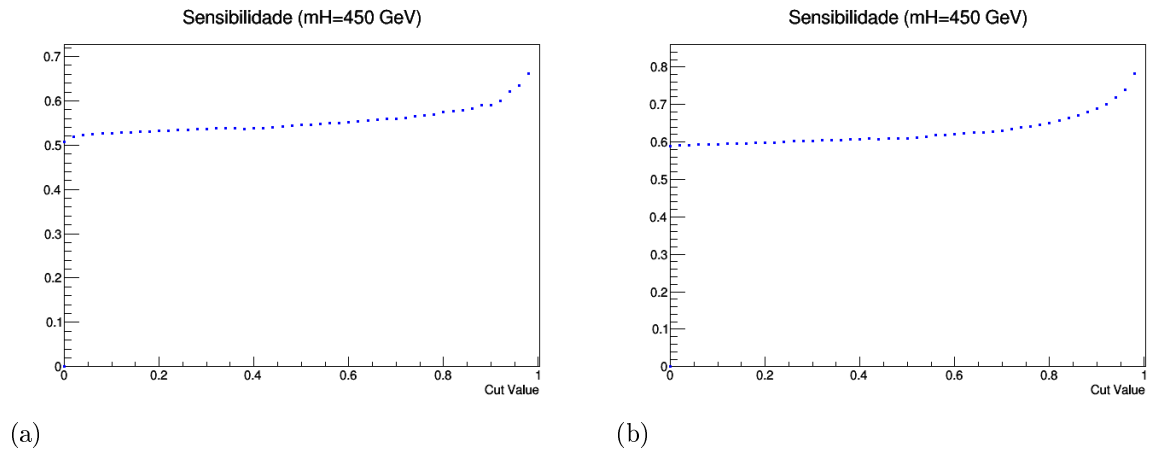
Figura 61 - Significância do sinal para hipótese de massa do Higgs igual a 400 GeV.



Legenda: O gráfico mostra a significância $\frac{S}{\sqrt{B}}$ do sinal para a hipótese de $mH = 400$ GeV de acordo com cada valor de corte do discriminante no canal (a) elétron + jatos e (b) múon + jatos de acordo com cada valor de corte do discriminante.

Fonte: A autora, 2016.

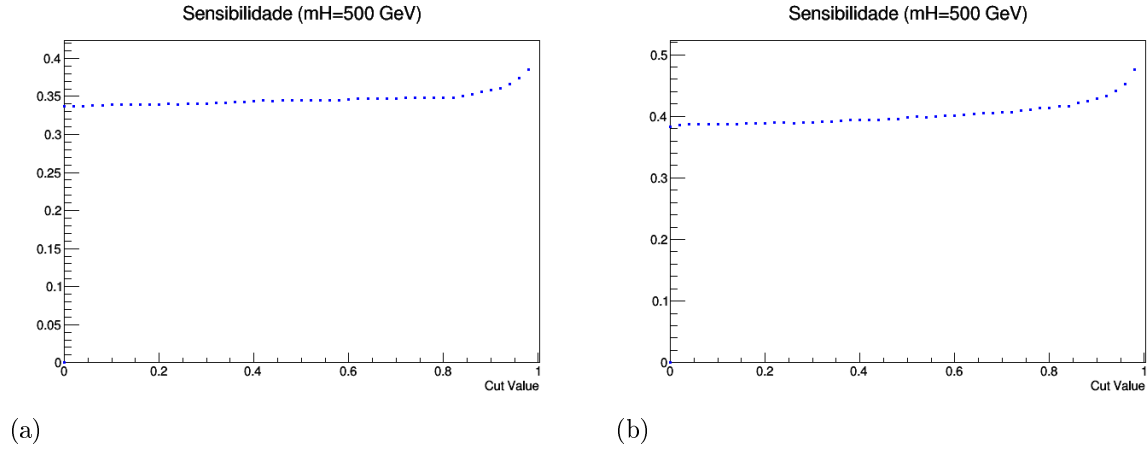
Figura 62 - Significância do sinal para hipótese de massa do Higgs igual a 450 GeV.



Legenda: O gráfico mostra a significância $\frac{S}{\sqrt{B}}$ do sinal para a hipótese de $mH = 450$ GeV de acordo com cada valor de corte do discriminante no canal (a) elétron + jatos e (b) múon + jatos de acordo com cada valor de corte do discriminante.

Fonte: A autora, 2016.

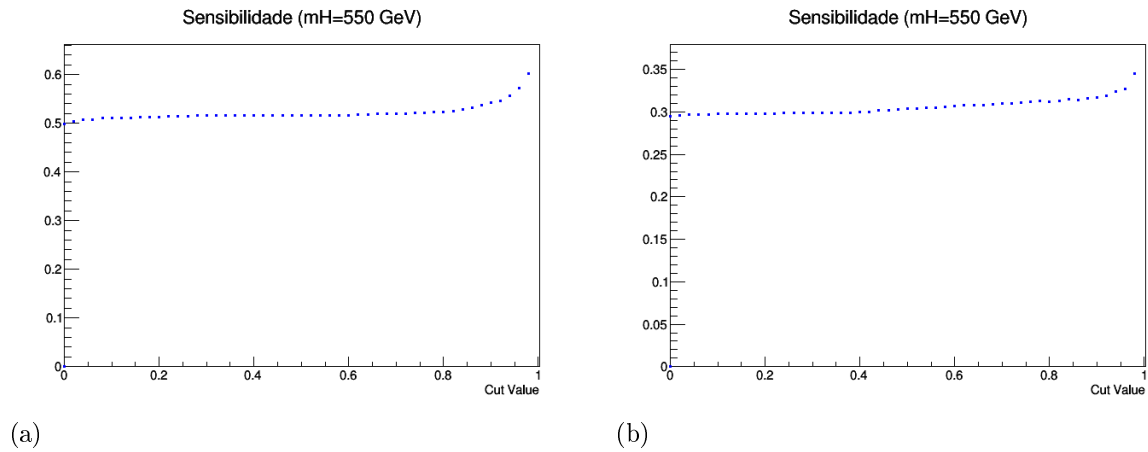
Figura 63 - Significância do sinal para hipótese de massa do Higgs igual a 500 GeV.



Legenda: O gráfico mostra a significância $\frac{S}{\sqrt{B}}$ do sinal para a hipótese de $mH = 500$ GeV de acordo com cada valor de corte do discriminante no canal (a) elétron + jatos e (b) múon + jatos de acordo com cada valor de corte do discriminante.

Fonte: A autora, 2016.

Figura 64 - Significância do sinal para hipótese de massa do Higgs igual a 550 GeV.



Legenda: O gráfico mostra a significância $\frac{S}{\sqrt{B}}$ do sinal para a hipótese de $mH = 550$ GeV de acordo com cada valor de corte do discriminante no canal (a) elétron + jatos e (b) múon + jatos de acordo com cada valor de corte do discriminante.

Fonte: A autora, 2016.

A Significância calculada através da fórmula S/\sqrt{B} nos permite definir qual o melhor valor de corte para cada hipótese de massa de Higgs testada em cada estado final. O valor de corte escolhido é aquele que tiver a mais alta significância. Os valores da significância para cada valor de corte de discriminante e cada hipótese de massa do Higgs estão listados no apêndice C, sendo as tabelas 17 e 18 para o estado final de elétron e as tabelas 19 e 20 para o estado final de múon. Nestas tabelas, o valor de maior significância para cada hipótese de massa do Higgs está destacado em vermelho. As tabelas 14 e 15 mostram os valores de corte escolhidos para cada hipótese de massa do bóson de Higgs, assim como o valor da significância para os dois estados finais.

Tabela 14 - Significância do sinal para o estado final elétrons + jatos

massa do bóson de Higgs (GeV)	Valor de corte	Significância
170	0.94	0.12127
180	0.02	0.234072
190	0.3	0.223649
200	0.66	0.245421
250	0.66	0.399097
300	0.98	0.563148
350	0.98	1.08188
400	0.98	0.940613
450	0.98	0.661411
500	0.98	0.385292
550	0.98	0.602178

Legenda: Valor de corte do discriminante que maximiza a significância e valor da significancia máxima do sinal para cada hipótese de massa do Higgs no canal elétron + jatos.

Fonte: A autora, 2016.

Tabela 15 - Significância do sinal para o estado final múon + jatos

Valor de massa do bóson de Higgs (GeV)	Valor de corte	Significância
170	0.0	0.231616
180	0.48	0.316258
190	0.14	0.329377
200	0.06	0.343585
250	0.9	0.458007
300	0.96	0.625562
350	0.98	1.00482
400	0.98	1.05881
450	0.98	0.782586
500	0.98	0.47572
550	0.98	0.345153

Legenda: Valor de corte do discriminante que maximiza a significância e valor da significancia máxima do sinal para cada hipótese de massa do Higgs no canal múon + jatos.

Fonte: A autora, 2016.

Ao analisar os gráficos 54 à 64 e principalmente as tabelas 14 e 15 vemos que para as hipóteses de Higgs de baixa massa, os valores de corte de discriminante com a melhor significância são bem variados. Conforme aumenta-se o valor da massa do bóson de Higgs, observa-se uma tendência a encontrar a significância mais alta em valores mais altos de corte de discriminante para ambos os estados finais.

4.10 Incertezas sistemáticas

As incertezas sistemáticas são erros nas medidas que não são devido a flutuações estatísticas em amostras reais ou simuladas (BEHNKE et al., 2013). Estas, devem ser levadas em consideração para a computação dos resultados. Não existe uma fórmula que determine quais incertezas sistemáticas devem ser utilizadas. A maioria dos erros considerados erros sistemáticos são uma mistura de conhecimento, experiência e senso comum (BEHNKE et al., 2013). Porém, existem algumas fontes de erros sistemáticos em Física de Partículas que devem sempre ser levadas em consideração. Essas fontes serão discutidas nesta seção.

4.10.1 Seleção dos léptons e eficiência de *trigger*

A incerteza sistemática em relação a eficiência de *trigger* é da ordem de 1% enquanto que a incerteza na reconstrução dos léptons e nos fatores de escala de eficiência de identificação é da ordem de 2%.

4.10.2 Pile-up

O número médio de uma interação de pile-up em um determinado cruzamento de feixes BX_i é dado por:

$$N_i = \frac{\mathcal{L} \cdot \sigma_{minbias}}{\nu_{orbit}} \quad (82)$$

onde \mathcal{L} é a luminosidade instantânea, $\sigma_{minbias}$ a seção de choque de interações *minimum bias* e ν_{orbit} a frequência de órbita do LHC (11246 Hz). Fontes de incerteza na estimativa do número de interações de pile-up nos dados vêm da incerteza na luminosidade, $syst_{lumi} = 2.6\%$ e da incerteza na seção de choque minimum bias ($\sigma_{min.bias} = 69.3$ mb).

Tabela 16 - Incerteza da aceptância relacionada as PDFs

mH (GeV)	Incerteza
170	2.0 %
180	2.0 %
190	2.0 %
200	2.0 %
250	1.5 %
300	2.0 %
350	2.2 %
400	2.4 %
450	2.7 %
500	2.9 %
550	3.2 %

Legenda: Incerteza da aceptância relacionada as PDFs para as amostras de sinal como função da massa do Higgs.

Fonte: CMS COLLABORATION, 2012a.

4.10.3 Seção de choque

A seção de choque para amostras de sinal com energia de centro de massa a 8 TeV foram calculadas pelo *Higgs Cross Section Working Group* (DITTMAYER et al., 2011) para o processo de fusão de glúons e utilizadas nessa análise para extrair os limites bem como as incertezas que estão na ordem de 15-20%.

Além disso, a tabela 16 mostra os valores de incerteza relacionadas a aceptância devido a escolha da PDF utilizada (WHALLEY; BOURILKOV; GROUP, 2005).

4.10.4 Luminosidade

Uma incerteza de 2.6% na luminosidade é aplicada a todas as amostras de Monte Carlo (CMS COLLABORATION, 2013b).

4.11 **Extração do limite superior**

Existem algumas regras baseadas nos níveis de confiança associado a medida obtida que servem de guia para aceitar ou rejeitar uma dada hipótese. No caso de exclusão, uma hipótese de sinal pode ser rejeitada se sua compatibilidade com a hipótese $s + b$, sinal e *background* (ou fundo) for pequena.

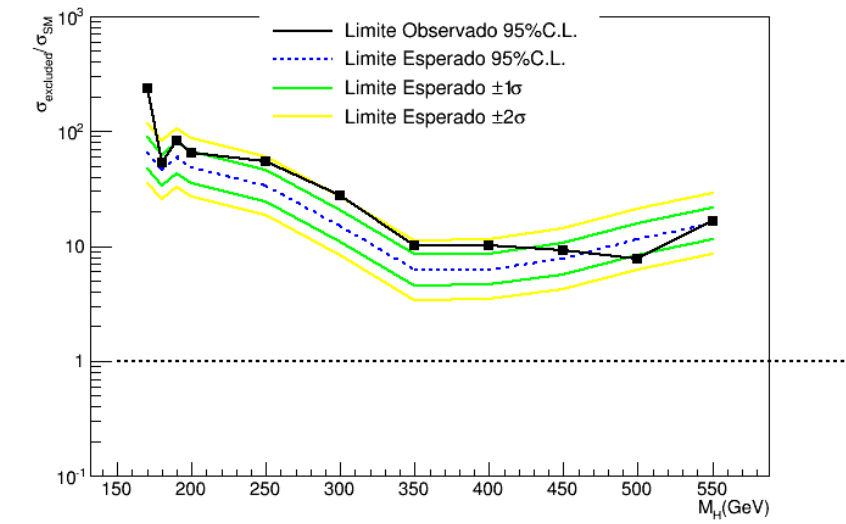
Apesar de parecer natural definir um sinal como excluído com nível de confiança de 95% se $CL_{s+b} < 5\%$, esta definição leva a consequências indesejáveis. Perto do limite de sensibilidade, onde a distribuição estatística para as hipóteses de fundo somente (*b-only*) e fundo com sinal (*s+b*) não estão bem separadas (seja porque o sinal é muito pequeno ou porque o método de análise não é suficientemente eficaz em separar sinal e background), uma flutuação descendente nos dados com relação a expectativa da hipótese *b-only* resulta na exclusão do sinal quando a análise não tem sensibilidade real. Uma solução comumente utilizada em experimentos é corrigir a flutuação descendente usando o chamado método CL_s (ATLAS COLLABORATION, 2010; PERKINS; TYGERT; WARD, 2010), onde o sinal é dito excluído com 95% de nível de confiança se $CL_s < 0.05$, onde $CL_s \equiv CL_{s+b}/CL_b$. Vale resaltar que CL_s não é um nível de confiança, mas sim uma razão entre níveis de confiança (BEHNKE et al., 2013).

Para extrair os limites de exclusão, utilizou-se o pacote “Higgs Combination” (ATLAS COLLABORATION; CMS COLLABORATION; LHC HIGGS COMBINATION GROUP, 2011) recomendado pelo *CMS Higgs Physics Analysis Group*. Esse pacote é uma ferramenta de análise estatística baseada no RooStats¹⁶ (ROOSTATS COLLABORATION, 2011).

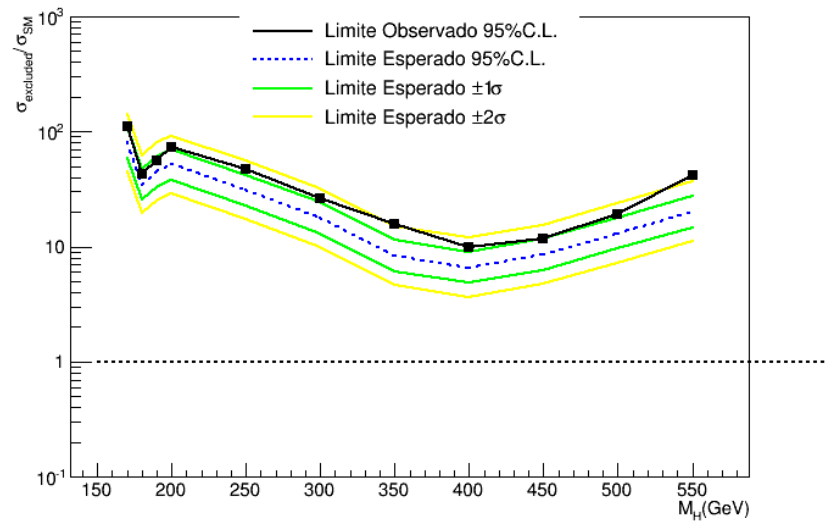
Como valores de entrada, utilizou-se o número de eventos observados e o número de eventos de MC (sinal e fundo) que passam o corte de discriminante com o maior valor de significância do sinal assim como as incertezas discutidas anteriormente. Como dito na seção 4.10, os valores de massa do Higgs utilizados como hipótese nessa análise são: 170, 180, 190, 200, 250, 300, 350, 400, 450, 500, 550 GeV. O estudo do limite foi feito utilizando o método “asymptotic CL_s ” e os resultados são apresentados nas figuras 65a para o estado final $e\nu jj$ e 65b para o estado final $\mu\nu jj$.

¹⁶ O RooStats é um projeto do ROOT em conjunto com os experimentos do LHC, que tem como objetivo criar ferramentas estatísticas contruídas em cima do RooFit e distribuídas no ROOT.

Figura 65 - Limite superior.



(a)



(b)

Legenda: Limite superior para os canais 65a elétron + jatos e 65b múon + jatos.

Fonte: A autora, 2016.

Nas figuras 65a e 65b a linha azul pontilhada representa o limite esperado com nível de confiança de 95%, a linha verde representa o limite esperado a 1σ , a linha amarela representa o limite esperado a 2σ . Por fim, a linha preta representa o limite observado com nível de confiança de 95%. Podemos observar que há uma boa concordância entre o limite esperado e o observado, porém ainda assim, não é possível excluir a hipótese de sinal para as massas estudadas em ambos os canais. Uma faixa de valor de massa só estaria excluída numa situação onde a linha preta (que representa o limite observado a um nível de confiança de 95%) fosse menor que 1 no eixo y.

CONCLUSÃO

O Método de Elemento de Matriz (MEM) foi utilizado pela primeira vez para medidas de precisão do quark top no Tevatron. O uso desse método no LHC é muito mais complicado e desafiador. Essa complexidade está em modelar todas as possíveis interações responsáveis por um dado estado final junto com a determinação das integrais do espaço de fas. E além disso, deve-se levar em conta a correta parametrização da resposta do detector através das funções de transferência.

Essa estudo mostra pela primeira vez o método de Elemento de Matriz aplicado ao canal de decaimento $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$, ($l = e\mu$) no experimento CMS do LHC como um método alternativo para a procura do bóson de Higgs. A performance do método foi testada para ambos os canais de decaimento usando os dados coletados nas colisões próton-próton de 2012 com luminosidade integrada de $19.3fb^{-1}$ ($19.2fb^{-1}$) para elétrons (múons) e com energia de centro de massa de $\sqrt{s} = 8$ TeV.

Os valores de hipótese de massa do bóson de Higgs estudados foram: 170, 180, 190, 200, 250, 300, 350, 400, 450, 500 e 550 GeV. A seleção de eventos foi feita conforme recomendação da comunidade do experimento CMS. Em seguida, um estudo de eficiência de trigger usando o método “Tag and Probe” foi realizado para trigger de elétrons e trigger de múons (tabelas 8, 9 e 10 e figuras 17 e 18). O estudo de trigger, o processamento de amostras para análises foram a parte principal do meu trabalho com o grupo de análise $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ do CMS. Além disso, como *service work*, contribuí com shift de computação.

Ao comparar dados e Monte Carlo, obtivemos os gráficos de massa de 4 corpos (figuras 27, 28 e 29). Com isso pôde-se comprovar que o fundo de produção inclusiva do bóson W + jatos era o que mais contribuía. Por esse motivo, decidiu-se usar apenas esse processo como fundo para método de matriz.

A fim de aplicar o método de elemento de matriz, foi necessário desenvolver uma função de transferência específica para a energia dos jatos visto que essa quantidade não é medida com perfeição pelo experimento. Para isto, as funções de transferência foram parametrizadas como uma gaussiana dupla em ambas as regiões de η do detector. Como a energia dos jatos não é uniforme em toda a região de η do detector, uma divisão em duas regiões fez-se necessária.

Com a função de transferência estabelecida, o método de elemento de matriz foi aplicado as amostras de sinal e fundo. As amostras foram testadas segundo a hipótese de sinal e de fundo e após serem normalizadas pela seção de choque do processo testado, obtivemos as probabilidades evento por evento.

Em seguida, definimos um discriminante que deveria ser capaz de separar sinal e fundo (figuras 32 a 42) e observamos que para as hipóteses de massa de Higgs mais baixas

(próximas ao limite de produção do WW) sinal e fundo não são bem identificados. No entanto, apesar de ainda não ser ideal, esse comportamento melhora conforme o mesmo estudo é feito para massas mais altas. Também podemos observar que apesar de os eventos de sinal terem o comportamento esperado, o mesmo não acontece com os eventos de fundo.

Posteriormente, a fim de extrair o melhor valor de corte no discriminante, definimos variáveis de eficiência, pureza e rejeição (figuras 43 a 53). Um estudo de significância de sinal também foi feito para que fosse possível selecionar o melhor valor de corte do discriminante (figuras 54 a 64 e tabelas 17 a 20).

E, escolhendo o valor de corte de discriminante como aquele com maior significância de sinal, conseguimos rejeitar de aproximadamente 30% a aproximadamente 70% do fundo. O limite superior foi calculado usando o método CL_s da colaboração CMS e os dados de entrada citados na seção 4.11, obtivemos os gráficos 65a e 65b. Apesar de obtermos boa concordância entre o limite esperado e limite observado, ainda assim, não foi possível excluir o Higgs em nenhum dos canais estudados.

REFERÊNCIAS

- AAD, G. et al. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *JINST*, v. 3, p. S08003, 2008.
- AAD, G. et al. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Phys.Lett.*, B716, p. 1–29, 2012.
- AALTONEN, T. et al. Combination of CDF and D0 measurements of the W boson helicity in top quark decays. *Phys. Rev.*, D85, p. 071106, 2012.
- AAMODT, K. et al. The ALICE experiment at the CERN LHC. *JINST*, v. 3, p. S08002, 2008.
- ADRIANI, O. et al. The LHCf detector at the CERN Large Hadron Collider. *JINST*, v. 3, p. S08006, 2008.
- ALIOLI, S. et al. A general framework for implementing NLO calculations in shower Monte Carlo programs: the POWHEG BOX. *JHEP*, v. 06, p. 043, 2010.
- ALVES JR., A. A. et al. The LHCb Detector at the LHC. *JINST*, v. 3, p. S08005, 2008.
- ALWALL, J. et al. The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations. *JHEP*, v. 07, p. 079, 2014.
- ANASTASIOU, C.; MELNIKOV, K. Higgs boson production at hadron colliders in NNLO QCD. *Nucl.Phys.*, B646, p. 220–256, 2002.
- ANELLI, G. et al. The TOTEM experiment at the CERN Large Hadron Collider. *JINST*, v. 3, p. S08007, 2008.
- ARTOISENET, P.; MATTELAER, O. MadWeight: Automatic event reweighting with matrix elements. *PoS, CHARGED2008*, p. 025, 2008.
- ATLAS COLLABORATION. *CLs - a frequentist interpretation, CERN Indico*. 2010. Disponível em: <<http://indico.cern.ch/event/95197/contributions/2120650/>>. Acesso em: 09 mar. 2016.
- ATLAS COLLABORATION; CMS COLLABORATION; LHC HIGGS COMBINATION GROUP. *Procedure for the LHC Higgs boson search combination in summer 2011*. 2011.
- BARGER, V. et al. Cern lhc phenomenology of an extended standard model with a real scalar singlet. *Phys. Rev. D*, American Physical Society, v. 77, p. 035005, Feb 2008. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.77.035005>>. Acesso em: 05 jul 2015.
- BARTL, W. et al. *DELPHI: Technical Proposal*. 1983.
- BAYATIAN, G. et al. *CMS physics: Technical design report Volume 1: Detector Performance and Software*. 2006.

BAYATIAN, G. et al. CMS technical design report, volume II: Physics performance. *J.Phys.*, G34, p. 995–1579, 2007.

BEHNKE, O. et al. (Ed.). *Data analysis in high energy physics*. Weinheim: Wiley-VCH, 2013. ISBN 9783527410583, 9783527653447 (e-book), 9783527653430 (e-book). Disponível em: <<http://www.wiley-vch.de/publish/dt/books/ISBN3-527-41058-9>>. Acesso em: 07 mar 2016.

BERNERS-LEE, T. *Information management: a proposal*. 1989. Disponível em: <www.w3.org/History/1989/proposal.html>. Acesso em: 12 mai 2015.

BILENKY, S. M. *Basics of introduction to Feynman diagrams and electroweak interaction physics*. Gif-sur-Yvette: Ed. Frontières, 1996. (Basics of). Disponível em: <<https://cds.cern.ch/record/329551>>. Acesso em: 09 mar. 2016.

BRANCO, G. C. et al. Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models. *Phys. Rept.*, v. 516, p. 1–102, 2012.

CACCIARI, M.; SALAM, G. P.; SOYEZ, G. The anti- k_t jet clustering algorithm. *Journal of High Energy Physics*, v. 2008, n. 04, p. 063, 2008. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/1126-6708/2008/i=04/a=063>>. Acesso em: 01 Sep 2015.

CHATRCHYAN, S. et al. The CMS experiment at the CERN LHC. *JINST*, v. 3, p. S08004, 2008.

CHATRCHYAN, S. et al. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Phys.Lett.*, B716, p. 30–61, 2012.

CHATRCHYAN, S. et al. Performance of CMS muon reconstruction in pp collision events at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *JINST*, v. 7, p. P10002, 2012.

CMS COLLABORATION. *Particle Flow Event Reconstruction in CMS and Performance for Jets, Taus, and MET*. 2009. Geneva, 2009. Disponível em: <<https://cds.cern.ch/record/1194487>>. Acesso em: 01 Sep 2015.

CMS COLLABORATION. Commissioning of the particle-flow reconstruction in minimum-bias and jet events from pp collisions at 7 tev. 2010a. Disponível em: <<https://cds.cern.ch/record/1279341>>. Acesso em: 01 Sep 2015.

CMS COLLABORATION. *Jet Performance in pp Collisions at 7 TeV*. Geneva, 2010b. Disponível em: <<http://cds.cern.ch/record/1279362>>. Acesso em: 01 Sep 2015.

CMS COLLABORATION. *Search for the Standard Model Higgs boson in the H to WW to $lvjj$ decay channel*. Geneva, 2012a. Disponível em: <<http://cds.cern.ch/record/1449158>>. Acesso em: 05 jul 2015.

CMS COLLABORATION. “*Jet identification in high pile-up environment*”, *CMS twiki PileupJetID twiki*. 2012b. Disponível em: <<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/PileupJetID>>. Acesso em: 05 jul 2015.

CMS COLLABORATION. Pileup Jet Identification. 2013a. Disponível em: <<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsJME13005>>. Acesso em: 05 jul 2015.

CMS COLLABORATION. *CMS Luminosity Based on Pixel Cluster Counting - Summer 2013 Update*. Geneva, 2013b. Disponível em: <<http://cds.cern.ch/record/1598864>>. Acesso em: 05 jul 2015.

CMS COLLABORATION. *CMS LUMINOSITY – public results*. 2015. Disponível em: <<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/LumiPublicResults>>. Acesso em: 05 jul 2015.

DEMORTIER, L. P values and nuisance parameters. In: CONSEIL EUROPÉEN POUR LA RECHERCHE NUCLÉAIRE (Ed.). *PHYSTAT LHC Workshop on Statistical Issues for LHC Physics*. [S.l.], 2007. p. 23–33.

DITTMAYER, S. et al. *Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 1. Inclusive Observables*. 2011.

DJOUADI, A. The Anatomy of electro-weak symmetry breaking. I: The Higgs boson in the standard model. *Phys.Rept.*, v. 457, p. 1–216, 2008.

DUHRSEN, M. et al. *Determination of Higgs-boson couplings at the LHC*. 2004.

ELECTRON reconstruction and identification at $\sqrt{s} = 7$ TeV. Geneva, 2010. Disponível em: <<http://cds.cern.ch/record/1299116>>. Acesso em: 05 jul 2015.

ENGLERT, F.; BROUT, R. Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons. *Phys.Rev.Lett.*, v. 13, p. 321–323, 1964.

FRIXIONE, S.; NASON, P.; OLEARI, C. Matching NLO QCD computations with Parton Shower simulations: the POWHEG method. *JHEP*, v. 11, p. 070, 2007.

GREEN, D. *Dijet mass resolution at the LHC*. 2004.

GURALNIK, G.; HAGEN, C.; KIBBLE, T. Global Conservation Laws and Massless Particles. *Phys.Rev.Lett.*, v. 13, p. 585–587, 1964.

HARLANDER, R. V.; KILGORE, W. B. Next-to-next-to-leading order Higgs production at hadron colliders. *Phys.Rev.Lett.*, v. 88, p. 201801, 2002.

HEINEMEYER, S. et al. *Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 3. Higgs Properties*. 2013.

HIGGS, P. W. Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons. *Phys.Rev.Lett.*, v. 13, p. 508–509, 1964.

HIGGS, P. W. Broken symmetries, massless particles and gauge fields. *Phys.Lett.*, v. 12, p. 132–133, 1964.

HIGGS, P. W. Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons. *Phys.Rev.*, v. 145, p. 1156–1163, 1966.

HOCKER, A. et al. TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis. *PoS, ACAT*, p. 040, 2007.

KHACHATRYAN, V. et al. Measurement of the t-channel single-top-quark production cross section and of the $|V_{tb}|$ CKM matrix element in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV. *JHEP*, v. 06, p. 090, 2014.

KHACHATRYAN, V. et al. Search for a Standard Model Higgs Boson Produced in Association with a Top-Quark Pair and Decaying to Bottom Quarks Using a Matrix Element Method. *Eur. Phys. J.*, C75, n. 6, p. 251, 2015.

KHACHATRYAN, V. et al. Measurement of spin correlations in $t\bar{t}$ production using the matrix element method in the muon+jets final state in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV. *Phys. Lett.*, B758, p. 321–346, 2016.

KIBBLE, T. Symmetry breaking in nonAbelian gauge theories. *Phys.Rev.*, v. 155, p. 1554–1561, 1967.

KROENINGER, K. A. *A Measurement of the Top Quark Mass with the D0 Detector at $\sqrt{s} = 1.96$ -TeV using the Matrix Element Method*. Tese (Doutorado) — Bonn University, 2004. Disponível em: <http://lss.fnal.gov/cgi-bin/find_paper.pl?masters-2004-04>. Acesso em: 01 sep 2015.

LAMONT, M. Status of the lhc. *Journal of Physics: Conference Series*, v. 455, n. 1, p. 012001, 2013. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/1742-6596/455/i=1/a=012001>>. Acesso em: 05 jul 2015.

LEFEVRE, C. LHC: the guide (English version). Guide du LHC (version anglaise). 2009. Disponível em: <<http://cds.cern.ch/record/1165534>>.

LEPAGE, G. P. VEGAS: AN ADAPTIVE MULTIDIMENSIONAL INTEGRATION PROGRAM. 1980.

LNUJJ group twiki. Fonte restrita a colaboração CMS. 2012. Disponível em: <<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/HiggsWWTolnujjCommonPATtuples>>. Acesso em: 01/09/2015.

MULTIVARIATE electron identification. In: CMS 2013 Public Electron Performance Results. 2014. Disponível em: <<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/MultivariateElectronIdentification>>. Acesso em: 07 mar 2016.

NASON, P. A New method for combining NLO QCD with shower Monte Carlo algorithms. *JHEP*, v. 11, p. 040, 2004.

NASON, P.; OLEARI, C. NLO Higgs boson production via vector-boson fusion matched with shower in POWHEG. *JHEP*, v. 1002, p. 037, 2010.

OLIVE, K. et al. Review of Particle Physics. *Chin.Phys.*, C38, p. 090001, 2014.

PAK, A.; ROGAL, M.; STEINHAUSER, M. Virtual three-loop corrections to Higgs boson production in gluon fusion for finite top quark mass. *Phys.Lett.*, B679, p. 473–477, 2009.

PALMA, M. D. et al. *ALEPH: Technical Report 1983*. [s.n.], 1983. Disponível em: <<https://inspirehep.net/record/19342/files/ALEPH-TechnaicalReport1983.pdf>>. Acesso em: 09 mar 2016.

PERKINS, W.; TYGERT, M.; WARD, R. *Computing the confidence levels for a root-mean-square test of goodness-of-fit, II*. *ArXiv e-prints*, set. 2010.

- PINFOLD, J. et al. *Technical Design Report of the MoEDAL Experiment*. 2009.
- RAVINDRAN, V.; SMITH, J.; NEERVEN, W. L. NNLO corrections to the total cross-section for Higgs boson production in hadron hadron collisions. *Nucl.Phys.*, B665, p. 325–366, 2003.
- ROOSTATS COLLABORATION. *RooStats Wiki, Twiki RooStats Wiki*. 2011. Disponível em: <<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/RooStats/WebHome>>. Acesso em: 09 mar 2016.
- SCHAEEL, S. et al. Precision electroweak measurements on the Z resonance. *Phys.Rept.*, v. 427, p. 257–454, 2006.
- SHABALINA, E.; GROUP, T. T. E. W. *Combination of CDF and D0 Results on the Mass of the Top Quark*. 2009.
- SINERVO, P. K. Signal significance in particle physics. In: ADVANCED STATISTICAL TECHNIQUES IN PARTICLE PHYSICS. *Proceedings*, Conference, Durham, UK, March 18-22, 2002. [s.n.], 2002. p. 64–76. Disponível em: <<http://www.ippp.dur.ac.uk/Workshops/02/statistics/proceedings//sinervo.pdf>>. Acesso em: 09 mar. 2016.
- SJOSTRAND, T.; MRENNNA, S.; SKANDS, P. Z. PYTHIA 6.4 Physics and Manual. *JHEP*, v. 05, p. 026, 2006.
- SPIRA, M. et al. Higgs boson production at the LHC. *Nucl.Phys.*, B453, p. 17–82, 1995.
- VANDOREN, S.; NIEUWENHUIZEN, P. Lectures on instantons. 2008. Disponível em: <<https://arxiv.org/abs/0802.1862>>. Acesso em: 09 mar. 2016.
- WELLS, J. D. Higgs naturalness and the scalar boson proliferation instability problem. *Synthese*, 2016. Disponível em: <<https://inspirehep.net/record/1430916/files/arXiv:1603.06131.pdf>>. Acesso em: 09 mar 2016.
- WHALLEY, M. R.; BOURILKOV, D.; GROUP, R. C. The Les Houches accord PDFs (LHAPDF) and LHAGLUE. In: HERA and the LHC: A Workshop on the implications of HERA for LHC physics. *Proceedings*, Part B. [S.l.: s.n.], 2005.
- WILSON, K. G. Confinement of quarks. *Phys. Rev. D*, American Physical Society, v. 10, p. 2445–2459, Oct 1974. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.10.2445>>. Acesso em: 05 jul 2015.

APÊNDICE A – Propagação de erros para massa do dijet:

A.1 Massa do dijet

A massa do dijet é definida como:

$$M_{dijet} = \sqrt{2Et_1Et_2(\cosh(d\eta) - \cos(d\phi))} \quad (83)$$

onde,

$$d\eta = \eta_{jet1} - \eta_{jet2} \quad (84)$$

$$d\phi = \phi_{jet1} - \phi_{jet2} \quad (85)$$

O cálculo de propagação de erros foi feito apenas em relação a Et_1 e Et_2 . Sendo assim, podemos escrever a massa do dijet de forma simplificada:

$$M_{dijet} = \sqrt{Et_1Et_2 \times A} \quad (86)$$

onde

$$A = 2(\cosh(d\eta) - \cos(d\phi)) = \text{constante} \quad (87)$$

A.2 Cálculo de propagação de erros da massa do dijet:

$$\sigma_{M_{dijet}} = \sqrt{\left(\frac{\partial M_{dijet}}{\partial Et_1}\right)^2 (\sigma_{Et_1})^2 + \left(\frac{\partial M_{dijet}}{\partial Et_2}\right)^2 (\sigma_{Et_2})^2} \quad (88)$$

derivadas parciais:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial M_{dijet}}{\partial Et_1} &= \frac{\partial((Et_1 Et_2 \times A)^{1/2})}{\partial Et_1} \\
&= \frac{1}{2}(Et_1 Et_2 \times A)^{-1/2} A Et_2 = \frac{1}{2} \frac{A Et_2}{\sqrt{Et_1 Et_2 \times A}} \\
&= \frac{1}{2} \frac{A Et_2 \sqrt{Et_1 Et_2 \times A}}{Et_1 Et_2 \times A} \\
&= \frac{1}{2} \frac{\sqrt{Et_1 Et_2 \times A}}{Et_1} \\
&= \frac{M_{dijet}}{2Et_1}
\end{aligned} \tag{89}$$

$$\frac{\partial M_{dijet}}{\partial Et_2} = \frac{M_{dijet}}{2Et_2} \tag{90}$$

Substituindo as derivadas parciais na equação 88:

$$\sigma_{M_{dijet}} = \sqrt{\left(\frac{M_{dijet}}{2Et_1}\right)^2 (\sigma_{Et_1})^2 + \left(\frac{M_{dijet}}{2Et_2}\right)^2 (\sigma_{Et_2})^2} \tag{91}$$

APÊNDICE B – Exemplos de Cards utilizados

B.1 Card de geração do processo de sinal no canal múon + jets

```

1  *****
2  **                               MadGraph5_aMC@NLO                               **
3  **                               **                                               **
4  **                               *                               *                               **
5  **                               *   *   *                               *                               **
6  **                               * * * * 5 * * * *                               **
7  **                               *   *   *                               *                               **
8  **                               *                               *                               **
9  **                               **                                               **
10 **                               **                                               **
11 **                               VERSION 2.2.3                               2015-02-10                               **
12 **                               **                                               **
13 **                               The MadGraph5_aMC@NLO Development Team - Find us at                               **
14 **                               https://server06.fynu.ucl.ac.be/projects/madgraph                               **
15 **                               **                                               **
16  *****
17 **                               **                                               **
18 **                               Command File for MadGraph5_aMC@NLO                               **
19 **                               **                                               **
20 **                               run as ./bin/mg5_aMC filename                               **
21 **                               **                                               **
22  *****
23 set group_subprocesses Auto
24 set ignore_six_quark_processes False
25 set loop_color_flows False
26 set gauge unitary
27 set complex_mass_scheme False
28 set max_npoint_for_channel 0
29 import model sm
30 define p = g u c d s u~ c~ d~ s~
31 define j = g u c d s u~ c~ d~ s~
32 define l+ = e+ mu+
33 define l- = e- mu-
34 define vl = ve vm vt
35 define vl~ = ve~ vm~ vt~
36 import model heft
37 generate p p > h , h > mu+ vm j j
38 add process p p > h , h > mu- vm~ j j
39 output madweight DataInput_H350process

```

B.2 Card de geração do processo de background no canal múon + jets

```

1  *****
2  **                               MadGraph5_aMC@NLO                               **
3  **                               **                                               **
4  **                               *                               *                               **
5  **                               *       *       *                               **
6  **                               * * * * 5 * * * *                               **
7  **                               *       *       *                               **
8  **                               *                               *                               **
9  **                               **                                               **
10 **                               **                                               **
11 **          VERSION 2.2.3                               2015-02-10                               **
12 **                               **                                               **
13 **    The MadGraph5_aMC@NLO Development Team - Find us at                               **
14 **    https://server06.fynu.ucl.ac.be/projects/madgraph                               **
15 **                               **                                               **
16  *****
17  **                               **                                               **
18  **          Command File for MadGraph5_aMC@NLO                               **
19  **                               **                                               **
20  **    run as ./bin/mg5_aMC filename                               **
21  **                               **                                               **
22  *****
23  set group_subprocesses Auto
24  set ignore_six_quark_processes False
25  set loop_color_flows False
26  set gauge unitary
27  set complex_mass_scheme False
28  set max_npoint_for_channel 0
29  import model sm
30  define p = g u c d s u~ c~ d~ s~
31  define j = g u c d s u~ c~ d~ s~
32  define l+ = e+ mu+
33  define l- = e- mu-
34  define vl = ve vm vt
35  define vl~ = ve~ vm~ vt~
36  generate p p > mu- vm~ j j
37  add process p p > mu+ vm j j
38  output madweight DataInput_pesadocom_WnJets

```

B.3 Exemplo de MadWeight card

```

1 #####
2 ##
3 ##                               MadWeigth                               ##
4 ##                               =====                               ##
5 ##                               ##
6 ##                               Run control                               ##
7 ##                               -----                               ##
8 ##                               ##
9 ##                               ##
10 ##   Author: Mattelaer Olivier (UCL-CP3)                               ##
11 ##           Artoisenet Pierre (UCL-CP3)                               ##
12 ##                               ##
13 ##   Version:      5.0.0                               ##
14 ##   Last change: 01/10/14                               ##
15 ##                               ##
16 #####
17 ##                               ##
18 ##   This Card defines all specific parameters of Madweight             ##
19 ##                               ##
20 #####
21 *****
22 ##                               select run options                               ##
23 *****
24 Block MW_Run
25 #   TAG                               VALUE                               UTILITY
26     name                               W2jets      # name for the run
27     nb_exp_events                       5000      # number of experimental events to consider
28     MW_int_points                       2000      # number of points (by permutation) in MadWeight
29                                           # integration for survey
30     MW_int_refine                       10000     # number of points (by permutation) in MadWeight
31                                           # integration for refine
32     precision                           0.005     # stops computation if precision is reached.
33     nb_event_by_node                     1         # one job submission compute the weight for N events
34     log_level                           weight     # from low level of log to extensive log:
35                                           # weight, permutation, channel, full
36     use_cut                             F          # use the cut defined in run_card.dat
37     bw_cut                              F          # use the BW cut
38     nwa                                0.1         # width below narrow width approximation is used.
39     isr                                0           # isr=0 : ignore ISR effect (except if all FS
40                                           # particles are visible)
41                                           # isr=1 : correct kinematic based on
42                                           # reconstructed Pt(isr)
43     inputfile      '../lhco_files/RD_mu_W2Jets_CMSSW532.lhco'
44                                           # path to the input file (in lhco format)
45

```

```

46
47 *****
48 ##                define the different param_card's                ##
49 *****
50 Block MW_parameter
51 #   TAG           VALUE                               UTILITY
52   mode            1      #   type of input
53                        #   0 : inputs are read from the cards: param_card_1.dat,
54                        # param_card_2.dat,...
55                        #   1 : redefines some values from param_card.dat
56                        # according to the form below
57                        #   2 : same but the value for different parameters are
58                        # modified simultaneously
59 #
60 #                # first parameter #
61   11      mass      # Block of the parameter to change
62   12      25         # id of the parameter to change
63   13      170        # here you can enter the different values:
64                        # add a new line with tag 13 to introduce a new value
65 *****
66 ##                Permutations                ##
67 *****
68 Block MW_perm
69 #   TAG           VALUE                               UTILITY
70   permutation     T      # make permutation
71   bjet_is_jet     T      # consider permutation between b-jets and light jets
72   montecarlo      T      # Monte-Carlo over permutation (Huge speed up if many
73                        # permutation)
74   preselect       'default' # How to pre-select the correct permutation set.
75                        # put 'None' if no pre-selection to perform.
76                        # You can set the path to a fortran file defining the
77                        # require function
78                        # See file SubProcesses/permutation_weight_default.dat for
79                        # instructions.
80   min_perm_cut 5e-4      # Cut for discarding permutation on the preselected method
81 *****
82 ##                Phase-Space Integration mapping                ##
83 *****
84 Block MW_gen
85   force_nwa       2      # Only consider the change of variable aligning particles
86                        # with width smaller than this value. This speed up the
87                        # code but can lead to zero weight for background event
88                        # where the kinematic doesn't agree with the associated
89                        # mass. if "mw_run nwa" parameter is bigger than this
90                        # value, that value is used for this parameter
91                        # automatically.

```

B.4 Default run card

```

1  *****
2  #                               MadGraph5_aMC@NLO                               *
3  #                               *
4  #                               run_card.dat MadEvent                               *
5  #                               *
6  #   This file is used to set the parameters of the run.                               *
7  #                               *
8  #   Some notation/conventions:                               *
9  #                               *
10 #   Lines starting with a '#' are info or comments                               *
11 #                               *
12 #   mind the format:  value      = variable      ! comment                               *
13 *****
14 #
15 *****
16 # Running parameters
17 *****
18 *****
19 # rnd seed                               *
20 # Warning: Do not generate more than 1M events in a single run                               *
21 # If you want to run Pythia, avoid more than 50k events in a run.                               *
22 *****
23 0 = iseed ! rnd seed (0=assigned automatically=default))
24 *****
25 # Collider type and energy                               *
26 # lpp: 0=No PDF, 1=proton, -1=antiproton, 2=photon from proton,                               *
27 #                               3=photon from electron                               *
28 *****
29 1 = lpp1 ! beam 1 type
30 1 = lpp2 ! beam 2 type
31 6500.0 = ebeam1 ! beam 1 total energy in GeV
32 6500.0 = ebeam2 ! beam 2 total energy in GeV
33 *****
34 # Beam polarization from -100 (left-handed) to 100 (right-handed) *
35 *****
36 0.0 = polbeam1 ! beam polarization for beam 1
37 0.0 = polbeam2 ! beam polarization for beam 2
38 *****
39 # PDF CHOICE: this automatically fixes also alpha_s and its evol. *
40 *****
41 nn23lo1 = pdlabel ! PDF set
42 230000 = lhaid ! if pdlabel=lhapdf, this is the lhpdf number
43 *****
44 # Renormalization and factorization scales *
45 *****

```

```

46 True = fixed_ren_scale ! if .true. use fixed ren scale
47 True      = fixed_fac_scale ! if .true. use fixed fac scale
48 91.188 = scale          ! fixed ren scale
49 91.188 = dsqrt_q2fact1   ! fixed fact scale for pdf1
50 91.188 = dsqrt_q2fact2   ! fixed fact scale for pdf2
51 -1 = dynamical_scale_choice ! Select one of the preselect dynamical choice
52 1.0 = scalefact          ! scale factor for event-by-event scales
53
54
55
56 #####
57 #####
58 ##      INFORMATION USEFULL FOR MADWEIGHT STOPS HERE      ##
59 #####
60 #####
61 *****
62 # BW cutoff (M+/-bwcutoff*Gamma)
63 *****
64 15.0 = bwcutoff          ! (M+/-bwcutoff*Gamma)
65 *****
66 # Tag name for the run (one word) *
67 *****
68 ' ' = run_tag ! name of the run
69 10000 = nevents ! Number of unweighted events requested
70 *****
71 # Run to generate the grid pack *
72 *****
73 False = gridpack !True = setting up the grid pack
74 *****
75 # Matching - Warning! ickkw > 1 is still beta
76 *****
77 0 = ickkw          ! 0 no matching, 1 MLM, 2 CKKW matching
78 1 = highestmult    ! for ickkw=2, highest mult group
79 1 = ktscheme       ! for ickkw=1, 1 Durham kT, 2 Pythia pTE
80 1.0 = alpsfact      ! scale factor for QCD emission vx
81 False = chcluster  ! cluster only according to channel diag
82 True = pdfwgt       ! for ickkw=1, perform pdf reweighting
83 5 = asrwgtflavor    ! highest quark flavor for a_s reweight
84 True = clusinfo     ! include clustering tag in output
85 3.0 = lhe_version   ! Change the way clustering information pass to shower.
86 *****
87 *****
88 #
89 *****
90 # Automatic ptj and mjj cuts if xqcut > 0
91 # (turn off for VBF and single top processes)
92 *****

```



```

93   True  = auto_ptj_mjj  ! Automatic setting of ptj and mjj
94   *****
95   #
96   *****
97   # Apply pt/E/eta/dr/mij cuts on decay products or not
98   # (note that etmiss/ptll/ptheavy/ht/sorted cuts always apply)
99   *****
100  False = cut_decays    ! Cut decay products
101  *****
102  # Number of helicities to sum per event (0 = all helicities)
103  # 0 gives more stable result, but longer run time (needed for
104  # long decay chains e.g.).
105  # Use >=2 if most helicities contribute, e.g. pure QCD.
106  *****
107  0      = nhel          ! Number of helicities used per event
108  *****
109  # Standard Cuts
110  *****
111  #
112  *****
113  # Minimum and maximum pt's (for max, -1 means no cut)      *
114  *****
115  0.0    = ptj           ! minimum pt for the jets
116  0.0    = ptb           ! minimum pt for the b
117  0.0    = pta           ! minimum pt for the photons
118  0.0    = ptl           ! minimum pt for the charged leptons
119  0.0    = misset        ! minimum missing Et (sum of neutrino's momenta)
120  0.0    = ptheavy       ! minimum pt for one heavy final state
121  -1.0   = ptjmax        ! maximum pt for the jets
122  -1.0   = ptbmax        ! maximum pt for the b
123  -1.0   = ptamax        ! maximum pt for the photons
124  -1.0   = ptlmax        ! maximum pt for the charged leptons
125  -1.0   = missetMax     ! maximum missing Et (sum of neutrino's momenta)
126  *****
127  # Minimum and maximum E's (in the center of mass frame)    *
128  *****
129  0.0    = ej           ! minimum E for the jets
130  0.0    = eb           ! minimum E for the b
131  0.0    = ea           ! minimum E for the photons
132  0.0    = el           ! minimum E for the charged leptons
133  -1.0   = ejmax        ! maximum E for the jets
134  -1.0   = ebmax        ! maximum E for the b
135  -1.0   = eamax        ! maximum E for the photons
136  -1.0   = elmax        ! maximum E for the charged leptons
137  *****
138  # Maximum and minimum absolute rapidity (for max, -1 means no cut) *
139  *****

```

```

140 -1.0 = etaj      ! max rap for the jets
141 -1.0 = etab      ! max rap for the b
142 -1.0 = etaa      ! max rap for the photons
143 -1.0 = etal      ! max rap for the charged leptons
144 0.0 = etajmin    ! min rap for the jets
145 0.0 = etabmin    ! min rap for the b
146 0.0 = etaamin    ! min rap for the photons
147 0.0 = etalmin    ! min rap for the charged leptons
148 *****
149 # Minimum and maximum DeltaR distance                                     *
150 *****
151 0.0 = drjj      ! min distance between jets
152 0.0 = drbb      ! min distance between b's
153 0.0 = drll      ! min distance between leptons
154 0.0 = draa      ! min distance between gammas
155 0.0 = drbj      ! min distance between b and jet
156 0.0 = draj      ! min distance between gamma and jet
157 0.0 = drjl      ! min distance between jet and lepton
158 0.0 = drab      ! min distance between gamma and b
159 0.0 = drbl      ! min distance between b and lepton
160 0.0 = dral      ! min distance between gamma and lepton
161 -1.0 = drjjmax   ! max distance between jets
162 -1.0 = drbbmax   ! max distance between b's
163 -1.0 = drllmax   ! max distance between leptons
164 -1.0 = draamax   ! max distance between gammas
165 -1.0 = drbjmax   ! max distance between b and jet
166 -1.0 = drajmax   ! max distance between gamma and jet
167 -1.0 = drjlmax   ! max distance between jet and lepton
168 -1.0 = drabmax   ! max distance between gamma and b
169 -1.0 = drblmax   ! max distance between b and lepton
170 -1.0 = dralmax   ! max distance between gamma and lepton
171 *****
172 # Minimum and maximum invariant mass for pairs                             *
173 # WARNING: for four lepton final state mlll cut require to have           *
174 #           different lepton masses for each flavor!                       *
175 *****
176 0.0 = mmjj      ! min invariant mass of a jet pair
177 0.0 = mmbb      ! min invariant mass of a b pair
178 0.0 = mmaa      ! min invariant mass of gamma gamma pair
179 0.0 = mlll      ! min invariant mass of l+l- (same flavour) lepton pair
180 -1.0 = mmjjmax   ! max invariant mass of a jet pair
181 -1.0 = mmbbmax   ! max invariant mass of a b pair
182 -1.0 = mmaamax   ! max invariant mass of gamma gamma pair
183 -1.0 = mlllmax   ! max invariant mass of l+l- (same flavour) lepton pair
184 *****
185 # Minimum and maximum invariant mass for all letpons                       *
186 *****

```

```

187 0.0 = mmnl ! min invariant mass for all letpons (l+- and vl)
188 -1.0 = mmnlmax ! max invariant mass for all letpons (l+- and vl)
189 *****
190 # Minimum and maximum pt for 4-momenta sum of leptons *
191 *****
192 0.0 = ptllmin ! Minimum pt for 4-momenta sum of leptons(l and vl)
193 -1.0 = ptllmax ! Maximum pt for 4-momenta sum of leptons(l and vl)
194 *****
195 # Inclusive cuts *
196 *****
197 0.0 = xptj ! minimum pt for at least one jet
198 0.0 = xptb ! minimum pt for at least one b
199 0.0 = xpta ! minimum pt for at least one photon
200 0.0 = xptl ! minimum pt for at least one charged lepton
201 *****
202 # Control the pt's of the jets sorted by pt *
203 *****
204 0.0 = ptj1min ! minimum pt for the leading jet in pt
205 0.0 = ptj2min ! minimum pt for the second jet in pt
206 0.0 = ptj3min ! minimum pt for the third jet in pt
207 0.0 = ptj4min ! minimum pt for the fourth jet in pt
208 -1.0 = ptj1max ! maximum pt for the leading jet in pt
209 -1.0 = ptj2max ! maximum pt for the second jet in pt
210 -1.0 = ptj3max ! maximum pt for the third jet in pt
211 -1.0 = ptj4max ! maximum pt for the fourth jet in pt
212 0 = cutuse ! reject event if fails any (0) / all (1) jet pt cuts
213 *****
214 # Control the pt's of leptons sorted by pt *
215 *****
216 0.0 = ptl1min ! minimum pt for the leading lepton in pt
217 0.0 = ptl2min ! minimum pt for the second lepton in pt
218 0.0 = ptl3min ! minimum pt for the third lepton in pt
219 0.0 = ptl4min ! minimum pt for the fourth lepton in pt
220 -1.0 = ptl1max ! maximum pt for the leading lepton in pt
221 -1.0 = ptl2max ! maximum pt for the second lepton in pt
222 -1.0 = ptl3max ! maximum pt for the third lepton in pt
223 -1.0 = ptl4max ! maximum pt for the fourth lepton in pt
224 *****
225 # Control the Ht(k)=Sum of k leading jets *
226 *****
227 0.0 = htjmin ! minimum jet HT=Sum(jet pt)
228 -1.0 = htjmax ! maximum jet HT=Sum(jet pt)
229 0.0 = ihtmin !inclusive Ht for all partons (including b)
230 -1.0 = ihtmax !inclusive Ht for all partons (including b)
231 0.0 = ht2min ! minimum Ht for the two leading jets
232 0.0 = ht3min ! minimum Ht for the three leading jets
233 0.0 = ht4min ! minimum Ht for the four leading jets

```

```

234 -1.0 = ht2max ! maximum Ht for the two leading jets
235 -1.0 = ht3max ! maximum Ht for the three leading jets
236 -1.0 = ht4max ! maximum Ht for the four leading jets
237 *****
238 # Photon-isolation cuts, according to hep-ph/9801442 *
239 # When ptgmin=0, all the other parameters are ignored *
240 # When ptgmin>0, pta and draj are not going to be used *
241 *****
242 0.0 = ptgmin ! Min photon transverse momentum
243 0.4 = R0gamma ! Radius of isolation code
244 1.0 = xn ! n parameter of eq.(3.4) in hep-ph/9801442
245 1.0 = epsgamma ! epsilon_gamma parameter of eq.(3.4) in hep-ph/9801442
246 True = isoEM ! isolate photons from EM energy (photons and leptons)
247 *****
248 # WBF cuts *
249 *****
250 0.0 = xetamin ! minimum rapidity for two jets in the WBF case
251 -1.0 = deltaeta ! minimum rapidity for two jets in the WBF case
252 *****
253 # KT DURHAM CUT *
254 *****
255 0.0 = ktdurham
256 0.0 = dparameter
257 *****
258 # maximal pdg code for quark to be considered as a light jet *
259 # (otherwise b cuts are applied) *
260 *****
261 4 = maxjetflavor ! Maximum jet pdg code
262 *****
263 # Jet measure cuts *
264 *****
265 0.0 = xqcut ! minimum kt jet measure between partons
266 *****
267 #
268 *****
269 # Store info for systematics studies *
270 # WARNING: If use_syst is T, matched Pythia output is *
271 # meaningful ONLY if plotted taking matchscale *
272 # reweighting into account! *
273 *****
274 F = use_syst ! Enable systematics studies
275 #
276 *****
277 # Parameter of the systematics study
278 # will be used by SysCalc (if installed)
279 *****
280 #

```

```

281 0.5 1 2 = sys_scalefact # factorization/renormalization scale factor
282 None = sys_alpsfact # \alpha_s emission scale factors
283 30 50 = sys_matchscale # variation of merging scale
284 # PDF sets and number of members (0 or none for all members).
285 Ct10nlo.LHgrid = sys_pdf # matching scales
286 # MSTW2008nlo68cl.LHgrid 1 = sys_pdf

```

B.5 Param card gerado para $M_H = 500$ GeV

```

1 #####
2 ## PARAM_CARD AUTOMATICALLY GENERATED BY MG5 FOLLOWING UFO MODEL  ###
3 #####
4 ##
5 ## Width set on Auto will be computed following the information  ##
6 ## present in the decay.py files of the model. By default,  ##
7 ## this is only 1->2 decay modes.  ##
8 ##
9 #####
10 Block YUKAWA
11     15     1.777000e+00
12     5      4.200000e+00
13     6      1.645000e+02
14 Block MASS
15     11     0.000000
16     25     500
17     13     0.000000
18     12     0.000000
19     15     1.777000e+00
20     14     0.000000
21     22     0.000000
22     23     9.118800e+01
23     24     80.419002
24     16     0.000000
25     1      0.000000
26     9000006 120.000000
27     3      0.000000
28     2      0.000000
29     5      4.700000e+00
30     4      0.000000
31     6      1.730000e+02
32     21     0.000000
33 Block QNUMBERS 9000006 # h1
34     1      0
35     3      1

```

36	2	1	
37	4	0	
38	Block SMINPUTS		
39	1	1.325070e+02	
40	3	1.180000e-01	
41	2	1.166390e-05	
42	DECAY	24	2.047600e+00
43	DECAY	25	6.177893e+01
44	DECAY	13	0.000000
45	DECAY	12	0.000000
46	DECAY	15	0.000000
47	DECAY	14	0.000000
48	DECAY	22	0.000000
49	DECAY	23	2.441404e+00
50	DECAY	16	0.000000
51	DECAY	1	0.000000
52	DECAY	9000006	0.005753
53	DECAY	3	0.000000
54	DECAY	2	0.000000
55	DECAY	5	0.000000
56	DECAY	4	0.000000
57	DECAY	6	1.508336e+00
58	DECAY	11	0.000000
59	DECAY	21	0.000000

APÊNDICE C – Significância de sinal

Tabela 17 - Significância do sinal para o estado final elétrons + jatos

Valor de corte	Valor de massa do bóson de Higgs (GeV)										
	170	180	190	200	250	300	350	400	450	500	550
0	0.107913	0.228888	0.2055	0.233947	0.382262	0.438004	0.766915	0.650505	0.507949	0.337055	0.498899
0.02	0.112257	0.234072	0.209626	0.237975	0.378795	0.441731	0.782288	0.672307	0.518523	0.336658	0.504764
0.04	0.113956	0.230438	0.210045	0.237035	0.379034	0.44327	0.785467	0.676482	0.522793	0.337401	0.507659
0.06	0.116184	0.233388	0.212349	0.23672	0.378639	0.444754	0.787594	0.680842	0.525208	0.338642	0.50821
0.08	0.118272	0.225944	0.214461	0.237669	0.37558	0.445857	0.790396	0.682846	0.52631	0.338476	0.510609
0.1	0.119681	0.217582	0.213902	0.238558	0.375334	0.445787	0.79219	0.684743	0.527293	0.338759	0.511154
0.12	0.114862	0.21571	0.211556	0.239579	0.376703	0.447086	0.795688	0.686213	0.529029	0.339042	0.511716
0.14	0.115972	0.21391	0.21124	0.238201	0.376777	0.448395	0.797894	0.68735	0.528556	0.339335	0.511716
0.16	0.117372	0.21284	0.212552	0.23909	0.377957	0.449088	0.799734	0.689724	0.529558	0.339722	0.512653
0.18	0.112844	0.214211	0.214361	0.23966	0.37863	0.450048	0.803624	0.691112	0.530054	0.339559	0.512251
0.2	0.102645	0.209284	0.21613	0.238751	0.378724	0.45105	0.805897	0.694378	0.531958	0.339792	0.512817
0.22	0.097387	0.211233	0.217374	0.239553	0.378133	0.452415	0.810278	0.694744	0.532341	0.340088	0.513762
0.24	0.0984087	0.205825	0.21885	0.240348	0.379525	0.453285	0.812519	0.696401	0.533993	0.339534	0.514139
0.26	0.0994212	0.207656	0.220695	0.241596	0.378985	0.453856	0.814868	0.697958	0.533561	0.339967	0.515287
0.28	0.100446	0.20945	0.222209	0.242363	0.378604	0.454054	0.817848	0.699091	0.535631	0.340464	0.515864
0.3	0.0951136	0.207209	0.223649	0.241104	0.37876	0.454746	0.81836	0.700905	0.535604	0.340464	0.515864
0.32	0.0957337	0.205087	0.221063	0.241912	0.378448	0.455708	0.822534	0.704692	0.537311	0.341253	0.516443
0.34	0.0967519	0.201967	0.218492	0.242608	0.379595	0.456871	0.825193	0.70569	0.537553	0.34165	0.516443
0.36	0.0973617	0.203035	0.220094	0.241005	0.380491	0.457848	0.826691	0.707199	0.537677	0.34286	0.516443
0.38	0.098029	0.20074	0.219262	0.241737	0.380782	0.459698	0.829278	0.710582	0.535488	0.343166	0.516037
0.4	0.0994896	0.201977	0.218089	0.242582	0.382173	0.460413	0.831561	0.712345	0.537278	0.343474	0.516037
0.42	0.100394	0.203539	0.219377	0.243191	0.383391	0.46182	0.831981	0.715049	0.538748	0.344401	0.516617
0.44	0.101148	0.200969	0.221235	0.241874	0.384592	0.463195	0.83573	0.71578	0.53955	0.344354	0.516211
0.46	0.0955289	0.203143	0.220481	0.242453	0.386578	0.464255	0.838417	0.715168	0.541724	0.344978	0.516595
0.48	0.0962768	0.205369	0.221654	0.241203	0.387909	0.465531	0.840183	0.716221	0.543665	0.345292	0.516188

Legenda: Valores da significância do sinal conforme valor de corte de discriminante (até 0.48) para todas as hipóteses de massa do higgs estudadas no canal elétron + jatos.

Fonte: A autora.

Tabela 18 - Significância do sinal para o estado final elétrons + jatos

Valor de corte	Valor de massa do bóson de Higgs (GeV)										
	170	180	190	200	250	300	350	400	450	500	550
0.5	0.0970121	0.207224	0.218886	0.242074	0.389357	0.465884	0.844312	0.718035	0.546042	0.344726	0.51637
0.52	0.0976683	0.209557	0.215885	0.243257	0.391236	0.46632	0.846373	0.720839	0.546467	0.34504	0.51637
0.54	0.098468	0.21141	0.217342	0.244019	0.391869	0.467351	0.849636	0.722983	0.546893	0.345455	0.51637
0.56	0.0992323	0.214523	0.218936	0.242426	0.393747	0.467728	0.850226	0.725443	0.54889	0.344638	0.51637
0.58	0.100649	0.216989	0.218585	0.243901	0.393935	0.468969	0.853104	0.724035	0.550326	0.345153	0.51637
0.6	0.101551	0.219634	0.218361	0.244687	0.395214	0.471307	0.856288	0.727503	0.551634	0.3461	0.51637
0.62	0.102451	0.222555	0.218507	0.245349	0.396196	0.474075	0.861209	0.728353	0.553278	0.34674	0.517339
0.64	0.10368	0.216272	0.21899	0.244519	0.398815	0.475357	0.863876	0.730336	0.554653	0.346952	0.517909
0.66	0.0982554	0.218115	0.215867	0.245421	0.399097	0.47743	0.864924	0.734656	0.556596	0.347348	0.519478
0.68	0.100231	0.211298	0.215494	0.244557	0.397369	0.478767	0.870796	0.742283	0.55846	0.347348	0.520072
0.7	0.102002	0.208783	0.216027	0.239064	0.395943	0.482333	0.872955	0.745433	0.558665	0.347663	0.520258
0.72	0.0954553	0.207035	0.207705	0.2403	0.397643	0.481985	0.875838	0.747926	0.561287	0.348057	0.520258
0.74	0.0887123	0.211226	0.207384	0.241917	0.397256	0.484971	0.882756	0.75099	0.564882	0.347778	0.521044
0.76	0.0908515	0.199939	0.205347	0.241328	0.395742	0.487251	0.889183	0.756475	0.567592	0.348097	0.521645
0.78	0.0930935	0.203214	0.203554	0.240603	0.398675	0.489319	0.897469	0.762585	0.56945	0.348757	0.523036
0.8	0.0946639	0.198533	0.205072	0.242312	0.395646	0.492846	0.900708	0.769954	0.574031	0.347904	0.523231
0.82	0.0970794	0.198655	0.2065	0.244811	0.393866	0.498808	0.909231	0.775679	0.576713	0.348562	0.525267
0.84	0.101081	0.188102	0.206043	0.242986	0.392182	0.503971	0.921518	0.786206	0.578684	0.350897	0.527751
0.86	0.105256	0.193123	0.199026	0.239203	0.393356	0.504892	0.928545	0.7926	0.583333	0.35284	0.531328
0.88	0.110055	0.164025	0.198565	0.243219	0.391583	0.508321	0.933607	0.804433	0.590297	0.356083	0.537341
0.9	0.114034	0.167287	0.201941	0.242003	0.391444	0.51444	0.94208	0.819629	0.591027	0.358098	0.541793
0.92	0.111359	0.142455	0.208615	0.243954	0.389952	0.527613	0.96422	0.840178	0.600554	0.360954	0.545716
0.94	0.12127	0.125671	0.195246	0.227567	0.378921	0.540908	1.00058	0.85066	0.620058	0.366068	0.556165
0.96	0.0937017	0.100526	0.154074	0.215512	0.358935	0.561432	1.03607	0.885419	0.634215	0.374569	0.572715
0.98	0.101442	0.0637965	0.15205	0.187806	0.331047	0.563148	1.08188	0.940613	0.661411	0.385292	0.602178

Legenda: Valores da significância do sinal conforme valor de corte de discriminante (a partir de 0.5) para todas as hipóteses de massa do higgs estudadas no canal elétron + jatos

Fonte: A autora.

Tabela 19 - Significância do sinal para o estado final múon + jatos

Valor de corte	Valor de massa do bóson de Higgs (GeV)										
	170	180	190	200	250	300	350	400	450	500	550
0	0.231616	0.304032	0.322935	0.3361	0.443787	0.507097	0.70542	0.768111	0.588135	0.382476	0.29508
0.02	0.230915	0.305359	0.327958	0.342045	0.435045	0.51115	0.712897	0.777312	0.590899	0.386262	0.295472
0.04	0.229504	0.304898	0.328037	0.343324	0.43245	0.512258	0.717035	0.778134	0.592198	0.386579	0.296481
0.06	0.214271	0.307665	0.327975	0.343585	0.43156	0.513012	0.719693	0.779372	0.593773	0.387203	0.296481
0.08	0.212578	0.30982	0.328084	0.342475	0.432185	0.513206	0.721033	0.778659	0.593521	0.386713	0.297028
0.1	0.211275	0.307308	0.328001	0.342294	0.433179	0.514257	0.722129	0.777945	0.594015	0.386721	0.297491
0.12	0.215725	0.308851	0.327832	0.342265	0.433224	0.514514	0.723838	0.781906	0.595041	0.386898	0.297491
0.14	0.216627	0.310703	0.329377	0.338497	0.434787	0.516208	0.726371	0.785077	0.595238	0.387621	0.297491
0.16	0.220329	0.312241	0.328372	0.33827	0.435211	0.518203	0.72899	0.78625	0.595471	0.388255	0.297771
0.18	0.216809	0.309774	0.327222	0.339058	0.433963	0.519371	0.730088	0.787428	0.597084	0.388396	0.298053
0.2	0.213013	0.307645	0.328169	0.338794	0.43515	0.52111	0.73163	0.789474	0.598086	0.388949	0.298237
0.22	0.21234	0.308318	0.322813	0.337971	0.433282	0.520114	0.732819	0.791864	0.599008	0.389226	0.298237
0.24	0.215461	0.310015	0.324122	0.33531	0.433926	0.521797	0.734933	0.793708	0.600448	0.389286	0.29852
0.26	0.214581	0.31159	0.319041	0.334592	0.435099	0.522561	0.736355	0.795688	0.601887	0.388972	0.298804
0.28	0.210544	0.313222	0.315741	0.332269	0.435828	0.524067	0.738175	0.797014	0.602296	0.389433	0.298804
0.3	0.205095	0.314462	0.317715	0.329797	0.435797	0.525941	0.73992	0.798344	0.603444	0.390458	0.299374
0.32	0.207715	0.312281	0.317313	0.330953	0.433943	0.526968	0.741068	0.80002	0.603759	0.391305	0.299107
0.34	0.202283	0.313741	0.316575	0.328759	0.435202	0.52842	0.74299	0.801684	0.604282	0.391775	0.299107
0.36	0.204378	0.315569	0.317984	0.329852	0.43626	0.528526	0.746595	0.804514	0.60586	0.392059	0.299023
0.38	0.1985	0.31306	0.314817	0.32931	0.436754	0.528982	0.74916	0.806823	0.606819	0.393392	0.29931
0.4	0.197014	0.310812	0.315741	0.330675	0.435948	0.530771	0.752693	0.808667	0.608091	0.394247	0.299787
0.42	0.199716	0.312654	0.317122	0.328824	0.437618	0.532827	0.755891	0.81172	0.608302	0.393821	0.300167
0.44	0.198135	0.313817	0.316485	0.330211	0.439312	0.534223	0.758439	0.813486	0.60788	0.394102	0.30174
0.46	0.196419	0.315166	0.313088	0.328228	0.439536	0.535384	0.763566	0.815365	0.610361	0.394877	0.302243
0.48	0.195305	0.316258	0.309702	0.326267	0.440315	0.537342	0.767815	0.815084	0.610059	0.395556	0.303128

Legenda: Valores da significância do sinal conforme valor de corte de discriminante (até 0.48) para todas as hipóteses de massa do higgs estudadas no canal múon + jatos

Fonte: A autora.

Tabela 20 - Significância do sinal para o estado final múon + jatos

Valor de corte	Valor de massa do bóson de Higgs (GeV)										
	170	180	190	200	250	300	350	400	450	500	550
0.5	0.19379	0.313265	0.311282	0.32568	0.440174	0.537978	0.770679	0.81564	0.610491	0.398344	0.303738
0.52	0.192409	0.314957	0.308825	0.326148	0.441451	0.54046	0.773383	0.816458	0.612334	0.39975	0.304239
0.54	0.194885	0.312785	0.310218	0.328957	0.442233	0.541433	0.776716	0.820993	0.613312	0.398822	0.305048
0.56	0.193439	0.314326	0.304552	0.324975	0.438753	0.543539	0.778847	0.822108	0.617998	0.39973	0.305354
0.58	0.196442	0.300231	0.298776	0.322449	0.439875	0.545004	0.781724	0.825473	0.618907	0.40044	0.305555
0.6	0.190147	0.301714	0.293267	0.321068	0.439352	0.547771	0.785844	0.827132	0.621073	0.40044	0.307104
0.62	0.193124	0.298725	0.293015	0.317289	0.441894	0.550532	0.784919	0.830582	0.624119	0.401669	0.308045
0.64	0.190934	0.300867	0.295044	0.315508	0.444078	0.550466	0.790173	0.833845	0.624819	0.403646	0.308294
0.66	0.189238	0.298477	0.297601	0.31775	0.444429	0.550807	0.792475	0.835708	0.626101	0.404587	0.308435
0.68	0.182896	0.300594	0.291779	0.318452	0.447203	0.554251	0.793873	0.840356	0.628003	0.405232	0.309282
0.7	0.185732	0.298385	0.29184	0.315291	0.448991	0.555495	0.793496	0.844766	0.630036	0.405774	0.309813
0.72	0.184558	0.29616	0.291363	0.30875	0.450094	0.557481	0.795507	0.850219	0.63466	0.407063	0.310112
0.74	0.177573	0.278147	0.283884	0.304695	0.446829	0.558519	0.7996	0.85252	0.638135	0.40859	0.310906
0.76	0.180647	0.276839	0.281319	0.302829	0.450685	0.560022	0.806632	0.857812	0.641317	0.41113	0.312443
0.78	0.184145	0.271367	0.276138	0.300615	0.448164	0.564848	0.810503	0.864567	0.646909	0.412811	0.312709
0.8	0.177985	0.265686	0.281384	0.294726	0.45101	0.571328	0.815193	0.870469	0.651473	0.413822	0.312469
0.82	0.177424	0.256746	0.272218	0.283544	0.448495	0.577632	0.822331	0.877332	0.657727	0.416042	0.313142
0.84	0.171404	0.256502	0.273234	0.27728	0.448295	0.580819	0.834696	0.88449	0.663884	0.416125	0.314541
0.86	0.164891	0.251222	0.261001	0.276913	0.44991	0.586751	0.847069	0.896158	0.671962	0.421446	0.314441
0.88	0.159028	0.252524	0.255689	0.266492	0.449248	0.594522	0.861619	0.907754	0.680483	0.424194	0.315717
0.9	0.123124	0.254134	0.251782	0.258292	0.458007	0.598064	0.877712	0.920762	0.690305	0.429283	0.317201
0.92	0.105442	0.260249	0.234046	0.253634	0.44966	0.610446	0.891566	0.933427	0.700852	0.432715	0.319016
0.94	0.0774718	0.241072	0.213145	0.245302	0.446625	0.604916	0.911341	0.955654	0.719433	0.440931	0.324023
0.96	0.0612806	0.180985	0.182695	0.210688	0.45504	0.625562	0.944	0.980453	0.738555	0.452862	0.326666
0.98	0.0272793	0.110195	0.132568	0.157388	0.433777	0.624544	1.00482	1.05881	0.782586	0.47572	0.345153

Legenda: Valores da significância do sinal conforme valor de corte de discriminante (a partir de 0.5) para todas as hipóteses de massa do higgs estudadas no canal múon + jatos

Fonte: A autora.