



Instituto de Física Teórica  
Universidade Estadual Paulista

---

---

TESE DE DOUTORAMENTO

IFT-T.006/12

# **Busca por Dimensões Extras no Detector CMS do Large Hadron Collider**

Thiago Rafael Fernandez Perez Tomei

Orientador

*Sérgio Ferraz Novaes*

Junho de 2012

*Dedico este trabalho à minha mãe,  
Maria Teresa Fernandez Perez.*

# Agradecimentos

Le **agradezco** a Dios, por haberme dado fuerzas en todos los momentos.

Les **agradezco** a mi madre, Maria Teresa, a mi abuela, Olegaria, y a mi tío, Manuel, por todo lo que soy.

**Agradeço** ao meu orientador, Sérgio Novaes, por ter se mostrado repetidas vezes o maior aliado neste empreendimento.

I would like to **thank** my CERN advisor, Maria Spiropulu, for her support and the trust she put on me during all these years. Also, I would like to **thank** Maurizio Pierini for his ever-present advice and support.

**Agradeço** à FAPESP pelo apoio financeiro durante meu trabalho.

**Agradeço** aos professores Eduardo Gregores, Pedro Mercadante e Sandra Padula, pelo inestimável favor de me ajudar a revisar este trabalho, e pelas discussões e sugestões.

**Agradeço** ao Sérgio Lietti por ter tido a brilhante idéia de me convidar para o SPRACE, nos idos de 2005.

**Agradeço** aos colegas do SPRACE: Ângelo, César, Caio, Flavia, Tiago, por todo o companheirismo durante essa jornada.

**Agradeço** a toda a equipe técnica do NCC e do SPRACE: Jadir, Márcio, Rogério, Gabriel e todos os demais.

**Agradeço** aos meus amigos, João Fernando e Thomas, por me ajudarem a manter a cabeça fria quando tudo parecia que ia ferver.

**Agradeço** a todos os membros do IFT pelos anos que estive aqui. **Agradeço** em particular aos meus colegas: Ana Carolina, Caio Cícero, Davi e Franciane pelo riso nos bons momentos e pelo apoio nos momentos não tão bons.

**Agradeço** ao Sandro e à Eliza pela hospitalidade e pelos bons momentos na Confederação.

**Agradeço** a todos os colegas do Rio de Janeiro.

I would like to **thank** César, João, Tomasz, Pablo and Judit for the good moments and the camaraderie in Les Hautains. Also I would like to **thank** David, Yiling and Viktorie for all the fun moments in Geneva.

I would like to **thank** the HELEN network people, for furnishing the means for my long stay at CERN during 2007-2008. Special **thanks** to Veronica Ramirez for her tireless work with us.

I would like to **thank** all the members of the CMS Collaboration for having built this amazing experiment. Here's hope that, twenty years from now, we will remember these days as one of the turning points in the history of Physics.

*“Would you tell me, please, which way I ought to go from here?”  
‘That depends a good deal on where you want to get to,’ said the Cat.  
‘I don’t much care where –’ said Alice.  
‘Then it doesn’t matter which way you go,’ said the Cat.”*

Lewis Carroll, *Alice’s Adventures in Wonderland*

# Resumo

Apresentamos os resultados de uma busca por indícios experimentais de dimensões espaciais extras nas colisões próton-próton a uma energia de centro de massa de 7 TeV, fornecidas pelo acelerador Large Hadron Collider. Foram analisados os dados colhidos pelo experimento Compact Muon Solenoid durante o ano de 2011, totalizando uma luminosidade integrada de  $4,7 \text{ fb}^{-1}$ . O modelo de dimensões extras torcidas de Randall-Sundrum foi utilizado como um padrão de referência para as assinaturas experimentais que poderiam ser observadas nos dados, na presença da dimensões extras. A reação estudada é  $pp \rightarrow G^* \rightarrow ZZ \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ , onde  $G^*$  é a primeira ressonância do gráviton de Randall-Sundrum. As observações mostraram-se de acordo com as previsões do Modelo Padrão. Na ausência de sinais experimentais de dimensões extras, foram colocados limites nos parâmetros do modelo de Randall-Sundrum. Os limites superiores, com 95% de confiança, para a seção de choque de processos que aumentem a contagem de eventos no canal considerado estão na faixa  $[0,047 - 0,021] \text{ pb}$ , para massas da ressonância na faixa de  $[1000 - 1500] \text{ GeV}$ . Traduzindo esses valores para o espaço de parâmetros  $(M_G, k/M_{\text{Pl}})$ , os limites superiores, com 95% de confiança no parâmetro de acoplamento  $k/M_{\text{Pl}}$  estão na faixa  $[0,11 - 0,29]$ , para a mesma faixa de massas da ressonância  $G^*$ .

**Palavras Chaves:** Física de Altas Energias; Física de Partículas; Colisores Hadrônicos; Dimensões Extras; Física Além do Modelo Padrão.

**Áreas do conhecimento:** Física; Física de Altas Energias; Física de Partículas.

# Abstract

We present the results of a search for experimental evidence of extra space dimensions in proton-proton collisions at a center-of-mass energy of 7 TeV, furnished by the Large Hadron Collider accelerator. We analyzed the data taken by the Compact Muon Solenoid experiment during 2011, which total an integrated luminosity of  $4.7 \text{ fb}^{-1}$ . The Randall-Sundrum warped extra dimensions model was used as a standard benchmark for the experimental signatures which could be observed in the data, in the presence of extra dimensions. The studied reaction is  $pp \rightarrow G^* \rightarrow ZZ \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ , where  $G^*$  is the first Randall-Sundrum graviton resonance. The observations agree with the Standard Model predictions. In the absence of experimental signals of extra dimensions, we put limits on the parameters of the Randall-Sundrum model. Upper limits, with 95% confidence, for the cross-section of processes which would raise the event yield in the channel considered are in the  $[0.047 - 0.021] \text{ pb}$  range, for resonance masses in the  $[1000 - 1500] \text{ GeV}$  range. Translating those values to the parameter space  $(M_G, k/M_{\text{Pl}})$ , the 95% confidence upper limits on the coupling parameters  $k/M_{\text{Pl}}$  are in the  $[0.11 - 0.29]$  range, for the same mass range of the  $G^*$  resonance.

# Índice

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>8</b>
<b>2</b>	<b>O Experimento CMS</b>	<b>13</b>
2.1	Introdução . . . . .	13
2.2	O Detector Compact Muon Solenoid . . . . .	17
2.2.1	Sistema de Detecção de Traços . . . . .	20
2.2.2	Calorímetro Eletromagnético . . . . .	22
2.2.3	Calorímetro Hadrônico . . . . .	24
2.2.4	Sistema de Múons . . . . .	24
2.3	O Sistema de Processamento de Dados do CMS . . . . .	27
2.4	Sistema de Trigger . . . . .	35
<b>3</b>	<b>Modelo Padrão e Extensões</b>	<b>37</b>
3.1	Estrutura Geral do Modelo Padrão . . . . .	40
3.1.1	Interação Forte . . . . .	43
3.1.2	Interações Fracas e Eletromagnéticas . . . . .	45
3.1.3	Quebra Espontânea de Simetria . . . . .	48
3.1.4	Matrizes de Mistura dos Quarks . . . . .	51
3.2	Sucessos do Modelo Padrão . . . . .	53
3.3	Incompletudes do Modelo Padrão . . . . .	55
3.4	Física Além do Modelo Padrão . . . . .	59
<b>4</b>	<b>Fenomenologia das Dimensões Extras</b>	<b>62</b>
4.1	O Modelo de Dimensões Extras Extensas . . . . .	66
4.2	O Modelo de Randall-Sundrum . . . . .	67
4.2.1	Lagrangiana Efetiva a Baixas Energias . . . . .	73
4.2.2	Mecanismos de Produção e Decaimento do Gráviton . . . . .	76
4.3	A Busca pelo Gráviton de Randall-Sundrum . . . . .	81
<b>5</b>	<b>Dimensões Extras — Estudos com Eventos Simulados</b>	<b>84</b>
5.1	Amostras Simuladas de Sinal e Fundo . . . . .	86
5.2	Descrição dos Objetos Físicos . . . . .	90

5.2.1	Reconstrução de Léptons . . . . .	91
5.2.2	Reconstrução de Jatos . . . . .	92
5.2.3	Reconstrução da Energia Transversal Faltante . . . . .	94
5.3	Caracterização do Sinal . . . . .	96
5.4	Caracterização do Fundo . . . . .	102
<b>6</b>	<b>Dimensões Extras — Análise dos Dados do CMS</b>	<b>105</b>
6.1	Descrição dos Dados Utilizados . . . . .	105
6.2	Estudo do Trigger . . . . .	106
6.3	Análise — Limpeza e Seleção Prévia . . . . .	110
6.4	Critérios de Seleção . . . . .	113
6.5	Comparação Entre Simulação e Dados . . . . .	115
6.6	Estimativa do Fundo Remanescente . . . . .	117
6.7	Incertezas Sistemáticas . . . . .	125
6.8	Cálculo de Limites . . . . .	130
<b>7</b>	<b>Conclusão</b>	<b>135</b>
<b>A</b>	<b>Análise de <math>Z + n</math> jatos</b>	<b>138</b>
A.1	Amostras Simuladas de Sinal e Fundo . . . . .	138
A.2	Seleção e Reconstrução de Eventos . . . . .	139
A.3	Ajuste de Máxima Verossimilhança . . . . .	141
A.4	Medida da Razão $C$ . . . . .	143
A.5	A Amostra $Z +$ Jatos Como Uma Amostra Padrão . . . . .	147
	<b>Referências</b>	<b>151</b>



# Capítulo 1

## Introdução

A Física de Partículas ou Física de Altas Energias é a área da Física que busca compreender a natureza da matéria nas menores escalas de tempo e espaço acessíveis à observação humana. A visão moderna da Física de Partículas é de que toda a matéria é constituída de entidades indivisíveis, as partículas elementares ou fundamentais. Essas partículas interagem entre si através das chamadas “interações fundamentais”: interação eletrofraca (unificação das interações eletromagnética e fraca), interação forte e interação gravitacional. Nas escalas de distância de interesse a interação gravitacional é tão diminuta que seus efeitos podem ser completamente desprezados. A teoria mais aceita para descrever as demais interações entre as partículas a essa escala é o chamado Modelo Padrão das Interações Fundamentais, ou simplesmente Modelo Padrão.

Baseado nos conceitos da Teorias de Campos de Calibre, o Modelo Padrão foi construído ao longo da segunda metade do século XX. A história do desenvolvimento do Modelo Padrão demonstra de maneira cabal o intercâmbio entre teoria e experimento, reforçando os princípios fundamentais das ciências físicas. O Modelo Padrão pode ser descrito como uma Teoria Quântica de Campos com simetria local de calibre baseada no grupo  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$  referentes às interações forte ( $SU(3)_C$ ) e eletrofraca ( $SU(2)_L \times U(1)_Y$ ). Experimentalmente, o Modelo Padrão é uma teoria extremamente bem-sucedida, estando de acordo com as observações. Talvez mais importante do que isso, o Modelo Padrão demonstrou ter poder preditivo, antecipando a existência das interações fracas sem troca de carga e a existência dos bósons vetoriais intermediários W e Z.

Uma das características mais marcantes do Modelo Padrão é o fenômeno da quebra da simetria eletrofraca. Essa quebra de simetria é implementada no contexto do Modelo Padrão através do chamado mecanismo de Englert-Brout-Higgs-Kuralnik-Hagen-Kibble. Nesse mecanismo é prevista a existência de ao menos um bóson escalar neutro massivo, denominado bóson de Higgs. Todo o arcabouço do setor  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  da teoria baseia-se no fato de que essa simetria é quebrada pelo estado de vácuo do campo de Higgs, com valor esperado

$v = 246$  GeV. A massa do escalar de Higgs é um parâmetro livre da teoria, mas fortemente vinculado tanto por considerações teóricas como por resultados experimentais. Até o presente momento, ainda não existem confirmações da existência do bóson de Higgs.

Apesar dos sucessos do Modelo Padrão, é sabido que este apresenta algumas incompletudes. A mais óbvia delas é a ausência de uma descrição quântica da gravidade. Além disso, a teoria não prevê a existência de nenhuma partícula que possa se encaixar no papel de “matéria escura”, um tipo hipotético de matéria que não interage com a radiação eletromagnética, cuja existência parece ser sugerida por diversos resultados astronômicos e cosmológicos. Do lado teórico, não existe um mecanismo que explique tanto a hierarquia das massas dos férmions como as misturas entre os diferentes sabores; a ausência de um mecanismo que explique a invariância da interação forte pela simetria carga-paridade; e ausência de uma explicação para a quantização da carga elétrica. É razoável esperar então que exista uma teoria mais completa, descrita em termos de novos graus de liberdade, que forneça respostas a algumas dessas questões. O Modelo Padrão pode então ser visto com uma aproximação de baixa energia dessa nova teoria.

A escala de 1 TeV é a pedra fundamental sobre a qual o setor eletrofraco do Modelo Padrão se assenta e essa escala de energia representa a próxima fronteira a ser explorada em experimentos de altas energias. Nesse sentido, a busca pelo mecanismo de quebra da simetria eletrofraca apresenta a garantia única de que uma resposta conclusiva será obtida através da exploração direta dessa escala de energia. Se o mecanismo de Higgs for de fato responsável pela quebra da simetria  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ , surge uma questão natural sobre a relação da escala eletrofraca e da escala de energia onde os graus de liberdade de nova Física se tornam relevantes. Considerações teóricas relativas a efeitos de trivialidade e unitariedade exigem que a massa  $M_H$  seja próxima à escala eletrofraca. Por outro lado, cálculos de renormalização indicam que, devido à interações de *loop* entre o escalar de Higgs e os possíveis graus de liberdade da nova Física, a escala natural de  $M_H$  tenda a ser justamente a escala onde esses novos graus de liberdade se tornam relevantes. Em conjunto, essas duas colocações levam à possibilidade de que indícios de nova Física possam ser revelados diretamente da exploração da escala eletrofraca. Naturalmente, se o mecanismo de Higgs não for responsável pela quebra da simetria eletrofraca, então a exploração da escala de 1 TeV deve revelar de maneira definitiva um novo mecanismo, descrito por Física Além do Modelo Padrão, que ocasiona esse fenômeno.

Várias extensões ao Modelo Padrão vem sendo propostas ao longo dos anos, quer guiadas pelas incompletudes do Modelo Padrão, quer guiadas por considerações mais abstratas baseada em princípios de simplicidade e elegância que são esperadas para uma teoria física. Algumas propostas invocam a existência de uma nova simetria que liga bósons e férmions, a supersimetria. Outra classe de propostas sugerem que o bóson de Higgs seria na verdade uma partícula composta, um estado ligado de dois férmions, unidos por uma nova interação que seguiria os mesmos moldes da interação forte, a *technicolor*. Finalmente, uma classe especialmente interessante de modelos são aqueles que postulam a existência de  $(D - 4)$  dimensões espaciais extras. Embora os efeitos fenomenológicos dependam dos detalhes do modelo, em linhas gerais a presença das dimensões extras leva ao surgimento de uma nova escala de energia característica da gravidade quântica,  $M_D$ , análoga à massa de Planck em uma teoria em 4 dimensões. De modo geral, quase todos os modelos propostos preveem a existência de novos fenômenos na escala eletrofraca, o que torna a exploração dessa escala ainda mais importante.

Com o objetivo de tentar responder a essas questões, foi construído no sítio da Organização Européia para a Pesquisa Nuclear (CERN) o Large Hadron Collider (LHC). O LHC é um acelerador e colisor de partículas do tipo síncrotron, projetado para fornecer colisões próton-próton a uma energia de centro de massa de 14 TeV, e colisões chumbo-chumbo a 5,52 TeV no centro de massa núcleon-núcleon. O objetivo principal do LHC é a investigação da estrutura da matéria nas escalas de energia superiores a 1 TeV ou, equivalentemente, escalas de distância inferiores a  $10^{-18}$  m. Para registrar os resultados dessas colisões, o LHC conta com quatro detectores principais. Dois experimentos – ATLAS e CMS – são de propósito geral, um experimento – LHCb – é dedicado à Física dos quarks b e c e um experimento – ALICE – é dedicado ao estudo da matéria nuclear densa.

Os dois experimentos de propósito geral do LHC foram desenhados para observar eventos provenientes de quase qualquer tipo de Física que possa ser relevante na escala de 1 TeV, de modo que os dados coletados ajudem finalmente a elucidar o mecanismo da quebra da simetria eletrofraca. Particularmente, a capacidade de detectar o bóson de Higgs do Modelo Padrão foi colocada, no início da década de 90, como um requisito referencial para avaliar o desempenho dos projetos propostos para os detectores do LHC. Como os modos de detecção do bóson de Higgs são extremamente dependentes do valor de  $M_H$ , os experimentos foram construídos como detectores herméticos de multicamadas, com capacidade de observar quase todas as partículas conhecidas. Para pequenos valores da massa do

bóson de Higgs, as buscas devem ser conduzidas através de modos de decaimento onde o estado final contenha léptons e fótons isolados, de modo a evitar o fundo devido a processos de multijatos. Para massas maiores, a seção de choque torna-se muito pequena, e modos com maior razão de ramificação envolvendo jatos ou energia transversal faltante ( $\cancel{E}_T$ ) de decaimentos de bósons  $W$  ou  $Z$  devem ser utilizados.

A excelente capacidade de detecção dos experimentos de propósito geral do LHC torna-os aptos também a realizar buscas pelos diferentes modelos de Física além do Modelo Padrão. Modelos baseados em supersimetria com conservação da paridade  $R$ , por exemplo, dão origem a cascatas de decaimento que sempre contém a partícula supersimétrica mais leve (*Lightest Supersymmetric Particle*, LSP), considerada estável e fracamente interagente. Processos supersimétricos desse tipo devem dar origem portanto a uma grande quantidade de  $\cancel{E}_T$  no estado final, devido à presença da LSP. O resto da cascata de decaimento em geral contém uma grande quantidade de jatos e léptons, fornecendo assim uma assinatura para esses processos. Modelos de dimensões extras, por outro lado, em geral apresentam assinaturas extremamente dependentes dos detalhes do modelo, mas podem em geral ser divididos segundo a escala de energia  $E$  característica do processo. Para  $E \ll M_D$ , podemos esperar a emissão de grávitons que escapam para as dimensões extras (e.g.  $pp \rightarrow \text{jato} + \text{gráviton} \rightarrow \text{jato} + \cancel{E}_T$ ). Quando  $E \gg M_D$ , deve haver produção de miniburacos negros que, teoricamente, podem decair em qualquer tipo de partícula fundamental. Na escala intermediária  $E \sim M_D$  as assinaturas são fortemente dependentes do modelo.

A busca por evidências experimentais de dimensões extras no LHC, utilizando os dados colhidos pelo CMS, é o tema principal do presente trabalho. No próximo capítulo fazemos uma descrição detalhada do experimento CMS e no Capítulo 3, ressaltamos as principais características do Modelo Padrão, com ênfase no desenvolvimento histórico, na estrutura matemática e nos seus sucessos e incompletudes. O Capítulo 4 descreve o arcabouço de dimensões extras, detalhando em particular o modelo de Dimensões Extras Torcidas (*Warped Extra Dimensions*) de Randall e Sundrum. Consideramos a fenomenologia e as possibilidades de observação de uma partícula prevista por esse modelo, o gráviton de Randall-Sundrum, nas colisões produzidas no CMS. No Capítulo 5, apresentamos o trabalho que desenvolvemos na busca por dimensões extras, estudando colisões simuladas. Nossa análise se concentra na reação de decaimento  $pp \rightarrow G^* \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ , e nossos estudos mostram que a assinatura experimental é a presença de um jato massivo de alta energia

diametralmente oposto à energia transversal faltante do evento. Finalmente, no Capítulo 6, analisamos os dados obtidos pelo CMS durante 2011 e realizamos a busca pelo gráviton de Randall-Sundrum. Na ausência da identificação desse sinal, nós fomos capazes de impor um limite superior para os parâmetros do modelo de Randall-Sundrum.

Os resultados obtidos neste trabalho foram apresentados em uma Nota de Análise da Colaboração CMS [1]. Esses resultados foram submetidos a um escrutínio interno da Colaboração CMS através do *Analysis Review Committee* (ARC) nomeado com essa finalidade. Isso permitiu que os resultados se tornassem públicos levando à elaboração da *Physics Analysis Summary* (PAS). Esse documento oficial [2] foi produzido com a finalidade de detalhar a abordagem da análise, os métodos utilizados e as conclusões obtidas, e foi aprovado pela Colaboração CMS em fevereiro de 2012. No presente momento estamos preparando a redação do artigo que deverá ser submetido à *Physics Letters* para publicação [3].

# Capítulo 2

## O Experimento CMS

### 2.1 Introdução

Construídos para investigar as interações fundamentais da natureza e a estrutura íntima da matéria, os aceleradores de partículas vêm desempenhando um papel central nesta área de pesquisa. Dentre eles sobressai-se o Large Hadron Collider (LHC) em funcionamento no CERN desde 2009. O LHC foi projetado para fornecer colisões próton-próton a uma energia de 14 TeV de centro de massa com uma luminosidade de  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  para quatro experimentos principais <sup>1</sup>: ATLAS [4], CMS [5], LHCb [6] e ALICE [7].

As especificações do LHC [8] foram escolhidas de modo a permitir o estudo da Física na escala do TeV. O anel principal com 27 km de circunferência, permite que sejam realizadas colisões próton-próton, íon-próton ou íon-íon, sendo as duas últimas utilizadas principalmente para o estudo de matéria nuclear quente. A luminosidade projetada para o LHC é de  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , sendo obtida com uma separação entre os *bunches* (grupos de prótons que são acelerados juntos) de 25 ns<sup>2</sup>, resultando em aproximadamente  $10^9$  interações próton-próton por segundo. O LHC conta com um sistema de pré-aceleradores, o Proton Synchrotron e o Super Proton Synchrotron, onde os *bunches* são acelerados até 26 GeV e 450 GeV de energia, respectivamente. No anel principal do LHC, os *bunches* são divididos em dois feixes de circulações opostas, e acelerados até 7 TeV.

A colisão se dá na chamada região de interação, onde os feixes se cruzam a um ângulo da ordem de 150 a 200  $\mu\text{rad}$ . Esse aparato experimental permite a realização de colisões a uma energia de 14 TeV no centro de massa do sistema próton-próton. No entanto, cabe lembrar aqui que como prótons são objetos compostos, a energia disponível para interações entre seus constituintes fundamentais é de aproximadamente 5 TeV.

---

<sup>1</sup>Os experimentos LHCb e ALICE apresentam luminosidade instantânea diferente, devido a seus propósitos específicos.

<sup>2</sup>Diz-se então que a taxa de cruzamento do LHC é de 1/25 ns, ou 40 MHz.

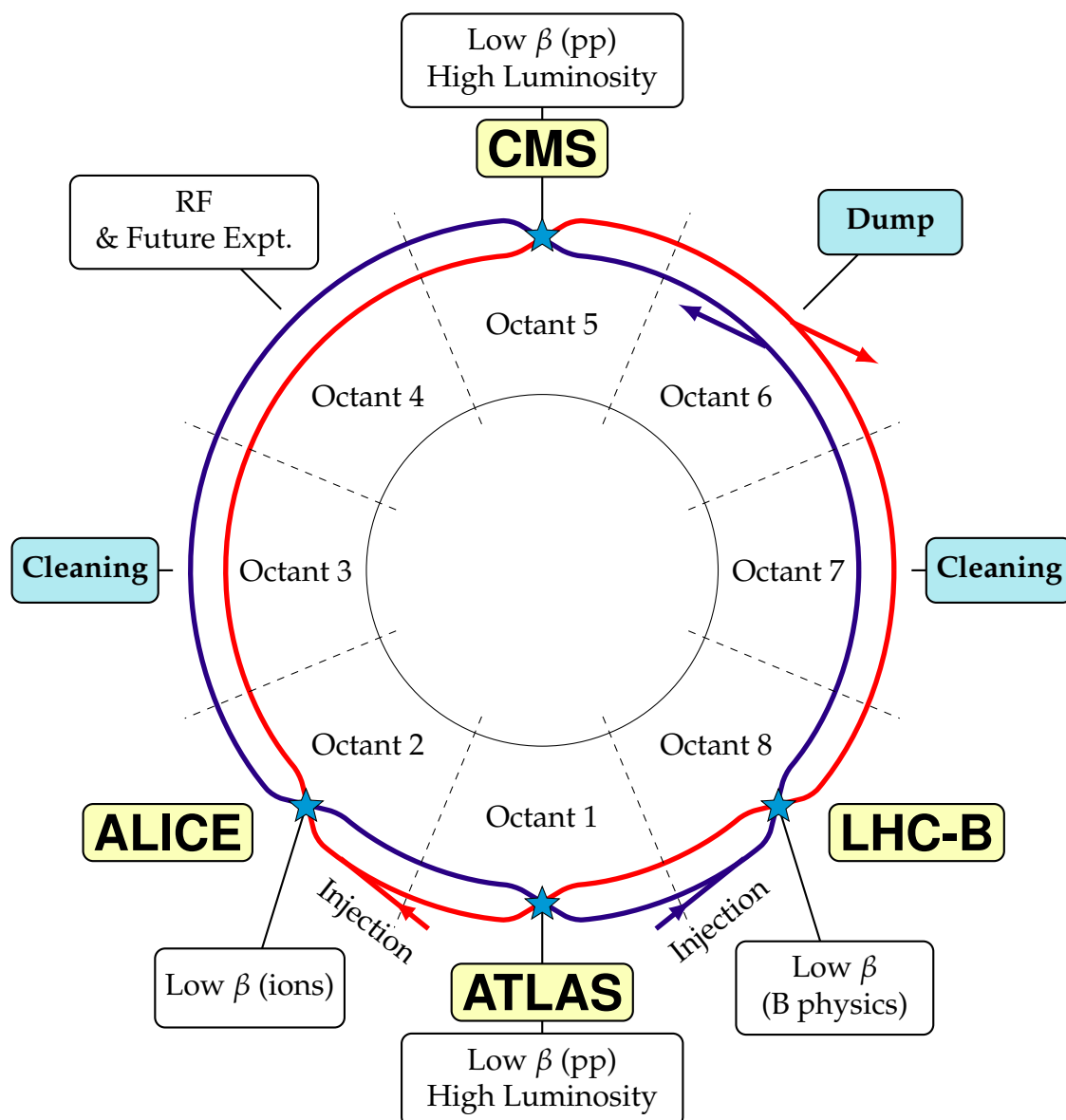


Figura 2.1: Visão esquemática do Large Hadron Collider. O LHC conta com dois anéis de aceleração e quatro regiões de interação. As regiões de alta luminosidade (Pontos 1 e 5) são aquelas onde a óptica dos feixes de partículas são otimizadas para alta luminosidade instantânea, e correspondem aos dois experimentos de propósito geral (ATLAS e CMS). As outras duas regiões de interação apresentam luminosidades instantâneas máximas diferentes e são ocupadas pelos experimentos de propósito específico - LHCb, dedicado ao estudo da Física dos quarks b e c, e ALICE, dedicado ao estudo das colisões íon-íon e próton-íon.

Os detectores multipropósito do Large Hadron — o ATLAS e o CMS — tem por meta científica a investigação da Física na escala de TeV. Dentre os principais objetivos incluem-se a elucidação do mecanismo de quebra da simetria eletrofraca, a investigação de teorias além do Modelo Padrão que predizem, por exemplo, a existência de partículas supersimétricas ou dimensões extras, e medidas precisas de parâmetros do Modelo Padrão como a massa do quark  $t$  e do bóson  $W$ .

Para atingir os objetivos propostos dentro do seu programa científico, um detector de propósito geral construído em um dos pontos de interação de alta luminosidade do LHC deve cumprir uma série de requisitos, dentre os quais podem ser citados [9]:

- Possuir alta resolução na medida do momento de partículas carregadas e alta eficiência na reconstrução de suas trajetórias. Além disso, é desejável uma alta eficiência na identificação de jatos- $b$  e jatos- $\tau$ , exigindo assim o uso de detectores de pixel nas proximidades do ponto de interação;
- Ser capaz de obter alta resolução na medida de energia eletromagnética e na medida da massa invariante de difótons e dielétrons ( $\approx 1\%$  a 100 GeV), com extensa cobertura geométrica ( $|\eta| < 2,5$ ) e alta eficiência no isolamento de fótons e léptons a altas luminosidades. É desejável também a capacidade de fazer a correta localização do vértice primário e de fazer a rejeição de píons neutros convertidos;
- Atingir alta resolução nas medidas da energia transversal faltante ( $\cancel{E}_T$ ) e da massa invariante de sistemas de dijetos, exigindo para isso o uso de calorímetros hadrônicos herméticos, com extensa cobertura geométrica ( $|\eta| < 5$ ) e alta granularidade lateral ( $\Delta\eta \times \Delta\phi < 0,1 \times 0,1$ );
- Ter capacidade de identificar e reconstruir múons corretamente, em um grande intervalo de momentos, na região  $|\eta| < 2,5$ , com alta resolução na medida da massa invariante de um sistema de dimúons ( $\approx 1\%$  a 100 GeV) e a habilidade de determinar o sinal da carga de múons com momento inferior a 1 TeV;

Os detectores são construídos ao redor do ponto de interação dos feixes. O experimento é formado por dois componentes principais: o detector propriamente dito e seu sistema de computação. O detector é constituído principalmente por elementos sensíveis à passagem de partículas subatômicas conectados a um sistema de controle, aquisição e registro dos dados. Por sua vez, o sistema de computação



consiste de um conjunto de centros de computação e armazenamento de dados espalhados pelo mundo, conectados entre si por redes de alta velocidade e organizados logicamente em uma estrutura hierárquica. Esses centros de computação são projetados para executar o sistema de software do experimento, um conjunto de programas que permite o acesso e a manipulação dos dados adquiridos pelo detector de uma maneira flexível, padronizada e reproduzível.

De modo geral, o *modus operandi* do experimento consiste na exposição dos elementos sensíveis do detector às partículas provenientes das colisões produzidas no ponto de interação. A resposta dos elementos é digitalizada e combinada para se formar uma visão global das colisões. Os dados sobre uma colisão particular constituem o chamado “evento”. Eventos são agrupados em seções de luminosidade (*lumisections*) e séries (*runs*). Os eventos gravados são submetidos ao chamado processo de reconstrução, um conjunto de algoritmos cujo objetivo é interpretar os dados digitais fornecidos pelo detector em termos de partículas provenientes de uma colisão do tipo relevante (próton-próton ou íon-íon). Tanto a reconstrução como a posterior análise física dos dados são realizadas nos centros de computação, de acordo com sua posição na hierarquia. Todas as ferramentas para reconstrução e interpretação dos dados obtidos pelo detector estão disponíveis no sistema de software.

Dois fatores contribuem para a magnitude da taxa de aquisição de dados em um experimento de Física de Altas Energias: a luminosidade do acelerador e a granularidade do detector. A seção de choque inelástica total de colisões próton-próton é aproximadamente  $100 \text{ mb} = 10^{-25} \text{ cm}^2$ ; considerando-se uma luminosidade projetada de  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , chegamos ao número de  $10^9$  interações por segundo. Em geral a taxa de aquisição de dados é tão alta (1 Petabyte/s) que impossibilita a completa retenção dos mesmos. A resposta a esse problema consiste na adoção de um sistema de seleção de dados, o *trigger*, que analisa os resultados das colisões em tempo real e escolhe um conjunto de dados considerados “interessantes” para registro em mídias permanentes e posterior análise. A rejeição de um conjunto de dados pelo *trigger* é a única operação irreversível no experimento: dados não selecionados são irremediavelmente perdidos. O conjunto de características interessantes que um grupo de dados deve ter para ser selecionado é chamado menu de *trigger*, e deve ser escolhido de modo a não introduzir efeitos espúrios nos dados selecionados.

## 2.2 O Detector Compact Muon Solenoid

O detector CMS consiste no aparato experimental localizado ao redor do ponto de interação P5, construído sob medida de modo a atender às exigências delineadas anteriormente. Como um detector de propósito geral, o CMS é construído com grande atenção à hermeticidade: de modo geral, é impossível que partículas produzidas na região de interação escapem sem deixar sinal nos elementos sensíveis. O programa científico do LHC apresenta uma ênfase muito forte no estudo de fenômenos de alto momento transversal, objetivo para o qual a hermeticidade do detector é uma característica fundamental. Considerando-se que todos os subdetectores tem cobertura azimutal completa ( $2\pi$ ), e a região de pseudorrapidez completamente instrumentalizada é  $|\eta| < 2,4$ , estimamos que o detector CMS cubra completamente 98% do ângulo sólido total ao redor da região de interação.

A escolha principal a ser feita no projeto de um detector dessa natureza é a configuração do campo magnético utilizado para a medição do momento de partículas carregadas. No CMS, foi feita a opção por um campo solenoidal, gerado através de um solenóide supercondutor de 13 m de comprimento e 5,9 m de diâmetro interno. A supercondutividade permite a passagem de uma corrente de 19,5 kA pelo solenóide, resultando em um campo de 4 T na região interna ao mesmo. A geometria do solenóide reflete-se no projeto de todo o detector, dando-lhe o formato cilíndrico característico e levando a uma divisão natural da geometria em “barril” (*barrel*) e “tampas” (*endcaps*). O Detector CMS é descrito em termos do sistema de coordenadas mostrado na Figura 2.2. O campo magnético do solenóide aponta na direção  $+z$ .

Em consonância com o conceito de detector de propósito geral, o detector CMS é formado por subdetectores especializados na detecção de diferentes tipos de partículas [10, 11]. Quatro subsistemas formam o âmago do detector CMS: o Sistema de Detecção de Traços, o Calorímetro Eletromagnético, o Calorímetro Hadrônico, e o Sistema de Múons, dispostos de forma concêntrica em relação à linha de feixe, conforme mostrado na Figura 2.3. O Sistema de Detecção de Traços e o Sistema de Múons são detectores de trajetórias, com o primeiro determinando o sinal de todas as partículas carregadas, e o segundo determinando apenas a trajetória dos múons, que são essencialmente o único tipo de partícula carregada que consegue atravessar ambos os calorímetros. Ambos os calorímetros são, por sua vez, medidores de energia. O Calorímetro Eletromagnético mede a energia de fótons e elétrons, que depositam sua energia no sistema através de processos como

produção de pares, espalhamento Compton e bremsstrahlung, dando origem a chuviscos eletromagnéticos. Em contrapartida, hádrons depositam sua energia no Calorímetro Hadrônico através de interação forte residual (interação hadrônica), sendo espalhados pelos núcleos do material absorvedor do calorímetro e dando origem a chuviscos hadrônicos.

Além dos quatro subsistemas principais, existem detectores especializados no estudo de Física difrativa e de baixo  $x$ . O detector *Centaurus and Strange Object Research* (CASTOR) é um calorímetro de amostragem, construído de camadas de tungstênio como material absorvedor e camadas de quartzo-sílica fundidos como material ativo. O CASTOR foi projetado para cobrir a região extremamente frontal de pseudorrapidez da região de interação do CMS. Na configuração inicial do detector, o calorímetro está instalado apenas no lado com coordenada  $z$  negativa, a 14,38 m do ponto de interação, cobrindo o intervalo de pseudorrapidez  $-6,6 < \eta < -5,2$ . O calorímetro e sua eletrônica de saída são projetados de maneira a permitir a observação da cascata das partículas incidentes a medida que elas atravessam o detector. O método de detecção é baseado em radiação Cherenkov, transportada por guias de luz das camadas de quartzo-sílica até elementos fotomultiplicadores. As energias típicas total e eletromagnética no intervalo de aceitação do CASTOR (da ordem de 180 TeV e 50 TeV) podem ser medidas com uma resolução melhor que 1%.

Um conjunto de dois calorímetros a grau zero, *Zero Degree Calorimeter* (ZDC), cobrindo o intervalo de pseudorrapidez  $|\eta| > 8,3$  para partículas neutras, também foi projetado para complementar as capacidades do CMS na região extremamente frontal, especialmente para estudos difrativos em colisões próton-próton e íon-íon. Os ZDCs estão localizados entre os dois canos de feixe do LHC, a aproximadamente 140 m de cada lado da região de interação do CMS. Cada ZDC é um calorímetro de amostragem construído a partir de elementos de tungstênio e quartzo-sílica, do mesmo modo que o detector CASTOR. Durante operação com íons pesados o ZDC permitirá a reconstrução de nêutrons espectadores com energia de 2,75 TeV. Descrições mais elaboradas dos detectores frontais do CMS, da sua operação e uso em análises de Física podem ser encontradas em [12].

Além desses subdetectores, existe uma série de sistemas subsidiários, com funções de organização de dados, monitoramento e controle. Em paralelo e superposto a esses conjuntos de hardware, existe o sistema de software do CMS, que desempenha tanto funções ditas *online* (durante o processo de tomada de dados) como *offline* (reconstrução e posterior análise dos dados).

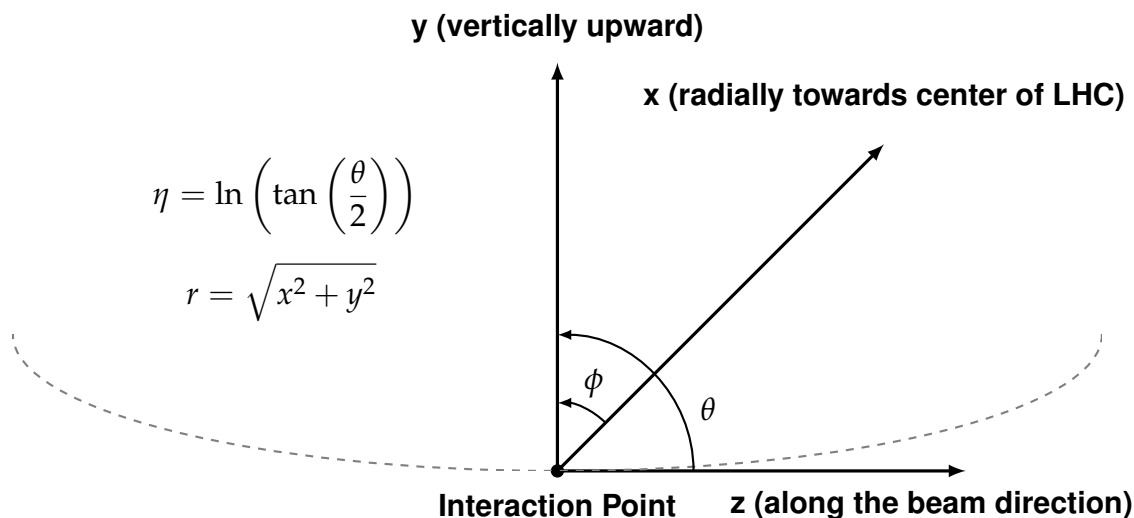


Figura 2.2: Sistema de coordenadas do CMS. Os ângulos  $\theta$  e  $\phi$  variam nos intervalos de  $[0, \pi]$  e  $[-\pi, \pi]$ , respectivamente. No lugar do ângulo  $\theta$  costuma-se utilizar a pseudorrapidez  $\eta$ , relacionada a aquele por  $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$ . A origem do sistema de coordenadas coincide com o centro do detector, que por sua vez coincide com o ponto nominal de interação.

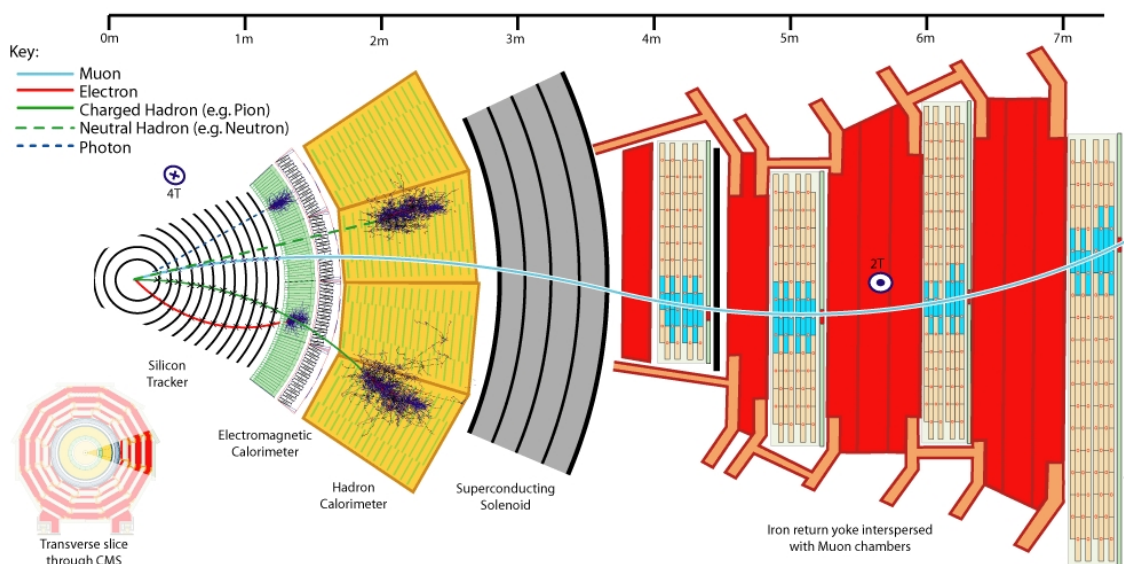


Figura 2.3: Subdetectores do CMS: Sistema de Traços, ECAL, HCAL, Sistema de Múons.

### 2.2.1 Sistema de Detecção de Traços

O Sistema de Detecção de Traços (*Inner Tracking System – Tracker*) é o subsistema localizado na região mais interna do CMS e, conseqüentemente, sujeito à maior densidade de fluxo de partículas. Seu objetivo é determinar a trajetória de partículas carregadas de maneira precisa, através de elementos de detecção de posição e algoritmos de reconstrução de traço [13, 14]. Devido ao aumento do fluxo de radiação com a proximidade da região de interação, o *Tracker* é dividido em 3 regiões distintas de acordo com a distância radial  $r$  à linha de feixe, nas quais são utilizados diferentes elementos sensíveis.

- Região próxima ( $r \approx 10$  cm): uso de detectores de pixel, com dimensões de  $100 \times 150 \mu\text{m}^2$ . A taxa de ocupação de um pixel é da ordem de  $10^{-4}$  / cruzamento do LHC;
- Região intermediária ( $20 \text{ cm} < r < 55 \text{ cm}$ ): uso de detectores de microfaixa de silício, com dimensões mínimas de  $10 \text{ cm} \times 80 \mu\text{m}$ . A ocupação é da ordem de 2–3% / cruzamento;
- Região distante ( $55 \text{ cm} < r < 110 \text{ cm}$ ): uso de detectores de microfaixa de silício, com dimensões máximas de  $25 \text{ cm} \times 180 \mu\text{m}$ . A ocupação é da ordem de 1% / cruzamento;

No total a área sensível total do detector de pixel é de aproximadamente  $1,16 \text{ m}^2$ , compreendendo cerca de 66 milhões de pixeis. O detector de microfaixa de silício, por sua vez, compreende um número menor de elementos sensíveis por uma área muito maior, 9,3 milhões de faixas de silício e  $198 \text{ m}^2$ , o que indica a superioridade do detector de pixel em termos de granularidade. Em termos cinemáticos, o *Tracker* cobre uma região  $|\eta| < 2,5$ .

A reconstrução de trajetórias no *Tracker* é, em uma visão reducionista, um problema de reconhecimento de padrões com presença de ruído, ineficiências e erros de medida e *outliers* (pontos fora da trajetória), seguido de um processo de ajuste de curva aos *hits* (pontos onde foi detectado um sinal) encontrados. Uma reconstrução de trajetória bem-sucedida deve possuir duas características: uma busca eficiente por *hits* durante a etapa de reconhecimento de padrão, e uma rápida propagação dos candidatos a trajetória. A primeira tarefa é simplificada pelo arranjo de módulos sensíveis à passagem de partículas carregadas em uma estrutura praticamente hermética para uma partícula originária do centro do detector. A segunda tarefa utiliza o fato do campo magnético ser essencialmente

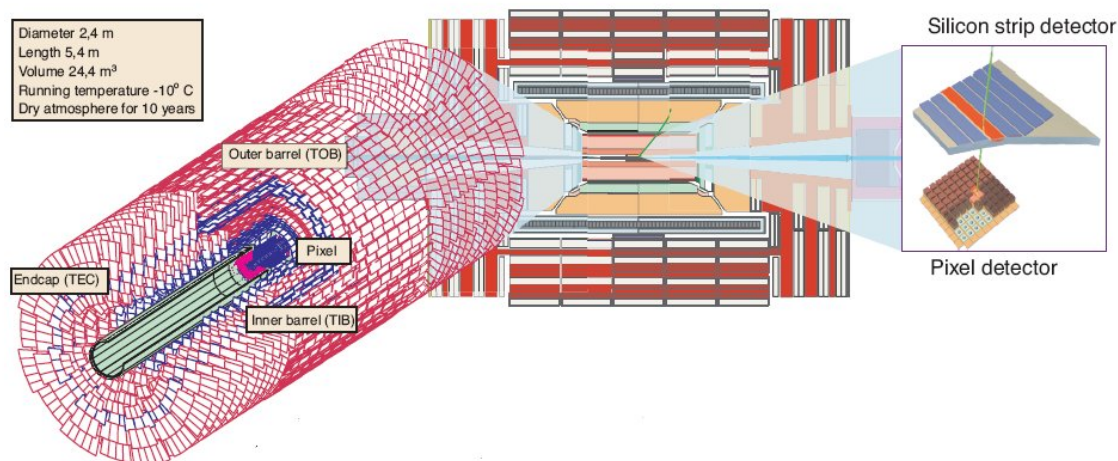


Figura 2.4: Geometria do *Tracker*, mostrando os detectores de pixel e de microfaixa de silício.

constante (solenoidal) em uma grande parte do volume do *Tracker* e da maior parte das estruturas de suporte estar concentrada próxima aos sensores. Desse modo, pode-se aproximar a trajetória de uma partícula carregada entre as camadas de sensores por uma trajetória helicoidal. O processo de reconstrução de trajetória pode ser dividido em 5 etapas [15]:

- Reconstrução de hit: agrupamento de faixas ou pixels. Nesta etapa, é obtida uma estimativa da posição da partícula naquela camada, acompanhada da respectiva incerteza;
- Geração de semente: fornece candidatos iniciais a trajetória para a reconstrução completa. Uma semente define parâmetros iniciais da trajetória e erros, e pode ser obtida internamente ao *Tracker* ou utilizando informações de outros detectores;
- Reconhecimento de padrão: baseado em um filtro Kalman combinatório. O filtro procede iterativamente da camada da semente, começando de uma estimativa grosseira dos parâmetros da trajetória, e adicionando a informação das camadas sucessivas progressivamente;
- Resolução de ambiguidades: ambiguidades podem resultar do fato de que uma trajetória pode ser reconstruída a partir de sementes diferentes ou vice-versa, e devem ser resolvidas para evitar contagem múltipla de trajetórias;

- Ajuste de trajetória: para cada trajetória, o estágio de construção resulta em uma coleção de *hits* e em uma estimativa dos parâmetros da trajetória. Como a informação completa sobre a trajetória está disponível somente após o algoritmo alcançar a última camada, é feito um ajuste retroativo, para melhorar a precisão dos primeiros *hits*;

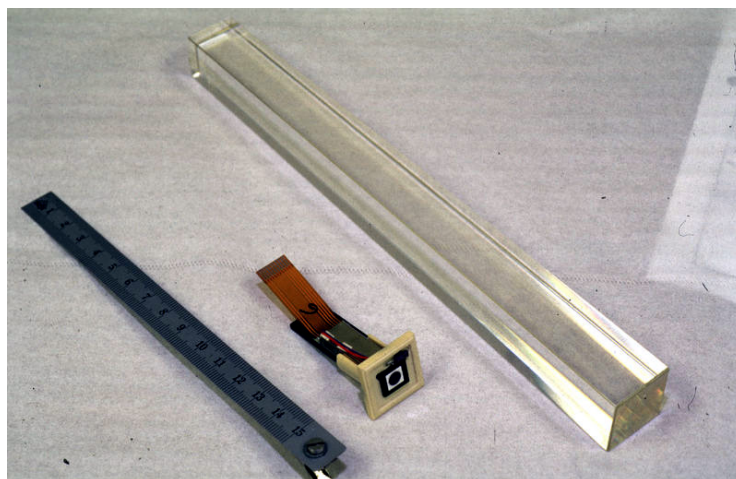
### 2.2.2 Calorímetro Eletromagnético

O Calorímetro Eletromagnético (*Electromagnetic Calorimeter* – ECAL) é um detector projetado para medir a energia de elétrons e fótons. O ECAL é um calorímetro do tipo homogêneo, o que significa que todo seu volume é composto de material sensível à passagem de partículas, e hermético. Os elementos sensíveis utilizados no ECAL são cristais de  $\text{PbWO}_4$  (chumbo-tungstato). O calorímetro é dividido em duas regiões principais: barril, com cobertura até  $|\eta| < 1,479$  e tampas cobrindo a região  $1,479 < |\eta| < 3,0$ . No barril, os cristais são agrupados em conjuntos de cinco pares chamados submódulos, que por sua vez são agrupados em módulos e supermódulos. Nas tampas, os cristais são agrupados em conjuntos de  $5 \times 5$  cristais chamados de supercristais, que por sua vez são agrupados em dois semicírculos apelidados de *Dees*, em alusão ao formato característico em letra D.

Os cristais de  $\text{PbWO}_4$  são cristais cintiladores de alta densidade ( $8,3 \text{ g/cm}^3$ ), cuja principal característica é a alta taxa de emissão, com 80% da luz sendo emitida em 25 ns, um tempo comparável ao tempo de cruzamento do LHC. Os cristais também apresentam um comprimento de radiação e um raio de Molière curtos (0,89 cm e 2,2 cm, respectivamente), o que permite construir um calorímetro compacto e de granularidade fina. O espectro de cintilação dos cristais é verde-azulado, com um máximo extenso em 420 nm. A intensidade de cintilação dos cristais apresenta uma variação de  $-1,9\%$  por  $^\circ\text{C}$  a  $18^\circ\text{C}$ , o que implica a necessidade de manter a temperatura estável dentro de um intervalo de  $\pm 0,05^\circ\text{C}$ , a fim de manter a resolução em energia do calorímetro.

A coleção da luz emitida pelos cristais não pode ser feita com fotomultiplicadoras comuns, pois o ECAL é montado internamente ao solenóide do CMS, ou seja, imerso em um campo magnético de 4 T. A solução é utilizar outros tipos de fotodetectores. Na região do barril, são utilizados fotodiodos operados em modo de avalanche, enquanto nas tampas são empregados fototriodos a vácuo – essencialmente fotomultiplicadoras com apenas um estágio de multiplicação. Cada elemento fotodetector é montado sobre um cristal, e o arranjo fornece da



Figura 2.5: Fotodiodo de avalanche e cristal de  $\text{PbWO}_4$ .

ordem de 4,5 fotoelétrons / MeV, devido à baixa emissão de luz pelos cristais.

Ao incidir sobre os cristais, elétrons e fótons geram chuviscos eletromagnéticos, eventualmente depositando toda sua energia sobre os cristais. A reconstrução dessa energia a partir dos *digis*<sup>3</sup> obtidos envolve uma série de fatores. Em primeiro lugar, deve ser lembrado que mesmo a energia de um único elétron ou fóton que atravessa o ECAL é depositada sobre mais de um cristal. Além disso, a presença de material interno ao calorímetro dá origem a processos de *bremsstrahlung* e de conversão de fótons, que podem dificultar uma medida precisa da energia das partículas iniciais. A solução para esses problemas é agrupar os cristais em conjuntos chamados *clusters*, em um processo chamado de *clustering* [16]. Ainda assim, devido ao campo magnético, a energia que alcança o calorímetro é espalhada em  $\phi$ ; essa energia espalhada é agrupada construindo-se um agrupamento de clusters, chamado de *supercluster*, extenso em  $\phi$ .

A reconstrução da energia é feita de maneiras diferentes para elétrons e fótons. No caso do fóton, o fato de ele ser uma partícula sem carga implica que ele não deixa sinal no *Tracker*. Então, deposições de energia no ECAL que não possam ser identificadas com trajetórias obtidas no *Tracker* são identificadas com fótons<sup>4</sup>. No caso da reconstrução da energia do elétron, busca-se a presença de superclusters em acordo com trajetórias obtidas no *Tracker*. Entretanto, deve ser utilizada uma estratégia diferenciada para reconstruir as trajetórias dos elétrons, devido às flutuações não gaussianas causadas pela emissão de *bremsstrahlung* pelos elétrons.

<sup>3</sup>*Digis* são as leituras obtidas dos elementos sensíveis do CMS, após o processo de digitalização.

<sup>4</sup>O caso de fótons convertidos ( $\gamma \rightarrow e^+e^-$ ) também está previsto no algoritmo de reconstrução e é tratado separadamente.



O filtro Kalman, baseado em flutuações gaussianas, é inadequado para esse caso, devendo ser substituído por uma abordagem não linear, como o Filtro de Soma Gaussiana (*Gaussian Sum Filter* – GSF) [17, 18].

### 2.2.3 Calorímetro Hadrônico

O Calorímetro Hadrônico (*Hadronic Calorimeter* – HCAL) é um detector projetado para medir a energia de hádrons que o atravessam. O conjunto HCAL + ECAL forma um sistema de calorimetria completo [19], permitindo medidas de energia de jatos e de  $\cancel{E}_T$ . Ao contrário do ECAL, o HCAL é um calorímetro de amostragem, com elementos absorvedores intercalados com elementos sensíveis à passagem de partículas, mas também é um calorímetro hermético. No HCAL, os elementos sensíveis são camadas de cintilador plástico enquanto os absorvedores são formados de aço inoxidável e latão.

O HCAL é dividido em duas seções principais: *Hadron Barrel* (HB), na região  $|\eta| < 1,4$ , e *Hadron Endcaps* (HE), na região  $1,3 < |\eta| < 3,0$ . Além disso, existem duas seções especializadas: *Hadron Forward* (HF), na região  $2,9 < |\eta| < 5,0$ , para medição de jatos dianteiros, discriminação do perfil lateral e aumento da hermeticidade, e *Hadron Outer* (HO), uma parte do calorímetro externa ao solenóide, para aumento da contenção de chuveiros centrais na região  $|\eta| < 1,26$ . As seções especializadas apresentam uma estrutura diferente das demais: o *Hadron Forward* não apresenta cintiladores, tendo ao invés disso conjuntos de absorvedores de aço e fibras de quartzo para detecção rápida de radiação Cherenkov. O *Hadron Outer* apresenta apenas camadas de cintilador, sem elementos absorvedores. Como no ECAL, fotodetectores são responsáveis por converter a luz emitida pelos cintiladores em sinais eletrônicos. O procedimento de reconstrução da energia a partir dos digis é semelhante ao do ECAL [20]. A calibração inicial dos calorímetros ocorre com fontes radioativas, e calibrações posteriores podem ser feitas com eventos de Física, por exemplo explorando-se o balanço de energia em processo do tipo  $Z + \text{jato}$ .

### 2.2.4 Sistema de Múons

O Sistema de Múons é o subdetector localizado na região mais externa do CMS, estando localizado fora do solenóide, mas sendo permeado pelo núcleo de ferro de retorno do campo magnético. A justificativa para o uso de um detector dedicado apenas à detecção e identificação dos múons produzidos nas colisões são

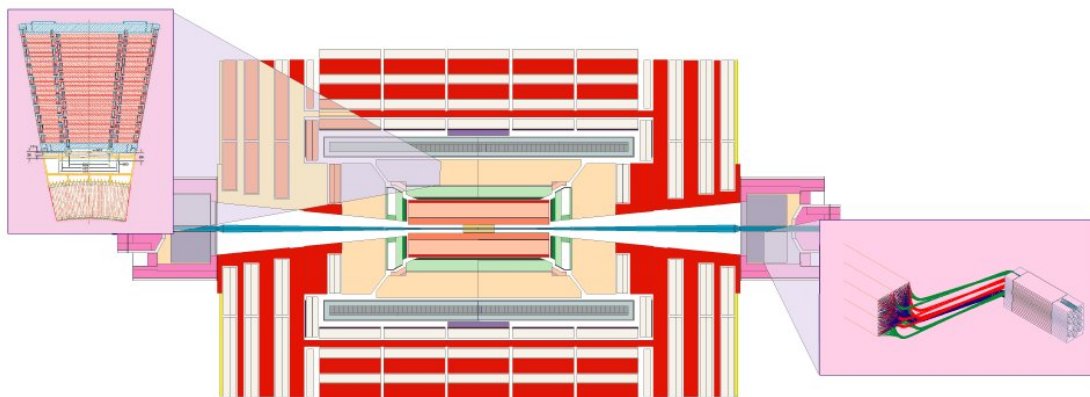


Figura 2.6: Geometria do HCAL, mostrando os elementos do HB e do HF.

as características peculiares dessa partícula: a massa do múon –  $M_\mu \approx 105 \text{ MeV}$  – é alta o suficiente para que este perca muito pouca energia no Calorímetro Eletromagnético, enquanto sua vida média  $\tau \approx 2,2 \mu\text{s}$  é longa o bastante para permitir que ele deixe uma trajetória em um detector localizado a uma distância relativamente grande (4 a 7 m) do ponto de interação. Naturalmente, sendo um lépton, o múon praticamente não interage no Calorímetro Hadrônico, e seu momento é muito mais fácil de determinar do que o de um jato hadrônico. Vemos então que o múon apresenta uma grande facilidade de identificação; a contaminação de outras partículas no Sistema de Múons é muito baixa. Processos com múons no estado final, *golden plate event* para a descoberta do Higgs –  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$  – fornecem uma assinatura experimental bastante clara. Além disso, essa facilidade de identificação do múon permite a criação de um *trigger* bem restritivo baseado em sua presença, o que fornece uma maneira segura e eficiente de diminuir a taxa de eventos registrados.

Assim como o *Tracker*, o Sistema de Múons também é um detector de trajetória. É dividido em duas regiões principais: barril ( $|\eta| < 1,2$ ) e tampas ( $1,2 < |\eta| < 2,4$ ). Existem três tipos de detectores no Sistema de Múons:

- *Drift Tubes* (DT): estes detectores são utilizados na região do barril, onde o campo magnético está praticamente todo contido na região do núcleo de ferro. Um fio central age como ânodo, e a passagem do múon ioniza o gás e libera elétrons que são atraídos para o fio central. Medindo-se o tempo de voo dos elétrons, é possível inferir a posição da partícula no plano perpendicular ao fio;
- *Cathode Strip Chamber* (CSC): estes detectores são utilizados nas tampas, onde

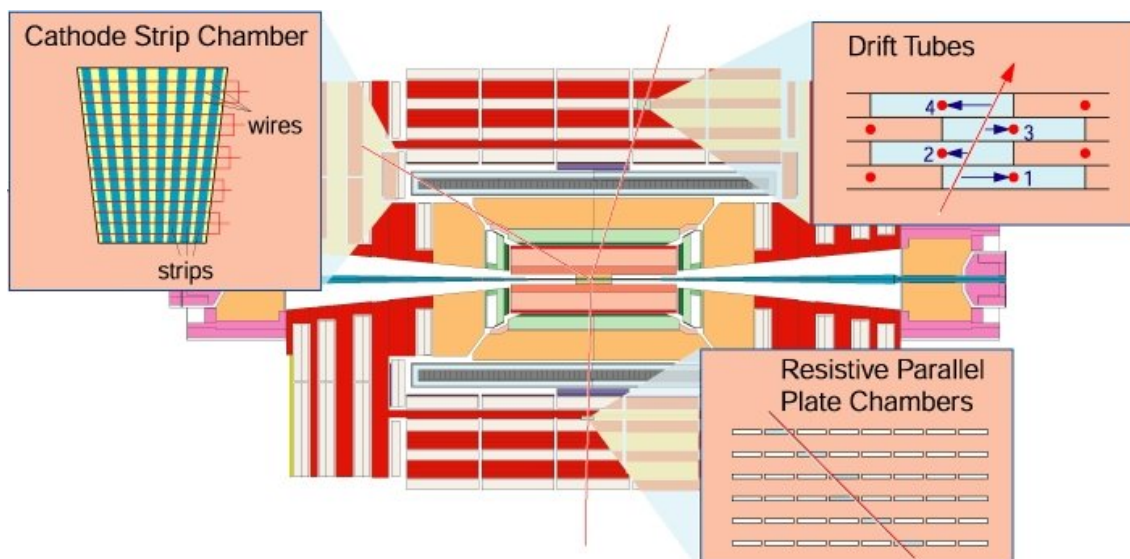


Figura 2.7: Geometria do Sistema de Múons, mostrando os três tipos de detectores.

o campo magnético é mais intenso e inhomogêneo. Cada um dos CSCs é formado por um plano catódico segmentado em faixas ortogonais a um plano de fios ânodos. A passagem do múon gera uma avalanche, a qual é relacionada a um único fio, mas induz uma carga em várias faixas do plano cátodo. Desse modo, é possível localizar a partícula em ambas coordenadas do plano;

- *Resistive Parallel Plane Chamber (RPC)*: estes detectores são utilizados tanto na região do barril como nas tampas. Os dois eletrodos são planos paralelos feitos de um plástico de alta resistividade elétrica (baquelite). Os RPCs apresentam baixa resolução espacial, mas alta velocidade de leitura, sendo utilizados apenas para o *trigger*;

O algoritmo de reconstrução do Sistema de Múons é semelhante ao utilizado no *Tracker* [21, 22]. O mesmo código é utilizado tanto na reconstrução *offline* como na operação *online*, mas com diferentes parâmetros para enfatizar a rapidez ou a precisão do algoritmo, conforme o caso. Durante a aquisição de dados, é executada uma reconstrução regional, na qual são reconstruídas trajetórias apenas em regiões limitadas do detector (sementes) escolhidas a partir das medidas preliminares fornecidas pelo *trigger*, com o propósito de poupar tempo de CPU. Para a reconstrução *offline*, o mecanismo de geração de sementes é diferente, e as trajetórias são reconstruídas a partir de sementes encontradas em todo o Sistema de Múons. A reconstrução do chamado *Standalone Muon* (Level 2) utiliza apenas

informação do Sistema de Múons, enquanto o objeto chamado de *Global Muon* (Level 3) utiliza também informação do *Tracker*.

Um processo complementar à reconstrução de múons é a técnica de Identificação de Múons [23, 24]. Enquanto a primeira abordagem processa inicialmente as informações do Sistema de Múons e depois combina Standalone Muons com trajetórias do *Tracker*, a segunda parte do conjunto de todas as trajetórias reconstruídas e tenta quantificar a probabilidade daquela partícula ser um múon para cada trajetória em uma variável chamada *Muon Compatibility*. A técnica de Identificação de Múons é útil para análises de Física envolvendo eventos que contenham muitos múons, como o já referido processo  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$ . Usando a Identificação de Múons para identificar algum desses múons, ao invés de se exigir uma reconstrução completa dos quatro léptons, a eficiência de seleção para esses eventos é aumentada. A estratégia básica do algoritmo de Identificação de Múons consiste em extrapolar cada trajetória obtida no *Tracker* até sua localização mais provável dentro de cada detector de interesse (ECAL, HCAL, HO ou Sistema de Múons), e comparar o sinal deixado com aquele esperado para um múon. No caso dos calorímetros, o algoritmo busca por depósitos de energia associados com trajetórias candidatas tanto no ECAL como no HCAL, e compara as energias depositadas com aquelas esperadas para uma partícula mínimo-ionizante. No Sistema de Múons, os *hits* obtidos podem ser utilizados para identificar trajetórias candidatas, mesmo nos casos em que não foi possível fazer a reconstrução completa de um *Standalone Muon*.

## 2.3 O Sistema de Processamento de Dados do CMS

O experimento CMS produz aproximadamente  $10^9$  eventos por segundo, gerando cerca de 1 Petabyte/s de dados. Como um todo, o sistema de aquisição de dados deste experimento entregará o equivalente a 100 Megabytes/s para o sistema de armazenamento de dados. Estima-se que ao final de um ano o CMS gere por volta de algumas dezenas de Petabytes de dados e alcançando, ao final de uma década, a escala de um 1 Exabyte de dados acumulados.

O Sistema de Computação do CMS [25] foi desenhado para garantir o armazenamento, a transferência e a manipulação da enorme quantidade de dados adquiridos pelo detector. Uma constatação imediata a ser feita é o fato de que, tendo em vista a taxa de aquisição dos dados no CMS e o tempo esperado de vida do experimento, a magnitude dos dados a serem tratados por esse sistema será a maior já alcançada

em um experimento científico. A necessidade de que o Sistema de Computação do CMS fosse um sistema de grande escala foi um dos pontos-chaves desde seu projeto inicial. A solução encontrada para esse requerimento é o uso de tecnologia de computação distribuída, a chamada tecnologia de *Grid*. A organização dos centros que formam o Sistema de Computação do CMS tem como base o chamado *Grid Middleware*, com os serviços comuns de Grid definidos e organizados através do projeto *Worldwide LHC Computing Grid* (WLCG) [26, 27].

Uma característica da Colaboração CMS é sua heterogeneidade. Ela é formada por grupos de pesquisa com capacidades diversas, e dispersos tanto no sentido geográfico como organizacional. Para atender às necessidades dessa comunidade, o Sistema de Computação do CMS deve ser um sistema de grande flexibilidade, que seja compatível com uma série de ambientes computacionais diferentes, inclusive com a possibilidade de adaptação a avanços tecnológicos que venham a surgir durante o tempo de vida do experimento.

Finalmente, cabe ressaltar que os usuários finais do Sistema de Computação do CMS não são especialistas em Ciência da Computação, senão especialistas em Física com um conhecimento básico de programação. Isso implica a existência de interfaces bem definidas e documentadas para o acesso e a manipulação dos dados: bancos de dados onde é possível fazer a consulta dos dados disponíveis para manipulação, catálogos contendo as condições do experimento em função do tempo, códigos de computação testados, padronizados e configuráveis para a execução de tarefas rotineiras.

Tendo em vista as considerações acima, as funções do Sistema de Computação são as seguintes:

- Pré-processamento e seleção de eventos no centro de computação responsável pela aquisição dos dados no detector, a chamada *High-Level Trigger Farm*;
- Organização e transferência dos dados processados para os físicos experimentais encarregados da análise. Os dados devem estar catalogados e acessíveis a toda a colaboração, bem como as condições de aquisição e o histórico de manipulação dos mesmos. Esses processos são garantidos por ferramentas como o *Data Aggregation System* (DAS) [28] para catálogo dos conjuntos de dados existentes e o *Physics Experiment Data Export* (PhEDEx) [29] para transferência desses dados para os centros de análise compostos pelos cientistas do experimento;

- Fornecimento de um conjunto de ferramentas para análise de dados padronizado, abrangente e extensível, para garantir a reprodutibilidade das análises feitas. Entre essas ferramentas incluem-se o *CMS Software Framework* (CMSSW Framework), uma plataforma de análise com bibliotecas de rotinas para o acesso e a manipulação dos dados em um código de computador e o *CMS Remote Analysis Builder* (CRAB) [30], para simplificação e otimização dos recursos de Grid pelos usuários do CMS;

Os centros de computação que formam o Sistema de Computação do CMS são organizados em uma estrutura hierárquica, onde cada nível de centro tem um conjunto diferente de responsabilidades. A hierarquia é estruturada do seguinte modo:

- Tier-0: o único centro neste nível da hierarquia, o Tier-0 é localizado no CERN, e é responsável pela aquisição dos dados brutos do detector, o armazenamento inicial em sistemas de fita magnética, a reconstrução inicial dos dados e sua replicação nos centros do tipo Tier-1;
- Tier-1: centros de grande porte, normalmente representando o esforço consolidado de um país com instituições que participam do experimento CMS. Cada Tier-1 é primariamente responsável pela custódia de frações do conjunto de dados completo do CMS, permitindo assim uma replicação geograficamente redundante dos dados do experimento. Os Tier-1 também são responsáveis por novas reconstruções dos dados brutos e pela transferência de dados derivados para os Tier-2 associados;
- Tier-2: centros de médio porte, normalmente associados a um dado grupo de pesquisa. Os Tier-2 são responsáveis pelo fornecimento de recursos computacionais para físicos experimentais da colaboração envolvidos em análise de dados, para atividades especializadas como estudos de calibração e alinhamento, produção de dados simulados e transferência dos mesmos para um Tier-1 associado;

A CMSSW Framework é o conjunto de ferramentas fornecidas pelo Sistema de Computação para o acesso e análise dos dados do CMS através de códigos de computador, e é a principal ferramenta com a qual o cientista da Colaboração CMS trabalha. Através das ferramentas fornecidas por essa estrutura o usuário pode escrever, compilar, configurar e executar um programa que acessa e analisa os



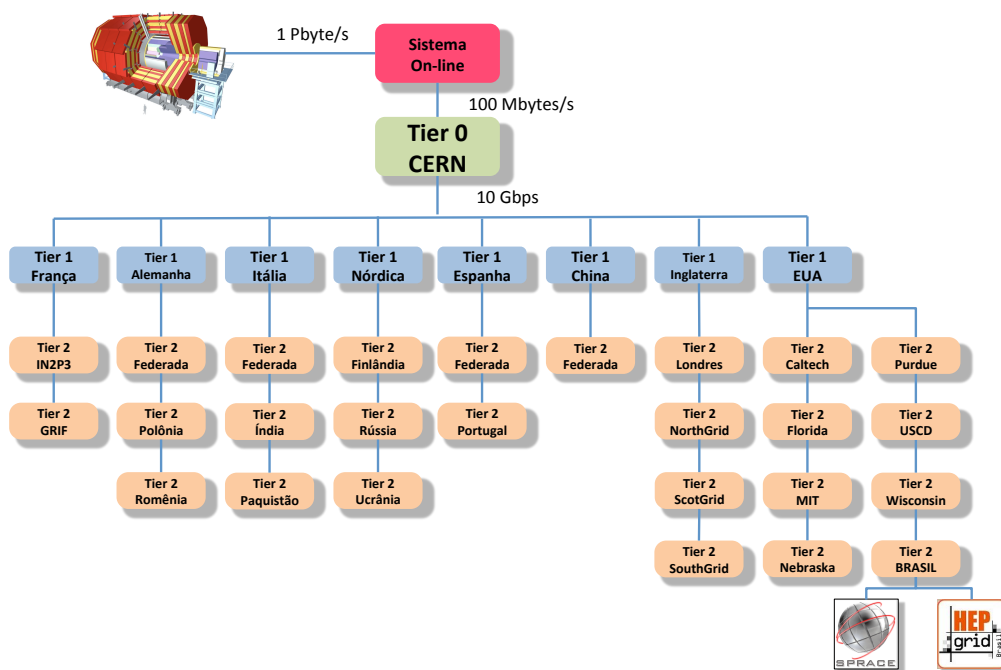


Figura 2.8: Estrutura hierárquica do Sistema de Computação do CMS.

dados do experimento em um formato digital. A CMSSW Framework pode ser estruturada da seguinte maneira:

- Serviços da Plataforma;
- Geração e Simulação;
- Reconstrução e Filtragem de Eventos;
- Calibração e Alinhamento;
- Monitoramento de Qualidade de Dados;
- Ferramentas de Desenvolvimento de Software e Validação;

De um ponto de vista pragmático, os três primeiros tópicos são relativamente mais importantes, pois são aqueles realizados pelo físico experimental engajado na análise. Naturalmente, Calibração, Alinhamento, Qualidade de Dados e Desenvolvimento de Software e Validação são atividades igualmente importantes, mas em um experimento do porte do CMS essas atividades são manejadas principalmente por equipes especializadas nesses aspectos. Descreveremos então os tópicos de Serviços da Plataforma, Geração/Simulação e Reconstrução/Filtragem de Eventos.

Na CMSSW Framework, o processamento dos dados é baseado ao redor do paradigma de *Event Data Model* (EDM), que implementa conceitos da Ciência da Computação conhecidos como Programação Orientada a Objetos. Nesse para-

digma, os dados obtidos no experimento são representados como uma hierarquia de *classes*, onde uma classe é um tipo abstrato e genérico de dado. Os dados em si são instâncias daquelas classes, também conhecidas como *objetos*.<sup>5</sup>

No paradigma EDM, o conceito principal é a classe `Event`, que pode ser vista como uma classe recipiente contendo tanto os dados brutos tomados durante um evento físico (determinado pelo *trigger*), como todos os dados derivados daqueles. Como exemplo desse paradigma podemos mencionar:

- A reconstrução do sinal de um elétron no CMS consiste na identificação de um *supercluster* reconstruído no ECAL com um traço reconstruído pelo método GSF no *Tracker*. No EDM, isso é modelado através da classe `GsfElectron`, que contém referências à classe `GsfTrack` e à classe `SuperCluster`;
- A classe `Muon` contém referências ao traço reconstruído no *Tracker*, ao traço reconstruído no Sistema de Múons e ao traço reconstruído a partir de ambos os sistemas. Todos esses traços contem referências a um conjunto de `TrackingRecHits`, que por sua vez são uma representação dos *hits* em cada um desses detectores;

Todo o processamento dos dados contidos no `Event` é feito através de *ED-Modules* (Módulos), grupos de procedimentos padronizados e encapsulados que agem sobre os dados do evento de acordo com uma ordem definida pelo físico que está executando a análise. A modularidade desses grupos de procedimentos é garantida através da sua incapacidade de intercomunicação, o que significa que a ação de um Módulo A só pode afetar a saída de outro Módulo B através da ação sobre os dados contidos no `Event` que representam a saída do Módulo B. Isso diminui a probabilidade de uma interação indesejável entre os módulos. A chamada informação de *Proveniência* tem um objetivo complementar a esse, mantendo registros da ação de cada Módulo sobre o `Event` dentro deste último, permitindo assim a reprodutibilidade de qualquer análise realizada.

Associados à CMSSW Framework estão os chamados Serviços, que podem ser encarados como facilidades que a plataforma fornece ao indivíduo que realiza a análise. Existem duas categorias de serviços diferentes:

- Serviços que não têm nenhum efeito sobre resultados físicos: essencialmente, extensões de aplicativos como registros de erros, serviços de depuração de

---

<sup>5</sup>Por exemplo, na linguagem Python, `float` é uma classe / tipo de dado; “5.0” e “-1.2E16” são exemplos de valores que podem ser atribuídos a objetos da classe `float`; a expressão `x = 5.0` representa a instrução “atribua o valor 5.0 ao objeto x”, onde está implícita a afirmação que x é um objeto da classe adequada.



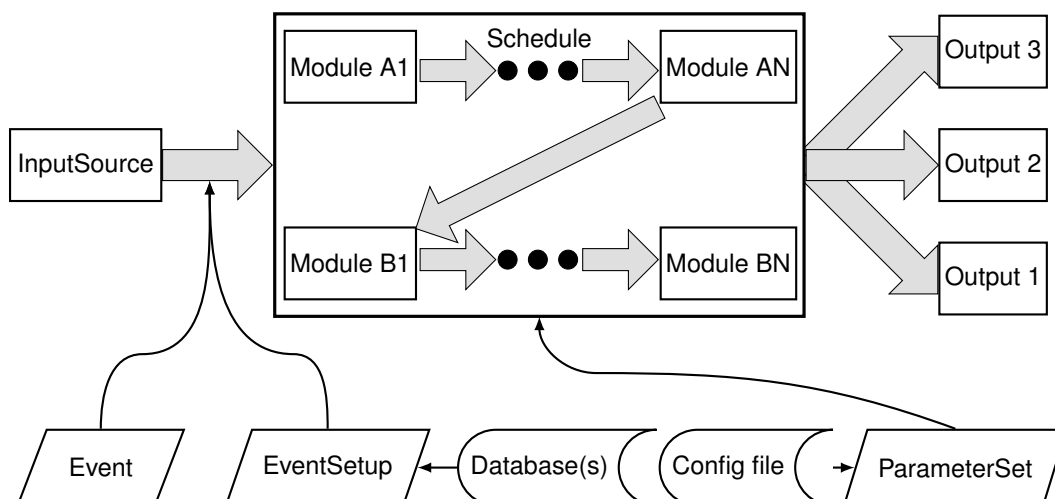


Figura 2.9: CMSSW Framework

programas, serviços de medida de tempo decorrido e memória utilizada, entre outros. Estes serviços são gerenciados pelo sistema `ServiceRegistry`;

- Serviços que têm efeito sobre resultados físicos: interfaces para bancos de dados contendo as condições experimentais relativas a um dado `Event`, como parâmetros de alinhamento, calibração e medidas de campo magnético. Estes serviços são gerenciados pelo sistema `EventSetup`;

Processos de simulação são fundamentais para um projeto do porte do CMS. As propostas iniciais de detectores são baseadas em cálculos teóricos e simulações dos fenômenos físicos a serem observados, e em uma etapa posterior eventos completos são simulados, desde o processo fundamental no qual se está interessado até o conjunto de dados digitalizados análogo àquele que é obtido em uma tomada de dados real. O fluxo detalhado de uma simulação consiste nos seguintes passos:

- Configuração e execução de um programa gerador de eventos de Monte Carlo para produzir arquivos de dados com eventos gerados no padrão HepMC [31]. HepMC é um formato de registro de eventos para Geradores de Monte Carlo em Física de Altas Energias, baseado em Orientação a Objetos e implementado na linguagem C++. Seu objetivo é agir tanto como uma classe recipiente para armazenar eventos após sua geração, como também fornecer uma estrutura que permita que os eventos possam ser construídos de maneira modular a partir de um conjunto de diferentes geradores. O resultado desta etapa é um conjunto de eventos, cada um contendo uma lista

de partículas observadas no estado final do processo físico de interesse;

- Configuração dos parâmetros de simulação com GEANT4 [32]. O GEANT4 é um conjunto de ferramentas que fornece os processos físicos necessários para descrever interações eletromagnéticas e hadrônicas em detalhe, além de ferramentas para modelar a geometria dos detectores do CMS. Dentre os parâmetros configuráveis da simulação, contam-se os limites cinemáticos das partículas simuladas, o tamanho do passo no transporte das partículas, parâmetros da Lei de Birk, entre vários outros. O GEANT4 também fornece as interfaces exigidas para recuperar as informações de trajetória das partículas através desses detectores e do campo magnético;
- Execução da simulação com GEANT4, com os eventos gerados anteriormente como entrada. Nesta etapa, os processos físicos conhecidos de interação matéria-matéria e radiação-matéria são simulados. São calculados os efeitos mútuos da passagem das partículas através das diferentes camadas de material do detector, gerando estimativas para a energia depositada em cada elemento sensível afetado. Essas estimativas simuladas são representadas por objetos da classe `PSimHit` ou `PCaloHit`;
- Etapa de digitalização incluindo, se requisitado pelo usuário, o processo de empilhamento (*pile-up*). Devido à alta luminosidade do LHC, inclusive com a ocorrência de múltiplas interações p-p em um *bunch crossing*, múltiplas partículas podem ativar um mesmo elemento sensor em um intervalo de tempo muito curto, de modo que os sinais dos dois *hits* interfiram entre si. Nesta etapa, os *hits* são convertidos em digis simulados, funcionalmente idênticos à saída da eletrônica de leitura do CMS. As colisões de empilhamento são simuladas separadamente do sinal de interesse, e os dois resultados são combinados posteriormente, com a parte de empilhamento agindo como uma contribuição dependente da luminosidade. A etapa de digitalização inclui também simulações de ruídos e *cross-talk* eletrônico;

Os resultados obtidos a partir de simulações utilizando GEANT4 são comparados com dados reais e com resultados obtidos a partir de conjuntos de ferramentas diferentes, como GEANT3 (o antecessor do GEANT4) e FAMOS (*FAst MOnte-Carlo Simulation*) [33], um novo código de simulação projetado para ser mais rápido que o GEANT4.

Reconstrução é a operação de obter quantidades com significado físico (como

o quadrivetor momento ou os parâmetros da trajetória de uma partícula) a partir dos digis, que podem ser obtidos tanto da eletrônica do experimento durante a tomada real de dados como de simulações. No CMS, os mesmos algoritmos de reconstrução são utilizados na aquisição de dados e na reconstrução *offline*, mas com parâmetros diferentes.

Em linhas gerais, o processo de reconstrução pode ser dividido em 3 etapas:

- Reconstrução local: age sobre um conjunto de digis (tanto reais como simulados), e fornece um conjunto de *hits* reconstruídos. No caso do detector em questão ser o *Tracker* ou o Sistema de Múons, os *hits* reconstruídos são `TrackingRecHits`, e representam primariamente medidas de posição. No caso dos calorímetros Eletromagnético e Hadrônico, os *hits* reconstruídos são `CaloRecHits`, e representam primariamente a energia depositada nos elementos sensíveis;
- Reconstrução global: age sobre um conjunto de *hits* reconstruídos, e fornece o resultado final de um subsistema completo. Por exemplo, `TrackingRecHits` são utilizados para formar traços de partículas carregadas, e o resultado final é um conjunto de `Tracks`;
- Reconstrução final: combina os resultados dos diferentes subsistemas para produzir objetos reconstruídos de alto nível. O exemplo canônico é a combinação de dois traços compatíveis, um reconstruído apenas com os *hits* do Sistema de Múons (*Standalone Muon*) e outro reconstruído apenas com os *hits* do *Tracker*, de modo a formar um candidato final a múon, representado pela classe `Muon`. Outro exemplo é a combinação dos *clusters* calorimétricos em objetos representando a resposta conjunta do sistema de calorimetria (ECAL + HCAL) em um conjunto das chamadas torres calorimétricas, representadas pela classe `CaloTower`;

Como na reconstrução *offline* o tempo de reconstrução se torna um fator menos importante, a prioridade passa a ser o tamanho dos objetos reconstruídos. De acordo com o processo de reconstrução descrito anteriormente, o `Event` pode representar os dados obtidos no CMS em vários níveis de profundidade e completude. Os principais níveis são:

- GEN (*Generator Data*): contém uma representação dos eventos simulados de Monte Carlo, bem como informações relativas ao processo de geração desses eventos;

- *SIM (Simulated Data)*: contém o resultado da simulação do detector CMS com GEANT4.
- *FEVT (Full Event Data)*: contém todos os conjuntos de dados derivados de todos os Módulos de produção, além do conjunto completo de todos os dados brutos. Ocupa de 1 a 2 MB/evento;
- *RECO (Reconstructed Data)*: contém objetos selecionados, produzidos pelos Módulos de reconstrução. Ocupa cerca de 500 kB/evento;
- *AOD (Analysis Object Data)*: um subconjunto do *RECO*, contém apenas objetos de alto nível. É projetado para ser suficiente para a maioria das análises físicas, e é substancialmente menor que o *RECO*, ocupando cerca de 50 kB/evento;

## 2.4 Sistema de Trigger

Com a ocorrência de  $10^9$  interações por segundo fornecidos pelas colisões do LHC, não é viável registrar os resultados de todas as colisões. No experimento CMS, o sistema de *trigger* seleciona dentre os dados colhidos aqueles que são considerados interessantes para registro em mídia permanente. A taxa máxima de aquisição e gravação de dados é de  $\sim 100$  Hz, logo o sistema de *trigger* deve realizar uma redução de  $\sim 10^6$ , uma proposta exigente. A solução, adotada pelos experimentos modernos, é a adoção de sistema de trigger com diferentes níveis, onde cada nível analisa apenas os eventos selecionados pelo nível anterior. No CMS, o sistema de *trigger* é dividido essencialmente em duas partes: o *Level 1 Trigger* (L1) [34], que tem sua lógica implementada diretamente em hardware especializado, e o *High-Level Trigger* (HLT) [35], implementado através do software de reconstrução e seleção de eventos padrão do CMS executado em um centro de computação localizado próximo ao detector, a já citada *High-Level Trigger Farm*.

A taxa de eventos selecionados pelo Level 1 Trigger é de 100 kHz (uma redução por um fator de 1000 dos  $10^9$  eventos por segundo gerados no CMS). Para que os dados possam ser transcritos para fita magnética, a taxa de eventos deve ser de no máximo 100 Hz, o que implica que o High-Level Trigger deve reduzir a taxa por outro fator de 1000. Note-se, entretanto, que 10 Hz correspondem, à luminosidade projetada de  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , ao volume de dados gerados por uma seção de choque de 10 nb, da ordem da seção de choque do processo  $W \rightarrow e\nu$ . Desse modo, o

High-Level Trigger deve ter a capacidade de selecionar eventos interessantes do ponto de vista físico. Como o *trigger* é uma operação irreversível, o conceito de Proveniência é vital para garantir a reprodutibilidade da sequência de operações que levou ao aceite ou rejeição do evento, no caso de verificações posteriores.

Uma característica interessante do sistema de *trigger* do CMS é o fato de que os mesmos algoritmos de reconstrução são utilizados na tomada de dados e na análise posterior, apenas com diferentes configurações. Enquanto no HLT a ênfase é dada em descartar eventos de baixo interesse o mais rápido possível, na análise posterior o objetivo é reconstruir os observáveis com a melhor qualidade possível. Para esse fim, o High-Level Trigger realiza uma reconstrução por regiões, reconstruindo apenas porções do detector que foram descritas como ativas pelo Level-1 Trigger.

# Capítulo 3

## Modelo Padrão e Extensões

O Modelo Padrão das interações fundamentais é a teoria mais bem-sucedida até o momento na descrição das partículas subatômicas e de suas interações. Historicamente, o desenvolvimento do Modelo Padrão foi envolto em um intercâmbio constante entre novos resultados experimentais e avanços teóricos. Nos dias atuais, o Modelo Padrão é uma teoria exaustivamente testada e consolidada, e o desenvolvimento mostrado neste estudo segue as excelentes referências disponíveis na literatura [36, 37, 38]. Naturalmente, não se espera que o Modelo Padrão seja a “teoria final” para a Física de Partículas: esperamos sim que novos fenômenos venham a ser observados no LHC e forneçam, mais uma vez, indícios experimentais que apontem o caminho para a evolução do Modelo Padrão. Um resumo atualizado do panorama experimental do Modelo Padrão pode ser encontrado no *The Review of Particle Physics* [39].

Para colocar em perspectiva o já mencionado intercâmbio entre teoria e experimento na construção do Modelo Padrão é interessante fazer uma rápida revisão histórica das principais ideias e conceitos que levaram à construção dessa teoria. De maneira um tanto quanto arbitrária, escolhemos o início da história do Modelo Padrão como a descoberta do múon, a primeira partícula subatômica não encontrada na matéria usual, em 1936 por Anderson em experimentos com radiação cósmica. Em 1947 a descoberta das “partículas V” por Rochester e Butler, posteriormente denominadas káons, tornou-se a primeira evidência das partículas “estranhas”. Em 1953, Gell-Mann e Nishijima propõem a existência de um novo número quântico, a estranheza  $S$ , para explicar o longo tempo de desintegração dos káons. A estranheza seria conservada na criação dos káons (através da interação forte), mas não em sua desintegração (através da interação fraca).

Um desenvolvimento teórico extremamente importante ocorre no ano seguinte quando Yang e Mills propõem a criação de uma teoria de calibre baseada no grupo não abeliano  $SU(2)$ . Essa proposta abriu um novo caminho para se descrever as interações fundamentais que se tornou a base dos modelos formulados na década seguinte.

Em 1957, Lee e Yang notaram que a paridade poderia ser violada pelas interações fracas e propõem experimentos para verificar a conservação da paridade, até então considerada uma simetria fundamental da natureza. Um desses experimentos, envolvendo a observação do decaimento beta de núcleos de  $^{60}\text{Co}$ , é realizado por Wu, que confirma a violação dessa simetria discreta pelas interações fracas. Em 1964, Cronin e Fitch observam a violação da simetria de carga-paridade (CP) no processo de oscilação dos káons neutros.

A proliferação de partículas descobertas durante a década de 1950 pôde ser organizada através da proposta do “Óctuplo Caminho”, um esquema de classificação de partículas baseado no grupo de simetria  $SU(3)$  proposto por Gell-Mann e Ne’eman em 1961. Essa proposta obteve um importante suporte experimental com a observação da partícula  $\Omega^-$  três anos depois, com as características previstas por eles. Cabibbo, em 1963, consegue conciliar a universalidade da interação fraca e, ao mesmo tempo, explicar o fato de que transições com  $\Delta S = 1$  tinham amplitudes aproximadamente iguais a  $1/4$  daquelas com  $\Delta S = 0$ , através da introdução de um ângulo de mistura entre os quarks  $d$  e  $s$ <sup>1</sup>. Uma década depois, Kobayashi e Maskawa propõem a extensão da matriz de mistura para uma terceira família de quarks, agora contendo uma fase imaginária, capaz de explicar a violação de CP. Em 1964, Gell-Mann e Zweig propõem o modelo a quarks, postulando que os hádrons seriam compostos de constituintes fermiônicos de spin  $1/2$ , os quarks up, down e strange. Um grau de liberdade extra, a cor, é introduzido para coadunar o modelo com as exigências da estatística de Fermi-Dirac.

Weinberg e Salam em 1967 propõem o Modelo Eletrofraco, uma teoria de calibre baseada em uma simetria  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  para as interações eletromagnéticas e fracas. Empregando o conceito de quebra espontânea de simetria, em associação com o mecanismo de Higgs, a teoria prevê a existência de correntes fracas neutras, intermediadas pelo bóson  $Z^0$ , além dos bóson fracos carregados  $W^\pm$  descritos em uma única teoria juntamente com o fóton. Em 1972, Hooft e Veltman demonstram que as teorias de calibre com quebra espontânea de simetria são renormalizáveis, reafirmando a capacidade do modelo de fazer previsões confiáveis. No ano seguinte, o experimento Gargamelle, no CERN, demonstra experimentalmente a existência da corrente neutra prevista pelo Modelo Padrão. Por fim, em 1983, a observação dos bósons  $W$  e  $Z$ , nos experimentos UA1 e UA2, no CERN, confirmam a previsão teórica de Glashow-Weinberg-Salam.

---

<sup>1</sup>Esta é a linguagem moderna da proposta de Cabibbo. O modelo a quarks ainda não havia sido proposto.

Em 1969 duas propostas teóricas aprofundam nosso conhecimento acerca dos hádrons e corroboram a ideia de que estes não são partículas efetivamente elementares. Feynman, para explicar as colisões hadrônicas a altas energias, propõe o modelo a pártons no qual os hádrons são descritos como partículas constituídas de elementos pontuais (pártons) que interagem de maneira incoerente. Bjorken e Paschos aplicam com sucesso o modelo a pártons para explicar os resultados de espalhamento inelástico profundo obtidos no SLAC, demonstrando a presença de constituintes pontuais no próton.

Em 1970 a previsão de um quarto quark, denominado quark charm, foi feita por Glashow, Iliopoulos e Maiani. Com a introdução desse quark, e o chamado mecanismo GIM, é possível descrever a tanto a supressão de troca de sabor por correntes neutras (FCNC) como a supressão de processos com  $\Delta S = 2$ , através de uma matriz de mistura entre as famílias de quarks. Observação simultânea do  $J/\psi$ , um estado ligado charm-anticharm, no SLAC e no Laboratório Nacional de Brookhaven, pelas equipes de Richter e Ting, respectivamente, confirmaram experimentalmente a proposta de Glashow e colaboradores.

As teorias de calibre foram também empregadas para descrever as interações fortes. Em 1973, Gross, Wilczek e Politzer mostraram que uma teoria de calibre baseada no grupo  $SU(3)$  apresenta liberdade assintótica, *i.e.* no limite de altas energias a interação se torna mais fraca, permitindo que se usasse o modelo para descrever partículas que a princípio seriam fortemente interagentes. Esse resultado dá credibilidade ao estabelecimento da Cromodinâmica Quântica (QCD) como a teoria das interações fortes. Em 1979, a evidência direta da existência do glúon, o bóson intermediário da interação forte, através da observação de estados finais de três jatos hadrônicos no DESY faz com que a QCD seja aceita como a teoria para se descrever as interações fortes a altas energias.

As famílias de férmions adquirem novos membros com a descoberta por Perl em 1975 do lépton  $\tau$  no SLAC, e do  $Y$ , um estado ligado bottom-antibottom, descoberto em 1977 no Fermilab por Lederman e sua equipe. Em 1995 a observação do quark top, nos experimentos DØ e CDF, no Fermilab, e do neutrino do  $\tau$  em 2000 pela colaboração DONUT, completam a terceira família.

Por fim, a década de 1990 presenciou o Large Electron-Positron Collider (LEP) obter medidas precisas de uma grande quantidade de parâmetros previstos pelo Modelo Padrão. Esses resultados apresentaram em seu conjunto um impressionante acordo com as predições do Modelo Padrão, que pôde ser testado inclusive ao nível quântico de *loops*.



### 3.1 Estrutura Geral do Modelo Padrão

Para os propósitos deste trabalho, ao invés de seguirmos o desenvolvimento do Modelo Padrão de acordo com sua ordem cronológica, é mais interessante considerarmos um cenário onde todos os dados experimentais são conhecidos. A estrutura matemática do Modelo Padrão pode ser então construída a partir desse cenário e dos princípios básicos da teoria quântica de campos. Podemos resumir o cenário experimental nas seguintes observações básicas:

- Existem quatro interações na Natureza: interação forte, interação eletromagnética, interação fraca e interação gravitacional. Na escala das partículas subatômicas, os efeitos da interação gravitacional são absolutamente desprezíveis;
- Os prótons, nêutrons e os demais hádrons são estados ligados de partículas constituintes denominadas quarks: férmions de spin  $1/2$  e carga elétrica fracionária:  $(+2/3)e$  ou  $(-1/3)e$ . Quarks são sujeitos à interação forte, mediada por bósons denominados glúons. Quarks e glúons não são observados como partículas livres: sua existência é inferida a partir de experimentos realizados com hádrons. Dessa maneira, diz-se que quarks e glúons sofrem o fenômeno de confinamento. Quarks são também sujeitos às interações eletromagnética e fraca;
- Léptons são férmions de spin  $1/2$  e carga elétrica inteira ou nula. Léptons são sujeitos às interações eletromagnética e fraca. Os léptons neutros, denominados neutrinos, apresentam massa muito pequena. Na construção tradicional do Modelo Padrão, os neutrinos são considerados sem massa;
- A interação eletromagnética é regida pela Eletrodinâmica Quântica (QED). O Modelo Padrão deve incluir uma simetria local  $U(1)_{EM}$ , de modo a reproduzir os resultados daquela teoria, em particular a existência do fóton como um bóson mediador sem massa;
- Existem duas vertentes da interação fraca: interação de corrente carregada e de corrente neutra. Essas vertentes apresentam dois bósons mediadores massivos  $W$  e  $Z$ . Notavelmente, a interação fraca viola as simetrias discretas de paridade e de conjugação de carga. O bóson  $W^+$  ( $W^-$ ) só se acopla com férmions levógiros (antiférmions dextrógiros), ou seja, a forma do acoplamento é do tipo  $V - A$ ;

- A interação de corrente carregada pode ser descrita, no limite de baixas energias, pela interação de Fermi:

$$\mathcal{L}_{CC} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} [J^\alpha J_\alpha^\dagger + \text{h.c.}]$$

onde  $J^\alpha$  é a corrente fermiônica e  $G_F \approx 1,17 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$  é a constante de Fermi;

- As partículas elementares conhecidas se agrupam em três famílias, compostas de um lépton carregado, um lépton neutro, um quark do tipo *up* e um quark do tipo *down*. As famílias diferem entre si apenas na massa de seus membros. Dentro de uma determinada família, as partículas se agrupam em pares, e as desintegrações do bóson  $W$  são sempre nos membros de um mesmo par:

$$W^- \rightarrow e\bar{\nu}_e, \mu\bar{\nu}_\mu, \tau\bar{\nu}_\tau, d'\bar{u}, s'\bar{c}$$

Particularmente, a intensidade do acoplamento entre o bóson  $W$  com um par de léptons é a mesma que com um par de quarks. Diz-se que a interação fraca é universal entre quarks e léptons;

- Por outro lado, verifica-se experimentalmente que os quarks do tipo *down* são misturas dos três quarks de carga  $-1/3$ :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \mathbf{V} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}, \quad \mathbf{V}\mathbf{V}^\dagger = \mathbf{V}^\dagger\mathbf{V} = 1.$$

Isso é equivalente a dizer que autoestados da interação fraca ( $d', s', b'$ ) são misturas dos autoestados de massa ( $d, s, b$ ). Dessa maneira, diz-se que a corrente carregada modifica o sabor das partículas, tanto dentro de uma família como ligando famílias diferentes;

- A corrente neutra conserva o sabor. As interações do fóton e do bóson  $Z$  são sempre com pares férmion-antiférmion de mesmo sabor. Fótons interagem da mesma maneira com férmions de ambas quiralidades, enquanto o bóson  $Z$  interage de modos diferentes com férmions levógiros e dextrógiros;

Além desse cenário experimental, vamos também adotar os princípios básicos da teoria quântica de campos para a construção do Modelo Padrão. Nosso objetivo

será então escrever uma lagrangiana que descreva as partículas elementares e a dinâmica de suas interações, permitindo o cálculo da seção de choque de processos elementares. Para tanto, vamos adotar a visão moderna e seguir o chamado princípio de calibre, que relaciona as simetrias de um sistema com sua dinâmica.

Em termos técnicos, o princípio de calibre especifica um procedimento para, a partir uma lagrangiana  $\mathcal{L}(\psi)$  de partículas livres, invariante com respeito a uma simetria contínua global, obter a forma da interação para as partículas. Esse procedimento consiste em se impor a condição de que  $\mathcal{L}$  seja invariante também com relação a transformações locais daquela simetria. Verifica-se então que, para satisfazer essa imposição, devem-se incluir no sistema campos adicionais  $A_\mu$  – os campos de calibre – com termos cinéticos e de interação adequados. Em geral, os campos de matéria  $\psi$  correspondem à representação fundamental daquela simetria, enquanto os campos de calibre correspondem à representação adjunta.

O Modelo Padrão é então construído como uma teoria de calibre, baseada no grupo de simetria  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ , que descreve as interações microscópicas da matéria. É comum adotar-se uma nomenclatura de “setor eletrofraco” e “setor forte” para os grupos  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  e  $SU(3)_C$ , respectivamente. Cada fator do grupo de simetria do Modelo Padrão tem uma carga associada: cor, isospin fraco e hipercarga para os fatores  $SU(3)_C$ ,  $SU(2)_L$  e  $U(1)_Y$ , respectivamente. As partículas que compõem a matéria são descritas por meio de campos espinoriais. Quarks são partículas sujeitas às interações forte, eletromagnética e fraca, enquanto léptons são sujeitos apenas às interação eletromagnética e fraca. As interações são descritas através da troca de bósons de calibre mediadores – o glúon para a interação forte, os bósons  $W^\pm$  e  $Z^0$  para a interação fraca e o fóton para a interação eletromagnética. O setor eletrofraco da teoria sofre uma quebra espontânea de simetria:

$$SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM},$$

o que é interpretado como o fato de que uma única interação, a interação eletrofraca, dá origem às interações fraca e eletromagnética.

As partículas subatômicas conhecidas são organizadas em três famílias:

$$\left\{ \begin{array}{cc} \nu_e & u \\ e & d' \end{array} \right\}, \quad \left\{ \begin{array}{cc} \nu_\mu & c \\ \mu & s' \end{array} \right\}, \quad \left\{ \begin{array}{cc} \nu_\tau & t \\ \tau & b' \end{array} \right\}$$

As três famílias diferem somente na massa e no número quântico de sabor, sendo idênticas do ponto de vista das simetrias de calibre. Cada família é composta de

$$\left\{ \begin{array}{cc} \nu_\ell & q_u \\ \ell & q_d \end{array} \right\} \equiv \left( \begin{array}{c} \nu_\ell \\ \ell \end{array} \right)_L, \left( \begin{array}{c} q_u \\ q_d \end{array} \right)_L, \ell_R, q_{uR}, q_{dR}$$

onde  $\psi_L$  e  $\psi_R$  são as componentes esquerda (L) e direita (R) dos campos. Campos levógiros e dextrógiros pertencem a representações diferentes do grupo  $SU(2)_L$  e apresentam valores diferentes para as hipercargas do grupo  $U(1)_Y$ . Como não é observada violação de paridade na interação forte, campos de ambas quiralidades pertencem à mesma representação de  $SU(3)_C$ . Ambos os setores são ortogonais com relação ao outro: a carga de cor não influencia as interações eletrofracas, o isospin fraco e a hipercarga não influenciam as interações fortes.

Tabela 3.1: Campos de matéria do Modelo Padrão. Para as simetrias  $SU(3)_C$  e  $SU(2)_L$ , são mostradas as representações dos campos naqueles grupos de simetria. Para a simetria  $U(1)_Y$ , é mostrado o valor da hipercarga daquele campo.

Campo	$SU(3)_C$	$SU(2)_L$	$U(1)_Y$
$\left( \begin{array}{c} q_u \\ q_d \end{array} \right)_L$	<b>3</b>	<b>2</b>	$\frac{1}{6}$
$q_{uR}$	<b>3</b>	<b>1</b>	$\frac{2}{3}$
$q_{dR}$	<b>3</b>	<b>1</b>	$-\frac{1}{3}$
$\left( \begin{array}{c} \nu \\ \ell \end{array} \right)_L$	<b>1</b>	<b>2</b>	$-\frac{1}{2}$
$\ell_R$	<b>1</b>	<b>1</b>	$-1$

A Tabela 3.1 resume os campos do Modelo Padrão e suas representações em cada grupo de simetria. Para a simetria  $U(1)_Y$ , são mostradas as hipercargas dos campos - os valores dessas hipercargas são derivados na Seção 3.1.2.

### 3.1.1 Interação Forte

No Modelo Padrão, a interação forte entre os quarks é descrita pela Cromodinâmica Quântica (QCD), uma teoria baseada no grupo de simetria de calibre  $SU(3)_C$ . O campo de um quark de cor  $\alpha$  e sabor  $f$  é denotado por  $q_f^\alpha$ , com  $\alpha = 1, 2, 3$ . Considere-se o tripleto de quarks das três cores:  $q_f = (q_f^1, q_f^2, q_f^3)$ . A lagrangiana

da QCD, invariante sob transformações locais de  $SU(3)_C$ , é dada pela expressão:

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} + \sum_{f=\text{sabores}} \bar{q}_f (i\not{D} - m_f) q_f \quad (3.1)$$

onde

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - g_S f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c \quad (3.2)$$

é o tensor de intensidade do campo de calibre do glúon  $G_\mu^a$ ,  $a = 1, \dots, 8$ . As constantes de estrutura  $f^{abc}$  são definidas por

$$[\lambda^a, \lambda^b] = 2if^{abc}\lambda^c \quad (3.3)$$

onde  $\lambda^a$  são as matrizes de Gell-Mann. A derivada covariante é dada por

$$D_\mu q \equiv \left( \partial_\mu + ig_S \frac{\lambda^a}{2} G_\mu^a \right) q. \quad (3.4)$$

onde  $g_S$  é a constante de acoplamento forte. Como consequência da natureza não Abelianiana do grupo  $SU(3)$ , surgem termos de acoplamentos tríplexes e quádruplos para os glúons:

$$\frac{g_S}{2} f^{abc} (\partial^\mu G^{a\nu} - \partial^\nu G^{a\mu}) G_\mu^b G_\nu^c \quad (3.5)$$

$$- \frac{g_S^2}{4} f^{abc} f^{ade} (G^{b\mu} G^{c\nu} G_\mu^d G_\nu^e) \quad (3.6)$$

Uma característica importante da QCD é o comportamento da função  $\beta$  que descreve a dependência da constante de acoplamento da teoria com a escala de energia  $\mu^2$ . Em 1 *loop* ela é dada por:

$$\beta(\alpha_S) \equiv \frac{\partial \alpha_S}{\partial \log \mu^2} = - \left( 11 - \frac{2n_f}{3} \right) \frac{\alpha_S^2}{4\pi} < 0, \quad (3.7)$$

onde  $\alpha_S = g_S^2/4\pi$ . O sinal negativo da função  $\beta$  dá origem a uma das propriedades mais celebradas da QCD, a liberdade assintótica. Para processos que ocorrem a altas escalas de energia, a constante de acoplamento  $\alpha_S$  é pequena e torna-se possível aplicar técnicas perturbativas para a execução dos cálculos. Isso permite usar a teoria para fazer previsões de processos envolvendo quarks e glúons a essas energias. Por outro lado a baixas energias a QCD se torna fortemente acoplada: presume-se que esse seja o motivo da ausência de observações de quarks e glúons livres na Natureza. Quarks e glúons encontram-se sempre como componentes dos

hádrons, no chamado fenômeno de confinamento, e sua existência foi determinada através de observações indiretas como no espalhamento inelástico profundo.

### 3.1.2 Interações Fracas e Eletromagnéticas

As interações fracas e eletromagnéticas são descritas conjuntamente pelo Modelo Eletrofraco, uma teoria de calibre baseada no grupo de simetria  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ . Vamos considerar uma única família de quarks e introduzir a notação

$$\psi_1 = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \quad \psi_2 = u_R, \quad \psi_3 = d_R \quad (3.8)$$

e analogamente para os léptons<sup>2</sup>

$$\psi_1 = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \quad \psi_2 = \nu_{eR}, \quad \psi_3 = e_R \quad (3.9)$$

Podemos escrever a lagrangiana fermiônica invariante sob transformações locais do grupo  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  como

$$\mathcal{L}_{\text{fermion}} = \sum_{j=1}^3 i \bar{\psi}_j \gamma^\mu D_\mu \psi_j \quad (3.10)$$

onde as derivadas covariantes são dadas por

$$D_\mu \psi_1 \equiv \left[ \partial_\mu + ig \frac{\sigma_i}{2} W_\mu^i + ig' y_1 B_\mu \right] \psi_1 \quad (3.11)$$

$$D_\mu \psi_2 \equiv \left[ \partial_\mu + ig' y_2 B_\mu \right] \psi_2 \quad (3.12)$$

$$D_\mu \psi_3 \equiv \left[ \partial_\mu + ig' y_3 B_\mu \right] \psi_3, \quad (3.13)$$

$y_j$  são as hipercargas de cada campo  $\psi_j$  e  $\sigma_i$  são as matrizes de Pauli. Como temos duas simetrias,  $SU(2)_L$  e  $U(1)_Y$ , introduzimos dois campos de calibre,  $W_\mu^i$  e  $B_\mu$ , e duas constantes de acoplamento,  $g$  e  $g'$ . Note-se a ausência, na Equação 3.10, de termos de massa da forma  $m \bar{\psi} \psi = m(\bar{\psi}_R \psi_L + \bar{\psi}_L \psi_R)$  na lagrangiana; como termos desse tipo misturam as componentes dextrógira e levógira do espinor, sua presença teria o efeito indesejado de quebrar explicitamente a simetria  $SU(2)_L$ .

<sup>2</sup>Em princípio, uma componente dextrógira do neutrino ( $\nu_{eR}$ ) pode ser considerada no Modelo Padrão. Como será mostrado no desenvolvimento, tal componente não apresenta interação com nenhuma outra partícula do Modelo Padrão.

A lagrangiana dos bósons de calibre é dada por

$$\mathcal{L}_{\text{calibre}} = -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^i W^{i\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} \quad (3.14)$$

onde os tensores de intensidade de campo são

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \quad (3.15)$$

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i - g\epsilon^{ijk}W_\mu^j W_\nu^k. \quad (3.16)$$

De maneira semelhante ao que acontece em QCD, a natureza não-abeliana do grupo  $SU(2)$  leva à existência de termos quadráticos no tensor  $W_{\mu\nu}^i$  e à presença de auto-interações tríplices e quádruplas entre os bósons de calibre. Note-se que a simetria de calibre não permite a presença de um termo de massa para os bósons.

A lagrangiana fermiônica contém tanto os termos da interação de corrente carregada como da corrente neutra. A lagrangiana da corrente carregada,  $\mathcal{L}_{\text{CC}}$ , pode ser extraída diretamente da Eq. 3.10:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{fermion}} \supset \mathcal{L}_{\text{CC}} &= -g\bar{\psi}_1\gamma^\mu\frac{\sigma^i}{2}W_\mu^i\psi_1 \\ &= -\frac{g}{2\sqrt{2}}\left\{W_\mu^+[\bar{u}\gamma^\mu(1-\gamma^5)d + \bar{\nu}_e\gamma^\mu(1-\gamma^5)e] + \text{h.c.}\right\} \end{aligned} \quad (3.17)$$

onde definimos os campos conjugados  $W_\mu^\pm \equiv (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2)/\sqrt{2}$ . A lagrangiana da corrente carregada descreve corretamente a estrutura  $V - A$  da interação fraca, além de mostrar explicitamente a universalidade entre quarks e léptons.

Nesta altura do desenvolvimento do Modelo Eletrofraco, a teoria não é satisfatória. O modelo prevê corretamente a existência de quatro bósons de calibre: dois bóson carregados ( $W_\mu^1$  e  $W_\mu^2$ ) e dois neutros ( $W_\mu^3$  e  $B_\mu$ ). Entretanto, os bósons previstos tem massa nula, enquanto das quatro partículas observadas ( $W^+$ ,  $W^-$ ,  $Z$  e  $\gamma$ ) apenas o fóton não tem massa. Além disso, a simetria  $SU(2)_L$  impede a presença de termos de massa para os férmions na lagrangiana. Finalmente, o campo  $B_\mu$  não pode ser diretamente identificado com o campo eletromagnético, pois isso implicaria satisfazer simultaneamente as relações  $y_1 = y_2 = y_3$  e  $g'y_j = eQ_j$ , uma proposição impossível.

O problema da geração de massa para as partículas é resolvido através da quebra espontânea da simetria  $SU(2)_L$ , que será tratada na Seção 3.1.3. A identificação do campo eletromagnético a partir dos campos  $B_\mu$  e  $W_\mu^3$  consiste em considerar

uma combinação linear dos mesmos:

$$\begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} \quad (3.18)$$

de modo que a lagrangiana da interação por corrente neutra passa a ser escrita como:

$$\mathcal{L}_{\text{CN}} = - \sum_j \bar{\psi}_j \gamma^\mu \left[ A_\mu \left( g \frac{\sigma_3}{2} \sin \theta_W + g' y_j \cos \theta_W \right) + Z_\mu \left( g \frac{\sigma_3}{2} \cos \theta_W - g' y_j \sin \theta_W \right) \right] \psi_j. \quad (3.19)$$

A parcela referente ao campo  $A_\mu$  pode ser identificada com a interação eletromagnética se forem impostas as seguintes condições:

$$g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W = e \quad (3.20)$$

$$Y = Q - T_3, \quad (3.21)$$

onde  $T_3$  é a terceira componente do isospin fraco. A primeira condição relaciona as constantes das interações fraca e eletromagnética, realizando a unificação eletrofraca. A segunda condição fixa os valores das hipercargas das partículas em função das suas cargas elétricas e dos valores de  $T_3$ , eliminando a arbitrariedade nos valores dos  $y_i$ . Para os férmions de uma dada família, temos:

$$\begin{aligned} \text{Quarks: } & y_1 = Q_u - \frac{1}{2} = Q_d + \frac{1}{2} = \frac{1}{6}, \\ & y_2 = Q_u - 0 = \frac{2}{3}, \\ & y_3 = Q_u - 0 = -\frac{1}{3}, \\ \text{Léptons: } & y_1 = Q_\nu - \frac{1}{2} = Q_e + \frac{1}{2} = -\frac{1}{2}, \\ & y_2 = Q_\nu - 0 = 0, \\ & y_3 = Q_e - 0 = -1. \end{aligned} \quad (3.22)$$

Note-se que a componente dextrógira do neutrino  $\nu_R$  apresenta carga elétrica e hipercarga nulas. Além disso, por ser dextrógira, tal componente não interage com os bósons  $W$ . Logo,  $\nu_R$  não interage com nenhum dos campos do Modelo Padrão, e pode ser desconsiderada.

Assim, a lagrangiana da corrente neutra pode ser escrita como:

$$\mathcal{L}_{\text{CN}} = \mathcal{L}_{\text{QED}} + \mathcal{L}_Z \quad (3.23)$$



$$\mathcal{L}_{\text{QED}} = -eA_\mu \sum_j \bar{\psi}_j \gamma^\mu Q_j \psi_j \quad (3.24)$$

e

$$\mathcal{L}_Z = -\frac{e}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} Z_\mu \sum_f \bar{f} \gamma^\mu T_3^f \left(1 - 4|Q_f| \sin^2 \theta_W - \gamma^5\right) f. \quad (3.25)$$

### 3.1.3 Quebra Espontânea de Simetria

Do modo como foi construído na Seção 3.1.2, o Modelo Eletrofraco apresenta ainda uma grave deficiência: a impossibilidade de atribuir massas tanto aos férmions como aos bósons de calibre. Para poder gerar massas para essas partículas, é necessário quebrar a simetria de calibre de alguma maneira. Por outro lado, é interessante manter a lagrangiana do modelo totalmente invariante pelas simetrias do calibre, para poder garantir a propriedade da renormalizabilidade. A saída desse impasse é a chamada quebra espontânea de simetria, um fenômeno que ocorre quando uma lagrangiana simétrica apresenta um estado de vácuo que não é invariante sob o mesmo grupo de simetria.

Considere-se uma lagrangiana  $\mathcal{L}$  invariante sob um grupo de simetria contínuo  $G$ . Considere-se que o estado fundamental dessa teoria,  $|0\rangle$ , é invariante apenas sob um subgrupo  $H \subset G$ . De acordo com o teorema de Goldstone, a teoria apresentará então um número  $N_g$  de bósons escalares sem massa (bósons de Goldstone), onde  $N_g$  é o número de geradores do grupo  $G$  que não são geradores de  $H$ . Veremos então que a aparição desses bósons escalares faz com que os bósons de calibre relacionados àqueles geradores adquiram massa.

No Modelo Padrão, a quebra espontânea de simetria é realizada através da introdução de um campo escalar complexo  $\phi$ , que se transforma como um dubleto de  $SU(2)_L$

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}, \quad (3.26)$$

e dos termos correspondentes na lagrangiana:

$$\mathcal{L}_{\text{escalar}} = (D_\mu \phi)^\dagger D^\mu \phi - \mu^2 \phi^\dagger \phi - h(\phi^\dagger \phi)^2, \quad (h > 0, \mu^2 < 0) \quad (3.27)$$

com a derivada covariante

$$D^\mu \phi \equiv \left[ \partial^\mu + igW^{i\mu} \frac{\sigma^i}{2} + ig'y_\phi B^\mu \right] \phi, \quad y_\phi = Q_\phi - T_3 = \frac{1}{2}. \quad (3.28)$$

O valor da hipercarga para  $\phi$  é determinado pelo fato de que a quebra espontânea

de simetria não deve gerar um termo de massa para o fóton, o que implica que o operador carga elétrica  $Q$  deva deixar o estado de vácuo invariante, *i.e.*, seu gerador deve aniquilar esse estado. Supondo que o valor mínimo do potencial da Eq. 3.27 corresponde ao estado quântico do vácuo, pode-se parametrizar esse valor esperado no vácuo como

$$|\langle 0|\phi^0|0\rangle| = \sqrt{\frac{\mu^2}{2h}} \equiv \frac{v}{\sqrt{2}}. \quad (3.29)$$

onde existe uma infinidade de estados  $|0\rangle$  satisfazendo essa relação, conectados por transformações da simetria  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ .

Para tratar o campo  $\phi$  como um campo quântico, devemos considerar pequenas flutuações do mesmo ao redor do estado fundamental. Para facilitar o desenvolvimento, vamos reescrever as componentes de  $\phi$  através da transformação de Kibble:

$$\phi(x) = \exp\left[i\frac{\sigma_i}{2}\theta^i(x)\right] \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \quad (3.30)$$

onde as quatro componentes do campo  $\phi$  são agora  $\theta^i(x)$  e  $H(x)$ . Devido à invariância da lagrangiana pela simetria local  $SU(2)_L$ , é possível executar uma transformação de calibre tal que  $\theta_i(x) = 0$  – o chamado calibre unitário –, deixando  $H(x)$  como o único campo remanescente. Note-se que os três campos  $\theta_i(x)$  são justamente aqueles que dariam origem aos bósons de Goldstone sem massa.

Adotando-se essa parametrização para o campo  $\phi$ , pode-se reescrever o termo cinético da lagrangiana escalar:

$$(D_\mu\phi)^\dagger D^\mu\phi \xrightarrow{\theta^i=0} \frac{1}{2}\partial_\mu H\partial^\mu H + (v + H)^2 \left( \frac{g^2}{4} W_\mu^\dagger W^\mu + \frac{g^2}{8\cos^2\theta_W} Z_\mu Z^\mu \right) \quad (3.31)$$

e observa-se então a aparição de termos de massa para os bósons  $W$  e  $Z$ , como esperado. Note-se a relação entre as massas dos bósons,  $M_Z \cos\theta_W = M_W = \frac{1}{2}vg$ . A parametrização 3.30 também deixa explícita a interpretação física do fenômeno: as três partículas que seriam bósons de Goldstone são “absorvidas” pelos bósons de calibre, tornando-se as componentes longitudinais destes. Agora, com os bósons intermediários tornando-se massivos, para interações a baixas energias temos

$$\frac{g^2}{M_W^2 - q^2} \longrightarrow \frac{g^2}{M_W^2} = 4\sqrt{2}G_F \quad (3.32)$$

e relacionamos a constante de Fermi com a constante da interação fraca.

A geração de massa dos férmions é feita através da introdução de acoplamentos entre o bóson escalar e os espiniores, o chamado mecanismo de Yukawa. Incluem-se na lagrangiana os termos de interação:

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -c_1(\bar{u}, \bar{d})_L \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} d_R - c_2(\bar{u}, \bar{d})_L \begin{pmatrix} \phi^{0*} \\ \phi^- \end{pmatrix} u_R - c_3(\bar{\nu}, \bar{e})_L \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} e_R + \text{h.c.}, \quad (3.33)$$

e após a quebra espontânea de simetria

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -\frac{1}{\sqrt{2}}(v + H)(c_1\bar{d}d + c_2\bar{u}u + c_3\bar{e}e) \quad (3.34)$$

onde as massas dos férmions são explícitas. Note-se que as constantes de Yukawa  $c_i$  são arbitrárias, sendo possível ajustar trivialmente a Eq. 3.34 aos valores medidos experimentalmente.

Finalmente, voltando-se à Eq. 3.27 e adotando o calibre unitário:

$$\mathcal{L}_{\text{escalar}} \subset \frac{1}{2}\partial_\mu H\partial^\mu H - \frac{1}{2}M_H^2 H^2 - \frac{M_H^2}{2v}H^3 - \frac{M_H^2}{8v^2}H^4 \quad (3.35)$$

com  $M_H = \sqrt{2}hv$ . Nota-se então que o campo  $H$  dá origem à um bóson escalar, neutro, massivo – o bóson de Higgs.

Após a quebra espontânea de simetria, a lagrangiana eletrofraca contém então quatro parâmetros:  $g$ ,  $g'$ ,  $v$  e  $h$ . É interessante, entretanto, reescrever esses parâmetros em termos daqueles que são conhecidos experimentalmente com mais precisão,  $G_F$ ,  $\alpha^{-1}$  e  $M_Z$ :

$$\begin{aligned} v &= \sqrt{\frac{1}{\sqrt{2}G_F}}, & \theta_W &= \frac{1}{2} \arcsin\left(\frac{2v\sqrt{\alpha\pi}}{M_Z}\right), \\ g &= \frac{2\sqrt{\alpha\pi}}{\sin\theta_W}, & g' &= \frac{2\sqrt{\alpha\pi}}{\cos\theta_W} \end{aligned} \quad (3.36)$$

com

$$\begin{aligned} G_F &= (1,166364 \pm 0,000005) \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}, \\ \alpha^{-1} &= 137,035999679 \pm 0,000000094, \\ M_Z &= (91,1876 \pm 0,0021) \text{ GeV} \end{aligned} \quad (3.37)$$

e da massa do bóson de Higgs, que permanece um parâmetro livre da teoria.

### 3.1.4 Matrizes de Mistura dos Quarks

Como descrito no início deste capítulo, é um fato experimental que existe uma mistura entre os três quarks do tipo *down* e esse fato deve ser devidamente incorporado ao modelo. Seja então  $N_G$  o número de famílias de férmions. Em geral, após a quebra espontânea de simetria, a lagrangiana de Yukawa pode ser escrita como

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = - \left( 1 + \frac{H}{v} \right) \left( \bar{\mathbf{d}}'_L \mathbf{M}'_d \mathbf{d}'_R + \bar{\mathbf{u}}'_L \mathbf{M}'_u \mathbf{u}'_R + \bar{\ell}'_L \mathbf{M}'_\ell \ell'_R + \text{h.c.} \right) \quad (3.38)$$

onde  $\mathbf{d}'$ ,  $\mathbf{u}'$ ,  $\ell'$  são vetores de dimensão  $N_G$  no espaço de sabores, enquanto  $\mathbf{M}'$  são matrizes  $N_G \times N_G$ . Em geral, as matrizes  $\mathbf{M}'$  não são diagonais ou Hermitianas. Para que se possam interpretar os termos da lagrangiana de Yukawa diretamente como termos de massa, essas matrizes devem ser diagonalizadas. Decompõe-se a matriz  $\mathbf{M}'_d$  da seguinte maneira:

$$\mathbf{M}'_d = \mathbf{H}_d \mathbf{U}_d = \mathbf{S}_d^\dagger \mathcal{M}_d \mathbf{S}_d \mathbf{U}_d, \quad \text{onde } \mathbf{H}_d \equiv \sqrt{\mathbf{M}'_d \mathbf{M}'_d{}^\dagger}. \quad (3.39)$$

Nessa decomposição,  $\mathbf{H}_d$  é uma matriz Hermitiana positivo-definida,  $\mathbf{U}_d$  é uma matriz unitária. Como uma matriz hermitiana,  $\mathbf{H}_d$  pode então ser diagonalizada pela matriz unitária  $\mathbf{S}_d$ , resultando na matriz diagonal  $\mathcal{M}_d$ . Considerações análogas se aplicam às matrizes  $\mathbf{M}'_u$  e  $\mathbf{M}'_\ell$ . Após essas operações, a lagrangiana de Yukawa assume a forma:

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = - \left( 1 + \frac{H}{v} \right) \left( \bar{\mathbf{d}} \mathcal{M}_d \mathbf{d} + \bar{\mathbf{u}} \mathcal{M}_u \mathbf{u} + \bar{\ell} \mathcal{M}_\ell \ell \right) \quad (3.40)$$

onde os autoestados de massa são definidos como

$$\begin{aligned} \mathbf{d}_L &\equiv \mathbf{S}_d \mathbf{d}'_L, & \mathbf{u}_L &\equiv \mathbf{S}_u \mathbf{u}'_L, & \ell_L &\equiv \mathbf{S}_\ell \ell'_L, \\ \mathbf{d}_R &\equiv \mathbf{S}_d \mathbf{U}_d \mathbf{d}'_R, & \mathbf{u}_R &\equiv \mathbf{S}_u \mathbf{U}_u \mathbf{u}'_R, & \ell_R &\equiv \mathbf{S}_\ell \mathbf{U}_\ell \ell'_R. \end{aligned} \quad (3.41)$$

Tendo feito a transformação acima na lagrangiana de Yukawa, devemos analisar seus efeitos nos outros termos da lagrangiana do Modelo Padrão. No termo de corrente neutra temos:

$$\mathcal{L}_{\text{CN}}^R \sim \bar{\mathbf{f}}'_R \mathbf{f}'_R = \bar{\mathbf{f}}_R \mathbf{U}_f \mathbf{S}_f \mathbf{S}_f^\dagger \mathbf{U}_f^\dagger \mathbf{f}_R = \bar{\mathbf{f}}_R \mathbf{U}_f \mathbf{U}_f^\dagger \mathbf{f}_R = \bar{\mathbf{f}}_R \mathbf{f}_R \quad (3.42)$$

$$\mathcal{L}_{\text{CN}}^L \sim \bar{\mathbf{f}}'_L \mathbf{f}'_L = \bar{\mathbf{f}}_L \mathbf{S}_f \mathbf{S}_f^\dagger \mathbf{f}_L = \bar{\mathbf{f}}_L \mathbf{f}_L \quad (3.43)$$

onde  $f = u, d, \ell$ . Assim, não há correntes neutras com troca de sabor no Modelo Padrão, que é uma consequência imediata do fato de que os férmions acoplados nestes termos terem as mesmas cargas de  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  – o chamado Mecanismo de Glashow-Iliopoulos-Maiani (GIM). Para o termo de corrente carregada, entretanto:

$$\mathcal{L}_{CC}^R \sim \bar{\mathbf{u}}'_L \mathbf{d}'_L = \bar{\mathbf{u}}_L \mathbf{S}_u \mathbf{S}_d^\dagger \mathbf{d}_L \equiv \bar{\mathbf{u}}_L \mathbf{V} \mathbf{d}_L. \quad (3.44)$$

Desse modo, ao se escrever a lagrangiana do Modelo Padrão em termos dos autoestados de massa, surge uma matriz  $N_G \times N_G$  unitária  $\mathbf{V}$ , a matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM), que mistura todos os quarks do tipo *down*. A interação de corrente carregada passa então a ser a fonte das mudanças de sabor no Modelo Padrão. A lagrangiana da corrente carregada assume a seguinte forma:

$$\mathcal{L}_{CC} = -\frac{g}{2\sqrt{2}} \left\{ W_\mu^+ \left[ \sum_{ij} \bar{u}_i \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \mathbf{V}_{ij} d_j + \sum_\ell \bar{\nu}_\ell \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \ell \right] + \text{h.c.} \right\}. \quad (3.45)$$

A ausência de um mecanismo de mistura equivalente à matriz CKM no setor leptônico se dá devido à presunção de que os neutrinos não tem massa. Nesse caso, ao invés de executar uma rotação dos autoestados de sabor para os autoestados de massa, os sabores dos neutrinos podem simplesmente ser redefinidos:  $\bar{\nu}'_L \ell'_L = \bar{\nu}'_L \mathbf{S}_l^\dagger \ell_L \equiv \bar{\nu}_L \ell_L$ .

Em geral, uma matriz unitária complexa  $N_G \times N_G$  pode ser parametrizada por  $N_G^2$  parâmetros reais:  $N_G(N_G - 1)/2$  magnitudes e  $N_G(N_G + 1)/2$  fases. Entretanto, essa caracterização apresenta parâmetros fisicamente redundantes, devido à arbitrariedade da escolha de fases globais para os campos dos quarks. Isso reduz o número de parâmetros independentes da matriz CKM: o número de fases cai a  $(N_G - 1)(N_G - 2)/2$ . Para  $N_G = 3$  gerações, a matriz CKM pode ser descrita então por três magnitudes e uma fase. O Particle Data Group sugere a parametrização [39]:

$$\mathbf{V} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (3.46)$$

onde  $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$ ,  $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$ , e  $i, j$  representam as três famílias. A fase  $\delta_{ij}$  permite a ocorrência de processos de violação da simetria  $CP$  no Modelo Padrão. Valores

recentes para as magnitudes das entradas da matriz CKM, obtidos a partir do ajuste global [39], são

$$\begin{pmatrix} 0,97428 \pm 0,00015 & 0,2253 \pm 0,0007 & 0,00347^{+0,00016}_{-0,00012} \\ 0,2252 \pm 0,0007 & 0,97345^{+0,00015}_{-0,00016} & 0,0410^{+0,0011}_{-0,0007} \\ 0,00862^{+0,00026}_{-0,00020} & 0,0403^{+0,0011}_{-0,0007} & 0,999152^{+0,000030}_{-0,000045} \end{pmatrix} \quad (3.47)$$

enquanto a fase  $\delta_{13}$  pode ser derivada a partir dos parâmetros de Wolfenstein  $\bar{\rho}, \bar{\eta}$ :

$$\delta_{13} = 1,22 \pm 0,05. \quad (3.48)$$

## 3.2 Sucessos do Modelo Padrão

O Modelo Padrão tornou-se uma teoria extremamente bem-sucedida para descrever a Natureza. Os sucessos experimentais do Modelo Padrão justificam sua aceitação como uma das teorias mais bem-estabelecidas da Física. O setor eletrofraco do Modelo Padrão prevê não só a existência dos bósons W e Z, como também fornece previsões quantitativas para os valores de suas massas a partir de quantidades que podem ser obtidas a partir de medidas de mais baixa energia. Em termos da carga do elétron  $e$ , da constante de Fermi  $G_F$  e do valor do ângulo de Weinberg  $\theta_W$ , as massas dos bósons podem ser calculadas através de:

$$M_W^2 = \frac{e^2}{4\sqrt{2} \sin^2 \theta_W G_F} \quad (3.49)$$

$$M_Z = \frac{M_W}{\cos \theta_W} \quad (3.50)$$

resultando em valores aproximados de 78 GeV e 89 GeV para os bósons W e Z, respectivamente. Essas estimativas iniciais foram importantes para a efetiva observação dessas partículas pelas colaborações UA1 e UA2 do CERN [40, 41, 42, 43].

As principais comprovações experimentais do setor forte do Modelo Padrão vem das observações do espalhamento inelástico profundo de elétrons por hádrons. A cromodinâmica quântica prevê a existência do glúon, o bóson de calibre portador da interação forte. A troca de glúons entre os quarks constituintes dos hádrons quebra o chamado escalonamento (*scaling*) de Bjorken, e a maneira como isso ocorre é prevista pela QCD. A dependência da escala de acoplamento com a escala de energia, também prevista pela QCD, é também observada experimentalmente.

Outra previsão importante da QCD diz respeito às medidas de variáveis de forma de evento como o *thrust* em eventos de colisão  $e^+e^-$ . Verifica-se que, após correções de hadronização e de efeitos de detector, as previsões teóricas ajustam-se bem aos dados experimentais. Um resumo recente dos resultados experimentais da cromodinâmica quântica pode ser encontrado em [44, 45].

As verificações experimentais da eletrodinâmica quântica mereceriam um capítulo à parte. As medidas de precisão de quantidades como o momento de dipolo magnético anômalo do elétron e do múon e a separação hiperfina do muônio (sistema ligado e  $\mu$ ), entre outras, colocam a QED entre as teorias mais bem testadas da Física. Uma maneira de verificar isso, por exemplo, é comparando os valores obtidos para a constante de estrutura fina a partir dessas medidas. Os valores mostram-se extremamente compatíveis [46]:

$$\alpha^{-1}(g-2)_e = 137,035999711(96) \quad (3.51)$$

$$\alpha^{-1}(g-2)_\mu = 137,03567(26) \quad (3.52)$$

$$\alpha^{-1}(e\mu) = 137,0360017(80) \quad (3.53)$$

Finalmente, o acelerador Large Electron-Positron Collider, em sua primeira fase (LEP I) operando no polo do bóson Z, e no regime de maior energia (LEP II), produzindo um par de bósons W na camada de massa, foi capaz de confrontar as previsões do Modelo Padrão e as medidas de quase duas dezenas de parâmetros. Durante toda a década de 1990, o LEP obteve medidas com a precisão de até uma parte em mil que foram capazes de testar até o nível de *loop* as previsões do modelo [47]. Um resumo desses resultados é apresentado na Figura 3.1. Dentre os resultados mais importantes obtidos pelo LEP vale mencionar a determinação do número de neutrinos leves ( $N_\nu = 2,9840 \pm 0,0082$ ) e conseqüentemente o número de famílias, a confirmação da universalidade do acoplamento eletrofraco do setor leptônico, a assimetria posterior–anterior (*forward–backward*) e direita–esquerda para léptons e quarks pesados e os acoplamentos vetorial e axial do bóson Z. Os dados mostraram de maneira inequívoca a importância das correções radiativas fracas nas medidas, por exemplo, de  $\sin^2 \theta_W$  e  $\rho$ .

Os experimentos do LEP – Aleph, Delphi, L3, e Opal – foram capazes de impor um limite na massa do bóson de Higgs ( $M_H > 114,4$  GeV) através da busca direta dessa partícula. Além disso, através dos resultados desses experimentos foi possível sugerir o intervalo mais provável do valor (desconhecido) de  $M_H$  baseado no ajuste de  $\chi^2$  para os parâmetros eletrofracos, levando em conta a contribuição

virtual do bóson de Higgs em correções de ordem mais alta (*loops*). O limite de 68% de nível de confiança para a massa do bóson de Higgs compreende o intervalo de  $M_H = 129 \pm_{29}^{74}$  GeV. Esse valor encontra-se em impressionante acordo com os resultados recentes obtidos pelo LHC para a busca direta pelo bóson de Higgs. O CMS observou um excesso de eventos acima do fundo esperado por outros processos do Modelo Padrão, com uma significância local de  $3,1 \sigma$  para a hipótese de um bóson de Higgs com  $M_H = 124$  GeV [48].

### 3.3 Incompletudes do Modelo Padrão

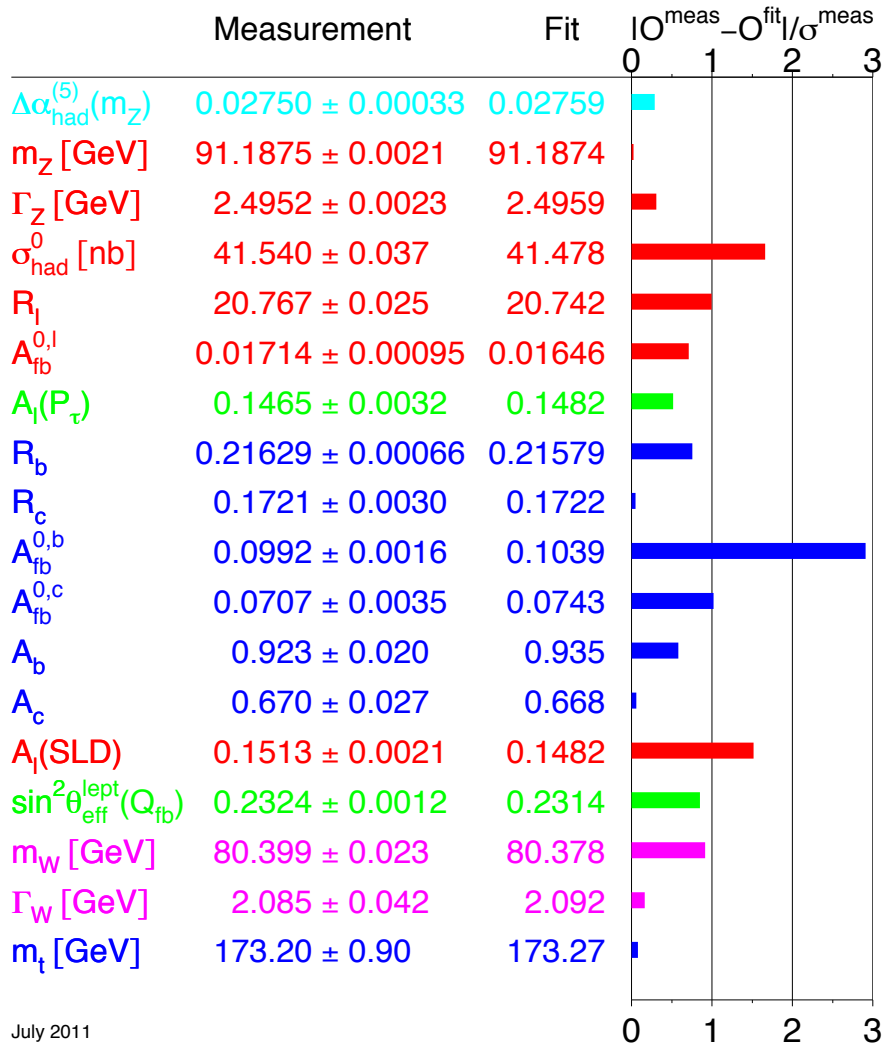
Apesar do enorme sucesso experimental, o Modelo Padrão apresenta incompletudes que sugerem a existência de uma estrutura ainda mais profunda na matéria, que seria descrita por o que chamamos de uma “Física Além do Modelo Padrão”. Essas incompletudes podem ser agrupadas em três categorias: incompletudes teóricas, experimentais e cosmológicas.

Uma incompletude fundamental do Modelo Padrão é o fato de que a teoria não descreve a interação gravitacional — a natureza da gravidade, uma interação do tipo “não renormalizável”, não se encaixa no arcabouço teórico sobre o qual o Modelo Padrão se sustenta. Qualquer teoria que busque descrever a interação gravitacional deve, no regime em que efeitos quânticos são desprezíveis, reduzir-se à Teoria da Relatividade Geral de Einstein. O Modelo Padrão pode entretanto desempenhar um papel abalizador semelhante, sendo a teoria à qual uma futura teoria da gravidade quântica deva se resumir no limite de campos gravitacionais desprezíveis.

Outra incompletude teórica reside nos valores das massas dos férmions que, no Modelo Padrão, estão relacionados às constantes de acoplamento, *a priori* arbitrárias, entre os campos espinoriais e o dubleto de Higgs. No Modelo Padrão, esses valores são parâmetros de entrada, que devem ser medidos experimentalmente. Observa-se na Natureza que as massas dos férmions apresentam uma hierarquia intrínseca, com os membros de cada família sendo muito mais pesados que os membros da família anterior. Isso parece sugerir uma estrutura subjacente, não descrita pelo Modelo Padrão.

Mais uma incompletude reside no chamado “Problema da Hierarquia”. Caso o Modelo Padrão seja apenas a aproximação de uma teoria mais fundamental, que se torna relevante em uma escala de energia  $\Lambda$ , então cálculos teóricos mostram que correções perturbativas de ordem superior deveriam levar a massa do bóson





July 2011

Figura 3.1: A comparação do ajuste global do mínimo de  $\chi^2$  para as medições de diversos grandezas eletrofracas com a expectativa do Modelo Padrão. São tomados como valores de entrada:  $\alpha(M_Z^2)$ ,  $\alpha_S(M_Z^2)$ ,  $M_Z$ ,  $M_t$  e  $M_H$ . Também é mostrada diferença de medida da expectativa em unidades da incerteza da medida. Os valores correspondem à atualização feita pelo *The LEP Electroweak Working Group* para as conferências do verão de 2011 [49].

de Higgs  $M_H$  a aproximar-se desse valor  $\Lambda$ . Por outro lado, o valor de  $M_H$  está intrinsecamente ligado à escala da quebra da simetria eletrofraca, e argumentos de estabilidade da expansão perturbativa do Modelo Padrão implicam que o bóson de Higgs não pode ter uma massa muito superior a 1 TeV. Conciliar ambos os argumentos leva à necessidade de um ajuste fino entre a massa nua e as correções radiativas à massa do bóson de Higgs.

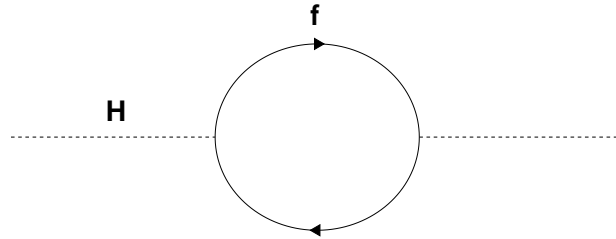


Figura 3.2: Contribuição do *loop* do férmion  $f$  à massa  $M_H$  do bóson de Higgs.

Consideremos, por exemplo, o diagrama da Figura 3.2. Ele representa a correção para a  $M_H^2$  provinda dos efeitos do *loop* do férmion  $f$ . Com o campo de Higgs ( $H$ ) se acoplando ao férmion ( $f$ ) como  $-\lambda_f H \bar{f} f$ , então a correção advinda desse diagrama é

$$\Delta M_H^2 = -\frac{|\lambda_f|^2}{8\pi^2} \Lambda_{UV}^2 + \dots \quad (3.54)$$

onde  $\Lambda_{UV}$  representa o corte ultravioleta no momento, utilizado para regularizar o *loop*. As reticências indicam termos proporcionais à massa do férmion ao quadrado, que crescem apenas logaritmicamente com  $\Lambda_{UV}$ . É natural identificar o *cutoff*  $\Lambda_{UV}$  com a escala  $\Lambda$  onde o Modelo Padrão é superado pela teoria mais fundamental. Se essa teoria mais fundamental for relevante apenas na escala da gravitação quântica, então  $\Lambda \sim M_{Pl}$ . Note-se então que, para que tenhamos  $M_H \sim 100$  GeV, o cancelamento entre o valor da massa nua e as correções radiativas à massa do bóson de Higgs deve ser da ordem de

$$\frac{M_W}{M_{Pl}} \sim 10^{-18} \quad (3.55)$$

ou seja, um ajuste fino de 1 em  $10^{18}$ . Outras abordagens do problema levam a conclusões semelhantes. Mesmo se rejeitarmos totalmente a abordagem de um corte ultravioleta no momento, e utilizarmos exclusivamente esquemas de regularização dimensional, é possível mostrar que a existência de partículas mais

massivas que o Higgs induzem correções proporcionais ao quadrado da massa dessas partículas. A conclusão geral é que o valor “natural” para a massa do bóson de Higgs é a escala de energia mais alta do modelo em questão.

Do lado experimental, resultados recentes indicam a existência de oscilação entre as diferentes famílias de neutrinos [50]:  $\nu_e \rightarrow \nu_\mu, \nu_\tau$ , como indicado pelos experimentos de detecção de neutrinos solares,  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ , dos experimentos de detecção de neutrinos atmosféricos, e  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\tau$ , dos experimentos com feixes de neutrinos provindos de aceleradores. A ocorrência dessas oscilações requer necessariamente que os neutrinos sejam massivos. No Modelo Padrão, não é prevista uma componente dextrógira para o neutrino, o que implica sua massa nula; modificações são portanto necessárias para acomodar a massa dessas partículas. Pode-se, por exemplo, dotar os neutrinos com um termo de massa de Dirac de maneira completamente análoga ao que é feito no caso dos quarks. Nesse caso, no entanto, seria necessário explicar a pequena magnitude dos acoplamentos de Yukawa do campo do neutrino com o campo de Higgs; entretanto, esse ajuste não seria muito mais fino do que o ajuste necessário para explicar a razão das massas entre o elétron e o top ( $M_e/M_t \sim 10^{-6}$ ).

Finalmente, observações cosmológicas fornecem um tipo diferente de vínculo sobre o Modelo Padrão. Embora a Cosmologia seja o domínio da Relatividade Geral, previsões da Física de Partículas aparecem como ingredientes diretos das teorias cosmológicas, principalmente no que se costuma chamar de “inventário do Universo”. Um dos casos onde a Física de Partículas fornece os subsídios para a Cosmologia são os chamados mecanismos de bariogênese, que buscam explicar a simetria entre matéria e anti-matéria observada no Universo. Embora o Modelo Padrão apresente os componentes necessários para a bariogênese – violação do número bariônico<sup>3</sup>, violação da simetria carga-paridade, transições fora do equilíbrio termodinâmico –, ainda não é uma questão fechada se os esses ingredientes aparecem no Modelo Padrão da forma correta para produzir a assimetria bariônica observada.

Outra evidência de origem cosmológica para a existência de Física Além do Modelo Padrão é a aparente predominância no Universo de um tipo desconhecido de matéria que não interagiria com a radiação eletromagnética, comumente denominada “matéria escura”. Dentre as observações mais contundentes da existência desse tipo desconhecido de matéria, contam-se a dispersão das velocidades das galáxias nos chamados aglomerados (*clusters*) de galáxias; as discrepâncias entre

<sup>3</sup>Através de um processo não perturbativo, o *sphaleron*.

as distribuições de matéria observada e estimada por lentes gravitacionais em objetos supermassivos; as medidas do primeiro pico acústico das anisotropias da radiação cósmica de fundo; as medidas da estrutura de larga escala do Universo, particularmente quando interpretadas no modelo de formação de estruturas *bottom-up*, *i.e.*, estruturas menores emergindo primeiro para formar as estruturas maiores. Uma revisão recente sobre o Modelo Cosmológico Padrão, incluindo as ligações entre a Cosmologia e a Física de Partículas, pode ser encontrada em [51]. Resultados cosmológicos recentes são apresentados em [52].

### 3.4 Física Além do Modelo Padrão

Uma série de teorias e modelos alternativos ao Modelo Padrão vem sendo propostas ao longo do tempo, quer guiados pelas incompletudes do Modelo Padrão, quer guiado por considerações mais abstratas de simplicidade e elegância que são esperadas para uma teoria física.

As propostas de Modelos de Grande Unificação buscam unificar as interações do Modelo Padrão (QCD e Eletrofraca) em uma única teoria física, incorporando suas simetrias –  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$  – em uma simetria maior como, por exemplo,  $SU(5)$  ou  $SO(10)$ . Alguns desses modelos apresentam características atraentes do ponto de vista experimental, como previsões para a massa dos neutrinos e explicações para a hierarquia das massas dos léptons. No entanto, muitos desses modelos prevêm que os prótons sejam partículas instáveis, desintegrando-se após um período de tempo relativamente curto. Até o momento, todos os experimentos que visaram medir o decaimento do próton puderam apenas colocar um limite superior a  $\sim 10^{33}$  anos para sua vida média, dependendo do canal de decaimento<sup>4</sup>.

Modelos envolvendo campos escalares compostos, os chamados modelos Technicolor, se constituem em outra possível solução para o Problema da Hierarquia. Partindo do pressuposto de que não existem campos escalares fundamentais na Natureza, nessa classe de modelos, o bóson de Higgs seria na verdade um estado composto de férmions, ligados através de uma interação semelhante à QCD, denominada *technicolor*. A escala eletrofraca seria então a escala de “confinamento” dessa nova interação, da mesma maneira que a escala hadrônica é a escala na qual a QCD encontra-se confinada. Uma introdução a esta classe de modelos pode ser encontrada em [53].

<sup>4</sup>Compare-se com a idade do Universo, estimada atualmente em  $13,75 \pm 0,13 \times 10^9$  anos [52].

Modelos Supersimétricos vem sendo explorados há vários anos como uma possível vertente da Física Além do Modelo Padrão. A supersimetria é uma suposta simetria da Natureza que relaciona férmions e bósons. Em modelos supersimétricos, a cada partícula do Modelo Padrão corresponderia um parceiro supersimétrico. A presença desses novos campos faz com que, em cálculos como o da auto-energia do bóson de Higgs, ocorram cancelamentos que impedem que o valor da massa  $M_H$  tenda ao valor da escala de corte  $\Lambda$ , contornando assim o problema da hierarquia. Se a supersimetria fosse uma simetria exata da Natureza, as partículas usuais e seus parceiros deveriam ter características semelhantes, sendo praticamente degenerados em massa. A ausência de observação de parceiros supersimétricos de partículas leves requer que a supersimetria seja quebrada. Modelos com diferentes realizações e mecanismos de quebra da supersimetria tornam essa uma área muito rica para a fenomenologia atual. Destaca-se o chamado Modelo Supersimétrico Mínimo (MSSM). Algumas das características atraentes da supersimetria incluem, além da solução do problema da hierarquia, a possibilidade de levar à existência de candidatos naturais para explicar a matéria escura. Uma introdução à supersimetria pode ser encontrada em [54].

Modelos com Dimensões Extras constituem-se em uma alternativa atraente de Física Além do Modelo Padrão. A classe de modelos de Dimensões Extras, proposta na década de 90, propõe a existência de efeitos gravitacionais fortes na escala de TeV. Nesses modelos, existem  $D - 4$  dimensões espaciais extras que alteram a maneira como a força gravitacional se comporta. As assinaturas experimentais que poderiam ser observadas em aceleradores de partículas dependem em geral das características do modelo em questão, particularmente da geometria, da topologia e do número de dimensões extras proposto. De modo geral, esses modelos preveem a emergência de uma nova escala de energia  $M_D$ , análoga à escala de Planck  $M_{Pl}$  em  $D$  dimensões.

Podemos distinguir três categorias de modelos de dimensões extras, em função da energia  $E$  disponível para processos elementares em comparação à escala  $M_D$ . Modelos Cis-Planckianos apresentam  $E \ll M_D$ , e de modo geral a assinatura destes modelos envolve a produção de grávitons que “escapam” para as dimensões extras, dando origem a uma assinatura experimental de energia transversal faltante. Modelos Planckianos apresentam  $E \sim M_D$ , e suas assinaturas são dependentes dos detalhes do modelo. Modelos Trans-Planckianos apresentam  $E \gg M_D$ , e dão origem a processos de formação de buracos negros que decaem de maneira igualitária em partículas do Modelo Padrão. Dentre os modelos de dimensões

extras propostos, destacam-se o modelo de Dimensões Extras Extensas (*Large Extra Dimensions*), o modelo de Dimensões Extras Torcidas (*Warped Extra Dimensions*) e o modelo de Dimensões Extras Universais (*Universal Extra Dimensions*). Artigos de revisão disponíveis na literatura incluem [55, 56, 57, 58].

É importante lembrar que os experimentos do LHC são equipados para detectar quase todas as partículas conhecidas. Seja qual for a teoria que estenda o Modelo Padrão, ela deve ter efeitos observáveis na escala eletrofraca, o que indica que ele deverá ser descoberto no LHC. Deve-se, portanto, procurar possíveis discrepâncias dos dados observados em relação às previsões do Modelo Padrão que indiquem a presença de novos fenômenos. Caso essas discrepâncias não sejam encontradas, deve-se ser capaz de impor limites nos parâmetros dos modelos propostos.

# Capítulo 4

## Fenomenologia das Dimensões Extras

As primeiros modelos de dimensões espaciais extras remontam aos trabalhos de Theodor Kaluza [59] e Oskar Klein [60]. O objetivo de Kaluza era uma unificação do eletromagnetismo com a gravitação, proposta que o levou a considerar um universo 5-dimensional. Klein propôs por sua vez um modelo semelhante: um universo onde a quinta dimensão teria extensão finita, *i.e.*, seria sujeita à compactificação. No caso particular deste modelo, a dimensão extra seria identificada com a circunferência de um cilindro de raio  $r$ . Essas idéias foram posteriormente generalizadas em outros modelos de dimensões extras, e ficou conhecido como mecanismo de Kaluza-Klein (KK).

Para exemplificar o funcionamento do mecanismo KK vamos supor que o universo seja um espaço (4+1)-dimensional, com as quatro dimensões usuais (três espaciais e o tempo) e uma quinta dimensão, espacial compacta. Topologicamente, consideremos que o universo seja o produto direto do espaço de Minkowski 4-dimensional  $M_4$  e de um círculo  $S_1$  com raio  $r$ .<sup>1</sup> Consideremos um campo escalar sem massa  $\phi(x^M)$ , no espaço 5-dimensional, com ação

$$\mathcal{S}_{5D} = \int d^5x \partial^M \phi \partial_M \phi \quad M = 0, \dots, 3, 5. \quad (4.1)$$

Para simplificar a notação, denotaremos a dimensão extra  $x^5 = y$ . Como a dimensão extra está compactificada em um círculo, isso implica que  $y$  é uma coordenada periódica, *i.e.*  $y \equiv y + 2\pi r$ , permitindo que se faça uma expansão do campo em série de Fourier

$$\phi(x^\mu, y) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \phi_n(x^\mu) \exp\left(\frac{iny}{r}\right). \quad (4.2)$$

Em geral, os coeficientes  $\phi_n$  são funções das coordenadas  $x^\mu$ , ou seja, são legítimos campos 4-dimensionais. As equações de movimento para esses campos são

---

<sup>1</sup>Denotaremos índices relativos às cinco dimensões com letras latinas maiúsculas:  $M, N, \dots$  e índices relativos às quatro dimensões ordinárias com letras gregas minúsculas:  $\mu, \nu, \dots$

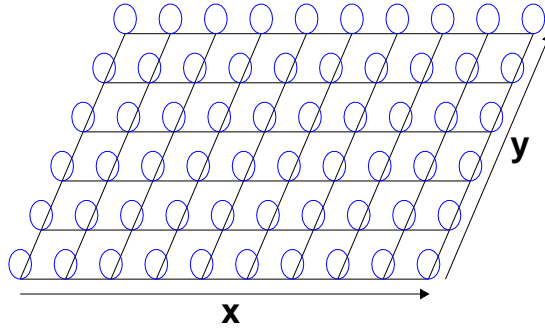


Figura 4.1: O conceito básico de uma dimensão extra compacta, para o caso de duas dimensões infinitas. Em cada ponto  $(x, y)$  do espaço, existe uma “saída” para a terceira dimensão. No esquema mostrado, a dimensão extra está compactificada em um círculo.

equações de onda:

$$\partial^M \partial_M \phi = (\partial^\mu \partial_\mu + \partial^y \partial_y) \phi = 0$$

ou seja,

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} \left( \partial^\mu \partial_\mu - \frac{n^2}{r^2} \right) \phi_n(x^\mu) \exp\left(\frac{iny}{r}\right) = 0 \quad (4.3)$$

de onde obtemos,

$$\partial^\mu \partial_\mu \phi_n(x^\mu) - \frac{n^2}{r^2} \phi_n(x^\mu) = 0. \quad (4.4)$$

Vemos que aparece um número infinito de equações de Klein-Gordon para campos *massivos* 4-dimensionais. Em outras palavras, cada modo de Fourier do campo 5-dimensional dá origem a uma partícula 4-dimensional com massa

$$m_n^2 = \frac{n^2}{r^2}.$$

Esse conjunto de partículas é chamado de torre de Kaluza-Klein. O modo fundamental  $n = 0$  é o único campo que permanece sem massa.

Podemos substituir a expansão para o campo  $\phi$  na da ação 5-dimensional, obtendo,

$$\begin{aligned} \mathcal{S}_{5D} &= \int d^4x \int dy \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left( \partial^\mu \phi_n(x^\mu) \partial_\mu \phi_n(x^\mu) - \frac{n^2}{r^2} |\phi_n|^2 \right) \\ &= 2\pi r \int d^4x (\partial^\mu \phi_0(x^\mu) \partial_\mu \phi_0(x^\mu) + \dots) \\ &= \mathcal{S}_{4D} + \dots \end{aligned} \quad (4.5)$$



Vemos então que a ação 5-dimensional reduz-se à ação 4-dimensional para um campo escalar sem massa, somada a uma soma infinita de ações 4-dimensionais para campos escalares com massas  $m_n$ . Note-se também a aparição do fator  $2\pi r$ , correspondente ao volume da dimensão extra, o que é uma característica comum a diversos modelos de dimensões extras.

No mecanismo KK, em geral supomos que  $r$  é pequeno, ou seja, que  $1/r$  é grande quando comparado a uma dada escala de energia considerada disponível, por exemplo, a energia acessível em colisões de partículas em um acelerador. Supomos também que toda a realidade 4-dimensional observada, incluindo-se aí todos os aparatos experimentais e observadores, é composta por partículas referentes aos modos fundamentais ( $n = 0$ ). É imediata então a constatação de que, dada a limitação da energia disponível, os modos excitados ( $n > 0$ ) não são produzidos, e o universo se comporta essencialmente como se fosse 4-dimensional. Apenas quando a energia disponível torna-se maior que  $1/r$  é possível a produção e observação desses modos excitados, o que poderia levar à descoberta das dimensões extras.

Considerações semelhantes podem ser feitas para campos de diferentes spins. Em particular, é possível mostrar que no caso da gravitação 5-dimensional, ao se aplicar o mecanismo KK a um campo de spin 2 ( $G_{MN}$ ), o gráviton de Kaluza-Klein, surgem campos com diferentes spins:

$$G_{MN} = \begin{cases} G_{\mu\nu} & \text{(gráviton)} \\ G_{\mu 5} & \text{(vetores)} \\ G_{55} & \text{(escalar)} . \end{cases} \quad (4.6)$$

Combinações lineares desses diferentes campos dão origem então a campos análogos à gravitação e ao eletromagnetismo, além de um campo escalar extra. Essa era a formulação da teoria unificada buscada por Kaluza e Klein [58].

As possíveis assinaturas experimentais da existência de dimensões espaciais extras são: (i) observação de modos excitados de Kaluza-Klein em colisões de partículas a altas energias; (ii) modificações da lei do inverso do quadrado da distância em experimentos gravitacionais de curtas distâncias. Buscas experimentais por efeitos do segundo tipo impõem um limite superior para o raio de compactificação: para o caso de duas dimensões extras de topologia toroidal, temos  $r < 37 \mu\text{m}$ , com 95% de nível de confiança [39]. Uma revisão dos experimentos e limites em efeitos gravitacionais de curta distância pode ser encontrada em [61].

Um outro conceito fundamental para os modelos modernos de dimensões extras começou a germinar na década de 1980. Rubakov e Shaposhnikov, entre outros, desenvolveram a ideia de localizar os campos de matéria em defeitos topológicos do espaço-tempo [62]. Vamos considerar um universo (2+1)-dimensional, em que a coordenada  $z$  é tratada como uma dimensão extra. Supomos que a teoria de campos vigente nesse universo apresenta (pelo menos) dois vácuos degenerados, denotados por diferentes valores de um parâmetro de ordem, que chamaremos vácuos I e II. Considere-se agora que existe no universo uma configuração estática dos campos — uma parede de domínio, de largura  $\delta$  — que divide o espaço tridimensional em duas regiões. Em cada uma dessas regiões, os campos oscilam ao redor de um vácuo diferente, como visto na Figura 4.2.

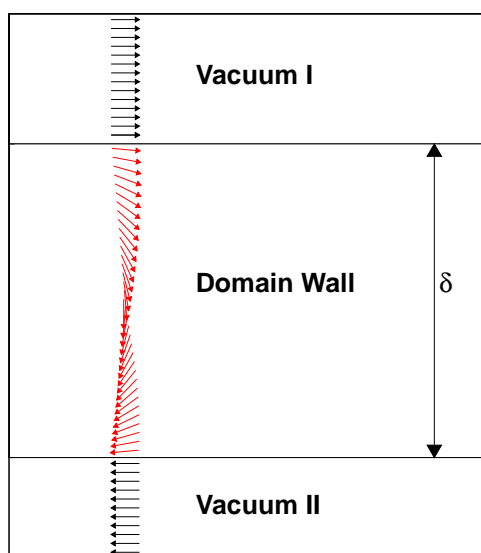


Figura 4.2: Divisão do espaço em vácuos I e II por uma parede de domínio de largura  $\delta$ .

Classificamos as excitações da parede de domínio em duas categorias: as localizadas na parede em si e as e não localizadas. Nesse último caso, as excitações (partículas) podem escapar da parede de domínio em direção à dimensão extra, com autovalores de energia da ordem de  $1/\delta$ . Note-se aqui uma diferença fundamental com relação ao mecanismo de Kaluza-Klein: enquanto naquele as escalas de energia das excitações estão relacionadas com o tamanho da dimensão extra, neste elas são uma função do tamanho da parede de domínio.

Embora seja possível desenvolver mecanismos que garantam a localização de campos escalares, espinoriais e vetoriais em um parede de domínio desse tipo,

não se conhecem mecanismos capazes de localizar a gravidade. Note-se que isso fornece uma pista de como tratar a interação gravitacional de um modo diferente das demais, o que apontaria para um possível caminho para a solução do problema da hierarquia.

Além disso, a não localização dos campos do Modelo Padrão numa parede de domínio levaria a limites muito mais restritivos às dimensões extras, uma vez que ele é testado em escalas de centenas de GeV, o que equivale a  $\sim 10^{-18}$  m. Unindo o conceito de localização da matéria em defeitos topológicos aos arcabouço de dimensões extras, podemos começar a construir os modelos modernos de dimensões extras.

Uma exceção aos modelos que utilizam o conceito de localização dos campos em branas é o chamado Modelo de Dimensões Extras Universais [63], proposto por Appelquist, Cheng e Dobrescu. Nele todos os campos do Modelo Padrão se propagam na dimensão extra. Uma vez que o momento se conserva separadamente na dimensão extra, um dos efeitos da compactificação é a existência de uma nova quantidade conservada, a paridade KK. A conservação da paridade KK implica que as excitações de Kaluza-Klein não podem então ser produzidas como ressonâncias no canal  $s$ : ao invés disso, elas são produzidas aos pares. Isso diminui a sensibilidade dos experimentos de colisão à sua presença. Resultado recente obtido pelo grupo do SPRACE no Tevatron, analisando o canal de dois múons de mesmo sinal, coloca um limite inferior na escala de compactificação de  $R^{-1} > 260$  GeV [64].

## 4.1 O Modelo de Dimensões Extras Extensas

O modelo proposto por Arkani-Hamed, Dimopoulos e Dvali (ADD) [65] em 1998 é um exemplo clássico da união dos conceitos de dimensões extras e localização dos campos. No modelo ADD, o universo é  $(4+n)$ -dimensional, com  $n \geq 1$ , e sua topologia é fatorizada como  $M_4 \times S_n$ . Novamente, as  $n$  dimensões extras estão compactificadas em cilindros de raio  $R$ . Os campos do Modelo Padrão são supostos localizados em uma parede de domínio  $(1+3)$ -dimensional — uma 3-brana. Naturalmente, a interação gravitacional não é localizada, estendendo-se por todas as  $(4+n)$  dimensões. Nesse contexto, a lei de Gauss relaciona a escala de Planck da teoria efetiva 4-dimensional,  $M_{\text{Pl}}$ , à escala na qual a força gravitacional se torna fortemente acoplada no espaço  $n$ -dimensional,  $M_D$ , através do volume

das dimensões compactificadas,  $V_n$ ,

$$M_{\text{Pl}}^2 = V_n M_D^{2+n} \quad (4.7)$$

Se supusermos que a escala  $M_D$  é da ordem da escala eletrofraca, *i.e.*,  $M_D \sim 1 \text{ TeV}$ , então o problema da hierarquia desaparece. Todas as escalas fundamentais do modelo são da mesma magnitude, enquanto  $M_{\text{Pl}}$  é uma escala derivada, gerada a partir do volume das dimensões extras. A questão do problema da hierarquia se transforma na questão do mecanismo que torna a escala de compactificação tão grande.

Como consideramos que as dimensões compactificadas são planas, de tamanho idêntico e topologia toroidal, temos que  $V_n = (2\pi r_c)^n$ . Para  $M_D \sim \text{TeV}$ , o raio de compactificação  $r_c$  das dimensões extras varia de uma fração de milímetro até  $\sim 10 \text{ fm}$  para  $n$  entre 2 e 6. O caso de uma dimensão está excluído devido ao fato de que o tamanho da dimensão extra correspondente,  $r_c \sim 10^{11} \text{ m}$ , alteraria o comportamento da gravitação em escalas de distância do Sistema Solar.

## 4.2 O Modelo de Randall-Sundrum

O modelo de Dimensões Extras Torcidas (*Warped Extra Dimensions*) [66, 67], proposto por Lisa Randall e Raman Sundrum (RS) em 1999, trata a questão da existência de dimensões extras de um ponto de vista diferente. Enquanto no modelo ADD os efeitos gravitacionais da parede de domínio em si são desprezados, no modelo RS a gravidade induzida pela presença das branas “torce” as dimensões extras, dotando-as de curvatura. O modelo RS resolve o problema da hierarquia através da localização dos campos do Modelo Padrão em uma das branas e da existência de um fator de distorção exponencial que liga as escalas de energia entre diferentes pontos da dimensão extra. Isso permite diminuir a escala eletrofraca para o valor observado,  $\sim 100 \text{ GeV}$ , enquanto todas as outras escalas do modelo são da ordem da escala de Planck.

Um ponto a ser notado é o efeito, em termos cosmológicos, da presença dessas branas. Em princípio, é possível combinar o efeito gravitacional das branas com uma constante cosmológica 5-dimensional de modo que a teoria efetiva, observável a partir de uma das branas, contenha uma constante cosmológica praticamente nula, compatível com os resultados observacionais [68]. Esse é o chamado efeito de descarregamento (*off-loading*), no qual se diz que a curvatura do universo ob-

servável — considerado novamente localizado em uma 3-brana — é descarregada para a quinta dimensão.

Na construção do modelo RS, o universo é novamente considerado 5-dimensional, mas com algumas diferenças em relação aos modelos tratados até agora. A topologia da dimensão extra  $y$  é suposta ser um *orbifold*  $S_1/Z_2$ , *i.e.*, um círculo de raio  $r_c$  onde os pontos opostos são identificados,  $y \leftrightarrow -y$ . Os pontos  $y = \{0, \pi\}$  são pontos fixos, identificados consigo mesmos. Nesses pontos fixos, o modelo supõe a existência de duas 3-branas, que nomearemos “brana de Planck” ou “brana oculta” (em  $y = 0$ ) e “brana eletrofraca” ou “brana visível” (em  $y = \pi$ ). O raio  $r_c$  é também chamado o raio de compactificação da dimensão extra. Uma ilustração esquemática do modelo RS é mostrada na Figura 4.3.

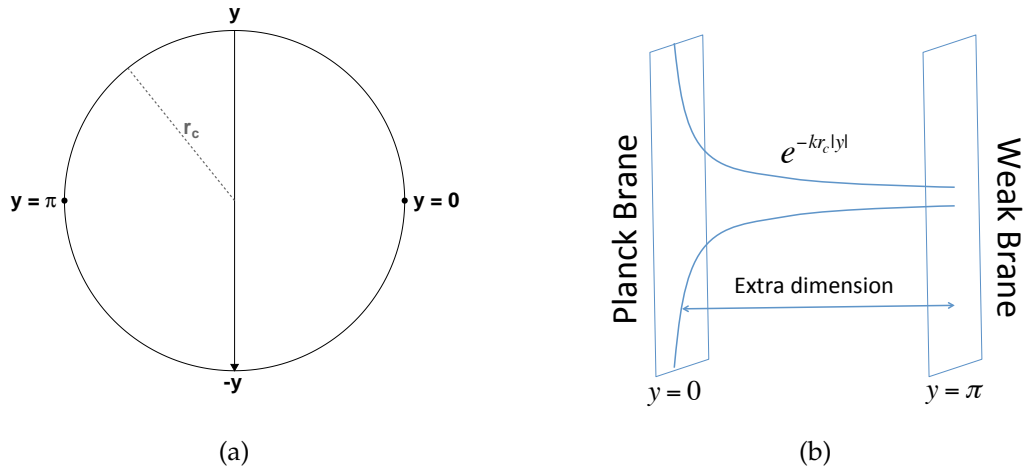


Figura 4.3: (a) Topologia em *orbifold*, com identificação dos pontos opostos  $y \leftrightarrow -y$ . (b) Montagem do modelo RS, “brana de Planck” (em  $y = 0$ ) e “brana eletrofraca” (em  $y = \pi$ ). Também mostrado o fator de distorção,  $\exp(-kr_c\pi)$ .

Para manter a invariância de Lorentz 4-dimensional, vamos supor que a métrica induzida  $g_{\mu\nu}$  em cada ponto ao longo da dimensão extra  $y$  é proporcional à métrica de Minkowsky, enquanto as componentes da métrica 5-dimensional  $g_{MN}$  dependem de  $y$  de forma exponencial:

$$ds^2 = e^{-2\sigma(z)} \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu + dz^2, \quad (4.8)$$

onde escrevemos  $z = r_c y$  e  $\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(-1, 1, 1, 1)$  é a métrica de Minkowski 4-dimensional. De forma explícita, as métricas 4-dimensionais induzidas nas branas

de Planck e eletrofraca são:

$$g_{\pi}^{\mu\nu} = g^{MN}(x^{\mu}, y = 0) \quad (4.9)$$

$$g_0^{\mu\nu} = g^{MN}(x^{\mu}, y = \pi) . \quad (4.10)$$

A função  $\sigma(z)$  pode ser determinada resolvendo as equações de Einstein em 5 dimensões. Para tanto podemos escrever

$$ds^2 = g_{MN}(z)dx^M dx^N \quad \text{com} \quad g_{MN}(z) = e^{-2\sigma(z)}\eta_{\mu\nu} + \delta_M^5 \delta_N^5 .$$

Como  $g_{MN}$  depende apenas da dimensão extra, temos que

$$\partial_A g_{MN} = \partial_5 g_{MN} = \partial_5 g_{\mu\nu} = -2\sigma'(z)g_{\mu\nu}$$

e portanto o símbolo de Christoffel

$$\Gamma_{MN}^A = \frac{1}{2}g^{AB} (\partial_M g_{NB} + \partial_N g_{BM} - \partial_B g_{MN})$$

possui apenas dois tipos de termos não nulos:

$$\Gamma_{\mu\nu}^5 = \sigma'(z) g_{\mu\nu} \quad \text{e} \quad \Gamma_{\mu 5}^{\nu} = -\sigma'(z) \delta_{\mu}^{\nu} .$$

Dessa forma o tensor de Ricci

$$R_{MN} = \partial_A \Gamma_{MN}^A - \partial_N \Gamma_{MA}^A + \Gamma_{AB}^A \Gamma_{MN}^B - \Gamma_{NB}^A \Gamma_{MA}^B$$

possui apenas as seguintes componentes não nulas

$$R_{\mu\nu} = [\sigma''(z) - 4\sigma'^2(z)] g_{\mu\nu} \quad \text{e} \quad R_{55} = 4 [\sigma''(z) - \sigma'^2(z)]$$

e o escalar de Ricci será dado por

$$R = g^{MN} R_{MN} = 4 [2\sigma''(z) - 5\sigma'^2(z)] .$$

Finalmente, o tensor de Einstein

$$G_{MN} = R_{MN} - \frac{1}{2}g_{MN}R$$

possui as componentes

$$G_{\mu\nu} = -3[\sigma''(z) - 2\sigma'^2(z)]g_{\mu\nu} \quad (4.11)$$

$$G_{\mu 5} = 0 \quad (4.12)$$

$$G_{55} = 6\sigma'^2(z) . \quad (4.13)$$

Classicamente, a ação que descreve o modelo de Randall-Sundrum é escrita como

$$\begin{aligned} \mathcal{S} &= \mathcal{S}_{\text{grav}} + \mathcal{S}_{\text{oculta}} + \mathcal{S}_{\text{visível}} \\ \mathcal{S}_{\text{grav}} &= \int d^4x \int_{-\pi}^{\pi} r_c dy \sqrt{-g} \left( 2M_5^3 R - \Lambda \right) \\ \mathcal{S}_{\text{oculta}} &= \int d^4x \sqrt{-g_\pi} (\mathcal{L}_0 - \tau_0) \delta(y) \\ \mathcal{S}_{\text{visível}} &= \int d^4x \sqrt{-g_0} (\mathcal{L}_\pi - \tau_\pi) \delta(y - \pi) \end{aligned} \quad (4.14)$$

onde  $M_5$  é a massa de Planck 5-dimensional e  $\Lambda_5$  é a constante cosmológica 5-dimensional.  $\mathcal{L}_{0,\pi}$  e  $\tau_{0,\pi}$  representam a lagrangiana envolvendo campos localizados nas branas oculta e visível e a tensão nessas branas, respectivamente.

A partir dessa ação, obtemos a equação de Einstein:

$$G_{MN} = \kappa^2 T_{MN}$$

ou seja,

$$\begin{aligned} \sqrt{-g} G_{MN} &= -\frac{1}{4M_5^3} \left[ \Lambda_5 \sqrt{-g} g_{MN} + \tau_0 \delta(y) \sqrt{-g_\pi} g_{\pi,\mu\nu} \delta_M^\mu \delta_N^\nu \right. \\ &\quad \left. + \tau_\pi \delta(y - \pi) \sqrt{-g_0} g_{0,\mu\nu} \delta_M^\mu \delta_N^\nu \right] \end{aligned} \quad (4.15)$$

onde já fizemos a substituição  $\kappa^2 = 1/4M_5^3$ . Para encontrar a forma explícita do fator  $\sigma(z)$ , resolvemos em primeiro lugar a equação de Einstein para a componente  $G_{55}$

$$G_{55} = 6\sigma'^2(z) = \frac{1}{4M_5^3} T_{55} = -\frac{\Lambda_5}{4M_5^3} \quad (4.16)$$

ou, na variável  $y = z/r_c$

$$\left[ \frac{\sigma'(y)}{r_c} \right]^2 = k^2 \quad (4.17)$$

com  $k$  definido por

$$k \equiv \sqrt{\frac{-\Lambda_5}{24M_5^3}}. \quad (4.18)$$

Podemos ver que devemos ter  $\Lambda_5 < 0$ , o que mostra que a dimensão extra apresenta curvatura negativa. O universo 5-dimensional proposto no modelo RS é então um espaço anti-de Sitter (AdS). Impondo-se a simetria do *orbifold*, i.e.  $y \leftrightarrow -y$ , a solução da Eq. 4.17 fica

$$\sigma(y) = kr_c |y|. \quad (4.19)$$

Por outro lado, para as componentes  $G_{\mu\nu}$ , temos

$$\begin{aligned} G_{\mu\nu} &= -3 \left[ \frac{\sigma''(y)}{r_c} - 2 \frac{\sigma'^2(y)}{r_c^2} \right] g_{\mu\nu} \\ &= -\frac{1}{4M_5^3} [\Lambda_5 + \tau_0 \delta(y) + \tau_\pi \delta(y - \pi)] g_{\mu\nu}. \end{aligned} \quad (4.20)$$

onde supomos que  $g_\pi = g_0 = g$ . As derivadas do fator de distorção  $\sigma(y)$  ficam,

$$\begin{aligned} \sigma'(y) &= \text{sgn } kr_c = [\theta(y) - \theta(-y)] k \\ \sigma''(y) &= 2kr_c [\delta(y) - \delta(y - \pi)] \end{aligned} \quad (4.21)$$

e substituindo na Eq. 4.20 temos que

$$2kr_c [\delta(y) - \delta(y - \pi)] = \frac{r_c}{12M_5^3} [\tau_0 \delta(y) + \tau_\pi \delta(y - \pi)] \quad (4.22)$$

de onde concluímos que a tensão nas branas é dada por

$$\tau_0 = -\tau_\pi = 24kM_5^3 \quad (4.23)$$

Para verificar as previsões do modelo para a realidade 4-dimensional, devemos considerar separadamente os efeitos gravitacionais e os efeitos relativos a outros campos. Para encontrar a escala de Planck efetiva em quatro dimensões, consideramos o termo de curvatura da ação 5-dimensional:

$$\mathcal{S} \supset \mathcal{S}_{\text{curv}} = \int d^4x \int_{-\pi}^{\pi} dy 2M_5^3 r_c e^{-2kr_c |y|} \sqrt{|g_4|} R_4 \quad (4.24)$$

onde  $R_4$  é o escalar de Ricci 4-dimensional, construído a partir da métrica 4-di-



mensional  $g_4^{\mu\nu}(x)$ . Como quaisquer flutuações a baixas energias não modificam a dependência em  $y$ , *i.e.*, os campos efetivos devem depender apenas das coordenadas em quatro dimensões  $x$ , podemos fazer explicitamente a integral em  $dy$  para obter uma ação efetiva 4-dimensional. Isto nos permite identificar a expressão para  $M_{\text{Pl}}$ :

$$\begin{aligned} S_{\text{curv}} &= 2M_5^3 r_c \int_{-\pi}^{\pi} dy e^{-2kr_c|y|} \int d^4x \sqrt{|g_4|} R_4 \\ &= \frac{2M_5^3}{k} \left(1 - e^{-2kr_c\pi}\right) \int d^4x \sqrt{|g_4|} R_4 \\ &\simeq \frac{2M_5^3}{k} \int d^4x \sqrt{|g_4|} R_4 \end{aligned} \quad (4.25)$$

de onde podemos ler a escala efetiva de Planck em 4 dimensões,

$$M_{\text{Pl}}^2 \simeq \frac{M_5^3}{k} \quad (4.26)$$

o que mostra uma característica fundamental do modelo: a magnitude da escala de Planck é controlada apenas pela região próxima à brana de Planck ( $y = 0$ ), praticamente não sendo afetada pela distorção da dimensão extra. Note-se que é perfeitamente possível fazer  $k \sim M_5 \sim M_{\text{Pl}}$ , de modo que não é necessário nenhum tipo de ajuste fino neste setor do modelo.

Por outro lado, as massas das partículas do Modelo Padrão são afetadas severamente. Consideremos a lagrangiana de Higgs:

$$\begin{aligned} \mathcal{S} &\sim \int d^4x \sqrt{|g_{\text{vis}}|} \left[ g_{\text{vis}}^{\mu\nu} D_\mu H^\dagger D_\nu H - \lambda \left( |H|^2 - v_0^2 \right)^2 \right] \\ &\sim \int d^4x \sqrt{|g_4|} e^{-4kr_c\pi} \left[ g_4^{\mu\nu} e^{2kr_c\pi} D_\mu H^\dagger D_\nu H - \lambda \left( |H|^2 - v_0^2 \right)^2 \right] \\ &= \int d^4x \sqrt{|g_4|} \left[ g_4^{\mu\nu} D_\mu H^\dagger D_\nu H - \lambda \left( |H|^2 - e^{-2kr_c\pi} v_0^2 \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (4.27)$$

onde na última passagem, nós escalonamos o campo de Higgs como  $H \rightarrow e^{kr_c\pi} H$ , de modo que o termo cinético  $D_\mu H^\dagger D_\nu H$  esteja canonicamente normalizado. Vamos agora que a massa do bóson de Higgs é dada por

$$M_H = e^{-kr_c\pi} \cdot \sqrt{\lambda} v_0 \quad (4.28)$$

a qual é função da distorção da dimensão extra. Nesta situação, mesmo que consideremos que correções radiativas alteram a escala natural do parâmetro  $v_0$ ,

é possível manter a massa física do bóson de Higgs próxima à escala eletrofraca, graças à presença do fator exponencial. Em particular, se supusermos que a escala natural de  $v_0$  é de fato a a escala de Planck, o requisito para que  $M_H$  seja da ordem de 100 GeV se traduz em:

$$M_H \sim e^{-kr_c\pi} M_{\text{Pl}} \sim 100 \text{ GeV} . \quad (4.29)$$

ou seja, exige apenas que

$$kr_c \sim 12 .$$

O modelo de Randall-Sundrum consegue então resolver o problema da hierarquia mudando tanto sua interpretação como a magnitude do ajuste fino necessário. Em termos de interpretação, a vantagem é clara: ao invés de sermos obrigados a explicar a relação entre duas escalas de energia aparentemente muito diferentes (escala eletrofraca e de Planck), temos agora que tratar da relação entre a extensão ( $r_c$ ) e a forma ( $k$ ) da dimensão extra, um problema que parece ser conceitualmente mais simples. Em termos da magnitude do ajuste fino necessário, a melhoria é significativa: ao invés de tentarmos compreender a origem de um ajuste fino de 17 ordens de magnitude,  $M_{\text{Pl}}/M_W \sim 10^{17}$ , encontramos-nos em uma situação em que não existe praticamente nenhuma hierarquia entre as escalas de energia do modelo, com  $k \sim M_{\text{Pl}} \sim M_5 \sim v_0$ . O único ajuste fino que resta no modelo é aquele necessário no fator de distorção,  $kr_c \sim 12$ .<sup>2</sup>

### 4.2.1 Lagrangiana Efetiva a Baixas Energias

Para que se possa fazer cálculos relevantes para a realidade 4-dimensional, é interessante escrever uma teoria efetiva a baixas energias. Em particular, estamos interessados na interação da gravitação com a matéria, para estudarmos os acoplamentos do modo excitado do gráviton com as partículas do Modelo Padrão. Seguiremos de perto aqui a abordagem de Davoudiasl, Hewett e Rizzo [69].

O primeiro passo é promover a métrica a um campo dinâmico e considerar pequenas perturbações da mesma, através de uma expansão linear,

$$\hat{g}_{\alpha\beta} = e^{-2kr_c y} (\eta_{\alpha\beta} + \kappa^* h_{\alpha\beta}) , \quad \text{com} \quad \partial^\alpha h_{\alpha\beta} = 0 , \quad h^\alpha_\alpha = 0 , \quad (4.30)$$

onde  $\kappa^*$  é o parâmetro de expansão. Vamos aplicar a expansão de Kaluza-Klein à

<sup>2</sup>Note-se que, ao se tratar dos aspectos quânticos do modelo, o tratamento das flutuações do raio  $r_c$ , os rádions, torna-se importante e delicado [56].

pequena perturbação:

$$h_{\alpha\beta}(x, y) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} h_{\alpha\beta}^{(n)}(x) \frac{\chi^{(n)}(y)}{\sqrt{r_c}} \quad (4.31)$$

e considerar que, no calibre utilizado, cada componente de  $h_{\alpha\beta}$  obedece a uma equação de Klein-Gordon massiva

$$(\eta^{\alpha\beta} \partial_\alpha \partial_\beta - m_n^2) h_{\mu\nu}^{(n)}(x) = 0 .$$

Essa equação de movimento, em conjunto com as equações de Einstein, permite escrever uma equação diferencial para os modos  $\chi(y)$ :

$$-\frac{1}{r_c^2} \frac{d}{dy} \left( e^{-4kr_c|y|} \frac{d\chi^{(n)}}{dy} \right) = m_n^2 e^{-2kr_c|y|} \chi^{(n)}(y) \quad (4.32)$$

que tem como solução

$$\chi^{(n)}(y) = \frac{e^{2kr_c|y|}}{N_n} [J_2(z_n(y)) + \alpha_n Y_2(z_n(y))] \quad (4.33)$$

onde  $J_2(x)$ ,  $Y_2(x)$  são as funções de Bessel e Neumann cilíndricas de segunda ordem e

$$z_n(y) \equiv \frac{m_n e^{kr_c|y|}}{k} .$$

Vamos definir  $x_n \equiv z_n(\pi)$ , e trabalhar no limite em que  $m_n/k \ll 1$  e  $e^{kr_c\pi} \gg 1$ . Esses limites são muito razoáveis: o primeiro equivale a dizer que a massa dos grávitons mais leves da torre de Kaluza-Klein é muito menor que a escala de Planck, enquanto o segundo é automaticamente atendido ao se impor a condição  $kr_c \sim 12$ .

Ao se impor o requisito que a primeira derivada de  $\chi^{(n)}$  seja contínua nos pontos fixos do *orbifold* temos que

$$\alpha_n \sim x_n^2 e^{-2kr_c\pi} , \quad e \quad J_1(x_n) = 0 . \quad (4.34)$$

Percebemos então que as massas dos modos de Kaluza-Klein do gráviton são dependentes das raízes da função de Bessel de primeira ordem,  $m_n = kx_n e^{-kr_c\pi}$ . Para  $x_n \ll e^{kr_c\pi}$ , vemos que  $\alpha_n \ll 1$ , e podemos desprezar o termo da função de

Neumann. Nesse caso, obtemos para a normalização dos modos excitados

$$N_n \simeq \frac{e^{kr_c\pi}}{\sqrt{kr_c}} J_2(x_n); \quad n > 0. \quad (4.35)$$

Por outro lado, o modo fundamental  $\chi^{(0)}(y)$  é uma constante, independente da dimensão extra, e sua constante de normalização é  $N_0 = 1/\sqrt{kr_c}$ . Desse modo, temos uma expressão aproximada para a componente  $\chi^{(n)}(y)$  e, conseqüentemente, completamos a expansão KK para o gráviton.

Para calcular as interações do gráviton com a matéria, partimos da ação 5-dimensional e impomos o vínculo de que os campos do Modelo Padrão são localizados na brana eletrofraca ( $y = \pi$ ). Isso leva à seguinte forma da lagrangiana de interação:

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = -\frac{1}{M^{3/2}} T^{\alpha\beta}(x) h_{\alpha\beta}(x, y = \pi) \quad (4.36)$$

onde  $T^{\alpha\beta}(x)$  é o tensor simetrizado de energia-momento dos campos de matéria e fazemos a substituição  $\kappa^* = 2/M^{3/2}$ , para garantir a forma das equações de Einstein. Substituindo a expressão para a escala de Planck reduzida (Eq. 4.26) e a expansão do campo do gráviton (Eq. 4.33) na torre de Kaluza-Klein temos:

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = -\frac{1}{M_{\text{Pl}}^3} T^{\alpha\beta}(x) h_{\alpha\beta}^{(0)}(x) - \frac{1}{\Lambda_\pi} T^{\alpha\beta}(x) \sum_{n=1}^{\infty} h_{\alpha\beta}^{(n)}(x) \quad (4.37)$$

onde podemos ver que o modo fundamental se separa da série infinita e se acopla à matéria com o coeficiente tradicional,  $M_{\text{Pl}}^{-1}$ . Por outro lado, os modos excitados do gráviton se acoplam à matéria com o coeficiente  $\Lambda_\pi^{-1}$ , onde  $\Lambda_\pi = e^{-kr_c\pi} M_{\text{Pl}}$  é da ordem da escala eletrofraca.

O primeiro modo excitado do gráviton tem massa  $m_1 = x_1 M_{\text{Pl}}/k$ . Na fenomenologia do modelo RS, em geral considera-se apenas essa primeira ressonância. A partir de agora, vamos nos referir ao primeiro modo excitado apenas como “gráviton de Randall-Sundrum”, “gráviton RS” ou, sempre que o contexto permitir, apenas “gráviton”. Em reações, denotaremos o gráviton RS como  $G^*$  e sua massa será denotada como  $M_G$ .

Em termos fenomenológicos, é interessante notar que o modelo descrito pela Eq. 4.37 apresenta a forma de uma lagrangiana efetiva, com termos adicionais suprimidos por uma escala de *cutoff*, que no caso é o coeficiente  $\Lambda_\pi$ . Além disso, notamos também que o modelo é completamente definido por apenas dois parâmetros: a massa  $M_G$  da primeira ressonância, e o valor da razão  $k/M_{\text{Pl}}$ . A partir

desses dois parâmetros, o valor do raio de compactificação  $r_c$  e o valor de  $\Lambda_\pi$  são fixados automaticamente pelas relações:

$$\Lambda_\pi = \frac{M_G}{x_1} \cdot \frac{M_{Pl}}{k} \quad (4.38)$$

$$r_c = \frac{1}{k} \ln \left( \frac{M_{Pl}}{\Lambda_\pi} \right) \quad (4.39)$$

onde  $x_1 \simeq 3.8317$  é o valor do primeiro zero não-nulo da função de Bessel de primeira ordem.

### 4.2.2 Mecanismos de Produção e Decaimento do Gráviton

A partir da lagrangiana 4.37 é possível obter as regras de Feynman para os acoplamentos do gráviton com os campos de matéria, bastando para isso calcular o tensor energia-momento  $T^{\alpha\beta}(x)$  para os diferentes tipos de campo. Lembramos aqui que a estrutura tensorial do acoplamento gráviton-matéria é essencialmente fixa; a diferença do modelo RS para o modelo ADD, por exemplo, está apenas no significado da constante de acoplamento. Assim, os resultados podem ser comparados com aqueles obtidos por Han, Lykken e Zhang [70], levando em consideração as modificações adequadas.

Vamos nos ater à produção ressonante do gráviton uma vez que estaremos interessados na observação do gráviton através do processo  $pp \rightarrow G^* \rightarrow X$  no Large Hadron Collider. Para tanto, vamos utilizar a expressão para seção de choque de produção de ressonâncias, descrita por uma função de Breit-Wigner [39]:

$$\sigma_{BW} = \frac{(2J+1)}{(2S_1+1)(2S_2+1)} \frac{4\pi}{k^2} \left[ \frac{M^2\Gamma^2}{(s^2 - M^2)^2 + M^2\Gamma^2} \right] B_{in} B_{out} \quad (4.40)$$

onde  $J$  é o spin da partícula que decai,  $S$  é o spin das partículas iniciais,  $k$  é o momento do sistema no centro de massa,  $\Gamma$  é a largura de decaimento total e  $B_{in}$  e  $B_{out}$  são as razões de ramificação da ressonância nos canais de produção e decaimento. Para o decaimento de dois corpos com massa idêntica  $m$ , definimos

$$k^2 = \frac{s(1 - 4m^2/s)}{4} \quad (4.41)$$

e levando em conta da massa e o spin do gráviton ( $J=2$ ), podemos escrever a

Eq. 4.40 como:

$$\sigma_{BW} = \frac{5}{I} \cdot \frac{16\pi M_G^2}{s(1-4m^2/s^2)} \left[ \frac{M_G^2}{(s^2 - M_G^2)^2 + M_G^2 \Gamma^2} \right] \Gamma_{in} \Gamma_{out}, \quad I = \begin{cases} 4 & (\text{férmions}), \\ 9 & (\text{bósons}). \end{cases}$$

Devemos agora calcular a largura de decaimento do gráviton nos diferentes canais,  $G^* \rightarrow q\bar{q}, \ell^+\ell^-, gg, \gamma\gamma, WW, ZZ$ , usando,

$$d\Gamma(p \rightarrow p_1 + \dots + p_n) = \frac{S}{2M} |\mathcal{M}|^2 \prod_{i=1}^n \frac{d^3 p_i}{2E_i (2\pi)^3} (2\pi)^4 \delta^4 \left( p - \sum_{i=1}^n p_i \right) S$$

onde  $S = 1/2$  (1) para duas partículas idênticas (diferentes) no estado final. No referencial de repouso do gráviton, a largura de decaimento total não depende dos ângulos, de modo que

$$\Gamma(p \rightarrow p_1 + p_2) = \frac{S}{16\pi M_G} \left( 1 - 4 \frac{m^2}{M_G^2} \right)^{1/2} |\mathcal{M}|^2.$$

onde  $m$  é a massa das partículas produzidas.

Para o caso do vértice  $f\bar{f}G^*$  a regra de Feynman é dada por [70],

$$\frac{-i\kappa}{8} [\gamma^\mu (k_1^\nu + k_2^\nu) + \gamma_\nu (k_1^\mu + k_2^\mu) - 2\eta_{\mu\nu} (k_1 + k_2 - 2m)] , \quad (4.42)$$

enquanto para  $VVG^*$  temos

$$\frac{-i\kappa}{2} [(k_1 \cdot k_2 + m^2) C_{\mu\nu,\alpha\beta} + D_{\mu\nu,\alpha\beta}] \quad (4.43)$$

onde os símbolos  $C_{\mu\nu,\alpha\beta}, D_{\mu\nu,\alpha\beta}$  são definidos, no calibre unitário, por

$$C_{\mu\nu,\alpha\beta} = \eta_{\mu\alpha}\eta_{\nu\beta} + \eta_{\mu\beta}\eta_{\nu\alpha} - \eta_{\mu\nu}\eta_{\alpha\beta} \quad (4.44)$$

$$D_{\mu\nu,\alpha\beta} = \eta_{\mu\nu}k_{1\beta}k_{2\alpha} - [\eta_{\mu\beta}k_{1\nu}k_{2\alpha} + \eta_{\mu\alpha}k_{1\beta}k_{2\nu} - \eta_{\alpha\beta}k_{1\mu}k_{2\nu} + (\mu \leftrightarrow \nu)] . \quad (4.45)$$

Finalmente, colecionamos aqui os resultados finais para a largura de decaimento do gráviton RS em par de bósons vetoriais massivos, férmions (quarks ou léptons),

glúons ou fótons.

$$\Gamma(G^* \rightarrow V\bar{V}) = \delta \frac{k^2 M_G^3}{80\pi} \left(1 - 4 \frac{m_V^2}{M_G^2}\right)^{1/2} \left[ \frac{13}{12} + \frac{14}{2} \frac{m_V^2}{M_G^2} + 4 \left(\frac{m_V^2}{M_G^2}\right)^2 \right] \quad (4.46)$$

$$\Gamma(G^* \rightarrow f\bar{f}) = N_C \frac{k^2 M_G^3}{320\pi} \left(1 - 4 \frac{m_f^2}{M_G^2}\right)^{3/2} \left(1 + \frac{8}{3} \frac{m_f^2}{M_G^2}\right) \quad (4.47)$$

$$\Gamma(G^* \rightarrow gg) = \frac{k^2 M_G^3}{20\pi} \quad (4.48)$$

$$\Gamma(G^* \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{k^2 M_G^3}{160\pi} \quad (4.49)$$

onde  $\delta = 1/2$  (1) para partículas idênticas (diferentes) e  $N_C$  é o número de cores (1 para fótons, 3 para quarks).

Os cálculos da seção de choque de partículas elementares mostrados aqui não são suficientes para termos uma visão completa da produção de grávitons RS no LHC. O acelerador na verdade realiza colisões próton-próton, e as partículas observadas são fótons, hádrons e léptons com meia vida longa o suficiente pra interagir no detector. O cálculo numérico das seções de choque de produção e decaimento do gráviton RS e a geração de eventos simulados são feitos através de códigos de computador, como PYTHIA [71] e HERWIG [72]. Em geral, o processo de simulação envolve os seguintes passos:

- Simulação do processo principal, também chamado processo duro (*hard process*). Em geral um processo duro é aquele que ocorre a altas energias, e é bem descrito em termos de partículas elementares interagindo a uma única escala de energia  $Q$ . Nessas condições, esse processo pode ser calculado e simulado com as técnicas tradicionais de teoria da perturbação, como diagramas de Feynman. Para a escolha do estado inicial, são utilizadas funções de densidade de pártons que descrevem a probabilidade de se encontrar, dentro do próton, um párton de um determinado tipo com uma fração  $x$  do momento do próton. Para as integrais necessárias ao cálculo do processo duro, são utilizadas em geral técnicas baseadas em números aleatórios, também chamadas técnicas de Monte Carlo;
- Aplicação do chuveiro de pártons. Este processo tenta representar correções de ordem superior ao subprocesso partônico. Como não é viável calcular estas correções exatamente, é feita uma aproximação onde apenas as contribuições dominantes – associadas a emissões de pártons colineares e glúons

de baixa energia – são consideradas. O resultado desta etapa é um sistema de quarks e glúons de baixa energia;

- Formação de hádrons. Uma vez que no chuveiro de hádrons a energia é dividida entre quantidades crescentes de pártons, a constante de acoplamento da QCD relativa a cada subcontribuição vai aumentando gradativamente. Eventualmente, o sistema entra em uma fase não-perturbativa, que leva a formação dos hádrons. Desse modo, na simulação do processo de hadronização são utilizados modelos como o “modelo de corda” (*string model*) e “modelo de grupo” (*cluster model*), usados no PYTHIA e no HERWIG, respectivamente;
- Descrição do evento subjacente. Em colisores de hádrons, a produção de hádrons observada não pode ser totalmente descrita por simulações de chuveiro de pártons e hadronização. Apesar disso, esta produção extra é maior do que a observada em eventos onde não ocorre um subprocesso duro (*minimum bias*). Acredita-se que este fenômeno esteja relacionado a interações entre os pártons que não participam diretamente do processo duro em questão, chamados de pártons espectadores;

Na Figura 4.4, mostramos as seções de choque de produção e decaimento do gráviton RS em colisões próton-próton a uma energia de centro de massa de 7 TeV — condições de operação do LHC em 2011 —, para diferentes canais de decaimento e diferentes valores da razão  $k/M_{\text{Pl}}$ , calculadas com o PYTHIA.

No LHC, os mecanismos de produção predominantes são  $gg \rightarrow G^*$  e  $q\bar{q} \rightarrow G^*$ , com o primeiro sendo predominante devido à relativa raridade de antiquarks dentro do próton. Para a energia de centro de massa  $\sqrt{s} = 7$  TeV em colisões próton-próton, simulações do PYTHIA predizem que aproximadamente 60% dos grávitons sejam produzidos através da fusão de glúons, enquanto o mesmo processo responde por apenas 30% da produção de grávitons em colisões próton-antipróton nas mesmas condições. Além disso, a importância do processo de fusão de glúons cresce à medida que a energia de centro de massa das colisões aumenta. Na Figura 4.5 é mostrada a fração dos processos  $gg \rightarrow G^*$  e  $q\bar{q} \rightarrow G^*$ , para diferentes valores de  $\sqrt{s}$ .

Analisando a Figura 4.4 podemos ver que o gráviton apresenta razões de ramificação em todos os pares de partícula-antipartícula do Modelo Padrão. A busca pelo sinal de dimensões extras no Large Hadron Collider consistirá então de, para cada um desses canais de decaimento, tentar observar o par de partículas correspondente e buscar por um excesso de eventos acima do que é previsto



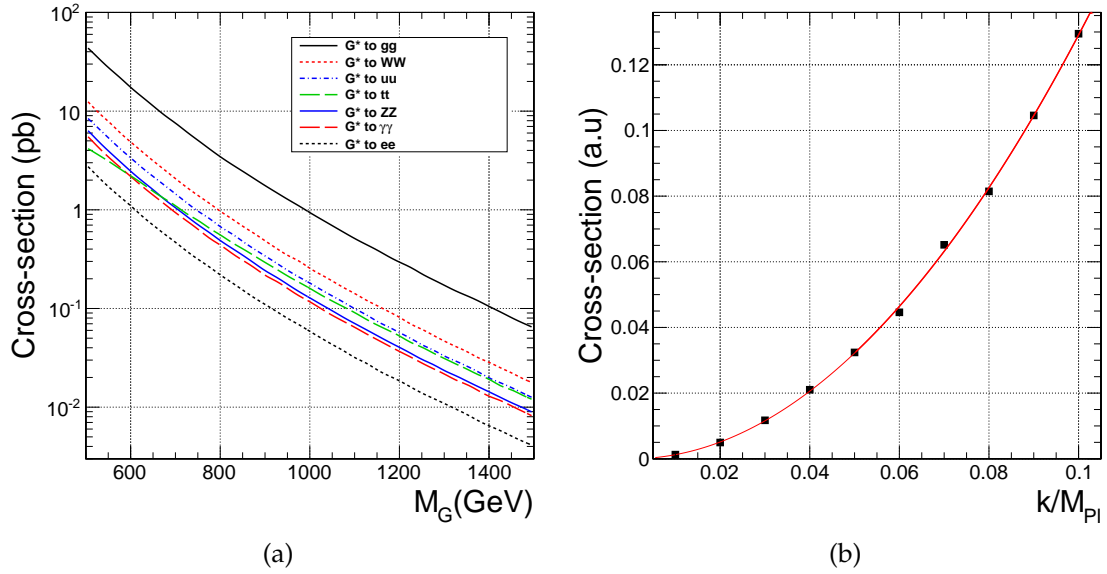


Figura 4.4: Seção de choque de produção e decaimento do gráviton RS em colisões próton-próton a energia de centro de massa de 7 TeV como (a) função da massa do gráviton  $M_G$ , para  $k/M_{Pl} = 0.1$ , em diferentes canais de decaimento e (b) como função do valor da razão  $k/M_{Pl}$ , para  $M_G = 1$  TeV.

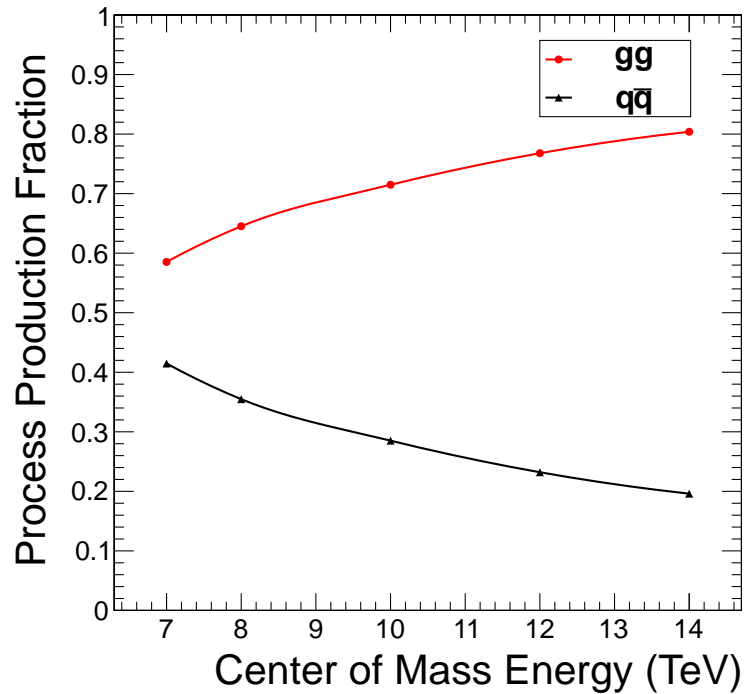


Figura 4.5: Frações dos processos  $gg \rightarrow G^*$  e  $q\bar{q} \rightarrow G^*$  na produção de grávitons RS em colisões próton-próton, como função da energia de centro de massa.

pelo Modelo Padrão. A estrutura ressonante do processo  $pp \rightarrow G^* \rightarrow X$  pode facilitar ainda mais a busca, devido aos picos característicos no espectro de massa invariante das partículas observadas. A Figura 4.6 mostra o espectro de massa invariante em colisões  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  [55].

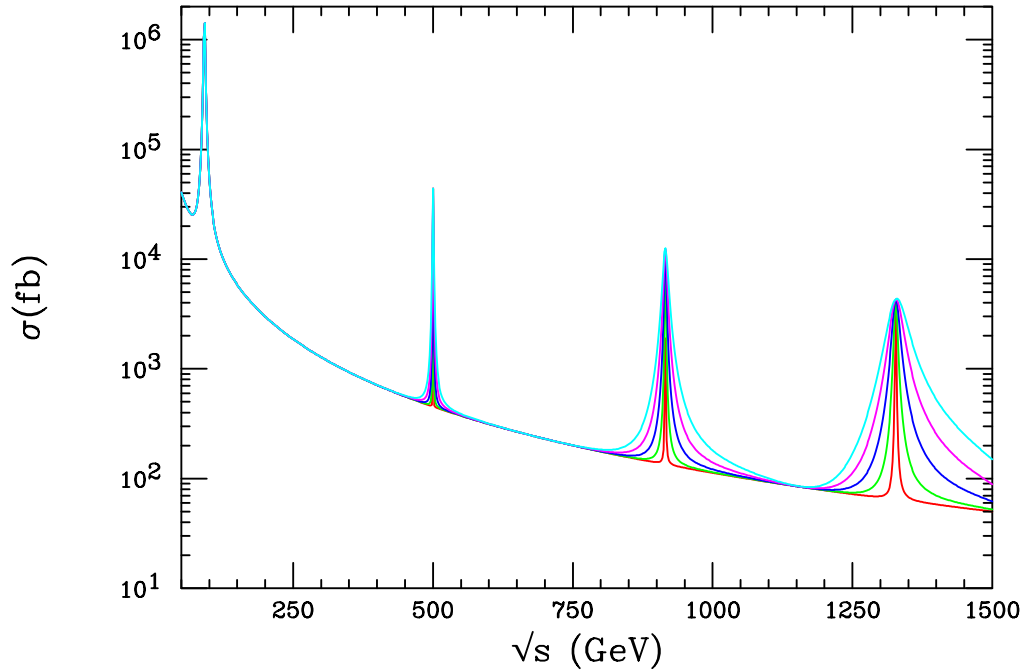


Figura 4.6: Espectro simulado de massa invariante em colisões  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ . O primeiro pico de ressonância corresponde ao bóson Z, enquanto o segundo pico corresponde ao primeiro modo de Kaluza-Klein do gráviton, com massa  $M_G = 500$  GeV. Os picos seguintes correspondem a modos KK adicionais do gráviton. As diferentes cores correspondem a diferentes valores da razão  $k/M_{\text{Pl}}$ . Figura extraída da Referência [55].

### 4.3 A Busca pelo Gráviton de Randall-Sundrum

Limites experimentais para os parâmetros do modelo RS começaram a ser impostos utilizando os dados experimentais obtidos no Run II do Tevatron. De modo geral, as buscas pelo gráviton no Tevatron concentraram-se nos estados finais com diléptons e difótons. A Colaboração DØ, em 2005, utilizou os canais  $G^* \rightarrow e^+e^-$ ,  $G^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ ,  $G^* \rightarrow \gamma\gamma$  [73] na busca do gráviton. A Colaboração CDF no mesmo ano apresenta escopo semelhante [74]. Os limites mais recentes obtidos no acelerador Tevatron foram obtidos a partir da análise de  $5,4 \text{ fb}^{-1}$  de luminosidade integrada. A Colaboração CDF analisou o canal de difótons [75] enquanto

a Colaboração DØ combinou os resultados dos canais de difótons e dielétrons [76]. Para  $k/M_{\text{Pl}} = 0.01$  (0.1), a Colaboração CDF obteve limites inferiores para a massa do gráviton RS de  $M_G = 459$  (963) GeV, com nível de confiança de 95%. A Colaboração DØ obteve, para os mesmos valores de  $k/M_{\text{Pl}}$ , limites inferiores de 560 (1050) GeV para a massa do gráviton RS, também com nível de confiança de 95%.

Devido à maior luminosidade e mais alta energia de centro de massa do LHC, os limites obtidos pelas colaborações ATLAS e CMS são em geral mais restritivos que aqueles obtidos no Tevatron. Novamente, são preferidos os canais de diléptons e difótons. A Colaboração ATLAS buscou por sinais de ressonâncias nos canais de dielétrons e dimúons com respectivas luminosidades  $1,08$  e  $1,21 \text{ fb}^{-1}$  e obteve, para o caso do modelo RS, um limite inferior para  $M_G$  de  $1,63 \text{ TeV}$ , para  $k/M_{\text{Pl}} = 0.1$  [77]. A Colaboração CMS procurou por indícios de dimensões extras no espectro de massa invariante de difótons e obteve os limites inferiores mais restritivos na massa do gráviton RS. No intervalo de valores de  $k/M_{\text{Pl}} = 0,01\text{--}0,10$ , o limite inferior para  $M_G$ , com 95% de confiança, é de  $0,86\text{--}1,84 \text{ TeV}$  [78]. Uma exceção à preferência por estados finais de diléptons e difótons é um artigo de 2008, da Colaboração CDF, onde estuda-se o canal  $G^* \rightarrow ZZ \rightarrow e^+e^-e^+e^-$  [79], mas não se consegue colocar nenhum limite significativo nos parâmetros do modelo, possivelmente devido às baixas razões de ramificação envolvidas.

É importante mencionar o limite indireto obtido através do cálculos dos efeitos de loops de  $G^*$  nos parâmetros oblíquos S e T [80]. Esse limite, de uma natureza diferente, exclui valores muito pequenos de  $k/M_{\text{Pl}}$ , complementando as buscas diretas. A Figura 4.7 resume os limites no espaço de parâmetros ( $M_G, k/M_{\text{Pl}}$ ) até o presente momento.

Em geral, estudos onde a assinatura de interesse é um único jato e energia transversal faltante concentram-se em modelos de Dimensões Extras Extensas, ao invés do modelo RS. Em linhas gerais, nessa classe de modelos o gráviton é uma partícula estável e invisível ao detector, sendo produzido em associação com um quark ou glúon no estado final. Embora o modelo subjacente seja outro, a topologia é muito semelhante à do processo  $G^* \rightarrow ZZ \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ . Buscas desse tipo estão detalhadas nas referências [81, 82]. Embora esses resultados não possam ser diretamente interpretados em termos do modelo RS, eles constituem diretrizes importantes para o trabalho desenvolvido nesta análise.

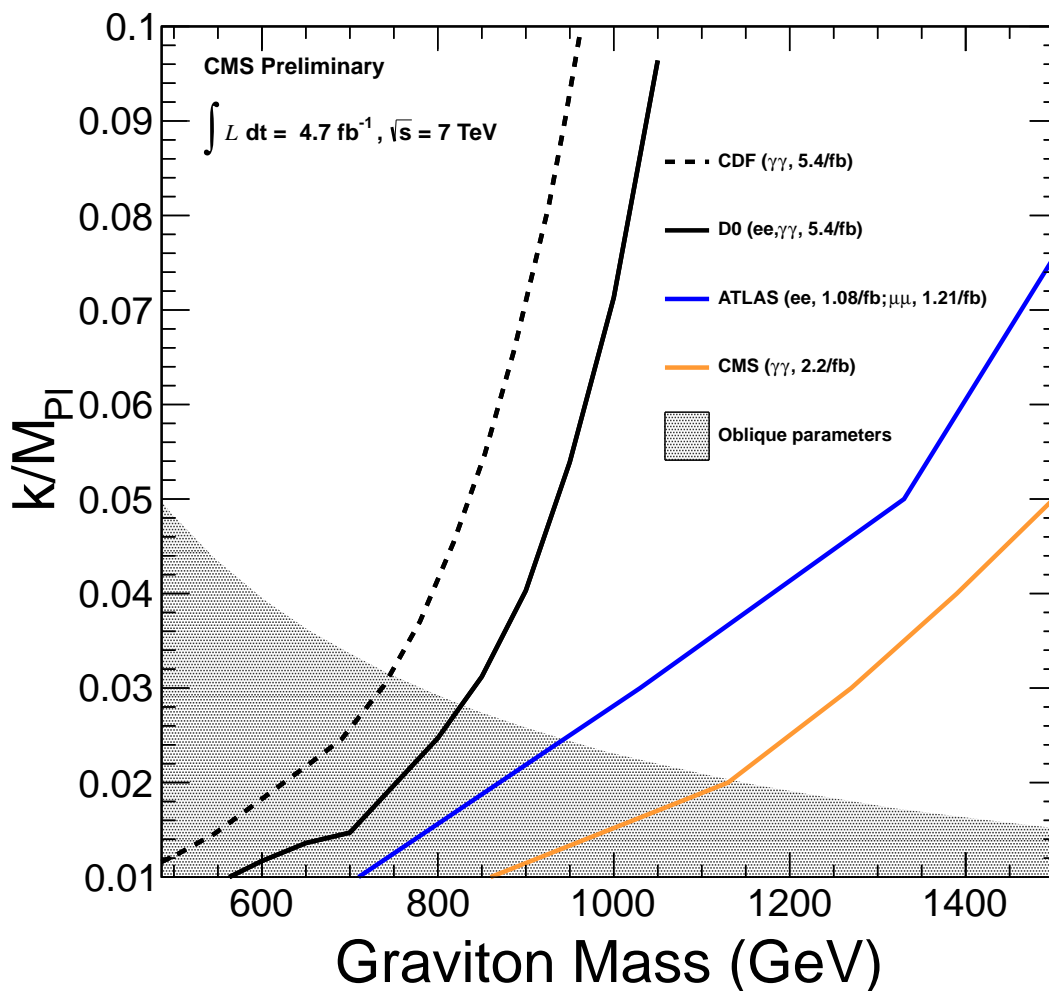


Figura 4.7: Limites no espaço de parâmetros  $(M_G, k/M_{Pl})$  do modelo RS. As regiões acima e à esquerda das curvas estão excluídas com 95% de confiança. A região hachurada corresponde à reinterpretação dos limites nos parâmetros oblíquos S e T em termos dos parâmetros do modelo RS.

# Capítulo 5

## Dimensões Extras — Estudos com Eventos Simulados

A característica principal do modelo de Randall-Sundrum é a predição da existência de uma partícula massiva, o gráviton ( $G^*$ ), que interage com todas as demais partículas do Modelo Padrão. As razões de ramificação (c.f. Figura 4.4a) favorecem principalmente o decaimento em dois glúons, seguido de  $G^* \rightarrow WW$ ,  $G^* \rightarrow ZZ$  e  $G^* \rightarrow \gamma\gamma$ . O decaimento  $G^* \rightarrow gg$  apresenta como assinatura um estado final de dois jatos balanceados de altíssima energia,  $p_T \approx M_G/2$ . Esse estado final é extremamente difícil de ser detectado e separado do fundo em um anel de colisão hadrônico, devido à alta seção de choque de processos  $2 \rightarrow 2$  da QCD, que apresentam a mesma topologia [83, 84, 85]. Em vista desses fatos, este trabalho não levará em consideração buscas onde o estado final relevante seja um par de jatos de alta energia.

Os decaimentos  $G^* \rightarrow VV$ , com  $V = W, Z$ , são muito mais promissores. A presença do bóson massivo no estado final fornece tanto um ponto de referência cinemático, na forma de uma massa invariante de aproximadamente 80 GeV ou 90 GeV, como a possibilidade da presença de léptons e/ou energia transversal faltante que venham a permitir um processo de *trigger* mais simples. O estado final contendo um par de bósons vetoriais permite considerar estados assinaturas semileptônicas, onde um bóson decai hadronicamente enquanto o outro decai leptonicamente, como por exemplo:  $G^* \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu qq'$ ,  $G^* \rightarrow ZZ \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ ,  $G^* \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\bar{\ell}q\bar{q}$ . A vantagem desses processos é o fato de que a baixa razão de ramificação do decaimento leptônico de um dos bósons vetoriais é parcialmente compensada pelo decaimento hadrônico do outro bóson.

Devido à magnitude da massa do gráviton, os bósons produzidos nos canais mencionados apresentam alta energia e, particularmente, alto momento transversal. As partículas provenientes do decaimento dos bósons compartilham esse alto  $p_T$ , apresentando portanto pequena abertura  $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$ , no espaço  $\eta - \phi$ ,

entre as mesmas. Dependendo da natureza do par de partículas, isso leva a eventos com as seguintes características:

- Decaimento  $Z \rightarrow e^+e^-$ : a proximidade entre os elétrons pode gerar um único chuveiro eletromagnético no ECAL. Numa ocorrência desse tipo, a razão  $E/p$ , utilizada para a seleção de elétrons reais em detrimento de ruído no calorímetro, tornar-se-ia muito diferente de 1 (o valor esperado para um elétron verdadeiro), e esse sinal seria classificado como espúrio. Desse modo, a reconstrução de um bóson  $Z$  é muito difícil neste canal, razão pela qual ele não será considerado neste trabalho;
- Decaimento  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ : na ausência de bremsstrahlung significativo do múon, a única dificuldade prevista seria a reconstrução de dois traços muito próximos. O Sistema de Traços do CMS apresenta pixels de 0,15 mm a uma distância aproximada de 15 cm do ponto de interação, o que subentende um ângulo de  $\approx 0,002$  rad. Desse modo, espera-se que a reconstrução de traços próximos não represente uma dificuldade intransponível;
- Decaimento  $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ : a proximidade entre os taus poderia levar a uma dificuldade na identificação dos mesmos, se utilizada uma estratégia direta de busca dos decaimentos *1-prong* e *3-prong*. Dessa maneira, este canal não será considerado neste trabalho;
- Decaimento  $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ : neste caso, a proximidade entre os neutrinos leva a uma maior magnitude da energia transversal faltante. Não somente isso facilita o processo de *trigger*, como torna a  $\cancel{E}_T$  uma aproximação bem razoável para o momento transversal do bóson  $Z$ ;
- Decaimento  $W/Z \rightarrow qq'$ : analogamente ao caso do decaimento em dielétrons, os chuveiros partônicos dos dois quarks se sobrepõem, e aparecem no HCAL como um único jato hadrônico. Ao contrário do caso  $Z \rightarrow e^+e^-$ , essa sobreposição é útil para a análise, pois torna o jato dotado de uma subestrutura [86, 87] que pode permitir sua distinção de jatos hadrônicos provindos de QCD. Além disso, a distribuição da massa invariante do jato sobreposto apresenta um pico próximo à massa nominal do bóson vetorial em questão, como será visto na Seção 5.3.

Os decaimentos leptônicos do bóson  $W$  não são alterados de maneira significativa por um alto valor de momento transversal. Dessa forma, em vista do exposto acima,

as assinaturas mais interessantes para a busca do gráviton de Randall-Sundrum são: estado final de um jato e  $\cancel{E}_T$ , estado final de um jato e dimúon e estado final de um jato,  $\cancel{E}_T$  e dimúon. Neste estudo, consideraremos apenas o estado final de um jato hadrônico massivo e  $\cancel{E}_T$ , proveniente da reação  $G^* \rightarrow ZZ \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ .

As razões de ramificação do gráviton estão detalhadas na Tabela 5.1. Levando em conta a razão de ramificação para os decaimentos  $Z \rightarrow q\bar{q}$  e  $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ , vemos que a razão de ramificação total para o processo  $G^* \rightarrow ZZ \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$  é de aproximadamente 1,4%, comparável, portanto, à do processo  $G^* \rightarrow \ell\ell$  que é aproximadamente 2% [88].

Tabela 5.1: Razões de ramificação do gráviton para  $M_G = 1$  TeV.

Canal	Razão de Ramificação
$G^* \rightarrow$ hádrons	68,5%
$G^* \rightarrow WW$	9,1%
$G^* \rightarrow ZZ$	4,5%
$G^* \rightarrow \gamma\gamma$	4,1%
$G^* \rightarrow \ell^+\ell^-$	2,0%
$G^* \rightarrow HH$	0,3%

Em princípio a busca pelo gráviton RS através dessa reação é tão viável quanto a análise do canal de diléptons, fornecendo uma alternativa independente para a busca dessa partícula. Além disso, de um ponto de vista fenomenológico, é interessante tomar o modelo RS como um protótipo para uma classe de modelos onde uma nova partícula extremamente massiva se acopla ao dibóson ZZ. Embora os resultados obtidos neste estudo serão interpretados em termos dos parâmetros do modelo RS, também forneceremos os resultados de uma forma independentes de modelo, *i.e.* impondo limites nos valores da seção de choque multiplicada pela razão de ramificação que poderiam advir de um modelo genérico de Física Além do Modelo Padrão.

## 5.1 Amostras Simuladas de Sinal e Fundo

Vamos examinar os principais processos do Modelo Padrão que poderiam levar à mesma assinatura do processo descrito acima. Esses processos seriam:

- QCD: a princípio, processos  $2 \rightarrow 2$ , com quarks e glúons no estado final, não apresentam energia transversal faltante real apreciável. Entretanto, devido às limitações instrumentais inerentes à detecção, é possível que sejam reconstruídos objetos fictícios no detector, como jatos, léptons, e principalmente  $\cancel{E}_T$ .

Esse fato, em conjunto com a magnitude da seção de choque dos processos de QCD (dezenas de microbarns), faz com que estes devam ser considerados na lista de processos de fundo;

- $W$  + jatos: nestes processos, o decaimento leptônico do  $W$  dá origem à assinatura de interesse (jato +  $\cancel{E}_T$ ) no caso em que o lépton originário do  $W$  não seja observado ou não seja reconstruído corretamente. Uma outra possibilidade relevante é o caso onde o lépton é um tau, falsificando um jato através do seu decaimento hadrônico;
- $Z$  + jatos (com  $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ ): este é um fundo irreduzível para nossa busca, e deverá ser devidamente modelado e estimado;
- $t\bar{t}$  + jatos: estes processos contribuem para o fundo do mesmo modo que aqueles do tipo  $W$  + jatos, mas com uma maior multiplicidade de jatos devido a presença de quarks  $b$  no estado final e a possíveis decaimentos hadrônicos do bóson  $W$ ;
- Pares de bóson vetoriais: processos envolvendo  $W W$ ,  $W Z$ ,  $Z Z$  também contribuem para o fundo de maneira análoga àqueles do tipo  $W$  + jatos, mas com uma seção de choque ainda menor que  $t\bar{t}$ . Note-se que o processo  $ZZ \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$  também é um fundo irreduzível à nossa busca.

Para estudar em detalhe as características dos eventos de sinal e fundo, foram utilizadas amostras de dados simulados correspondentes a eventos de ambas as categorias. Todas as amostras de dados simulados utilizadas nesta análise foram produzidas centralmente pela Colaboração CMS na Campanha de Monte Carlo do Verão 2011.<sup>1</sup>

Embora diferentes geradores tenham sido utilizados para a simulação das interações duras dos diferentes processos de sinal e fundo, as outras etapas de simulação são comuns a todos os casos. Para o tratamento e desenvolvimento dos eventos partônicos, foi utilizado o programa PYTHIA[71] versão 6.420. Foram utilizados os parâmetros de chuva de pártons, hadronização e evento subjacente padronizados para a Colaboração CMS, conhecidos como “ajuste Z2” [89]. A detecção e digitalização dos eventos pelo hardware do CMS foi simulada através do pacote GEANT4[32], e os sinais digitalizados foram reconstruídos pela CMSSW Framework, em completa analogia com o processo seguido com os dados reais.

<sup>1</sup>Foram utilizados os conjuntos de dados da série Summer11-PU\_S4\_START42\_v11.



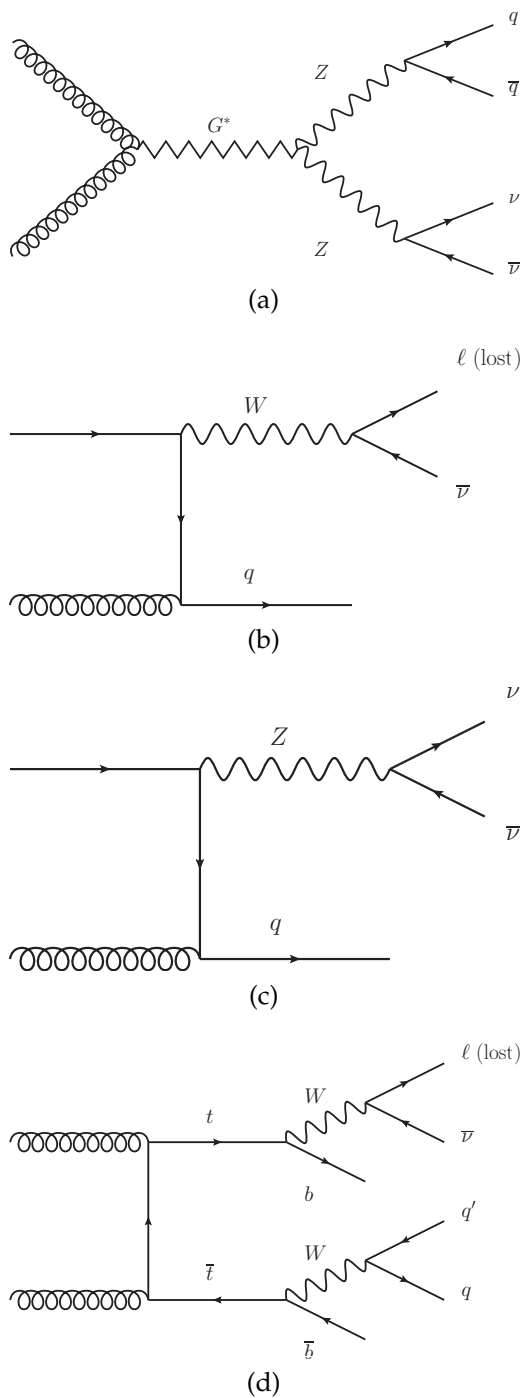


Figura 5.1: Diagramas de Feynman (a) para o sinal de interesse,  $G^* \rightarrow ZZ \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ , e para três fundos do Modelo Padrão: (b)  $W$  + jatos (com a perda do lépton) (c)  $Z$  + jatos (com o  $Z$  decaindo de forma invisível) (d)  $t\bar{t}$  (com a perda do lépton).

Uma característica dos dados tomados pelo LHC durante o ano de 2011 foi o alto índice de empilhamento (*pile-up*) observado. Embora a luminosidade instantânea máxima atingida pelo acelerador tenha sido apenas de  $3,54 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  (aproximadamente 30% da projetada), a divisão dos feixes em *bunches* separados por 50 ns gerou eventos com até dezenas de interações próton-próton simultâneas. Para que os conjuntos de dados simulados representem de fato as observações realizadas pelo detector, eventos simulados de *minimum bias* foram sobrepostos aos eventos nominais, representando a ocorrência de empilhamento. Um procedimento de rebalanceamento é feito para que a distribuição do número de eventos de empilhamento nos dados simulados seja a mesma que nos dados reais observados.

Todas as amostras de sinal utilizadas nesta análise representam a produção e decaimento do gráviton RS através do processo  $pp \rightarrow G^* \rightarrow ZZ \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ , a uma energia de centro de massa de 7 TeV, e foram também produzidas pelo PYTHIA 6.420.

Tabela 5.2: Amostras simuladas de processos de sinal utilizando o PYTHIA. Todas as amostras apresentam  $k/M_{\text{Pl}} = 0,05$  e diferentes valores para a massa do gráviton  $M_G$ .

Conjunto de Dados	N. de Eventos	$M_G$
/RSGravitonToZZToNuNuJJ_M-750_7TeV-pythia6	56035	750 GeV
/RSGravitonToZZToNuNuJJ_M-1000_7TeV-pythia6	53718	1000 GeV
/RSGravitonToZZToNuNuJJ_M-1250_7TeV-pythia6	54563	1250 GeV
/RSGravitonToZZToNuNuJJ_kMpl-005_M-1500-pythia6	55052	1500 GeV
/RSGravitonToZZToNuNuJJ_kMpl-005_M-1750-pythia6	54376	1750 GeV
/RSGravitonToZZToNuNuJJ_kMpl-005_M-2000-pythia6	55855	2000 GeV

A Tabela 5.2 mostra os conjuntos de dados simulados de sinal utilizados nesta análise. Além dessas amostras, trabalhamos também com um conjunto de dados com o gerador HERWIG++[72], versão 2.4.2, com a massa do gráviton  $M_G = 1000 \text{ GeV}$  e o parâmetro  $\Lambda_\pi = 5.22 \text{ TeV}$  (equivalente a  $k/M_{\text{Pl}} = 0,05$  para esse valor de  $M_G$ ). Este conjunto de dados é usado primariamente para conferência e validação das amostras oficiais criadas com o gerador PYTHIA.

As amostras de processos de fundo simulados utilizadas nesta análise foram produzidas pelos geradores de eventos de Monte Carlo PYTHIA, versão 6.420, e MADGRAPH[90], versão 5.1.1.0. A Tabela 5.3 mostra os conjuntos de dados simulados de fundo utilizados nesta análise.

Tabela 5.3: Amostras de eventos simulados de fundo. Os primeiros 5 processos foram simulados utilizando o MADGRAPH enquanto para os três últimos foi usado o PYTHIA.

Conjunto de Dados	N. de Eventos	Lumi. Equivalente
/QCD_TuneZ2_HT-500To1000_7TeV-madgraph	14,4 M	2,5 fb <sup>-1</sup>
/QCD_TuneZ2_HT-1000_7TeV-madgraph	6,3 M	51 fb <sup>-1</sup>
/WJetsToLNu_PtW-100_TuneZ2_7TeV-madgraph	8,0 M	38 fb <sup>-1</sup>
/ZJetsToNuNu_200_HT_inf_7TeV-madgraph	3,1 M	93 fb <sup>-1</sup>
/TTJets_TuneZ2_7TeV-madgraph-tauola	3,7 M	39 fb <sup>-1</sup>
/WW_TuneZ2_7TeV_pythia6_tauola	4,2 M	150 fb <sup>-1</sup>
/WZ_TuneZ2_7TeV_pythia6_tauola	4,3 M	410 fb <sup>-1</sup>
/ZZ_TuneZ2_7TeV_pythia6_tauola	4,2 M	980 fb <sup>-1</sup>

## 5.2 Descrição dos Objetos Físicos

Nesta análise, tanto os dados registrados pelo detector CMS como os obtidos a partir de simulação são reconstruídos através da chamada *Particle Flow Reconstruction* [91, 92, 93]. O objetivo do Particle Flow é fornecer uma lista única de partículas reconstruídas, que podem fóton, hádron carregado, hádron neutro, múon ou elétron. Esta lista única é dividida em sublists que são utilizadas como entrada para cálculos subsequentes no decorrer da análise. Nós usamos as ferramentas *Physics Analysis Tools* (PAT)[94] para consolidar os objetos reconstruídos em estruturas de alto nível e organizar a análise. Esta organização permite obter uma visão global do evento, permitindo sua classificação unívoca em uma determinada categoria: evento de jato único +  $E_T$ , evento de dimúons, etc. O algoritmo de classificação das partículas é:

1. Calcule  $E_T$  a partir de todas as partículas reconstruídas (`particleFlow`);
2. Crie a lista de partículas vindas de outros vértices do evento (`pfPileUp`);
3. Remova a lista `pfPileUp` da lista `particleFlow`. A lista resultante é chamada `pfNoPileup`;
4. Encontre, na lista `pfNoPileup`, os múons isolados e provindos do vértice primário do evento. Crie a lista `pfIsolatedMuons` com eles;
5. Remova a lista `pfIsolatedMuons` da lista `pfNoPileup`. A lista resultante é chamada `pfNoMuon`;

6. Encontre, na lista `pfNoMuon`, os elétrons isolados e provindos do vértice primário do evento. Crie a lista `pfIsolatedElectrons` com eles;
7. Remova a lista `pfIsolatedElectrons` da lista `pfNoMuon`. A lista resultante é chamada `pfNoElectrons`;
8. A lista `pfNoElectrons` é utilizada como entrada de um algoritmo de jatos. A lista de jatos resultante é chamada `pfJets`;
9. Remova quaisquer partículas associadas a um jato de `pfNoElectrons`. A lista resultante é `pfNoJet`.
10. Verifique, na lista `pfJets`, a compatibilidade dos jatos com a probabilidade de serem taus que decaíram hadronicamente. A lista de jatos que apresentam compatibilidade acima de um dado limiar é chamada `pfTaus`;
11. Remova a lista `pfTaus` da lista `pfJets`. A lista resultante é a `pfNoTaus`.

As listas `pfIsolatedMuons`, `pfIsolatedElectrons`, `pfTaus`, `pfNoTaus` representam então os conjuntos de múons, elétrons, taus e jatos hadrônicos do evento. O uso do PAT permite que todos os objetos de alto nível apresentem referências aos constituintes básicos: elétrons apresentam referências aos *superclusters* e aos traços correspondentes, múons apresentam referências aos *hits* no Sistema de Múons, etc. As etapas de identificação delineadas acima serão detalhadas a seguir.

### 5.2.1 Reconstrução de Léptons

Para a reconstrução e seleção de léptons (múons e elétrons) isolados, utilizamos o procedimento padronizado de Particle Flow. Múons são reconstruídos no Sistema de Múons e no Tracker, enquanto elétrons são reconstruídos no ECAL e no Tracker. Múons são selecionados através da exigência de compatibilidade com um vértice primário, através das distâncias transversal ( $d_0$ ) e longitudinal ( $dz$ ) de máxima aproximação do feixe ( $d_0 < 0,2$  cm,  $dz < 0,5$  cm), e de uma seleção mínima no momento transversal ( $p_T > 20$  GeV) e  $\alpha_{\text{iso}} < 0,15$ , onde  $\alpha_{\text{iso}}$  é a variável de isolamento definida por

$$\alpha_{\text{iso}} = \frac{1}{p_T} \cdot \left( \sum_{\text{h. neut.}}^{\Delta R < 0,3} p_T^i + \sum_{\text{h.. carr.}}^{\Delta R < 0,3} p_T^i + \sum_{\text{fótons}}^{\Delta R < 0,3} p_T^i \right)$$

com as somas são feitas em um cone  $\Delta R < 0,3$  ao redor do lépton, sobre partículas identificadas pelo algoritmo de Particle Flow como hádrons neutros, carregados

ou fótons. O múon é considerado isolado se  $\alpha_{\text{iso}} < 0,15$ . Elétrons são selecionados a partir da lista de partículas que não são múons isolados, e através das mesmas exigências impostas para o múon, além da exigência da presença de um traço GSF (*Gaussian Sum Filter*). Os critérios de identificação `eidLooseMC` e `globalMuonPromptTight`, de elétron [95] e múon [96], são utilizados para garantir que os objetos reconstruídos selecionados tenham uma alta probabilidade (> 90%) de serem múons e elétrons reais.

## 5.2.2 Reconstrução de Jatos

Nesta análise usamos jatos criados utilizando o algoritmo anti- $k_T$  [97] com parâmetro de tamanho  $R = 0,7$ . O algoritmo anti- $k_T$  pertence à nova geração de algoritmos de agrupamento de jatos, apresentando segurança infravermelha e colinear, *i.e.*, o número de jatos formados pelo algoritmo é inalterado na presença de partículas de baixíssima energia e/ou colineares às partículas “duras” criadas na colisão. Outra característica positiva do algoritmo é o fato de que os jatos formados apresentam fronteiras resilientes à presença de radiação suave de QCD. Algoritmos anteriores, como  $k_T$  [98, 99] e Cambridge-Aachen[100], formam jatos cujas fronteiras são deformadas de acordo com a distribuição de partículas de baixa energia presentes devido à radiação de QCD. De um ponto de vista fenomenológico, a estabilidade da multiplicidade de jatos fornecida pelo algoritmo anti- $k_T$  é uma característica importante, o que motivou o seu uso para o agrupamento de jatos nesta análise.

O parâmetro de tamanho foi escolhido para maximizar o desempenho da reconstrução do bóson massivo: um parâmetro de tamanho maior tende a colecionar muita energia dispersa ao redor do jato, enquanto um menor tende a deixar uma fração da energia do jato escapar. Em geral, o algoritmo anti- $k_T$  é utilizado com parâmetros de tamanho entre 0,4 a 0,7; da Figura 5.2 podemos ver a variação do pico da massa invariante do jato principal do evento com a dimensão do jato. Na Colaboração CMS, o algoritmo anti- $k_T$  com dimensões  $R = 0,5$  e  $0,7$  é oficialmente aprovado; como a escolha  $R = 0,7$  revela-se suficientemente boa, optamos por essa configuração.

Como entrada para o algoritmo de jato, nós usamos a lista de partículas que não são consideradas múons ou elétrons isolados. Como uma etapa adicional, os jatos são testados para a chamada discriminação de taus, *i.e.*, a probabilidade daquele jato representar um tau que decaiu hadronicamente. Esse teste é feito

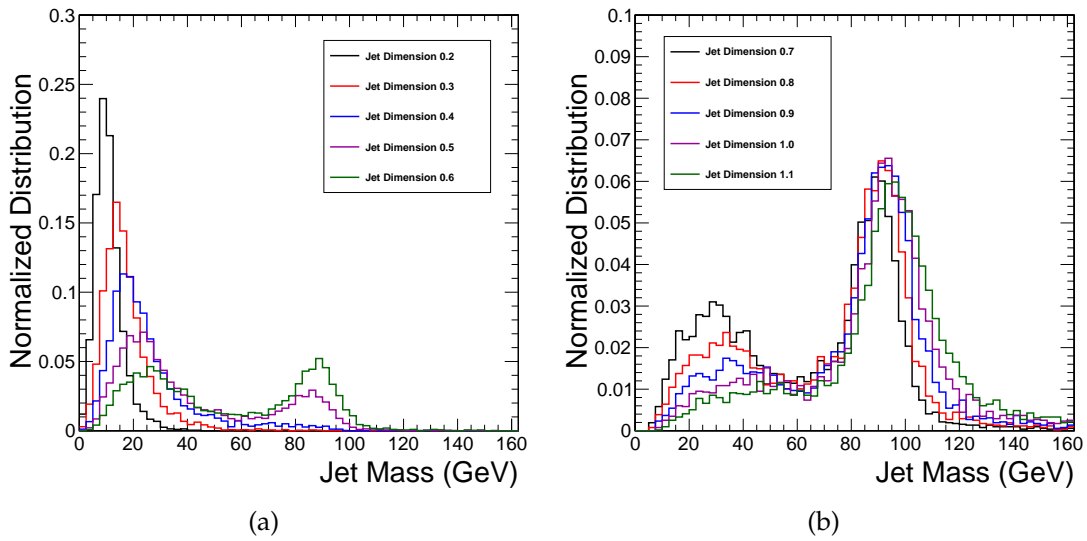


Figura 5.2: Variação da distribuição de massa invariante do jato principal do evento para (a) dimensões do jato de 0,2 a 0,6 (b) dimensões do jato de 0,7 a 1,1. As distribuições estão normalizadas a área unitária.

através do algoritmo do cone minguante [91]. Jatos identificados como taus são removidos da lista de jatos. Para os propósitos da multiplicidade de jatos, são contados apenas jatos com  $p_T > 30$  GeV.

Uma etapa importante desta análise é a chamada “correção dos jatos”. É um fato experimental que os jatos hadrônicos observados no detector apresentam diferenças de energia em relação ao que seria esperado caso a detecção e reconstrução fossem perfeitas [101, 102, 103]. Essas diferenças tem origem em imperfeições da reconstrução, não-linearidades da calibração do detector e efeitos de empilhamento, entre outros fatores. Foram desenvolvidas técnicas de correção que reescalonam as energias dos jatos reconstruídos de acordo com suas características cinemáticas.

Se  $E_j$  é a energia do jato observado no detector, e  $E_j^0$  é a energia do mesmo jato caso as partículas fossem observadas perfeitamente, então

$$E_j = C(j) \cdot E_j^0$$

onde  $C(j)$  encapsula todos os efeitos de detector, para aquele jato e evento específicos. Uma vez que o detector é essencialmente imutável, esses efeitos podem ser atribuídas apenas às características do jato. Uma postura que pode ser tomada então é considerar o fator  $C(j)$  como sendo aproximadamente o produto de fatores

independentes, relacionados a diferentes características do jato e do evento:

$$C(j) \approx C_1(\text{PU}) \cdot C_2(\eta) \cdot C_3(p_T) \cdot C_4(\text{EMF}) \cdot C_5(\text{sabor}) \cdot C_7(\text{hadron})$$

No experimento CMS, aplicamos fatores de correção aos jatos reconstruídos para compensar esses efeitos. Os fatores são denominados L1 a L7, de acordo com o efeito que se tem como objetivo corrigir. As correções relativas aos fatores  $C_2$  e  $C_3$  (correções L2 e L3) são obrigatórias para análises oficiais; as outras correções não são obrigatórias e não são especialmente relevantes para nossa análise, podendo ser desconsideradas. Desse modo, os jatos utilizados nesta análise têm suas energias corrigidas de acordo com,<sup>2</sup>

$$E_j^{cor} = L3 [L2(\eta) \cdot L1(\rho) \cdot p_T] \cdot L2(\eta) \cdot L1(\rho) \cdot E_j$$

onde as correções L1 são relativas aos efeitos de interações de empilhamento, e as correções L2 e L3 são relativas às diferenças na resposta do detector de acordo com o  $p_T$  e  $\eta$  do jato (correções L2 e L3). Uma terceira correção (correção residual) é aplicada para levar em conta as diferenças entre dados simulados e dados reais. Os jatos totalmente corrigidos são então os objetos finais utilizados na análise. A Figura 5.3 mostra os efeitos das correções dos jatos.

### 5.2.3 Reconstrução da Energia Transversal Faltante

A energia transversal faltante  $\cancel{E}_T$  pode ser construída a partir de qualquer conjunto de objetos  $i$  que tem um vetor momento associado, como torres calorimétricas ou objetos de PF. O vetor energia transversal faltante  $\vec{\cancel{E}}_T$  para um conjunto de objetos com momento  $\vec{p}_i$  e dada por

$$\vec{\cancel{E}}_T = - \sum_i \vec{p}_i \quad , \quad \cancel{E}_T = \sqrt{\cancel{E}_{Tx}^2 + \cancel{E}_{Ty}^2} ,$$

onde  $\cancel{E}_{Tx}$  e  $\cancel{E}_{Ty}$  são as componentes da  $\vec{\cancel{E}}_T$  ao longo dos eixos x e y no sistema de coordenadas do CMS. Nesta análise, para manter a consistência com o uso de jatos criados a partir de objetos de Particle Flow, escolhemos utilizar a  $\cancel{E}_T$  construída a partir de objetos de Particle Flow (PFMET)[104].

<sup>2</sup>Note-se que essas correções são sequenciais e não-comutativas. As correções L1 e L2 modificam o valor do momento transversal do jato, que é um parâmetro de entrada para a correção L3.

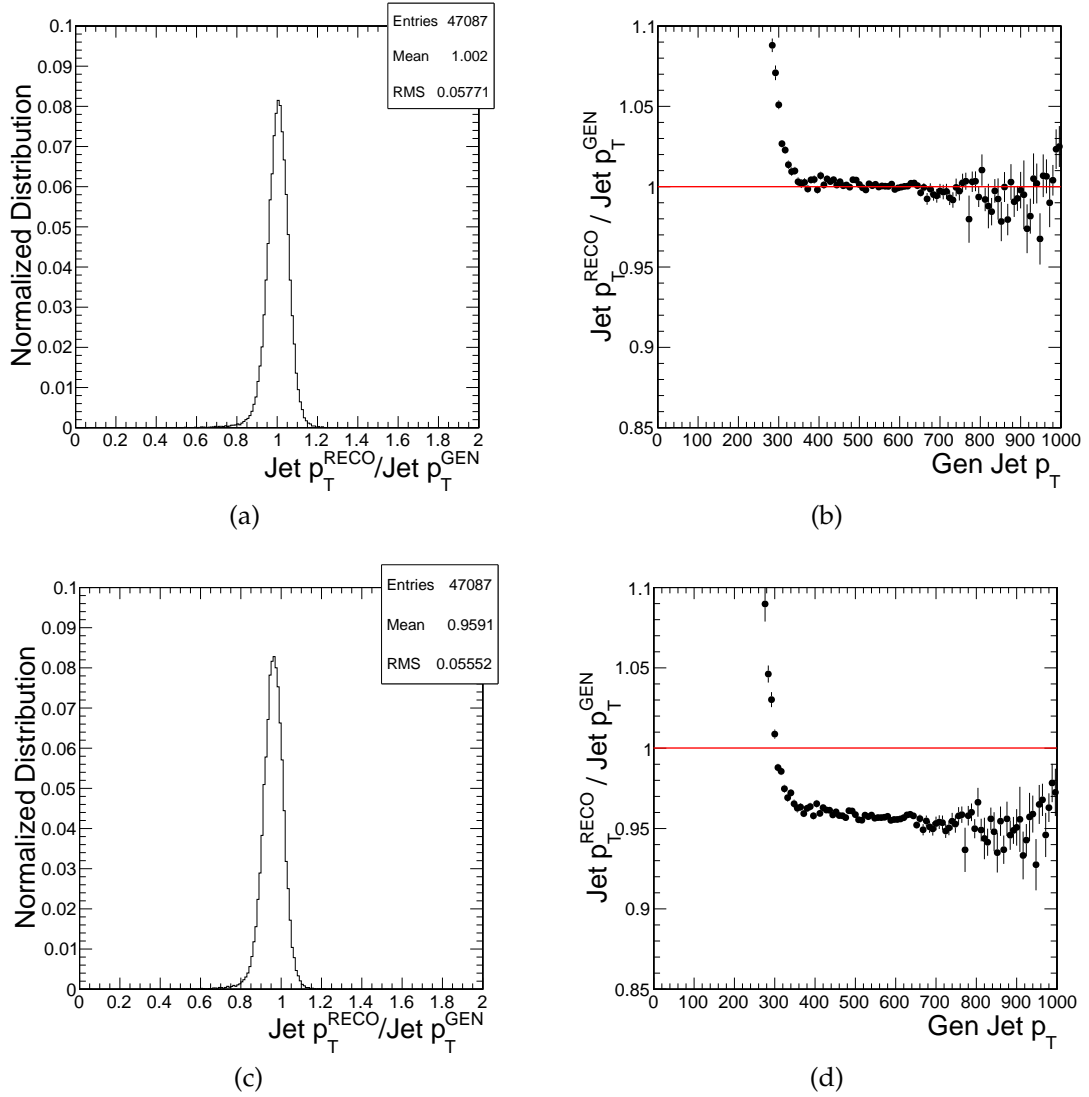


Figura 5.3: Distribuições da razão entre o  $p_T$  reconstruído e o  $p_T$  original (a nível de gerador), para o jato principal do evento, em amostras de sinal com  $M_G = 1250$  GeV. (a) Distribuição integrada, para jatos corrigidos. (b) Distribuição como função do  $p_T$  original do jato principal, para jatos corrigidos. (c) Distribuição integrada, para jatos sem correção. (d) Distribuição como função do  $p_T$  original do jato principal, para jatos sem correção.



### 5.3 Caracterização do Sinal

As amostras de sinal produzidas com os geradores PYTHIA e HERWIG++, para  $M_G = 1$  TeV e  $k/M_{\text{Pl}} = 0,05$ , foram validadas a nível de gerador. Consideramos as seguintes quantidades:

- Variáveis cinemáticas ( $p_T, \eta, m$ ) do jato principal do evento, a nível de gerador, criado com o algoritmo SIScone [105], com parâmetro de tamanho  $R = 0,7$ . Jatos a nível de gerador são criados a partir a lista final de partículas produzida pelo gerador de Monte Carlo (com exceção de neutrinos), fornecida como entrada a um algoritmo de agrupamento de jatos. O jato principal é o jato com maior momento transversal;
- Energia transversal faltante a nível de gerador (genMET). Esta é calculada como a soma vetorial negativa dos momentos das partículas constantes na lista definida no item anterior<sup>3</sup>.

As distribuições dessas variáveis são comparadas para a amostra gerada com HERWIG++ e a amostra equivalente gerada com PYTHIA. O objetivo é estabelecer a robustez da assinatura esperada (jato hadrônico massivo +  $\cancel{E}_T$ ). As distribuições são mostradas sobrepostas na Figura 5.4. Em linhas gerais, a mesma figura emerge para ambos conjuntos de eventos. Na Figura 5.4a, observamos que sempre há uma grande quantidade de energia transversal faltante no evento, devido ao decaimento invisível de um dos dois bósons Z. A distribuição mostra uma borda próxima da marca de 500 GeV, correspondente ao limite cinemático do bóson Z invisível carregando um momento transversal de metade da massa do gráviton; nessa situação, os neutrinos estão praticamente alinhados com o momento do bóson. Na Figura 5.4b, verifica-se que distribuição de  $p_T$  do jato principal apresenta uma estrutura semelhante. Na Figura 5.4c, podemos ver que o jato principal do evento é predominantemente central.

O aspecto mais interessante do evento, entretanto, é o fato de que o jato principal apresenta sempre uma massa invariante não-nula, com uma estrutura pronunciada ao redor da marca de 90 GeV, como pode ser visto na Figura 5.4d. Esse fenômeno ocorre, como já mencionado, devido à sobreposição dos produtos hadrônicos de cada quark descendente do bóson Z em um único jato hadrônico. Esse jato então torna-se um objeto que representa bem o bóson Z original, da

<sup>3</sup>Uma descrição mais geral do procedimento de cálculo da energia transversal faltante está feita na Seção 5.2

mesma maneira que um sistema de diléptons (embora com muito menos precisão). É importante compreender sob que condições esse fenômeno de sobreposição ocorre.

A conclusão principal obtida da Figura 5.4 é que, embora haja diferenças quantitativas entre ambos geradores, os aspectos qualitativos de um evento de sinal são os mesmos: a presença de um jato hadrônico único, energético e massivo, e uma energia transversal faltante de grande magnitude. As diferenças quantitativas observadas são devidas às diferenças naturais entre os geradores: diferentes algoritmos de chuva de pártons, diferentes modelos de hadronização, diferentes tratamentos para o spin do gráviton. É encorajador notar, entretanto, que a assinatura essencial da qual esta análise depende é relativamente independente dessas diferenças.

Para compreender melhor as características do sinal, foram analisadas as correlações entre algumas quantidades de interesse nas amostras produzidas com o gerador PYTHIA:

- Correlação  $\Delta R(d_1, d_2) \times p_T^Z$ , onde  $d_1$  e  $d_2$  são os produtos de decaimento do bóson Z e  $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$  é a distância no espaço  $\eta - \phi$  entre dois objetos;
- Correlação  $\Delta R(\text{jet}_1, Z) \times p_T^Z$ , onde  $\text{jet}_1$  é o jato principal do evento e o bóson Z considerado é aquele mais próximo a ele;
- Correlação  $\Delta p_T(\text{jet}_1, Z) \times p_T^Z$ , onde  $\Delta p_T$  é o módulo da diferença entre os momentos transversais de dois objetos;
- Correlação  $M_j \times p_T^Z$ , onde  $M_j$  é a massa invariante do jato principal.

Essas correlações estão mostradas na Figura 5.5. Através da Figura 5.5a nós podemos ver que os produtos de decaimento do bóson Z estão próximos no espaço  $\eta - \phi$  quando o bóson Z tem alto  $p_T$  ( $\geq 200$  GeV). Para o bóson Z visível, isto implica que, após o chuva partônico e a hadronização, as partículas estáveis são reconstruídas como um único jato. As características cinemáticas deste jato tornam-se então uma boa aproximação para as características cinemáticas do bóson Z, como pode ser visto nas Figuras 5.5b e 5.5c. A Figura 5.5d, mostra que a proximidade dos produtos de decaimento é o fator preponderante na aparição de um jato massivo.

Considerações similares são feitas para o caso  $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ . Portanto, concluímos que o alto  $p_T$  do bóson Z, oriundo da alta magnitude da massa do gráviton  $M_G$ ,

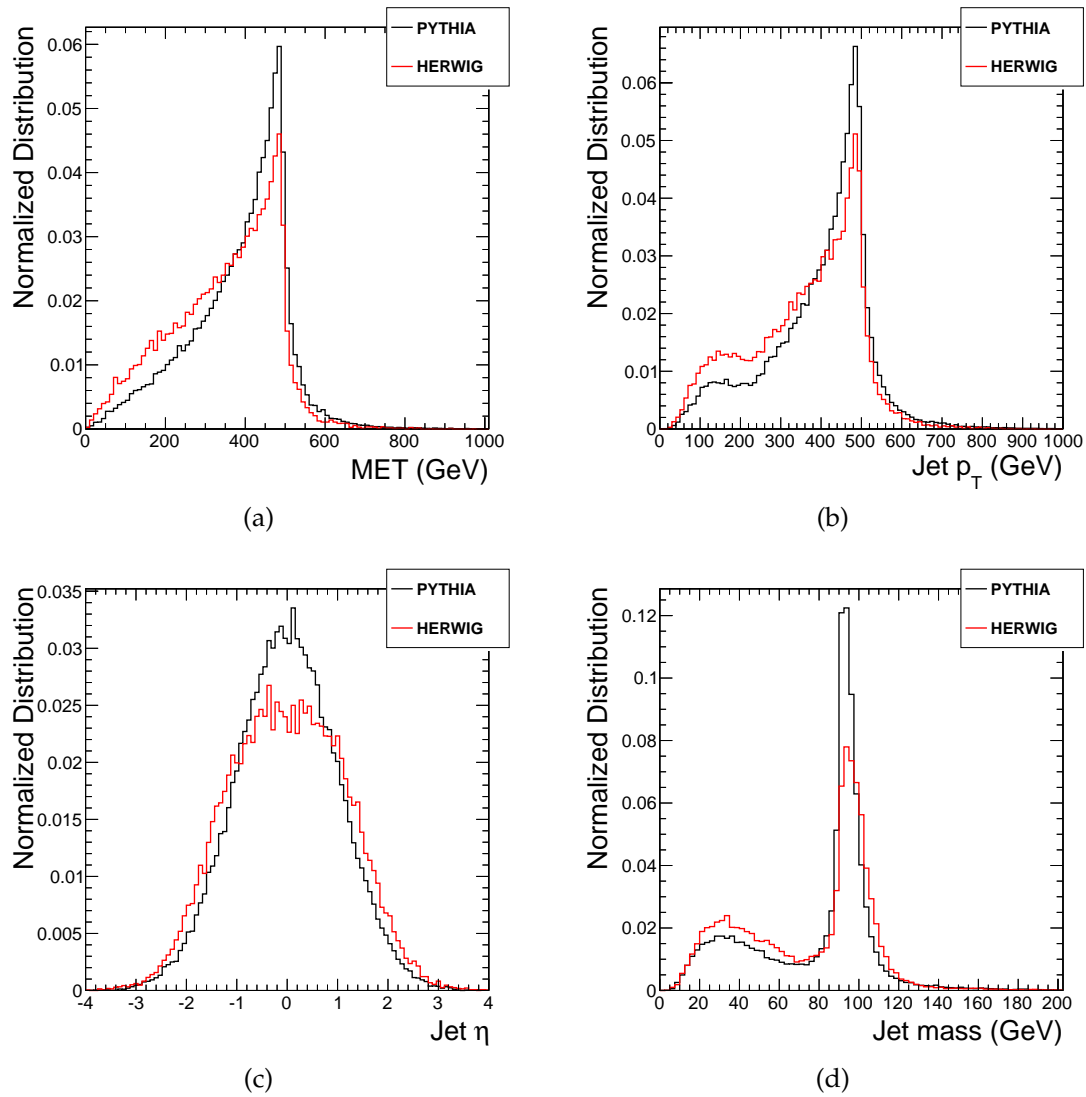


Figura 5.4: Distribuições características dos eventos criados com geradores PYTHIA (curvas pretas) e HERWIG++ (curvas vermelhas), for (a) energia transversal faltante; (b) momento transverso do jato principal; (c) pseudo-rapidez do jato principal; (d) massa invariante do jato principal. As distribuições estão normalizadas a área unitária.

dá origem às características singulares da assinatura considerada.

A assinatura de jato único +  $\cancel{E}_T$  sugere a análise de uma outra quantidade. Introduzimos a *Massa Transversal Jato- $\cancel{E}_T$*  ( $M_T^G$ ), definida como

$$M_T^G = \sqrt{2 p_T^{\text{jet}} \cancel{E}_T [1 - \cos \Delta\phi(\text{jet}, \cancel{E}_T)]} . \quad (5.1)$$

A quantidade  $M_T^G$  é similar à massa transversal construída para a identificação de eventos onde bósons W decaem leptonicamente [106], e encapsula a distância angular azimutal entre o jato principal e a energia transversal faltante. Nosso objetivo com a introdução da quantidade  $M_T^G$  é que ela se revele uma variável útil para a seleção de eventos de sinal. Nas Figuras 5.6a a 5.6d, mostramos o momento transversal e a massa do jato principal do evento, a energia transversal faltante e massa transversal jato- $\cancel{E}_T$  para três amostras de sinal diferentes.

Todas as amostras, que diferem apenas pelo valor da massa do gráviton (750, 1000 e 1250 GeV), mostram um conjunto consistente de características:

- O jato principal do evento é sempre um jato massivo, altamente energético;
- Existe sempre uma grande quantidade de energia transversal faltante no evento;
- As distribuições de  $p_T$  do jato principal e da energia transversal faltante  $\cancel{E}_T$  apresentam bordas cinemáticas na marca de  $M_G/2$ ;
- A distribuição de  $M_T^G$  apresenta uma borda cinemática Jacobiana na marca de  $M_G$ . Isto está relacionado ao fato de que o gráviton é produzido aproximadamente em repouso no plano transversal e seus produtos de decaimento são criados diametralmente opostos nesse plano.

Note-se que, quanto menor o valor da massa do gráviton, menos pronunciadas são essas características: tanto a distribuição do  $p_T$  do jato principal (Figura 5.6a) como de sua massa (Figura 5.6b) mostram um aumento nas regiões mais baixas da variável, quando consideramos massas menores do gráviton. Assim, concluímos pela Figura 5.6 que essas quatro variáveis em conjunto permitem uma boa caracterização do sinal, para diferentes valores da massa do gráviton.

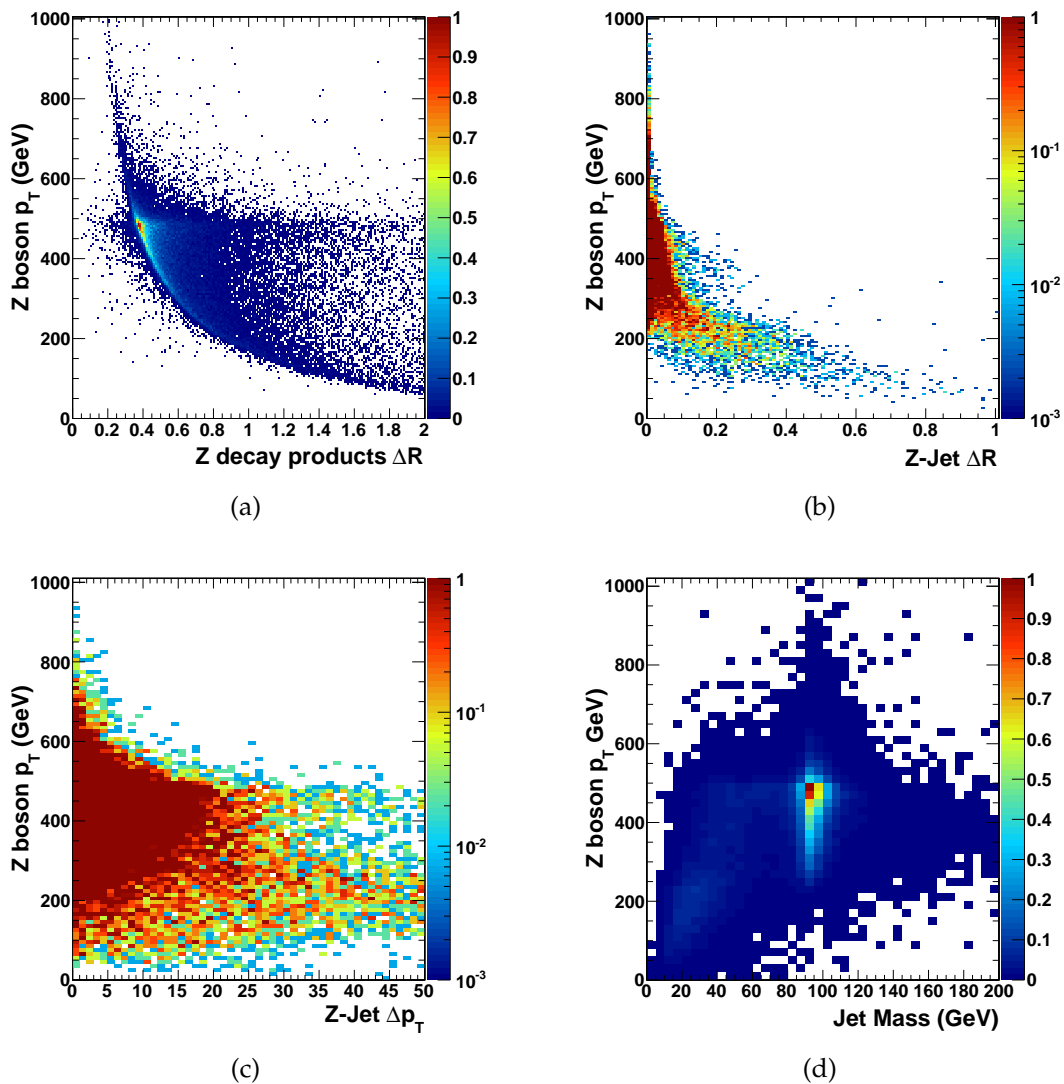


Figura 5.5: Correlação entre o  $p_T$  do bóson Z e (a)  $\Delta R$  entre os dois produtos de decaimento do bóson Z (b)  $\Delta R$  entre o jato principal e o bóson Z (c)  $\Delta p_T$  entre o jato principal e o bóson Z (d) massa do jato principal.

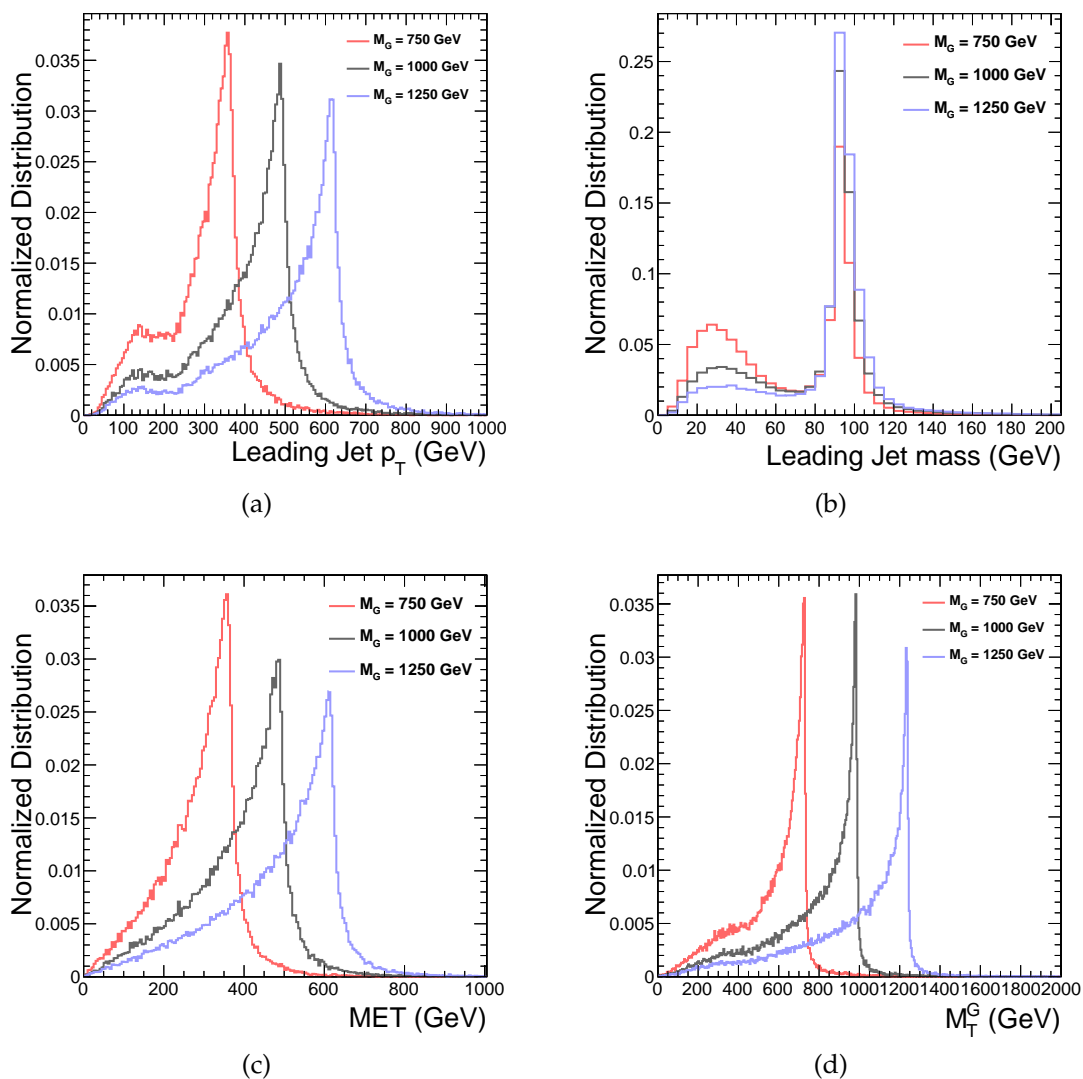


Figura 5.6: Comparação das características cinemáticas do evento a nível de gerador, para diferentes valores de  $M_G$ : (a)  $p_T$  do jato principal; (b) massa do jato principal; (c) energia transversal faltante  $\cancel{E}_T$ ; (d) massa transversal jato- $\cancel{E}_T$   $M_T^G$ . Distribuições normalizadas a área unitária.

## 5.4 Caracterização do Fundo

Para caracterizar o fundo de Modelo Padrão da busca, é interessante observar as variáveis descritas na Seção 5.3 após a simulação dos efeitos do detector. É útil também verificar que as características do sinal descritas anteriormente ainda estão presentes após esse procedimento. Nas Figuras 5.8a a 5.8d, comparamos as distribuições de um conjunto de variáveis entre as amostras de fundo e sinal previamente citadas. Essas são as variáveis que nós identificamos como mais eficazes para diferenciar eventos de sinal e fundo:

- momento transversal  $p_T$  do jato principal do evento;
- energia transversa faltante  $\cancel{E}_T$  do evento;
- número de jatos no evento com  $p_T > 30$  GeV;
- distancia azimutal  $\Delta\phi$  entre o jatos principal e secundário do evento;
- massa invariante  $M_j$  do jato principal do evento;
- massa transversa jato- $\cancel{E}_T$   $M_T^G$  do evento.

Da Figura 5.8 podemos ver que o caminho para selecionar eventos de sinal em detrimento do fundo é enfatizar a assinatura de jato único, energético e massivo, com alta energia transversa faltante. Da Figura 5.8a, distribuição de  $p_T$  do jato principal, vemos que, para as amostras de  $W + \text{jatos}$  e  $Z + \text{jatos}$ , 90% da distribuição de eventos se concentra abaixo das marcas de 70 e 120 GeV, respectivamente; do mesmo modo, 99% da distribuição se concentra abaixo das marcas de 140 e 230 GeV, respectivamente. Para efeito de comparação, nas amostras de sinal de 1000, 1250 e 1500 GeV, temos respectivamente 87%, 92% e 95% da distribuição concentrada após a marca de 230 GeV. Isso demonstra a viabilidade de uma seleção baseada em limiares cinemáticos para esta análise. Considerações semelhantes valem para as distribuições de  $\cancel{E}_T$ ,  $M_j$  e  $M_T^G$ , nas Figuras 5.8b, 5.8e e 5.8f.

Um possível guia para a otimização dos limiares de seleção é o cálculo da razão das eficiências de seleção  $\epsilon_{sig}/\epsilon_{bkg}$  entre sinal e fundo, para cada uma das variáveis consideradas. Por outro lado, devido às características cinemáticas do sinal, para limiares muito altos a eficiência de seleção do sinal cai bruscamente. A Figura 5.7 mostra esse fenômeno: para um limiar de seleção  $M_T^G > 850$  GeV a razão  $\epsilon_{sig}/\epsilon_{bkg}$  começa a cair rapidamente, refletindo a perda de eventos de sinal. O limiar de seleção ótimo depende da massa  $M_G$  do gráviton; como nosso objetivo é a observação do gráviton RS, caso ele exista, optamos por ser conservadores e manter os limiares mais baixos possíveis. Naturalmente, efeitos derivados da presença do *trigger* impõem limites mínimos aos valores escolhidos dos limiares.

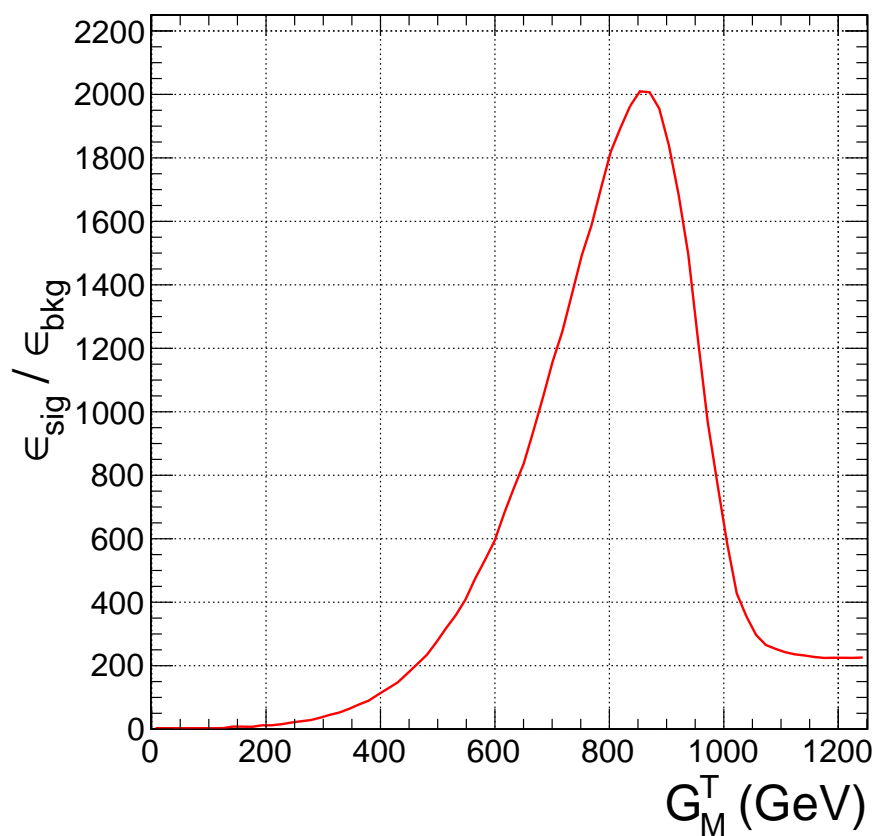


Figura 5.7: Razão das eficiências de seleção  $\epsilon_{sig} / \epsilon_{bkg}$ , para o sinal de massa  $M_G = 1000$  GeV e o fundo de Z + jatos, em função do valor do limiar de seleção na variável  $M_T^G$ .



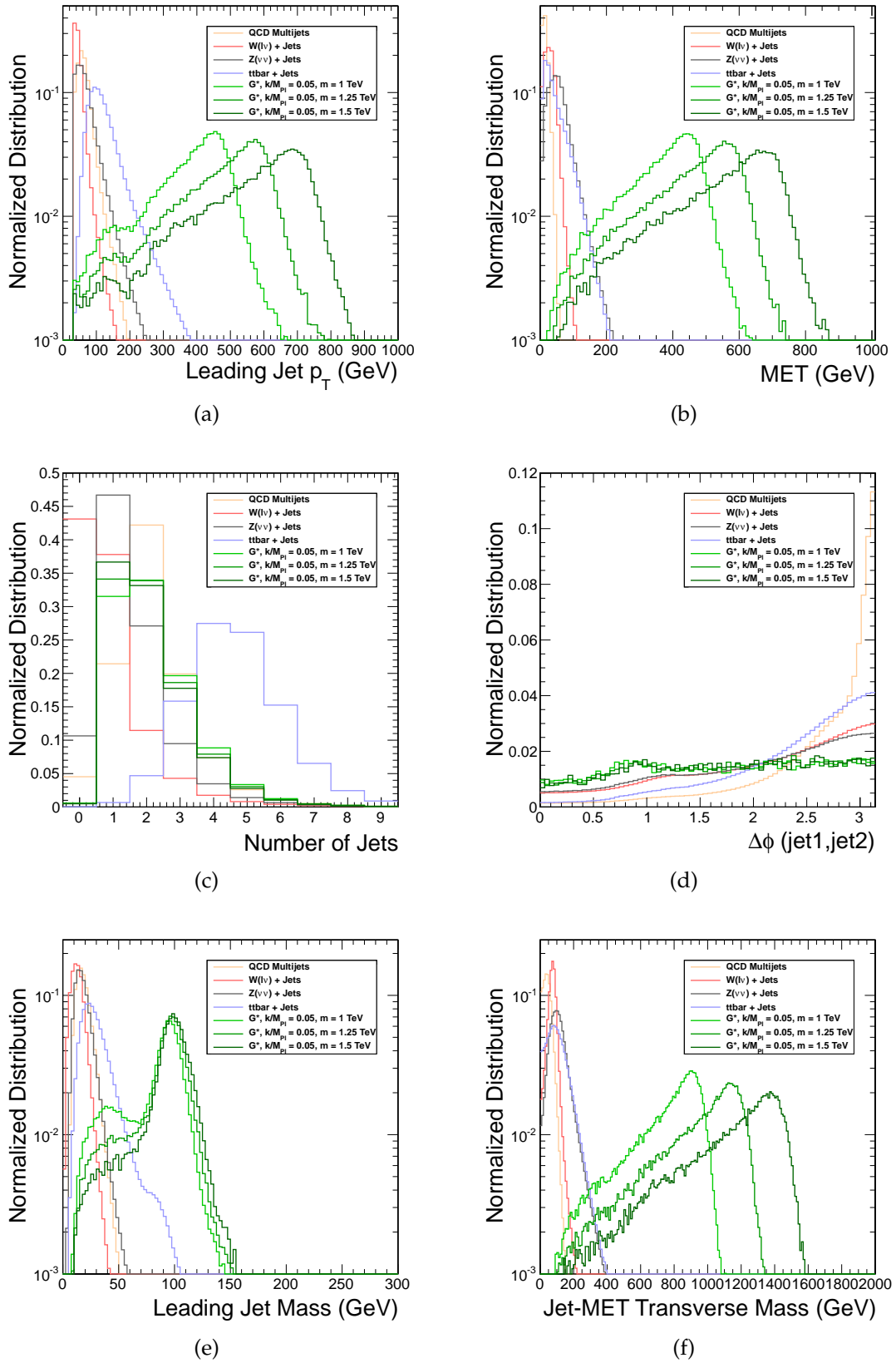


Figura 5.8: Comparação entre as amostras de sinal ( $M_G = 1000, 1250$  e  $1500$  GeV) e as amostras de fundo de Modelo Padrão para (a)  $p_T$  do jato principal; (b)  $\cancel{E}_T$ ; (c) número de jatos no evento; (d) distância azimutal  $\Delta\phi$  entre os jatos principal e secundário do evento; (e) massa  $M_j$  do jato principal; (f) massa transversa jato- $\cancel{E}_T$  do evento. Distribuições normalizadas a área unitária.

# Capítulo 6

## Dimensões Extras — Análise dos Dados do CMS

### 6.1 Descrição dos Dados Utilizados

Durante o ano de 2011, o Large Hadron Collider forneceu ao experimento CMS uma luminosidade integrada de  $5,7 \text{ fb}^{-1}$  em colisões próton-próton a uma energia de centro de massa de 7 TeV [107]. Dessas colisões, foram gravados em mídia permanente dados equivalentes a uma luminosidade integrada de  $5,2 \text{ fb}^{-1}$  [108]. De acordo com o modelo de aquisição de dados do LHC, os dados foram separados em diferentes conjuntos de acordo com o *trigger* ativado pelo evento durante a colisão, chamados *Primary Datasets (PD)* (Conjuntos Primários de Dados). Por exemplo, os eventos que ativam um *trigger* de energia transversal faltante são direcionados aos PD's do tipo MET.

Para nossa análise, consideramos apenas os dados tomados durante as melhores condições de operação do experimento, *i.e.*, com condições estáveis dos feixes de prótons, colisões ocorrendo no ponto de interação e com todos os subdetectores do CMS funcionando corretamente. Essas séries de colisões são codificadas no chamado “arquivo JSON dourado”, e compõem uma luminosidade integrada total de  $4,7 \text{ fb}^{-1}$ . Os dados tomados durante 2011 são divididos em duas eras principais: Run2011A e Run2011B. O Run2011A é por sua vez subdividido em períodos de tempo que chamamos “5E32”, “1E33” e “2E33”, aproximadamente correspondentes à luminosidade instantânea atingida pelo LHC durante esses períodos. Certos subconjuntos dos dados tomados durante o Run2011A foram submetidos a um segundo processo de reconstrução. Desse modo, a reconstrução final dos dados do Run2011A é um amálgama de diferentes conjuntos de dados do CMS. A Tabela 6.1 resume toda a informação sobre os dados utilizados para este estudo.

Tabela 6.1: Resumo dos conjuntos de dados tomados durante 2011 pelo experimento CMS.

Era	PD	Séries de Colisões	$\int \mathcal{L}$ (pb <sup>-1</sup> )	Versão Inicial do <i>trigger</i>
5E32	/METBTag/Run2011A-May10ReReco	160431 – 163869	215,54	/5e32/v4.2/HLT/V6
1E33	/MET/Run2011A-PromptReco-v4	165088 – 167151	929,75	/1e33/v1.3/HLT/V2
2E33	/MET/Run2011A-05Aug2011-v1	170249 – 172619	367,70	/2e33/v1.1/HLT/V1
2E33	/MET/Run2011A-PromptReco-v6	172620 – 173664	642,25	/2e33/v1.2/HLT/V7
Run2011A	Total	160431 – 173664	2155	N/A
Run2011B	/MET/Run2011A-PromptReco-v1	175860 – 180252	2507	/3e33/v2.1/HLT/V1
Run2011	Total	160431 – 180252	4663	N/A

## 6.2 Estudo do Trigger

A operação de *trigger* é, por construção, a única operação irreversível do experimento. A partir do momento em que os algoritmos de seleção declaram que os dados reconstruídos daquela colisão não são interessantes, os mesmos são descartados de maneira irrevogável. Desse modo, é extremamente importante que o funcionamento do *trigger* seja bem compreendido e que exista um alto grau de certeza de que os eventos provenientes do processo considerado extraíam uma resposta positiva dos algoritmos de seleção.

Tendo em vista a assinatura do processo  $G^* \rightarrow ZZ \rightarrow q\bar{q}v\bar{v}$ , jato hadrônico + energia transversal faltante, a escolha natural seria escolher um *trigger* baseado apenas na energia transversal faltante. A justificativa para essa escolha é simples: dada a irreversibilidade dessa seleção inicial, é prudente escolher uma seleção o mais ampla possível, para permitir possíveis modificações posteriores. Por outro lado, certos *triggers* apresentam uma taxa de aceitação de eventos alta demais, e a inclusão irrestrita dos eventos selecionados por eles levaria a uma taxa de aquisição superior ao limite estabelecido de 100 Hz. Esses *trigger* são então pré-escalonados, *i.e.*, tem sua taxa de aquisição reduzida artificialmente por um fator constante. Naturalmente, o uso de *triggers* pré-escalonados não se presta a uma busca por eventos originários de Física Além do Modelo Padrão. A abordagem correta então é escolher os *triggers* de limiares mais baixos possíveis, mas que ainda não foram submetidos a um processo de pré-escalonamento<sup>1</sup>. Foram selecionados eventos que atendem a seleção de *trigger* como descrita na Tabela 6.2, que requer a presença de energia transversal faltante e de um jato hadrônico central, ambos de alta magnitude.

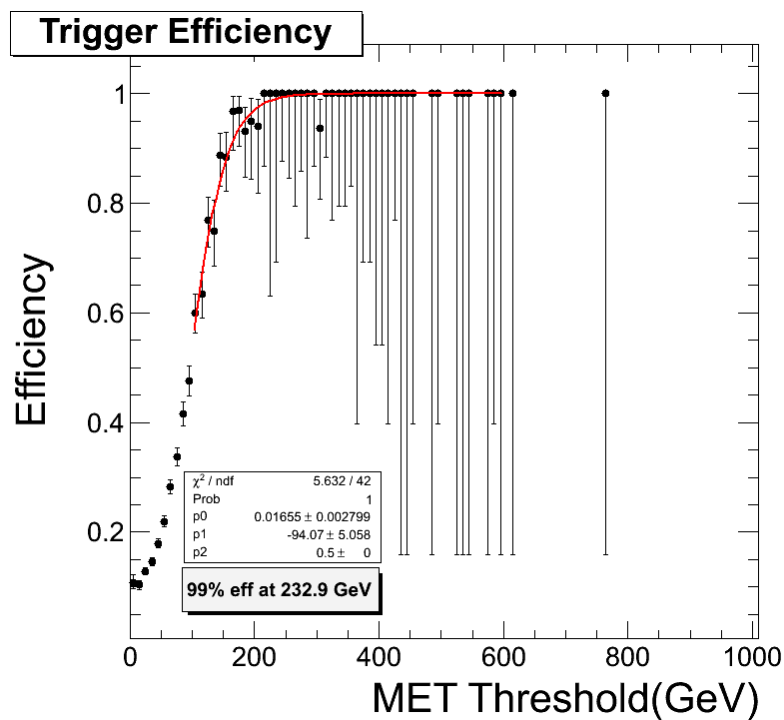
<sup>1</sup>Devido ao aumento da luminosidade instantânea do LHC em 2011, o conjunto de *triggers* submetidos a pré-escalonamento foi mudando ao longo do tempo.

Tabela 6.2: Seleção de *trigger* para cada período de tomada de dados.

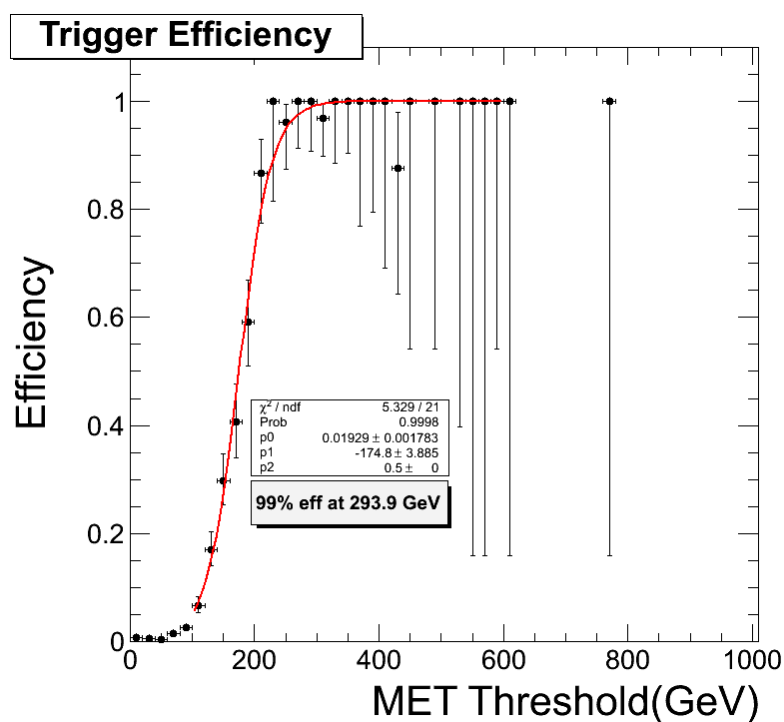
Era	Palavra de <i>trigger</i>
Run2011A	HLT_CentralJet80_MET100_v*
	OU HLT_CentralJet80_MET160_v*
Run2011B	HLT_CentralJet80_MET100_v* OU
	HLT_CentralJet80_MET110_v* OU
	HLT_CentralJet80_MET160_v*

Na Figura 6.1, mostramos as curvas de eficiência correspondentes aos *triggers* HLT\_CentralJet80\_MET100 e HLT\_CentralJet80\_MET160. Essas curvas foram produzidas dividindo-se o histograma da variável de interesse na presença do *trigger* (histograma “selecionado”) que se deseja estudar pelo histograma da mesma variável na ausência do *trigger* (histograma “total”); o resultado é o gráfico da eficiência daquele *trigger* para cada valor da variável de interesse. O objetivo das curvas de eficiência é detectar o patamar de eficiência máxima, *i.e.*, o limiar mínimo que deve ser aplicado àquela variável durante a seleção de eventos para garantir que o número de eventos que teriam sido aceitos pela seleção, mas foram perdidos pelo *trigger*, seja mínimo. Note-se que o uso de dados simulados na formação dessas curvas de ativação poderia levar a imprecisões devidas ao uso de um *trigger* simulado ao invés do real. Desse modo, optamos por utilizar dados reais para as curvas de eficiência, tomados com um *trigger* de base, de limiares mais baixos. Note-se que neste caso a eficiência do *trigger* é medida em relação ao *trigger* de base. Da Figura 6.1, podemos ver que um limiar de  $E_T > 300$  GeV garante uma eficiência de *trigger*  $\epsilon > 99\%$  para ambos os *triggers* estudados.

Por outro lado, para a medida absoluta da eficiência do *trigger* em eventos de sinal, é necessário o uso de dados simulados. A Figura 6.2 mostra a eficiência absoluta de seleção do *trigger* em função da massa  $M_G$  do gráviton, para os *triggers* HLT\_CentralJet80\_MET100 e HLT\_CentralJet80\_MET160. A eficiência é sempre acima de 90%, aumentando com o valor da massa do gráviton, como esperado. Os eventos de sinal que não passam pela seleção do *trigger* são justamente aqueles que não tem altos valores de  $E_T$  real, e seriam portanto descartados em uma seleção posterior.



(a)



(b)

Figura 6.1: Curvas de ativação do *trigger*, medidas a partir de eventos reais do conjunto de dados /METBTag/Run2011A-May10ReReco, para os triggers HLT\_CentralJet80\_MET100 (superior) and HLT\_CentralJet80\_MET160 (inferior). A lentidão da ativação é devida ao fato de que os limiares *online* são aplicados em  $\cancel{E}_T$  construída a partir de torres calorimétricas (CaloMET), enquanto a  $\cancel{E}_T$  mostrada nos gráficos é construída a partir de objetos de Particle Flow (PFMET).

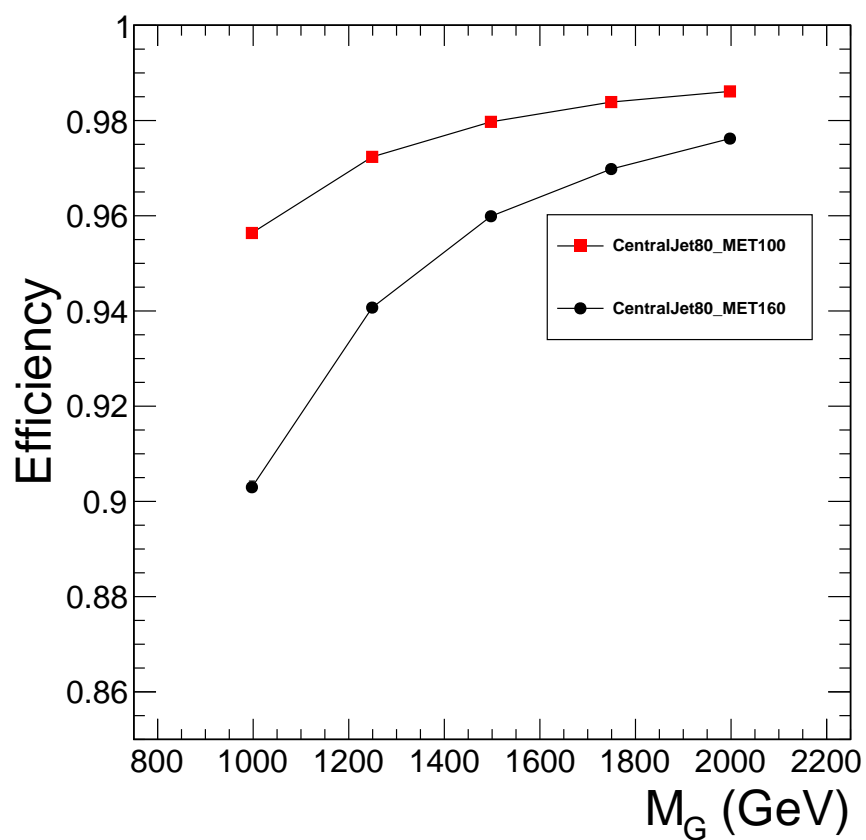


Figura 6.2: Eficiência absoluta de seleção do *trigger* para os *triggers* HLT\_CentralJet80\_MET100 e HLT\_CentralJet80\_MET160.

### 6.3 Análise — Limpeza e Seleção Prévia

Eventos observados pelo detector CMS são gravados de maneira permanente quando o conjunto dos *trigger* classifica o evento como interessante. Além de eventos originários das colisões próton-próton que ocorrem no centro do detector, o *trigger* pode ser ativado por fenômenos de outras natureza, tais como:

- passagem de um raio cósmico pelo detector [109, 110];
- interações espúrias do feixe do LHC, dando origem a partículas que não vem da região nominal de interação [111];
- sinais espúrios devidos a mau funcionamento do hardware.

Eventos originários desses tipos de fenômeno são o primeiro fundo a ser eliminado da análise. O objetivo é filtrar a partir da amostra de eventos gravados apenas aqueles com alta probabilidade de serem originários de uma colisão dura próton-próton. Com esse fim, requisitamos que ao menos um bom vértice primário tenha sido reconstruído. Vértices primários são objetos reconstruídos a partir da coleção de traços que representam a posição estimada, juntamente com o erro, de uma determinada colisão próton-próton. Na Colaboração CMS, utilizamos um algoritmo adaptativo [112] para a reconstrução dos vértices. Para garantir que um evento seja de fato proveniente de uma colisão próton-próton, fazemos a exigência de que ele contenha pelo menos um bom vértice primário.

O padrão atual da Colaboração CMS para um bom vértice primário é [113]:

- Vértice verdadeiro, isto é, propriamente obtido de um conjunto de traços. Eventos onde não foi possível reconstruir um vértice verdadeiro em geral apresentam um chamado “vértice falso”, correspondente ao centroide da região de interação medida para aquela série de colisões.
- Número de graus de liberdade maior do que 4. O número de graus de liberdade de um vértice é dado por  $n_{\text{dof}} = 2 \sum_{i=1}^{n_{\text{Tracks}}} w_i - 3$ , onde  $w_i$  é o peso do  $i$ -ésimo traço. Traços bem reconstruídos tem peso aproximadamente igual a 1, então este requerimento é aproximadamente equivalente a exigir a presença de um número entre três e quatro traços bem reconstruídos.
- Distância longitudinal do vértice reconstruído ao centro geométrico do detector seja menor que 24 cm.

- Distância transversal do vértice reconstruído ao centro geométrico do detector seja menor que 2 cm. Este requisito, em conjunto com o anterior, garante que o vértice reconstruído seja de fato proveniente do cruzamento do grupos de prótons considerado.

Outro procedimento de limpeza utilizado na análise é a mitigação do ruído calorimétrico anômalo [114] através do uso do filtro `HBHENoiseFilter`. Este ruído é devido a problemas na instrumentação dos fotodiodos híbridos (HPDs) e das caixas de leitura (RBXs). Em geral, a presença de ruído anômalo é indicada através da presença de uma RBX com uma das seguintes características:

- Pulso eletrônico mal formado. A energia total medida nos três *time slices* (25 ns) que mais contribuem para a energia depositada é comparada com a energia medida nos três *time slices* imediatamente seguintes. Valores muito altos ( $> 0.96$ ) ou muito baixos ( $< 0.70$ ) dessa razão indicam a ocorrência de ruído.
- Alta multiplicidade de hits ( $n_{\text{hits}} > 16$ ).
- Alta multiplicidade de contagens nulas do ADC em uma RBX ( $n_{\text{zeros}} > 9$ ).
- Falta de sincronia entre o pico do pulso reconstruído e a cronometragem do *trigger* ( $\Delta t > 5$  ns).

Uma outra fonte de ruído é a presença de partículas devidas ao chamado halo do feixe. Algumas dessas partículas são provenientes de chuveiros iniciados por colisões do feixe com gás residual dentro do sistema de vácuo e/ou interação do halo do feixe com aberturas limitantes. Outras são partículas do feixe em si, defletidas de maneira errônea pelos campos magnéticos do sistema de ótica do feixe. Para evitar a contaminação de eventos devido ao halo do feixe, nós utilizamos o filtro `CSCHaloFilter` na sua configuração mais restritiva [115]. Além disso, certos processos com presença de halo de feixe apresentam uma série de traços paralelos à linha do feixe (“eventos de raspagem”). Para evitar essa classe de eventos requisitamos que, em eventos com mais de 10 traços reconstruídos, ao menos 25% deles sejam traços de alta pureza [113].

Mesmo com toda a limpeza descrita acima, algum ruído residual do calorímetro pode ainda dar origem a jatos não-físicos (falsos). Para lidar com esse fenômeno, impusemos sobre todos os jatos do evento os assim chamados requerimentos de identificação de jatos de Particle Flow[116] que incluem,



- fração de energia hadrônica neutra do jato menor que 0,99;
- fração de energia eletromagnética neutra do jato menor que 0,99;
- numero de constituintes do jato maior que 1;
- fração de energia hadrônica carregada do jato maior que 0;
- fração de energia eletromagnética carregada do jato menor que 0,99;
- multiplicidade carregada do jato maior que 0;

Jatos que atendem esses requisitos de identificação são considerados jatos reais, e são aqueles utilizados nas etapas posteriores da análise. Relembramos que consideramos como jatos apenas aqueles com  $p_T > 30$  GeV,  $|\eta| < 2,4$ .

Finalmente, para selecionar uma região bem definida do espaço de fase, nós requisitamos que o jato principal tenha  $p_T$  maior que 110 GeV e  $|\eta|$  menor que 2,4. O objetivo deste requerimento é garantir que o evento tenha uma razoável possibilidade de se revelar um evento de jato único.

Para resumir nossos critérios de pré-seleção:

- **Seleção do trigger:** requisitamos a aceitação do *trigger* como descrito na Tabela 6.2.
- **Vértice e raspagem:** o evento deve apresentar ao menos um vértice primário bem reconstruído, e deve ser aceito pelo filtro de raspagem.
- **Presença do jato:** ao menos um jato hadrônico real deve estar presente no evento, de acordo com os os critérios de identificação.
- **Cinemática do jato:** o jato principal do evento deve ter  $p_T > 110$  GeV e  $|\eta| < 2,4$ , *i.e.*, ser um jato central de alta energia.
- **Filtragem de ruído:** o evento deve passar pelos filtros de ruído calorimétrico anômalo `HBHENoiseFilter` e de halo de feixe `CSCHaloFilter`.

Eventos que atendem a todos os critérios de limpeza e pré-seleção são gravados para posterior análise e seleção.

Em termos operacionais, este procedimento foi dividido em duas etapas. Em primeiro lugar, foi criada uma tarefa do CRAB que aplicou o requisito do *trigger* a todos os eventos dos conjuntos de dados descritos nas Tabelas 5.2, 5.3 e 6.1. O CRAB *CMS Remote Analysis Builder* é a plataforma de acesso aos recursos de Grid utilizada pelos membros do CMS. O CRAB permite o acesso de recursos computacionais e conjuntos de dados remotos, permitindo a transferência dos resultados obtidos para um dispositivo de armazenamento local. Todos os eventos aceitos pelo *trigger* foram salvos no espaço de armazenamento do SPRACE, ainda no formato EDM. Posteriormente, foram utilizadas as ferramentas do PAT para a

consolidação dos produtos reconstruídos em objetos físicos de alto nível: elétrons, múons, taus, jatos hadrônicos e energia transversal faltante, sendo estes dois últimos totalmente corrigidos. Foi feita então uma mudança de formato para um formato mais simples: a chamada `TTree` da plataforma `ROOT`, que são uma classe otimizada para armazenamento e acesso rápido de dados. É sobre eventos salvos neste formato que a segunda parte da análise é executada. A vantagem principal de se adotar esta estratégia hierárquica é que isolamos a parte dispendiosa em termos computacionais da análise: o acesso aos dados espalhados pela estrutura de computação do CMS ao redor do mundo e a calibração e consolidação dos objetos físicos são feitos apenas algumas vezes. A parte mais leve da análise – limiares cinemáticos, histogramas – pode então ser feita separadamente, o que torna menor o tempo entre uma mudança na análise e a obtenção de novos resultados.

## 6.4 Critérios de Seleção

Após o procedimento de limpeza e pré-seleção descritos acima, devemos selecionar eventos que apresentam a assinatura inerente aos eventos de sinal. Do estudo realizado na Seção 5.4, sabemos que eventos de sinal apresentam uma topologia de jato único +  $\cancel{E}_T$ . O evento típico de sinal é dominado por um jato central, energético e massivo, e uma energia transversal faltante de alta magnitude, diametralmente oposta a esse jato. Podemos dividir os critérios de seleção em três categorias: (i) critérios que estabelecem a presença do jato único; (ii) critérios que estabelecem a ausência de outros objetos no evento (*i.e.*, apenas a presença da  $\cancel{E}_T$ ) e (iii) critérios que estabelecem a natureza de uma ressonância produzida através da reação  $G^* \rightarrow ZZ \rightarrow q\bar{q}v\bar{v}$ , *i.e.*, massa invariante do jato  $M_j$  próxima à massa do bóson  $Z$  e massa invariante jato- $\cancel{E}_T$  ( $M_T^G$ ) próxima à massa da ressonância  $M_G$ .

Vamos estabelecer o conjunto de limiares que aplicamos no momento transversal  $p_T$ , pseudorapidez  $\eta$ , multiplicidade  $N_{\text{jets}}$  dos jatos e separação angular  $\Delta\phi$  dos jatos no evento. Este conjunto de requisitos define uma estrutura de jato único no evento evento. Os critérios são:

- **Cinemática do jato:** o jato principal do evento deve ter  $p_T > 300$  GeV e  $|\eta| < 2,4$ , *i.e.*, e ser um jato central de alta energia.
- **Multiplicidade dos jatos:** número de jatos  $N_{\text{jets}} < 3$ .
- **Limiar angular dos jatos:** a separação azimutal entre os dois jatos principais do evento deve ser  $\Delta\phi(j_1, j_2) < 2,8$ , no caso em que  $N_{\text{jets}} = 2$ .

Uma vez que a presente análise é extremamente dependente da estrutura de jato único, nós impomos um requisito de identificação de jatos mais restritivo no jato principal. Esse requisito é o mesmo utilizado na Referência [117], um estudo da Colaboração CMS especializado na assinatura jato hadrônico +  $\cancel{E}_T$ , mas com ênfase na busca por dimensões extras extensas. Estes critérios mais restritivos são:

- fração de energia hadrônica neutra do jato menor que 0,7;
- fração de energia eletromagnética neutra do jato menor que 0,7;
- numero de constituintes maior que 1;
- fração de energia hadrônica carregada do jato maior que 0,2;
- fração de energia eletromagnética carregada do jato menor que 0,7;
- multiplicidade carregada maior que 0;

Para selecionar eventos com alta probabilidade de serem originários da reação de interesse, além dos requisitos de jatos delineados acima devemos estabelecer a ausência de outros objetos físicos no evento. Os critérios são:

- **Energia transversal faltante:** o evento deve possuir  $\cancel{E}_T$  maior que 300 GeV.
- **Veto de léptons:** veto a eventos que apresentam múons ou elétrons isolados reconstruídos, como descrito na Seção 5.2.1.
- **Veto de traços:** veto a eventos que apresentam traços isolados. Para todos os traços com  $p_T > 10$  GeV e  $|\eta| < 2,4$  um cone aberto com parâmetros  $0,02 < \Delta R < 0,3$  é construído. O parâmetro de isolamento de cada traço é definido como a soma escalar do  $p_T$  de todos os traços com  $p_T > 1$  GeV dentro do cone, dividido pelo  $p_T$  do traço original. Traços com parâmetro de isolamento menor que 0,1 são considerados isolados.

Estes requisitos garantem a seleção de eventos dominados por um único jato energético no evento, recuando contra um sistema invisível — a topologia dos eventos de sinal. Quanto ao terceiro conjunto de critérios — limiares na massa do jato  $M_j$  e na massa transversal jato- $\cancel{E}_T$  ( $M_T^G$ ) — não os aplicaremos em um primeiro momento. Como será visto na Seção 6.6, essas variáveis serão utilizadas para uma estimativa do fundo remanescente, através do método das regiões laterais (*sideband method*). Entretanto, por motivos de completude, colocamos os valores dos limiares que serão eventualmente utilizados na análise:

- **Massa invariante do jato:** o jato principal do evento deve apresentar  $M_j > 70$  GeV;

- **Massa transversal jato- $\cancel{E}_T$** : evento deve apresentar uma configuração entre o jato principal e a  $\cancel{E}_T$  tal que  $M_T^G > 900$  GeV.

Na Tabela 6.3 podemos ver a eficiência total de seleção nas amostras de sinal, para todos os valores de massa do gráviton estudados. Naturalmente, o requisito de  $M_T^G > 900$  GeV torna a eficiência total praticamente nula para o ponto de massa  $M_G = 750$  GeV. Note-se, entretanto, que de acordo com a Figura 4.7 o gráviton RS com esse valor de massa está essencialmente excluído pelos resultados do Tevatron desde 2010. Assim, os limiares foram escolhidos de maneira a otimizar a performance da análise para os pontos de massa superiores.

Tabela 6.3: Eficiência de seleção de eventos do sinal como função da massa do gráviton  $M_G$ . Nestas eficiências, o denominador corresponde ao número total de eventos gerados, enquanto o numerador corresponde ao número de eventos aceitos pelos critérios de seleção.

$M_G$ (GeV)	Eficiência	Incerteza
1000	0,22	0,02
1250	0,46	0,02
1500	0,56	0,03
1750	0,58	0,03
2000	0,63	0,03

A Figura 6.3 mostra a eficiência de cada etapa da seleção, para a amostra com massa do gráviton  $M_G = 1250$  GeV quando todas as outras etapas da seleção foram realizadas anteriormente. É notável que nenhuma das etapas responde por uma ineficiência muito alta em comparação às demais; a menor eficiência é a do requerimento de  $N_{\text{jets}} = 2$ , por volta de = 80%.

## 6.5 Comparação Entre Simulação e Dados

Aplicando o procedimento de análise delineado acima às amostras simuladas de Modelo Padrão, observa-se que a maioria dos eventos de fundo remanescentes são devidos aos processos  $Z \rightarrow \nu\bar{\nu} + \text{jatos}$  e  $W \rightarrow \ell\nu + \text{jatos}$ . Normalizando as amostras simuladas à luminosidade medida, observamos que, nas variáveis de separação principais ( $p_T$  do jato principal,  $\cancel{E}_T$ , massa do jato principal,  $M_T^G$ ) existe novamente um bom acordo entre a previsão do Modelo Padrão e os dados observados. Entretanto, para minimizar a dependência da análise das amostras simuladas,

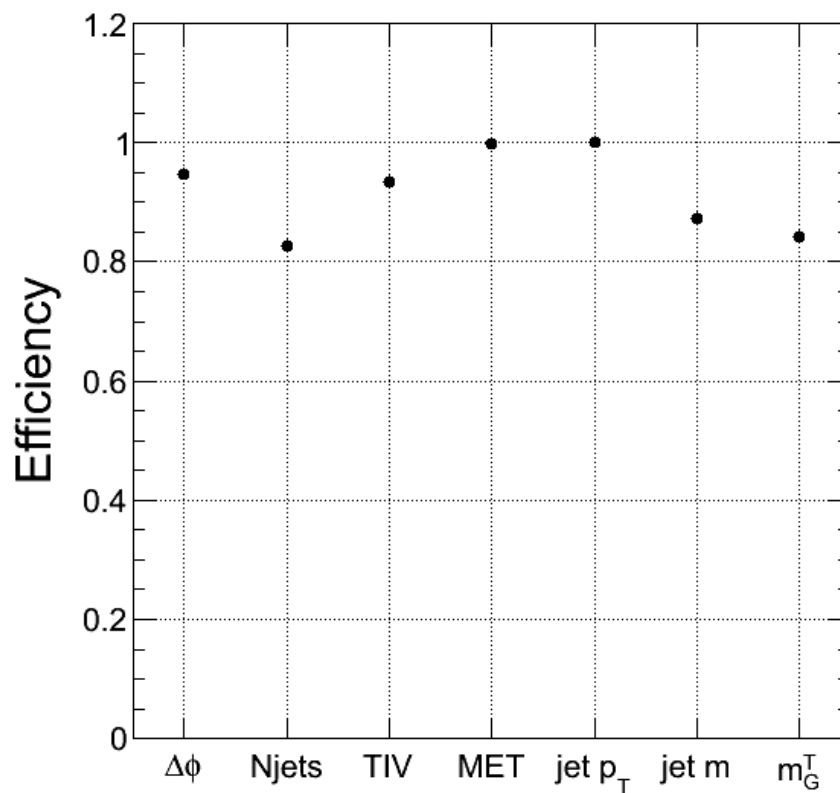


Figura 6.3: Eficiência de cada etapa da seleção, para a amostra com massa do gráviton  $M_G = 1250$  GeV quando todas as outras etapas da seleção foram realizadas anteriormente.

optamos por utilizar um método baseado nos próprios dados experimentais para estimar o fundo remanescente (*data-driven*).

Os efeitos do procedimento de seleção nas amostras de fundo simulado são mostrados na Tabela 6.4. Os fundos dominantes são  $W + \text{jatos}$  e  $Z + \text{jatos}$ , como esperado.

Tabela 6.4: Número de eventos do fundo simulado e eficiências após a seleção. Os números de eventos são os números de eventos reais do conjunto de dados, rebalanceados (*reweighted*) de acordo com o empilhamento.

Selection	Multijets	$W \rightarrow \ell\nu + \text{jets}$	$Z \rightarrow \nu\bar{\nu} + \text{jets}$	$t\bar{t} + \text{jets}$	$VV$
Pré-seleção	12634,58	247100,30	47215,66	25237,17	2656,08
Jato: $p_T$ e $\eta$	11111,62	15942,41	4886,10	3719,40	221,96
$N_{\text{jets}}$	3655,81	10739,67	3319,79	643,51	157,50
Limiar angular	326,55	8148,97	2559,70	309,29	131,12
$\cancel{E}_T$	1,42	1851,06	1507,62	43,86	42,33
Veto de léptons	0,86	605,78	1370,14	12,32	22,31
Seleção total	0,86	605,78	1370,14	12,32	22,31

As Figuras 6.4a a 6.4d mostram o bom acordo entre o fundo esperado das amostras de simulação e os dados experimentais. A distribuição resultante na variável  $M_T^G$  mostra o limiar cinemático devido às seleções no  $p_T$  do jato e na  $\cancel{E}_T$  no lado esquerdo, juntamente com uma cauda suave no lado direito.

## 6.6 Estimativa do Fundo Remanescente

Para estimar o fundo remanescente do Modelo Padrão, nós utilizamos o fato de que temos duas variáveis altamente discriminatórias entre o sinal e o fundo: a massa do jato principal e massa transversal jato-MET. A Figura 6.5 mostra sua distribuição, após todos os critérios de seleção descritos na Seção 6.4, para as amostras simuladas do Modelo Padrão e para a amostra de sinal com  $M_G = 1250$  GeV. Considerando um espaço  $(M_j, M_T^G)$ , a região de altos valores dessas variáveis apresenta uma maior probabilidade de conter eventos de sinal, e é a região principal de busca da análise. As contagens de eventos nas três regiões onde uma ou ambas as variáveis são baixas são utilizadas para vincular as contagens de fundo esperadas na região de sinal, e essas regiões são chamadas regiões auxiliares. Este método é conhecido como método ABCD.

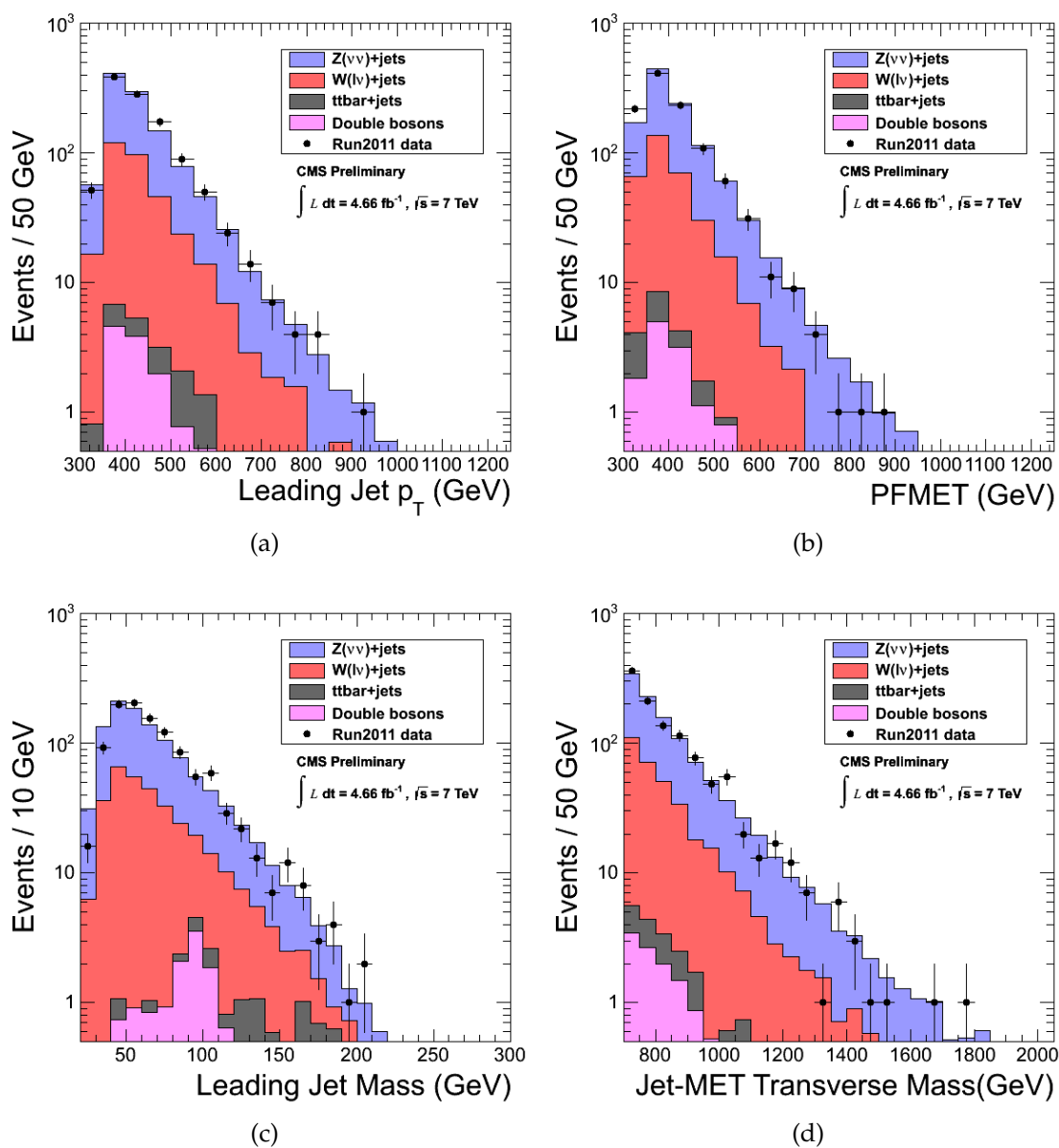
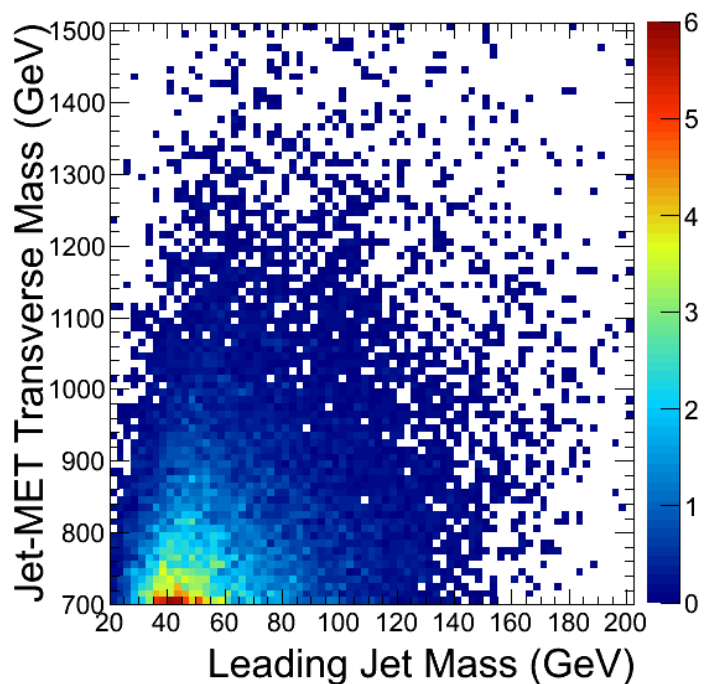
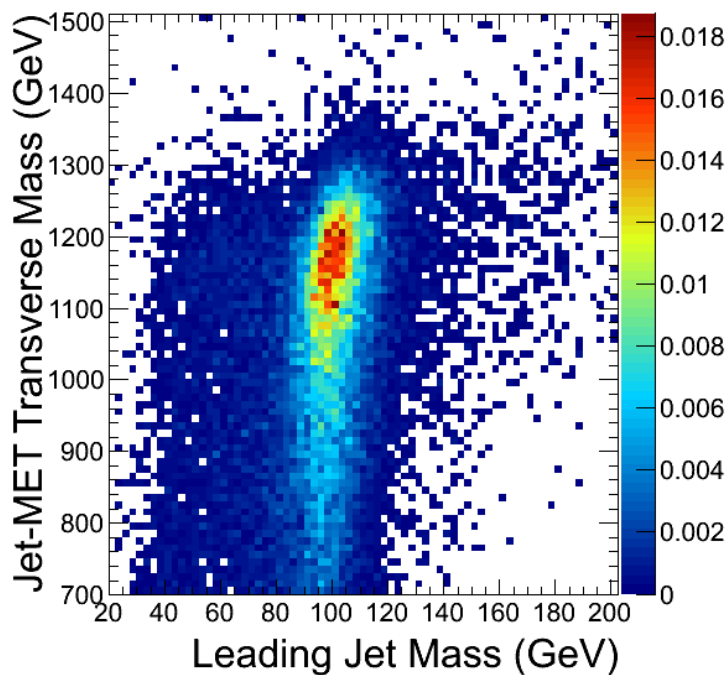


Figura 6.4: Comparação entre fundos simulados e dados do Run2011 para (a)  $p_T$  do jato principal do evento (b) energia transversal faltante  $\cancel{E}_T$  (c) massa do jato principal do evento e (d) massa transversal jato- $\cancel{E}_T$ .



(a)



(b)

Figura 6.5: Distribuições conjuntas da massa do jato principal  $M_j$  e da massa transversal jato- $\cancel{E}_T$  ( $M_T^G$ ) para (a) amostras simuladas de Modelo Padrão e (b) amostra de sinal com  $M_G = 1250$  GeV.



Para todos os eventos que atendem aos critérios de seleção supracitados, nós os classificamos em quatro categorias, como mostrado na Figura 6.6a. As categorias são definidas de acordo com dois limiares na massa do jato e dois limiares na massa transversal jato- $\cancel{E}_T$ :

- **Categoria A:**  $M_j > 70 \text{ GeV}$ ,  $M_T^G > 900 \text{ GeV}$ .
- **Categoria B:**  $20 \text{ GeV} < M_j < 70 \text{ GeV}$  e  $M_T^G > 900 \text{ GeV}$
- **Categoria C:**  $20 \text{ GeV} < M_j < 70 \text{ GeV}$  e  $700 \text{ GeV} < M_T^G < 900 \text{ GeV}$ .
- **Categoria D:**  $M_j > 70 \text{ GeV}$  e  $700 \text{ GeV} < M_T^G < 900 \text{ GeV}$ .

A região A é onde se espera que a maioria dos eventos de sinal apareçam. O número de eventos observados nessa categoria é denotado por  $N_A$ , e de forma análoga para as demais categorias.

Tabela 6.5: Contagens de eventos nas quatro categorias, para eventos simulados de Modelo Padrão, para os dados observados e para a razão dados/simulação. As incertezas são estatísticas apenas.

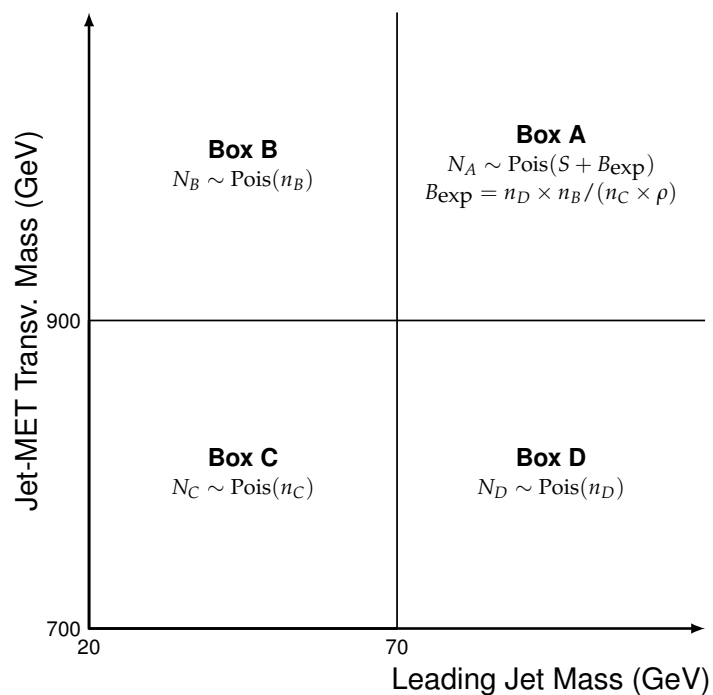
Contagens	Dados do Run2011	Previsão Modelo Padrão	Razão
$N_A$	138	$131 \pm 11$	1,05
$N_B$	125	$125 \pm 11$	1,00
$N_C$	542	$579 \pm 24$	0,94
$N_D$	283	$259 \pm 16$	1,09

Na Tabela 6.5 observamos as contagens de eventos em cada categoria, para amostras simuladas e para os dados observados, assim como a razão entre ambos. Pode ser visto que, na Categoria A, existe um acordo entre a previsão teórica do Modelo Padrão e os dados observados:  $N_A^{\text{data}} = 138$  eventos, em comparação a  $N_A^{\text{SM}} \simeq 131 \pm 11$  eventos das amostras simuladas.

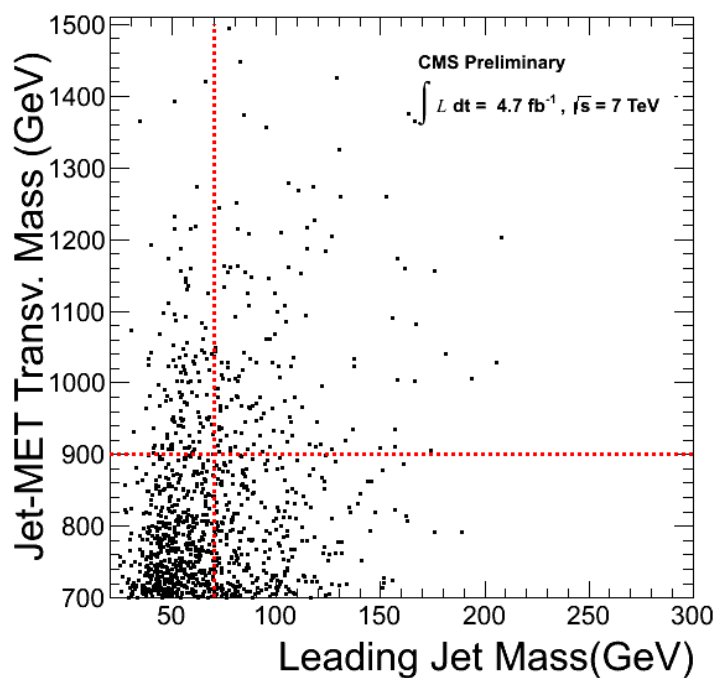
Em geral, no método ABCD o fundo estimado na Categoria A é dado pela expressão

$$B_{\text{est}} = N_D \cdot \frac{N_B}{N_C}. \quad (6.1)$$

Entretanto, como pode ser visto da Tabela 6.5, esta expressão simples falha em prever o número de eventos na Categoria A nas amostras simuladas de Modelo Padrão. Esta discrepância está relacionada ao fato que as variáveis  $M_j$  e  $M_T^G$  não são decorrelacionadas, que é uma suposição fundamental do método ABCD. Uma vez que as duas variáveis são correlacionadas, as razões  $N_C/N_B$  e  $N_D/N_A$  não são necessariamente as mesmas.



(a)



(b)

Figura 6.6: Definição das quatro categorias para contagem de eventos, e distribuição dos dados observados nessas categorias.

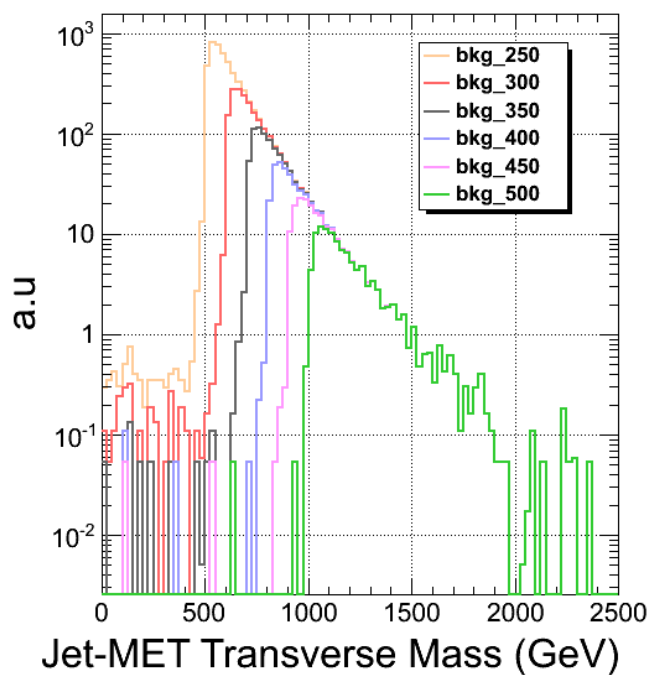
Para dar conta desta correlação, nós introduzimos um fator de correção  $\rho$ , e modificamos a expressão do fundo estimado:

$$B_{\text{est}} = N_D \cdot \frac{N_B}{N_C} \cdot \frac{1}{\rho}. \quad (6.2)$$

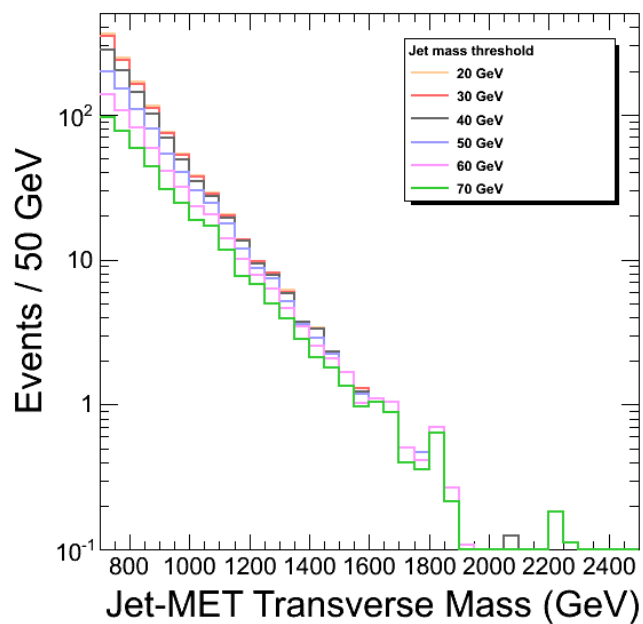
A Equação 6.2 é invertida para fornecer uma estimativa de  $\rho$  baseada na simulação

$$\rho_{\text{MC}} = \frac{N_B}{N_C} \cdot \frac{N_D}{N_A} \quad (\text{simulação}) \quad (6.3)$$

a qual, após a substituição dos valores da Tabela 6.5, fornece um valor de  $\rho$  igual a  $0,426 \pm 0,062$ . As Figuras 6.7a e 6.7b mostram que, enquanto os limiares do  $p_T$  do jato e da  $\cancel{E}_T$  modificam apenas o limiar cinemático na distribuição de  $M_T^G$ , uma variação no limiar da massa do jato tem um efeito notável nessa mesma distribuição.



(a)



(b)

Figura 6.7: Efeito na distribuição de  $M_T^G$  de (a) diferentes limiares para o  $p_T$  do jato principal e  $\cancel{E}_T$  (b) diferentes limiares para a massa  $M_j$  do jato principal.

Para validar o uso do fator de correção  $\rho$  na estimativa do fundo, realizamos dois procedimentos. Para verificar a variação puramente estatística de  $\rho$ , preparamos uma serie de 100 mil pseudo-experimentos da seguinte maneira:

- $N$  eventos são amostrados a partir de uma distribuição de Poisson.
- Histograma bidimensional é preenchido com  $N$  pontos, de acordo com a distribuição simulada de Modelo Padrão da Figura 6.5a.
- Parâmetro  $\rho$  é calculado desse histograma de acordo com a Equação 6.3.

Os valores de  $\rho$  são apresentados no histograma da Figura 6.8. Esta distribuição mostra a dispersão relativa em  $\rho$  que seria esperada puramente de flutuações estatísticas nas contagens de eventos nas 4 categorias, mesmo na ausência de sinal. Podemos ver que o histograma apresenta valor médio  $\bar{\rho} = 0,4281$  e variância  $\sigma_\rho = 0,0636$ , levando a uma dispersão relativa  $\sigma_\rho / \bar{\rho} \approx 15\%$ .

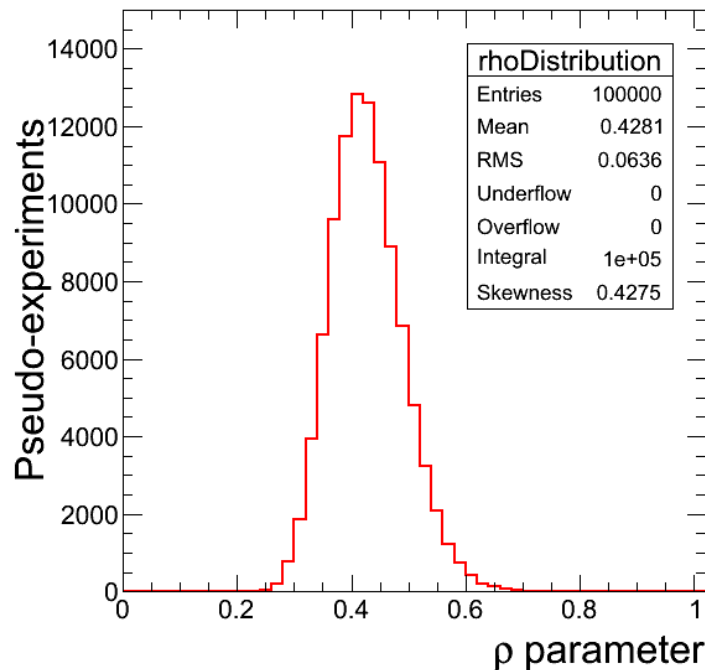


Figura 6.8: Distribuição do parâmetro  $\rho$ , para flutuações estatísticas nas contagens de eventos  $N_A, N_B, N_C, N_D$ . A largura da distribuição é aproximadamente 0,06, mostrando a incerteza sistemática em  $\rho$  que seria esperada puramente das flutuações das contagens ao redor de seus valores verdadeiros.

Como um segundo teste, nós estudamos o modo como o fator de correção  $\rho$  muda de acordo com a definição das regiões auxiliares, mas mantendo a região

de sinal constante. A Figura 6.9a mostra a variação de  $\rho$  devido a mudanças no limiar inferior da variável JM, enquanto a Figura 6.9b mostra o mesmo para mudanças no limiar inferior da variável  $M_T^G$ . É visível que  $\rho$  depende da definição das regiões auxiliares. Entretanto, isto não necessariamente implica numa variação do fundo estimado. As Figuras 6.9c e 6.9d mostram o fundo estimado na categoria A, calculado para diferentes limiares inferiores tanto na massa do jato como na massa transversal jato- $\cancel{E}_T$ , utilizando-se a expressão

$$B_{\text{est}} = N_D \cdot \frac{N_B}{N_C} \cdot \frac{1}{\rho_{\text{MC}}} \quad (6.4)$$

com contagens calculadas dos dados. Pode ser visto que a previsão do fundo é estável, dentro das incertezas, com respeito a variações da definição das regiões auxiliares. Portanto, concluímos que o fator de correção  $\rho$  consegue levar em conta a correlação residual entre a massa do jato e a massa transversal jato- $\cancel{E}_T$ . Para levar em conta as excursões do valor central do fundo estimado nas Figuras 6.9c e 6.9d, consideramos uma incerteza sistemática de 5% em  $\rho$ .

O valor final a ser utilizado na estimativa do fundo remanescente de Modelo Padrão na Categoria A é portanto

$$\rho_{\text{MC}} = 0,43 \pm 0,06 \text{ stat.} \pm 0,02 \text{ syst.} \quad (6.5)$$

que se traduz em uma estimativa de fundo

$$B_{\text{est}} = 153,1 \pm 28,6 \text{ eventos} , \quad (6.6)$$

compatível com a contagem de eventos na região de sinal,  $N_A = 138$  eventos. As Figuras 6.10a a 6.10d mostram a comparação entre os eventos simulados de Modelo Padrão e os dados observados na Categoria A. Observa-se novamente um bom acordo entre os dados observados e o fundo esperado.

## 6.7 Incertezas Sistemáticas

A incerteza sistemática nesta análise pode ser dividida em 2 categorias: incerteza na estimativa do fundo de Modelo Padrão remanescente após a seleção de eventos e incerteza na contagem esperada de eventos de sinal. A primeira categoria foi descrita como parte do procedimento de estimativa do fundo, na Seção 4.3a. A segunda categoria é descrita nesta Seção, e seus componentes principais são:

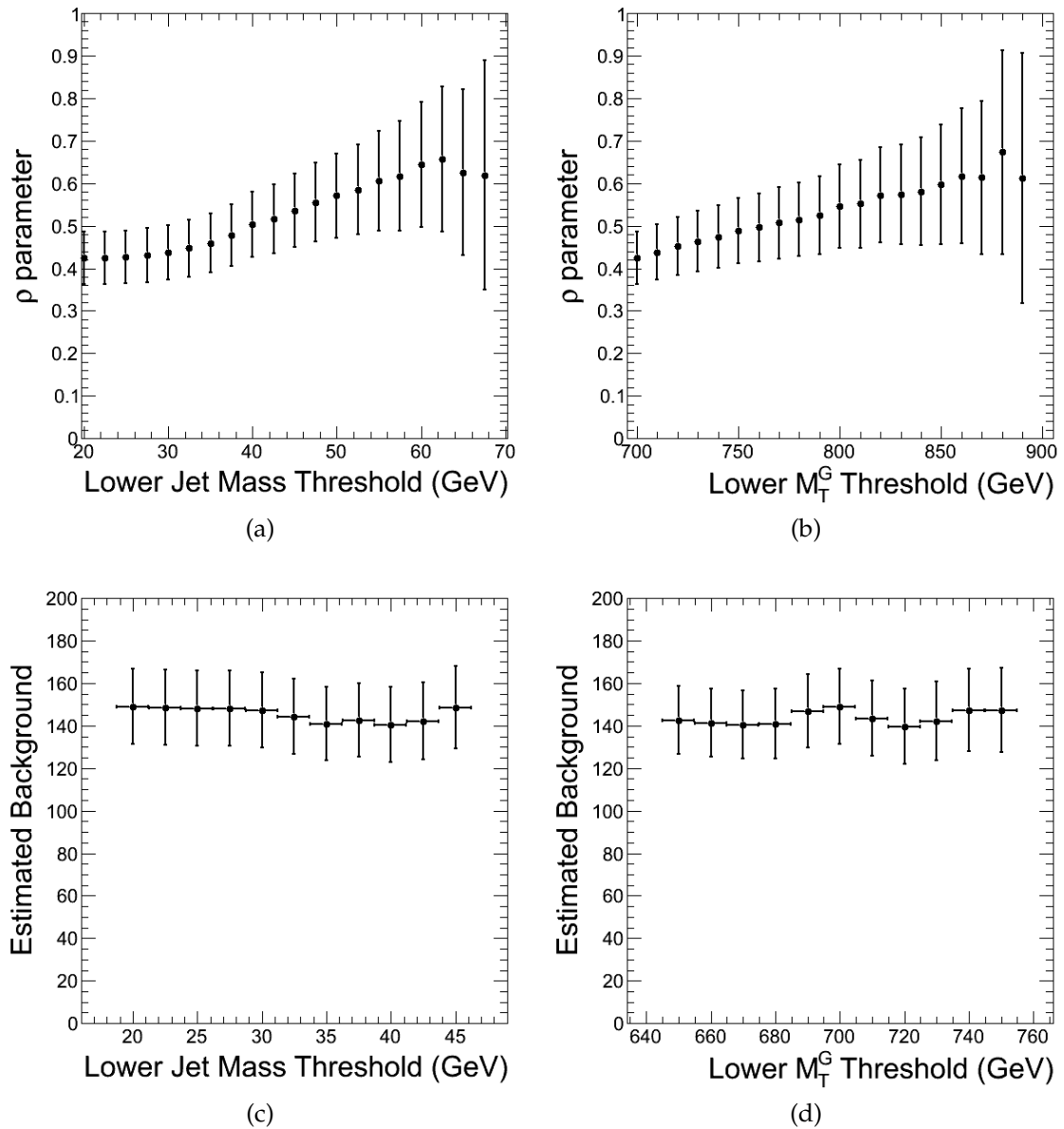


Figura 6.9: Alto: variação do fator de correção  $\rho$  com (a) limiar inferior na massa  $M_j$  do jato e (b) limiar inferior na massa transversal jato- $\cancel{E}_T$   $M_T^G$ . Embaixo: variação do fundo estimado na Categoria A,  $B_{\text{est}}$ , com (c) limiar inferior na massa  $M_j$  e (d) limiar inferior na massa transversal jato- $\cancel{E}_T$   $M_T^G$ .

- incerteza na luminosidade integrada: de acordo com as recomendações oficiais é de 4,5%;
- incerteza na função de densidade partônica;
- incerteza na escala de energia dos jatos;
- incerteza na energia transversal faltante.

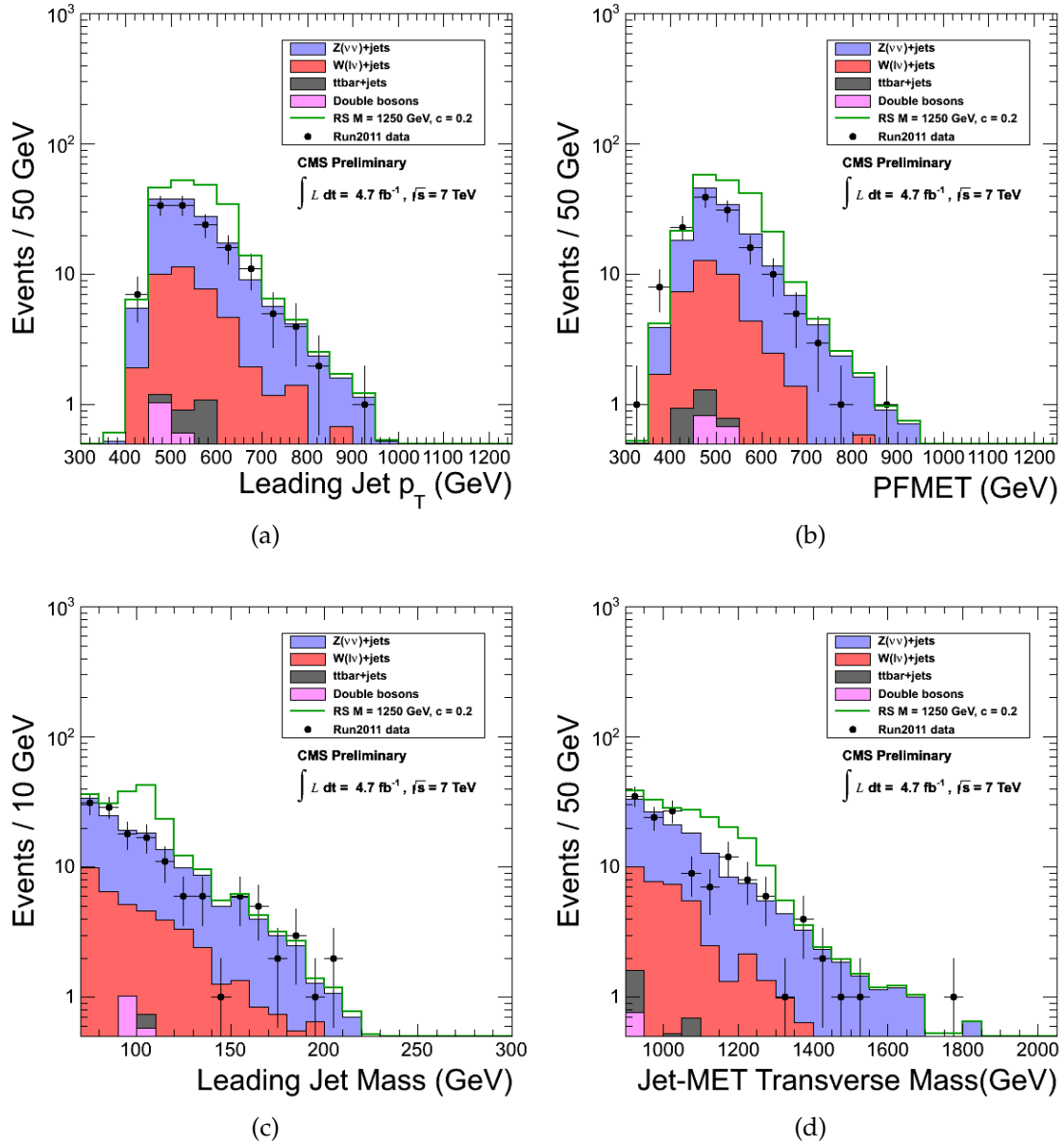


Figura 6.10: Comparação entre o fundo simulado na Categoria A, corrigido com o uso do parâmetro  $\rho$ , e dados observados para (a)  $p_T$  do jato principal; (b)  $\cancel{E}_T$  (c) massa  $M_j$  do jato principal (d) massa transversal do jeto- $\cancel{E}_T$   $M_T^G$ .



Como será mostrado na Seção 6.8 a incerteza na luminosidade é considerada separadamente no procedimento de imposição de limites. As outras incertezas sistemáticas são combinadas para fornecer uma incerteza global na eficiência de seleção do sinal, que é propagada para o número de contagens de eventos de sinal esperado.

Utilizamos o módulo `PDFWeightProducer` para avaliar a incerteza sistemática na escolha da função densidade partônica usada para as amostras de sinal simuladas. Três diferentes PDF's foram utilizadas: CTEQ66 [118], MSTV2008 [119, 120] e NNPDF2.0 [121, 122]. Um rebalanceamento é feito evento a evento com o peso  $w_i$  dado por

$$w_i = \frac{p_i^{(1)}}{p_0^{(1)}} \cdot \frac{p_i^{(2)}}{p_0^{(2)}} \quad (6.7)$$

onde  $p_i$  é uma das novas PDF's,  $p_0$  é a PDF original com a qual as amostras foram produzidas e os índices (1) e (2) referem-se ao primeiro e segundo pártons participantes na interação dura. Depois desse rebalanceamento, o procedimento de seleção descrito na Seção 4.3a é executado novamente, e a nova eficiência de seleção é calculada. A diferença absoluta média entre as eficiências rebalanceadas e nominal para cada PDF é tomada como a estimativa para esta incerteza sistemática,  $\sigma_{\text{PDF}}$ . Utilizando este método, nós estimamos que esta incerteza sistemática seja menor que 3,5%.

A incerteza sistemática na escala de energia dos jatos é avaliada através do seguinte procedimento: a incerteza total  $\sigma_{\text{JES}}$  no  $p_T$  de cada jato é dada como função do  $p_T$  e  $\eta$  daquele jato. Para cada evento, todos os jatos tem seu momento transversal reescalado, e o procedimento de seleção é aplicado. As diferenças nas eficiência de seleção correspondentes com respeito à eficiência de seleção nominal são tomadas como estimativas para os valores positivo e negativo desta incerteza sistemática. De maneira geral, nós tomamos a media das duas variações como uma estimativa global desta incerteza. Para valores de  $M_G$  no intervalo de 1250 a 2000 GeV nós avaliamos que esta incerteza sistemática não seja maior do que 1%. Para o valor de  $M_G = 1000$  GeV, nós estimamos uma incerteza maior, 7%. Isto é devido ao fato de que para esse valor da massa do gráviton, um número maior de jatos está próximo ao limiar de seleção em  $p_T$ , e os efeitos das incertezas são exacerbados.

Em geral a incerteza sistemática da  $\cancel{E}_T$  é derivada das incertezas sistemáticas dos seus componentes. Uma vez que nesta análise nós vetamos explicitamente a presença de lépton isolados, e implicitamente a presença de fótons (através de

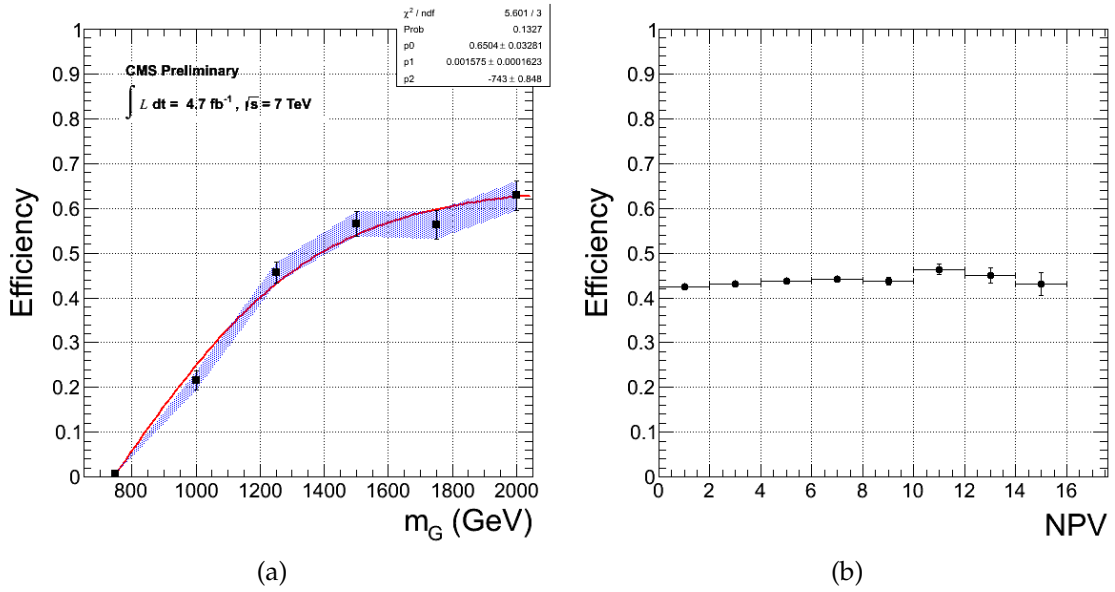


Figura 6.11: Eficiência de seleção do sinal como função (a) da massa  $M_G$  do gráviton e (b) do número de vértices primários reconstruídos para  $M_G = 1250 \text{ GeV}$ .

limiares muito restritivos na fração eletromagnética dos jatos), a quase totalidade da incerteza sistemática da  $\cancel{E}_T$  vem da escala de energia dos jatos. Uma vez que nós estamos usando PFMET não-corrigida como o objeto representativo da  $\cancel{E}_T$ , nós usamos como a incerteza do jato a variação residual entre dados e simulação em quadratura com a incerteza JES oficial. Nós então propagamos essa incerteza para a PFMET e repetimos a análise variando seu valor para cima e para baixo por essa incerteza. Para todos os valores de massa estudados (exceto  $M_G = 1000 \text{ GeV}$ ) constatou-se que a diferença na eficiência de seleção do sinal é por volta de 3%.  $M_G = 1000 \text{ GeV}$ , nós estimamos uma incerteza de 7%.

Somando em quadratura as incertezas acima, nós chegamos a um valor final de 5% para as incertezas sistemáticas na eficiência de seleção do sinal para todos os pontos de massa, exceto  $M_G = 1000 \text{ GeV}$ . Para esse ponto nós adotamos um valor de 10%. A eficiência de seleção do sinal é mostrada na Figura 6.11a, onde as barras de erro correspondem às incertezas sistemáticas supracitadas. A Figura 6.11b mostra a variação da eficiência com o número de vértices primários reconstruídos para o ponto de massa  $M_G = 1250 \text{ GeV}$ , mostrando que esta é estável com relação ao empilhamento. A Tabela 6.6 resume as incertezas sistemáticas consideradas.

Tabela 6.6: Incertezas sistemáticas na eficiência de seleção do sinal, para a massa do gráviton no intervalo  $M_G = [1000, 2000]$  GeV.

$M_G$	PDF	JES	MET	Total
1000 GeV	4%	7%	7%	10%
1250 GeV	4%	1%	3%	5%
1500 GeV	4%	1%	3%	5%
1750 GeV	4%	1%	3%	5%
2000 GeV	4%	1%	3%	5%

## 6.8 Cálculo de Limites

Para colocar um limite na seção de choque de um modelo de física nova, nós usamos uma versão modificada da macro `cmscl195.C` [123]. Nós configuramos uma verossimilhança composta para as contagens nas quatro regiões:

$$\begin{aligned}
L(N_A, N_B, N_C, N_D | \sigma, \mathcal{L}, \epsilon, \zeta, n_B, n_C, n_D, \rho) &\sim \text{Pois}(N_A; \sigma \mathcal{L} \epsilon \cdot \zeta + B_{\text{exp}}) \\
&\otimes \text{Pois}(N_B; n_B) \otimes \text{Pois}(N_C; n_C) \otimes \text{Pois}(N_D; n_D) \\
&\otimes \mathcal{N}(\rho; \rho_0, \sigma_\rho) \otimes \ln \mathcal{N}(\zeta; 1, \sigma_\zeta)
\end{aligned} \tag{6.8}$$

Na Equação 6.8,  $N_i$  ( $i = A, B, C, D$ ) são as contagens de eventos observadas em cada categoria. Reciprocamente,  $n_i$  são parâmetros que representam o número esperado de contagens em cada categoria.  $B_{\text{exp}}$  é uma notação abreviada para,

$$B_{\text{exp}} \equiv \frac{n_B \cdot n_D}{n_C} \cdot \frac{1}{\rho} \tag{6.9}$$

*i.e.* uma simples reparametrização com o objetivo de tornar explícito o número de contagens de fundo esperado na categoria A. Na expressão da verossimilhança  $\rho$  aparece como um parâmetro livre, vinculado a flutuar de maneira Normal ao redor de seu valor esperado  $\rho_0$ , com variância  $\sigma_\rho^2$ . Nós fixamos  $\rho_0 = \rho_{\text{MC}}$  e  $\sigma_\rho^2$  como a soma em quadratura das incertezas estatísticas e sistemáticas em  $\rho_{\text{MC}}$ , ambas da Equação 6.5. Desta maneira, a incerteza de  $B_{\text{exp}}$  está totalmente codificada em seus parâmetros constituintes. O fator  $\zeta$  responde pelas incertezas sistemáticas combinadas nos valores nominais de  $\mathcal{L}$  e  $\epsilon$ . Este uso do parâmetro  $\zeta$  nos permite fixar a luminosidade e a eficiência em seus valores nominais, e flutuar  $X$  em uma

distribuição lognormal, com média 1 e variância  $\sigma_\zeta^2$  dada por

$$\sigma_\zeta^2 = \left(\frac{\sigma\mathcal{L}}{\mathcal{L}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_\epsilon}{\epsilon}\right)^2. \quad (6.10)$$

Do mesmo modo, o número de eventos de sinal  $S \equiv \sigma\mathcal{L}\epsilon$  na Categoria A é escrito em termos de:

- seção de choque do processo de interesse,  $\sigma$ ;
- luminosidade integrada nominal,  $\mathcal{L}$ ;
- eficiência nominal de seleção do sinal,  $\epsilon$ ;
- fator global,  $\zeta$ .

Nós usamos a plataforma ROOSTATS para modelar a verossimilhança descrita acima em código C++. Nós preparamos dois modelos, representados por objetos da classe `ModelConfig`: o objeto `SBModel` representa a hipótese alternativa (presença de sinal e fundo), enquanto o objeto `BModel` representa a hipótese nula (presença apenas de fundo). O objeto `BModel` é idêntico com respeito ao `SBModel`, exceto pelo fato de que o parâmetro  $\sigma$  é fixado em zero. Para ambos modelos as funções de verossimilhança  $L$  com respeito aos dados observados são construídas, e nos utilizamos como estatística de teste a Razão Perfilada de Verossimilhança (*Profile Likelihood Ratio*)  $\Lambda$ :

$$\log \Lambda(\sigma, \hat{\theta}) = \log \frac{L(\sigma, \hat{\theta})}{L(\hat{\sigma}, \hat{\theta})} \quad (6.11)$$

Na Equação 6.11,  $\sigma$  é o parâmetro de interesse — a seção de choque do processo de física nova.  $\theta = \{n_i, \rho, \zeta\}$  é o conjunto de todos os parâmetros secundários. O numerador  $L(\sigma, \hat{\theta})$  é uma função de  $\sigma$  e corresponde a função verossimilhança maximizada sobre todo o espaço de parâmetros  $\theta$ , para cada valor de  $\sigma$ . O denominador  $L(\hat{\sigma}, \hat{\theta})$  é a função verossimilhança maximizada sob o vínculo  $\sigma = \hat{\sigma} = 0$ , *i.e.* sob a hipótese nula.

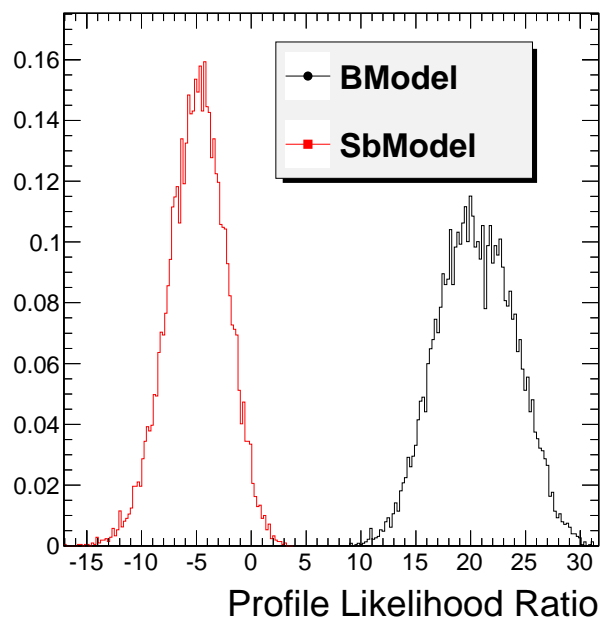
Para o cálculo da Equação 6.11 nós usamos a `FrequentistCalculator`, uma ferramenta do ROOSTATS que, dados dois modelos representando as hipóteses nula e alternativa, realiza um teste de hipóteses utilizando uma estatística de teste dada. Para calcular os limites no parâmetro de interesse, nós invertemos o teste de hipótese do seguinte modo:

- fixamos  $\sigma = \tilde{\sigma}$  um valor tentativo para o parâmetro de interesse;
- calculamos o valor da razão perfilada da verossimilhança  $\Lambda(\hat{\theta})$  nos dados;

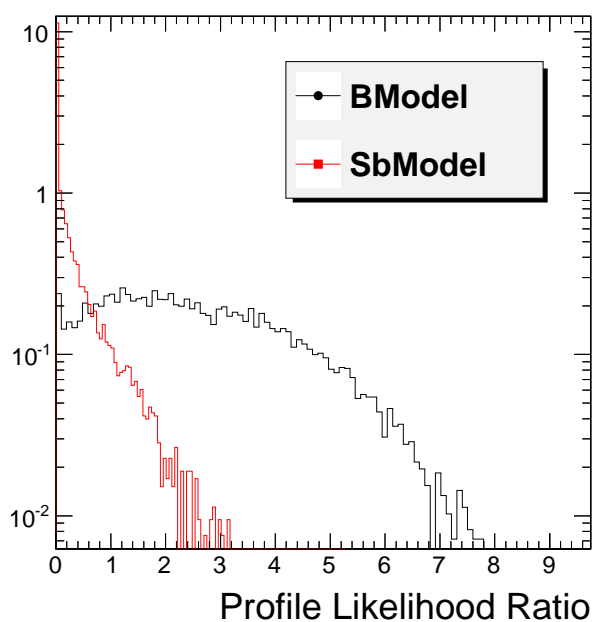
- realizamos 10000 pseudoexperimentos, para ambas as hipóteses nula e alternativa;
- calculamos os valores P para ambas as hipóteses e calculamos a quantidade  $CL_S$ ;
- repetimos para diferentes valores de  $\tilde{\sigma}$ .

O resultado desse procedimento, conhecido como um teste de hipótese invertido, é um conjunto de pares  $(CL_S, \tilde{\sigma})$ , que são interpolados para fornecer uma função decrescente monotônica  $CL_S(\sigma)$ . Para obter um limite com 95% de confiança, nos encontramos a raiz de  $f(\sigma) = CL_S(\sigma) - 0,05$ . Valores da seção de choque acima dessa raiz são então excluídos ao nível de 95%. A Figura 6.12 mostram a distribuição da estatística de teste para dois valores da hipótese alternativa:  $\sigma = 0,1$  pb e  $\sigma = 0,025$  pb. A Figura 6.13 mostra o procedimento de inversão do teste de hipótese para dois valores da massa do gráviton,  $M_G = 1200$  GeV e 1400 GeV. A Figura 7.1 mostra os limites superiores na seção de choque como uma função da massa da ressonância. A Figura 6.14 interpreta esses limites em termos dos parâmetros do modelo RS.

Das Figuras 7.1 e 6.14 podemos ler imediatamente os resultados obtidos. Os limites superiores, com 95% de confiança, para a seção de choque de processos que aumentem a contagem de eventos no canal considerado estão na faixa [0,047 – 0,021] pb, para massas da ressonância na faixa de [1000 – 1500] GeV. Traduzindo esses valores para o espaço de parâmetros  $(M_G, k/M_{Pl})$ , os limites superiores, com 95% de confiança no parâmetro de acoplamento  $k/M_{Pl}$  estão na faixa [0,11 – 0,29], para a mesma faixa de massas da ressonância  $G^*$ .



(a)



(b)

Figura 6.12: Distribuição da Razão Perfilada de Verossimilhança para duas diferentes hipóteses alternativas:  $\sigma = 0,1$  pb and  $\sigma = 0,025$  pb, ambas opostas à hipótese nula  $\sigma = 0$ .

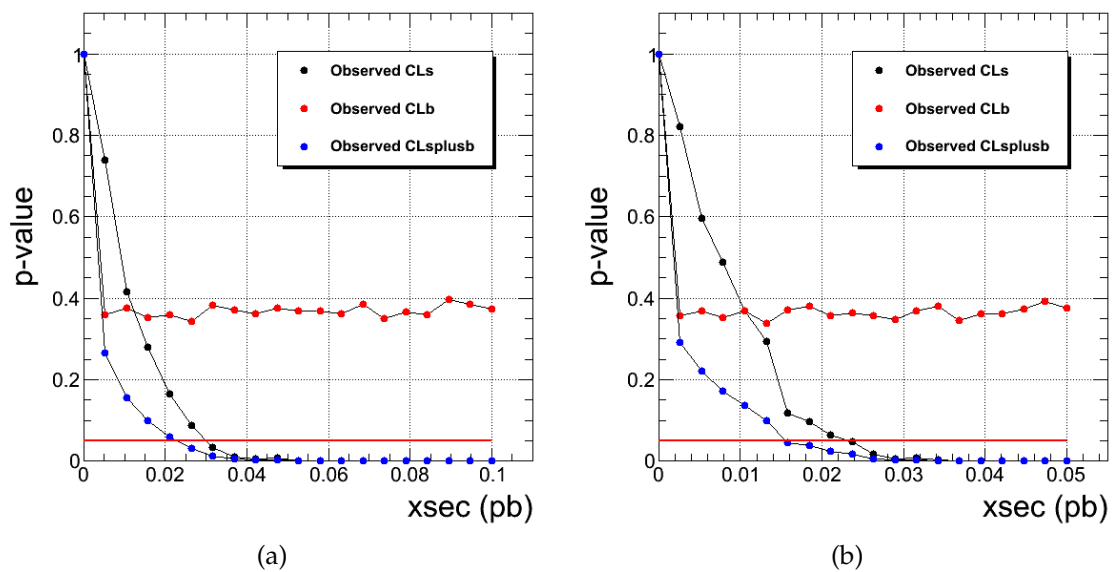


Figura 6.13: Testes de hipótese invertidos para produzir os limites  $CL_S$ .

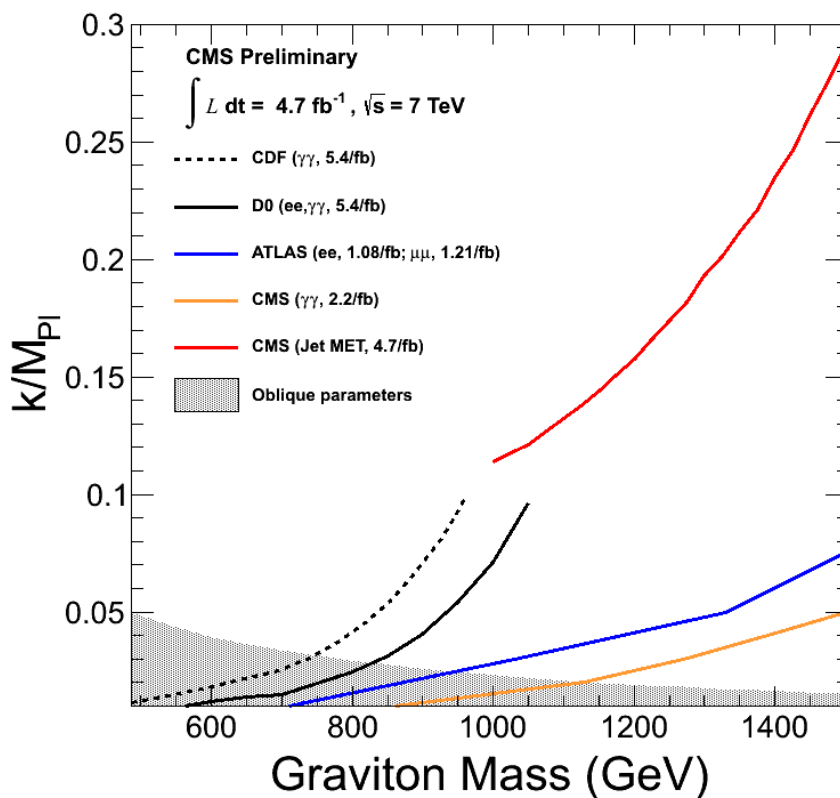


Figura 6.14: Interpretação dos limites em termos dos parâmetros do modelo RS.

# Capítulo 7

## Conclusão

Com o início da operação do Large Hadron Collider em 2010, a Física de Altas Energias entrou em uma nova era. Os dados coletados pelos experimentos nos últimos dois anos, obtidos de colisões próton-próton a uma energia de centro de massa de 7 TeV, consolidaram ainda mais a posição do Modelo Padrão como a teoria que descreve a Natureza até a escala de aproximadamente  $10^{-18}$  m. Várias das principais características do Modelo Padrão foram observadas: o espectro de massa invariante e de momento transversal em eventos de dijetos, os bósons W e Z, o quark top. Mais uma vez, não foram observados desvios das previsões teóricas: nenhum indício de Física Além do Modelo Padrão foi encontrado até momento. A existência do bóson de Higgs ainda não pode ser confirmada. O experimento CMS foi capaz de excluir a existência do bóson de Higgs em um grande intervalo de massa: apenas  $M_H$  no intervalo [115 – 127] GeV; permanece como uma possibilidade. De maneira semelhante, o experimento ATLAS deixa de excluir apenas o intervalo [116 – 130] GeV.

Entretanto, sabemos que em breve essa situação deverá se alterar. À medida que mais dados sejam acumulados, processos com seções de choque menores podem ser investigados. No final de 2012, está prevista a primeira parada de longa duração do LHC. Até lá, o acelerador planeja entregar aos experimentos uma quantidade de dados equivalente a uma luminosidade integrada de cerca de  $30 \text{ fb}^{-1}$ , a uma energia de centro de massa de 8 TeV. Os cientistas estão confiantes de que com essa quantidade de observações será possível finalmente confirmar a existência do bóson de Higgs ou, em caso negativo, descobrir que tipo de Física nova seria responsável pela quebra da simetria eletrofraca. Com relação às extensões do Modelo Padrão, a situação é semelhante: embora grandes regiões do espaço de parâmetros tenham sido excluídas com os dados obtidos em 2011, todos os principais modelos de Física Além do Modelo Padrão ainda continuam plausíveis.

Neste trabalho, estudamos um desses modelos de Física nova, o modelo de Dimensões Extras Torcidas de Randall e Sundrum. Mostramos como esse modelo



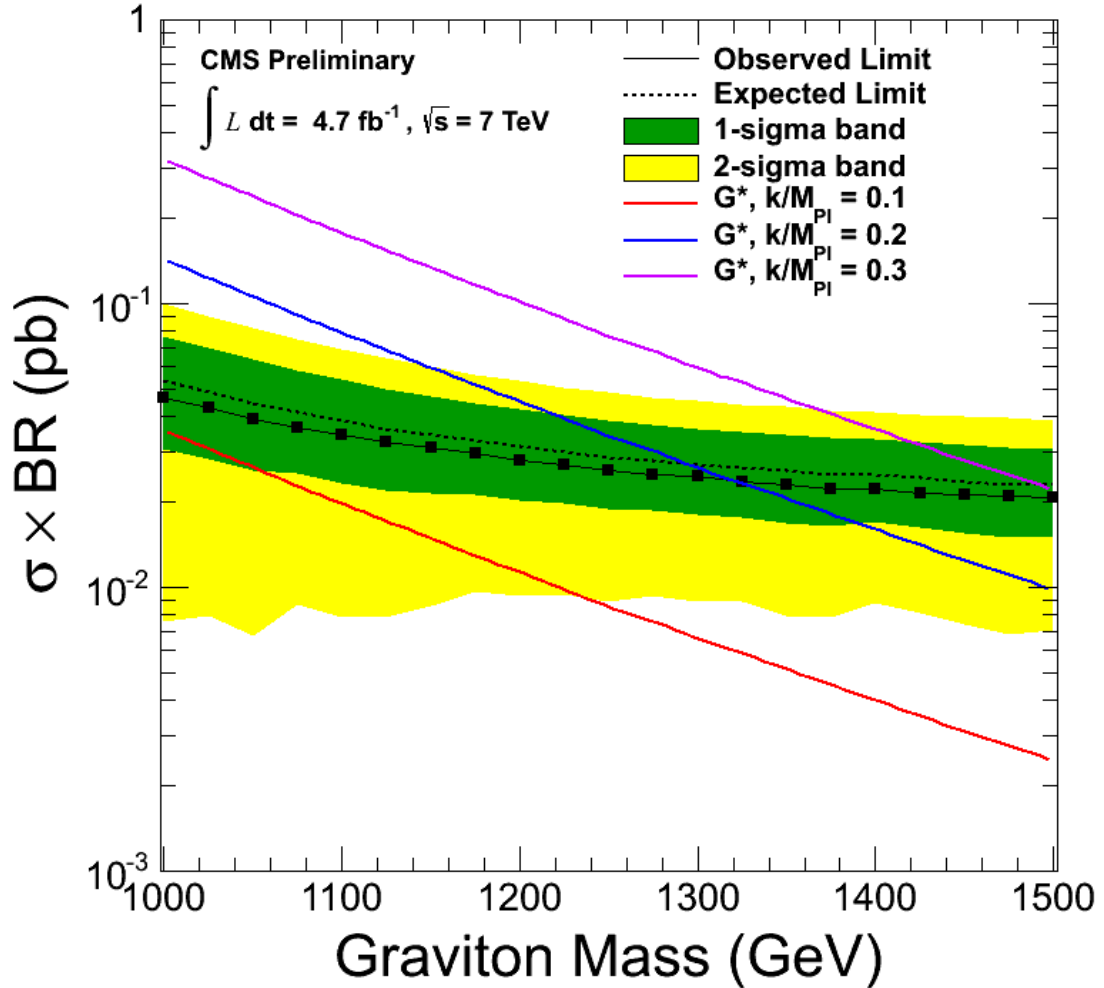


Figura 7.1: Limites superiores, com 95% de confiança na seção de choque  $\times$  razão de ramificação para uma ressonância decaindo em  $ZZ \rightarrow$  jato massivo +  $\cancel{E}_T$ . As curvas sólidas coloridas representam a seção de choque da reação  $pp \rightarrow G^* \rightarrow ZZ \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$  em função da massa do gráviton  $M_G$ , para valores da constante de acoplamento  $k/M_{Pl} = 0,1$  (vermelha),  $0,2$  (azul) e  $0,3$  (magenta). As curvas em cor preta representam os limites superiores esperado (pontilhada) e observado no experimento (contínuo com marcadores), enquanto as faixas verde e amarela representam a incerteza do limite em  $1$  e  $2 \sigma$ . Regiões onde a combinação de parâmetros  $(M_G, k/M_{Pl})$  levam a um valor da seção de choque acima da linha do limite observado são então excluídas com 95% de confiança.

é construído, e estabelecemos algumas de suas previsões teóricas. A previsão de existência de uma nova partícula, o gráviton de Randall-Sundrum, que apareceria como uma ressonância massiva em colisões próton-próton foi explorada através da análise de um canal específico. Analisamos os dados obtidos pelo experimento CMS em 2011, e buscamos evidências da existência do gráviton RS ( $G^*$ ). Selecionamos eventos com características semelhantes às aquelas esperadas do processo  $pp \rightarrow G^* \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ . Não foi observado desvio das previsões do Modelo Padrão com relação aos dados experimentais. Na ausência de indícios da existência do gráviton de Randall-Sundrum, fomos capazes de impor limites na seção de choque de processos de Física nova que levariam a um número de eventos maior que o observado, conforme mostrado na Figura 7.1. Os limites superiores, com 95% de confiança, para a seção de choque de processos que levem à mesma assinatura, aumentando a contagem de eventos no canal considerado, situam-se no intervalo  $[0,047 - 0,021]$  pb, para massas da ressonância na faixa de  $[1000 - 1500]$  GeV. Traduzindo esses valores para o espaço de parâmetros  $(M_G, k/M_{Pl})$ , os limites superiores, com 95% de confiança no parâmetro de acoplamento  $k/M_{Pl}$  encontram-se no intervalo  $[0,11 - 0,29]$ , para a mesma faixa de massas da ressonância  $G^*$ .

Este estudo, um dos primeiros onde são investigados os decaimentos do gráviton em bósons vetoriais pesados, conseguiu explorar uma região apreciável do espaço de parâmetros do modelo RS apenas com os dados obtidos pelo LHC em 2011. Embora o trabalho referente à tese esteja concluído, a linha de pesquisa aqui desenvolvida permite que sejam feitas extensões desse estudo utilizando os dados que estão sendo obtidos no LHC em 2012, de modo a incluir novos canais de decaimento, como  $q\bar{q}\ell^+\ell^-$ , bom como possibilita propor novos modelos que deem origem à assinatura de interesse. Tendo em vista os novos parâmetros de energia e luminosidade para o acelerador em 2012, temos confiança de que esta linha de pesquisa ainda fornecera muitos resultados.

# Apêndice A

## Análise de $Z + n$ jatos

O processo  $Z (\rightarrow \ell\ell) + n$  jatos ( $\ell = e, \mu$ ) é comumente utilizado como uma “vela padrão”, *i.e.*, um processo de referência que pode ser usado como um instrumento para estudar outros processos. Alguns exemplos que aparecem na literatura são i)  $Z +$  jatos como uma normalização de referência para a estimativa dos decaimentos invisíveis do  $Z$  após o ajuste da simulação de MC aos dados ii)  $Z +$  jatos como um caminho para extrair correções na energia dos jatos e/ou a eficiência da reconstrução dos jatos e iii)  $Z$  como uma referência para a calibração da energia transversa faltante ( $\cancel{E}_T$ ). Aqui apresentamos uma análise conduzida por dados para estudar a produção de  $Z +$  jatos em estados finais com dielétrons e dimúons. Esta análise foi desenvolvida em 2008 e 2009, em conjunto com os pesquisadores do CERN Maria Spiropulu e Maurizio Pierini. Embora não seja diretamente relacionada ao estudo desenvolvido nesta tese, as técnicas e idéias desenvolvidas nesta análise puderam ser aproveitadas integralmente no assunto principal deste trabalho. Note-se que o escopo desta análise ainda considerava o início da operação do LHC com uma energia de centro de massa  $\sqrt{s} = 10$  TeV, e aquisição de  $100 \text{ pb}^{-1}$  durante o primeiro ano de operação.

### A.1 Amostras Simuladas de Sinal e Fundo

As amostras de sinal consideradas nesta análise são um conjunto de eventos  $Z (\rightarrow \ell\ell) + n$  jatos ( $\ell = e, \mu$ ) em colisões  $pp$  a  $\sqrt{s} = 10$  GeV, produzidos com o gerador de eventos de Monte Carlo MADGRAPH e processados através da cadeia completa de simulação do detector e reconstrução do experimento CMS. A geração de eventos com MADGRAPH é baseada em um cálculo de primeira ordem do elemento de matriz para estados finais com no máximo quatro pártons primários com momento transversal ( $p_T$ ) maior que 10 GeV. O programa PYTHIA é usado para a simulação das etapas de chuva de pártons e hadronização, bem como para a descrição do evento subjacente. A técnica de correspondência

de chuva de pártons é aplicada para evitar contagem dupla de emissões em regiões sobrepostas do espaço de fase. O algoritmo de correspondência MLM com agrupamento  $k_T$  é utilizado com limiar de correspondência de 15 GeV. Impõe-se o requisito que a massa invariante do sistema leptônico seja  $m(\ell\ell) > 50$  GeV no nível de gerador. As funções de distribuição partônica CTEQ6L1 são utilizadas.

O maior componente do fundo para esta análise vem da produção de multijatos em QCD. Este componente é estudado utilizando uma amostra de eventos de Monte Carlo gerados com PYTHIA, completamente simulados e reconstruídos. Utilizando um filtro que seleciona amostras de QCD enriquecidas com elétrons e múons, a geração inclui processos como  $b\bar{b}$ ,  $c\bar{c}$ , decaimentos de mésons leves de longa vida como fonte de múons, e hádrons e jatos de alta fração eletromagnética com baixo isolamento como fonte de elétrons. O filtro também requer a presença de um párton com  $p_T > 20$  GeV. Os outros componentes relevantes do fundo são  $Z (\rightarrow\tau\tau) + \text{jatos}$ ,  $W (\rightarrow\ell\nu) + \text{jatos}$  e  $t\bar{t} + \text{jatos}$ . Os eventos  $Z (\rightarrow\tau\tau) + \text{jatos}$  são considerados como sendo fundo e são gerados como parte das amostras  $Z (\rightarrow\ell\ell) + \text{jatos}$ . Os processos  $W (\rightarrow\ell\nu) + \text{jatos}$  (com  $\ell = e, \mu, \tau$ ) são gerados com MADGRAPH e PYTHIA, com os mesmos requisitos sobre o espaço de fase e as mesmas configurações de correspondência que o sinal. Os processos  $t\bar{t} + \text{jatos}$  são gerados de maneira similar, com MADGRAPH e PYTHIA com o requisito de  $p_T > 20$  GeV imposto aos pártons associados e limiar de correspondência de 30 GeV.

## A.2 Seleção e Reconstrução de Eventos

Os eventos são selecionados pelos *triggers* simulados<sup>1</sup> L1 e HLT, que selecionam a presença de ao menos um elétron ou múon, sem nenhum requisito relativo ao isolamento do lépton. Os limiares de  $p_T$  para o *trigger* são aqueles adotados no CMS para operação em baixa luminosidade ( $\mathcal{L} = 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ): limiares de 15 GeV e limiares L1 de 12 GeV e 10 GeV para elétrons e múons, respectivamente.

Múons são reconstruídos através de um algoritmo que combina a informação do Sistema de Múons e do Tracker; um requisito muito suave de isolamento é imposto considerando-se um cone ao redor do múon definido como  $\Delta R \leq R_{\text{cone}} = 0,5$  e impondo que a soma escalar dos momentos transversos dos

<sup>1</sup>A configuração desse *trigger* simulado foi revisada posteriormente, e nunca utilizada em uma tomada de dados real. Consideramos irrelevante descrever aqui sua configuração exata, optando ao invés por fazer uma descrição genérica.

traços nesse cone, excluindo-se o traço do múon, seja menor que 30% do momento transverso do múon. Elétrons são reconstruídos como traços únicos em correspondência com depósitos de energia eletromagnética no ECAL. A identificação de elétrons é baseada em um conjunto padrão de critérios que inclui variáveis de correspondência de traço e de formato de depósito tanto na região do barril como das tampas. Adicionalmente, um critério suave de isolamento é imposto sobre o candidato a elétron, exigindo-se que a soma escalar dos momentos transversos de todos os traços contidos em um cone de tamanho  $R_{\text{cone}} = 0,4$ , compatíveis com um vértice comum ao elétron, seja menor que 15% do momento transverso do candidato a elétron.

Os critérios de seleção dos léptons são dirigidos pelos requisitos gerais de i) alta eficiência na seleção do sinal de  $Z +$  jatos, ii) minimização dos efeitos do *trigger* e outros tipos de efeitos de limiar e iii) estabelecimento de um procedimento robusto para a extração do sinal. O requisito de  $p_T$  no lépton principal é de 20 GeV. Os múons são selecionados com  $|\eta| < 2,1$  e os elétrons com  $|\eta| < 2,5$ .

A reconstrução e seleção do bóson  $Z$  é baseada na criação de candidatos. São feitas todas as combinações em pares de múons e elétrons no evento. Os candidatos são selecionados através de um requerimento na massa invariante do dilépton:  $60 \text{ GeV} < m_{\ell\ell} < 110 \text{ GeV}$ . Após a aplicação desse critério, a fração observada de eventos com múltiplos candidatos é muito pequena. Na presença de múltiplos candidatos a  $Z$ , a combinação com léptons de maior  $p_T$  é quase sempre aquela que corresponde ao verdadeiro candidato. O vértice reconstruído próximo ao melhor candidato a  $Z$  é tomado como o vértice primário do evento e observa-se que corresponde também ao vértice com maior  $\sum p_T$ . O vértice primário é usado no passo seguinte da análise para projetar os depósitos calorimétricos e para selecionar os traços para a construção dos jatos.

A seleção de eventos é baseada nos léptons do bóson  $Z$  e na contagem dos jatos associados. Definimos a razão  $C$  como:

$$C = \frac{N(Z + n \text{ jatos})}{N(Z + (n+1) \text{ jatos})}. \quad (\text{A.1})$$

A expectativa (validada pelos resultados apresentados aqui) é que qualquer definição de jato pode ser utilizada para a construção da razão  $C$  sem alterar a estratégia de análise; a exceção seria uma definição de jatos tão inclusivos que a construção dos primeiros jatos esgota todo o espaço de fase disponível.

Nós consideramos dois cenários baseados no entendimento atual dos efeitos do

detector na construção e na contagem de jatos hadrônicos: i) No início da operação do LHC nós consideramos que a resposta calorimétrica não é completamente compreendida. Neste cenário nós utilizamos jatos calorimétricos “puros” (`CaloJets`) e jatos de traços (`TrackJets`), reconstruídos a partir de depósitos calorimétricos e traços respectivamente, usando o algoritmo de jatos *Seedless Infrared Safe Cone* (`SISCone`) com um tamanho de cone  $R_{\text{cone}} = 0,5$ . Os dois conjuntos de jatos permitem explorar diferentes regiões do espaço de fase e são independentes em termos de efeitos de detector. ii) O segundo cenário supõe conhecimento suficiente do detector para permitir o uso de jatos calorimétricos e jatos de Particle Flow completamente corrigidos; este cenário permitiria uma comparação quantitativa direta com previsões de QCD em nível de pártons (conforme estas se tornarem disponíveis).

Eventos são selecionados com um ou mais jatos calorimétricos (jatos de traços) entre  $|\eta| < 3,0$  ( $|\eta| < 2,4$ ) e  $p_T > 30$  GeV ( $p_T > 15$  GeV). Jatos de traços são reconstruídos a partir de traços com  $|\eta| < 2,4$  consistentes com o vértice primário do evento. Jatos de Particle Flow são construídos na região de  $|\eta| < 3,0$  com melhor desempenho em  $|\eta| < 2,4$ . Os léptons do melhor candidato a  $Z$  no evento não são considerados como jatos.

Na razão de  $Z + n$  jatos sobre  $Z + (n+1)$  jatos, erros sistemáticos devido ao mapeamento de pártons em jatos, às funções distribuição partônicas e a outras correções se cancelam substancialmente. Dada a ótima resolução em momento do detector de traços do CMS, jatos de traços e jatos de Particle Flow podem explorar uma parte do espaço de fase onde a resposta do calorímetro é baixa e fornecer amostras de  $Z +$  jatos de maior magnitude, apesar da sua cobertura mais limitada em  $\eta$  quando comparada àquela dos jatos calorimétricos. Note-se que em todos os casos a contagem de jatos é inclusiva, *i.e.*, o número de eventos  $N(Z + n \text{ jatos})$  contém na verdade os eventos com multiplicidade de jatos  $n, n + 1, \dots$ . Desse modo, existe uma correlação estatística entre os canais sucessivos.

### A.3 Ajuste de Máxima Verossimilhança

Para determinar o número de eventos de  $Z + n$  jatos em cada canal de multiplicidade ( $n \geq 1$ ) nós fazemos um Ajuste Contínuo Extendido de Máxima Verossimilhança (*Extended Unbinned Maximum Likelihood Fit*) (ML) em uma dimensão

baseado na massa invariante do dilépton ( $m(\ell\ell)$ )

$$L = \frac{e^{-(N_S+N_B)}}{(N_S + N_B)!} \prod_i \{N_S \cdot P_S(m(\ell\ell)_i) + N_B \cdot P_B(m(\ell\ell)_i)\} \quad (\text{A.2})$$

onde  $N_S$  ( $N_B$ ) é o número de eventos de sinal (fundo) nas amostras selecionadas e  $P_S(m(\ell\ell)_i)$  ( $P_B(m(\ell\ell)_i)$ ) é a função densidade de probabilidade (PDF) do sinal (fundo) da variável  $m(\ell\ell)$  e do evento  $i$ .

As distribuições da variável  $m(\ell\ell)$  para o sinal são parametrizadas por uma função semelhante à Gaussiana, mas com larguras assimétricas e caudas não Gaussianas:

$$f(x; m, \sigma_L, \sigma_R, \alpha_L, \alpha_R) = N_S \cdot \exp\left(-\frac{(x-m)^2}{2\sigma^2 + \alpha(x-m)^2}\right) \quad (\text{A.3})$$

onde  $\sigma = \sigma_L$  e  $\alpha = \alpha_L$  ( $\sigma = \sigma_R$  e  $\alpha = \alpha_R$ ) para  $x < m$  ( $x > m$ ). Dentro da precisão da luminosidade considerada descobrimos que os parâmetros do ajuste são independentes da multiplicidade dos jatos. Tanto para estados finais de elétrons e múons, o fundo é dominado pela componente de multijatos de QCD. O formato do fundo é estudado na amostra denominada “antilépton”, obtida através da inversão do requisito de isolamento de um dos léptons nas amostras de QCD enriquecidas em léptons. As distribuições de eventos simulados são mostradas na Figura A.1 para os eventos selecionados pelo filtro de  $Z + \geq 1$  jato de traços e para aqueles selecionados para a amostra de antilépton. No caso dos elétrons a seleção é menos restritiva que a nominal para que se possa obter uma quantidade de eventos suficiente para extrair o formato do fundo e fazer a comparação. As distribuições estão normalizadas aos números mostrados nas Tabelas 1 e 2. As amostras de antiléptons fornecem então as amostras de controle para a validação da função analítica que descreve o fundo de multijatos no ajuste. A presença dos outros componentes do fundo é levada em conta pelo ajuste permitindo-se a variação dos parâmetros de formato da distribuição. Usando o modelo fornecido pelo uso do PYTHIA e do GEANT4 para o componente de multijatos do fundo, esperamos que as distribuições de  $m(\ell\ell)$  sejam bem descritas tanto por uma função exponencial como por um polinômio de grau 2, como mostrado na Figura A.1 para jatos de traços. Distribuições similares são obtidas para outras definições de jatos.

Fazendo-se um conjunto de pseudoexperimentos para cada multiplicidade de jatos, nós estimamos o erro estatístico esperado na quantidade de sinal para  $100 \text{ pb}^{-1}$ . Os ajustes são realizados em amostras de Monte Carlo geradas das

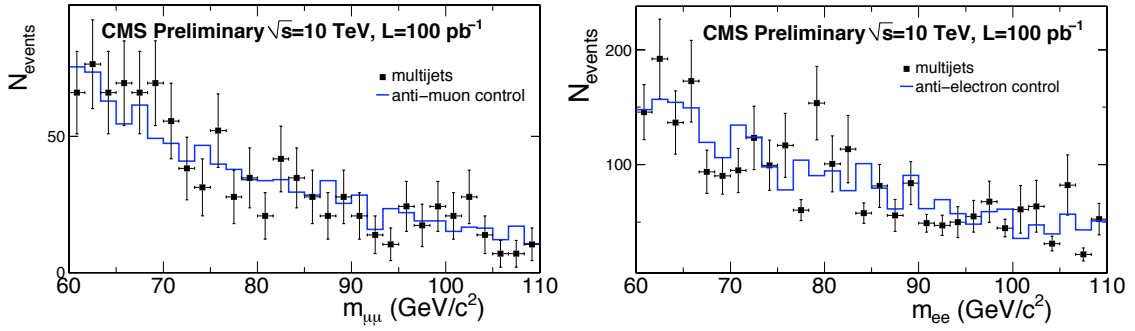


Figura A.1:  $m(\mu\mu)$  (esquerda) e  $m(ee)$  (direita) para contagem de jatos de traços nas amostras de multijatos enriquecidas com léptons (pontos) e a amostra de controle “antilépton” (histograma).

distribuições obtidas a partir da simulação completa. Isto permite realizar o ajuste com eventos sem peso e calcular corretamente o erro estatístico do resultado do ajuste. Nós obtemos tanto para o canal de dielétrons como para o de dimúons uma precisão de  $\sim 2\%$  para  $Z + \geq 1$  jato calorimétricos ( $\sim 16\%$  para  $Z + \geq 3$  jatos calorimétricos). Os erros correspondentes para jatos de traços são menores devido à maior quantidade de dados. Estes testes de Monte Carlo demonstram que o ajuste de máxima verossimilhança é livre de viés e que o intervalo de confiança de 68% calculado através da razão de verossimilhança cobre corretamente o verdadeiro número de eventos. Nas Figuras A.2 e A.3 o resultado do ajuste é mostrado para o caso de estados finais de dimúon + jatos e de dielétron + jatos, com jatos de traços.

## A.4 Medida da Razão $C$

Com o ajuste de máxima verossimilhança às quatro amostras de diferentes multiplicidades de jatos, nós medimos as contagens de eventos  $Z + n$  jatos como uma função da multiplicidade de jatos. De acordo com a Equação A.1, nós esperamos que  $C$  seja independente de  $n$ , dentro das incertezas. Sob a hipótese de que  $C$  é então uma constante, a razão das contagens inclusivas é idêntica à razão das contagens exclusivas, *i.e.*

$$\frac{N_{\text{eventos}}(n \text{ ou mais jatos})}{N_{\text{eventos}}(n+1 \text{ ou mais jatos})} = \frac{N_{\text{eventos}}(\text{exatos } n \text{ jatos})}{N_{\text{eventos}}(\text{exatos } n+1 \text{ jatos})}.$$

Fisicamente  $C$  representa o “custo” de adicionar um jato extra à produção de  $Z + n$  jatos a alguma ordem fixa em  $\alpha_s$ . O valor extraído pra  $C$  depende da definição



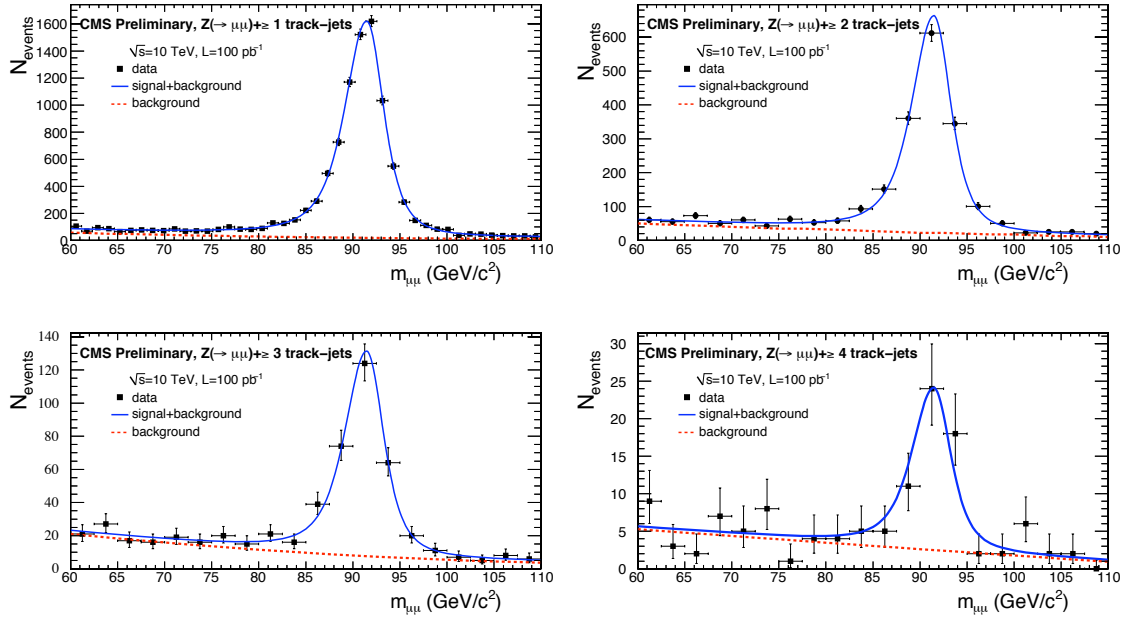


Figura A.2: Projeção da verossimilhança no seu máximo em  $m_{\mu\mu}$  para  $Z(\rightarrow \mu\mu) + \geq 1$  jatos de traços (superior esquerda),  $Z(\rightarrow \mu\mu) + \geq 2$  jatos de traços (superior direita),  $Z(\rightarrow \mu\mu) + \geq 3$  jatos de traços (inferior esquerda),  $Z(\rightarrow \mu\mu) + \geq 4$  jatos de traços (inferior direita). Os “dados” correspondentes a  $100 \text{ pb}^{-1}$  de luminosidade acumulada estão sobrepostos. As barras de erro correspondem à precisão esperada.

de jato: aumentar o limiar em  $p_T$  do jato para um determinado tamanho de cone aumenta o valor numérico de  $C$ , assim como diminuir o tamanho do cone para um limiar em  $p_T$  do jato fixo também aumenta  $C$ . De fato, a diferença nos valores de  $C$  extraídos da contagem de jatos calorimétricos em relação àqueles extraídos da contagem de jatos de traços é em grande parte devido ao fato de que com os uso de jatos de traços é possível explorar uma região de menor  $p_T$  do espaço de fase. Usando tanto jatos de traços como jatos calorimétricos, a previsão de  $C$  constante pode ser verificada em diferentes regiões do espaço de fase e usando componentes independentes do detector. Além disso, utilizando jatos calorimétricos corrigidos ou jatos de Particle Flow uma comparação quantitativa detalhada com correções de QCD no nível de pártons poderia eventualmente ser feita. A pouca restritividade da seleçãp feita nesta análise nos permite confirmar o comportamento esperado com uma amostra de dados de  $100 \text{ pb}^{-1}$ , acessando diretamente eventos de  $Z +$  jatos até o canal inclusivo de 4 jatos. O ajuste das contagens medidas a uma função exponencial, mostrado na Figura A.4, confirma a validade da hipótese de razão constante, com probabilidades de ajuste entre 75% e

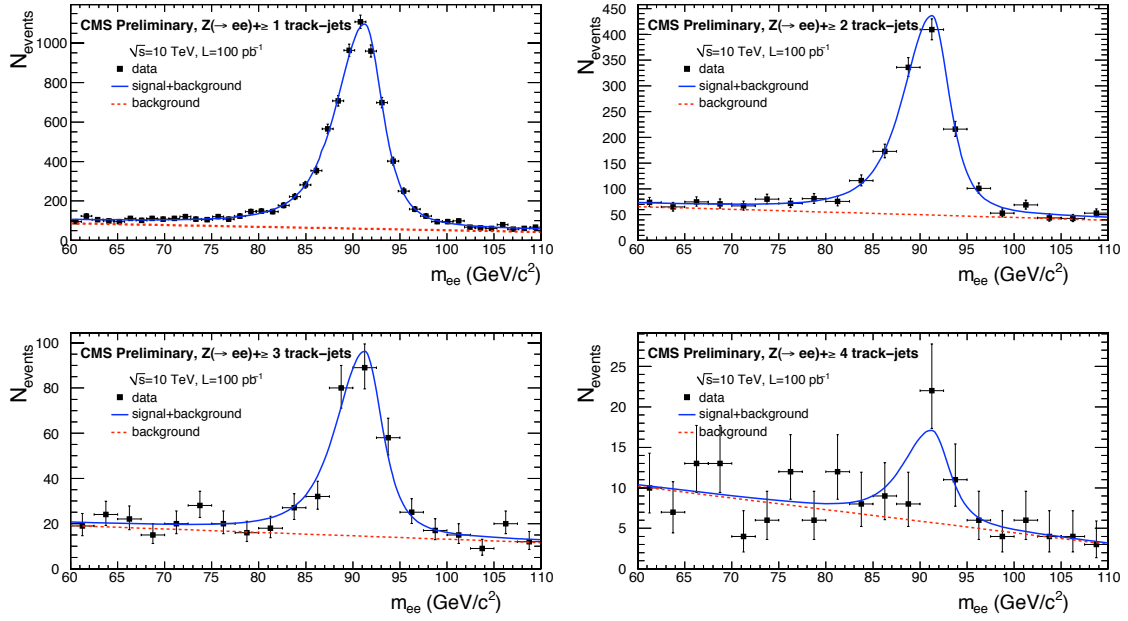


Figura A.3: Projeção da verossimilhança no seu máximo em  $m_{ee}$  para  $Z(\rightarrow ee) + \geq 1$  jatos de traços (superior esquerda),  $Z(\rightarrow ee) + \geq 2$  jatos de traços (superior direita),  $Z(\rightarrow ee) + \geq 3$  jatos de traços (inferior esquerda),  $Z(\rightarrow ee) + \geq 4$  jatos de traços (inferior direita). Os “dados” correspondentes a  $100 \text{ pb}^{-1}$  de luminosidade acumulada estão sobrepostos. As barras de erro correspondem à precisão esperada.

94%. Aqui os erros refletem a precisão estatística esperada nos dados, estimada de pseudoexperimentos simulados de MC sem levar em conta a correlação estatística entre os canais sucessivos. Nós esperamos um panorama similar nos primeiros dados do LHC.

A eficiência total de seleção  $\epsilon_S$  em cada canal de multiplicidade de jatos, estimada a partir da simulação de Monte Carlo, é constante em função do número de jatos. Nós obtemos, para o uso de jatos calorimétricos

- $\epsilon_S = (41,4 \pm 0,5)\%$ , para  $Z(\rightarrow ee) + \geq 1$  jato
- $\epsilon_S = (42 \pm 11)\%$ , para  $Z(\rightarrow ee) + \geq 4$  jatos
- $\epsilon_S = (47,5 \pm 0,5)\%$ , para  $Z(\rightarrow \mu\mu) + \geq 1$  jato
- $\epsilon_S = (48 \pm 4)\%$  para  $Z(\rightarrow \mu\mu) + \geq 4$  jatos.

A estabilidade de  $\epsilon_S$  é um benefício da seleção pouco restritiva no bóson  $Z$ . Nós verificamos que a correção na eficiência das contagens tem um impacto muito pequeno nos resultados, induzindo uma mudança na razão  $C$  menor que a precisão esperada para  $100 \text{ pb}^{-1}$ . O uso de diferentes definições de jatos demonstra a robustez dos resultados. A saída dos resultados dos ajustes mostrados na Figura

A.5 é i)  $C_{cj}^{\mu\mu} = 7,3 \pm 0,3$  para o processo  $Z(\rightarrow\mu\mu) +$  jatos calorimétricos e  $C_{tj}^{\mu\mu} = 5,3 \pm 0,1$  para o processo  $Z(\rightarrow\mu\mu) +$  jatos de traços e, ii)  $C_{cj}^{ee} = 7,6 \pm 0,4$  para o processo  $Z(\rightarrow ee) +$  jatos calorimétricos e  $C_{tj}^{ee} = 5,3 \pm 0,2$  para o processo  $Z(\rightarrow ee) +$  jatos de traços. Os resultados são consistentes com a universalidade dos léptons, pois  $C^{\mu\mu}/C^{ee}$  é consistente com 1 tanto para jatos de calorimétricos como para jatos de traços.

O valor de  $C_{cj}^{\ell\ell}$  para jatos calorimétricos corresponde ao valor obtido para jatos em nível de gerador na mesma faixa de pseudorapidez para limiar em  $p_T$  de 58 GeV, em concordância com a resposta calorimétrica esperada ( $\sim 50\%$ ). Em um cenário posterior onde os dados são bem compreendidos, a razão  $C$  poderia ser extraída de jatos calorimétricos corrigidos e jatos de Particle Flow. O valor obtido poderia ser comparado diretamente com previsões de QCD, representadas aqui por jatos em nível de gerador obtidas de cálculos de Monte Carlo em primeira ordem com correspondência párton-jato. Nós confirmamos que este é o caso tomando um limiar em  $p_T$  de 58 GeV tanto para jatos calorimétricos corrigidos como para jatos de Particle Flow. Nós obtemos para os jatos calorimétricos corrigidos  $C_{cor-cj}^{ee(\mu\mu)} = 7,5(7,6) \pm 0,3$  e para jatos de Particle Flow  $C_{PFj}^{ee(\mu\mu)} = 7,5(7,6) \pm 0,5$  como esperado. A variação para a contagem com jatos de Particle Flow está incluída na Figura A.4. Para jatos de traços, o valor de  $C_{tj}^{ee}$  que corresponde ao valor obtido com jatos de nível de gerador, na região de rapidez  $|\eta| < 2,4$ , é obtida para um limiar de  $p_T$  de 30 GeV; isto é compatível com a expectativa da fração carregada de um jato hadrônico. Com jatos de Particle Flow a medida pode ser efetuada com um limiar tão baixo como 15 GeV, produzindo uma amostra padrão com ótimas propriedades estatísticas. Existem efeitos conhecidos de QCD que podem causar desvios de uma razão  $C$  constante. O primeiro é que o  $n$ -ésimo jato vem associado a um fator de  $\alpha_S(Q_n)$  cuja escala física  $Q_n$  pode ser substancialmente menor que a escala  $Q$  do subprocesso duro original, reduzindo então o custo deste jato pelo fator  $\alpha_S(Q)/\alpha_S(Q_n)$ . O segundo é a supressão de Sudakov da ramificação dura extra necessária para produzir um jato extra. Estes dois efeitos, que contribuem em direções opostas, estão incluídos nos cálculos de correspondência do MADGRAPH, e seus efeitos combinados na razão  $C$  são pequenos. Outro efeito vem de contribuições virtuais de ordem mais alta não incluídas nos elementos de matriz do MADGRAPH; uma estimativa desse efeito aguarda um cálculo completo de segunda ordem da produção de  $Z + 3$  jatos. Dados os resultados aqui apresentados usando os canais de multiplicidade de  $Z + 1$  jatos e  $Z + 2$  jatos, que tem grande número de contagens (usando tanto contagem de jatos calorimétricos

como de jatos de traços), nós podemos estimar a taxa de eventos de  $Z + 3$  jatos como sendo menor que  $\approx 10\%$ . Isto é aproximadamente igual à precisão esperada dos cálculos de segunda ordem nos próximos anos. Estudos posteriores de  $Z +$  jatos como função do  $p_T$  do bóson ou dos jatos seriam necessários para testar a previsão na região de alto  $p_T$  do espaço de fase, onde seria necessária também uma maior luminosidade integrada.

## A.5 A Amostra $Z +$ Jatos Como Uma Amostra Padrão

Alguns exemplos que aparecem na literatura do processo  $Z +$  jatos usado como um padrão incluem i)  $Z +$  jatos como uma normalização de referência para a estimativa dos decaimentos invisíveis do  $Z$  após ajustar a simulação de Monte Carlo aos dados ii)  $Z +$  jatos como um instrumento para extrair correções para a energia dos jatos e/ou a eficiência na reconstrução dos jatos (*e.g.* balanceamento entre o  $Z$  e os jatos) e iii)  $Z +$  jatos como uma referência para a reconstrução da  $\cancel{E}_T$ .

Devido às similaridades entre as topologias dos processos  $Z +$  jatos e  $W +$  jatos a amostra de  $Z(\rightarrow\mu\mu) +$  jatos pode usada para calibrar a  $\cancel{E}_T$  em eventos de  $W(\rightarrow\mu\nu) +$  jatos. A  $\cancel{E}_T$  é decomposta em duas componentes ortogonais, denominadas  $U_{\parallel}$  e  $U_{\perp}$ , que correspondem respectivamente às componentes da  $\cancel{E}_T$  paralela e perpendicular ao múon associado ao candidato a bóson  $W$ . Uma topologia do tipo  $W +$  jatos pode ser obtida a partir de eventos  $Z(\rightarrow\mu\mu) +$  jatos se se tratar um dos múons do decaimento do  $Z$  como um neutrino. A amostra  $Z(\rightarrow\mu\mu) +$  jatos selecionada é usada para computar correções a  $U_{\parallel}$  e  $U_{\perp}$  comparando os valores da  $\cancel{E}_T$  calorimétrica com os valores obtidos da cinemática do dimúon. Cada evento da amostra padrão entra com um peso baseado no valor de  $m_{\mu\mu}$ , seguindo-se a técnica de sPlot, que fornece uma subtração de fundo otimizada. A massa transversa do  $W$  é mostrada antes e depois das correções no canal de  $W(\rightarrow\mu\nu) + \geq 1$  jato na Figura A.5. Depois das correções a borda Jacobiana característica é essencialmente recuperada.

Bósons  $Z$  e jatos produzidos através de um novo mecanismo no LHC poderiam induzir um grande desvio de uma razão  $C$  constante na contagem de jatos. Este é o caso por exemplo em modelos de SUSY com produção de bósons  $Z$  reais e alta multiplicidade de jatos no estado final. Este tipo de mecanismo de produção poderia induzir um excesso de eventos com alta multiplicidade de jatos e uma discrepância entre o número de contagens observado e o esperado, obtido a partir dos números de contagens de  $Z + \geq 1$  e  $Z + \geq 2$  jatos. A presença de eventos de

Física Nova poderia também enviesar a previsão, uma vez que a contagem de jatos é inclusiva e os eventos de Física Nova estarão contaminando todos os canais de multiplicidade de jatos.

Para demonstrar a sensibilidade da análise na quebra da variação de Berends-Giele, nós consideramos um ponto padrão de SUSY com mSUGRA que inclui a produção de bósons  $Z$  em decaimentos de neutralinos. Para um dado número de eventos de Física nova na amostra com  $Z + \geq 1$  jato, nós geramos um conjunto de pseudo experimentos de MC de acordo com o Modelo Padrão e as densidades de probabilidade para o fundo obtidas na seção anterior.

A amostra de SUSY contém eventos com bósons  $Z$  reais assim como falsos candidatos de léptons produzidos nas cadeias de decaimento de partículas de SUSY. O ajuste consegue distinguir entre candidatos reais e candidatos falsos a bóson  $Z$ , mas não consegue separar eventos de Física Nova e eventos de Modelo Padrão. Isto resulta em uma discrepância entre as contagens de eventos observadas a altas multiplicidades de jatos e os valores previstos usando a variação de Berends-Giele a baixas multiplicidades de jatos. O resultado é mostrado na Figura A.6 como função do número total de eventos de Física Nova (incluindo aqueles com falsos candidatos a  $Z$ ) adicionados a  $100 \text{ pb}^{-1}$  de eventos de Modelo Padrão.

Um desvio simultâneo da previsão tanto nas contagens de jatos calorimétricos como de jatos de traços não poderia ser facilmente atribuído a efeitos sistemáticos. Se uma discrepância desse tipo for vista nos dados, além do que os efeitos de QCD discutidos na seção anterior poderiam induzir, seria possível usar sPlots para caracterizar o excesso de eventos, estudando os efeitos de candidatos a matéria escura estáveis e fracamente interagentes na distribuição de  $\cancel{E}_T$ .

A análise da amostra padrão  $Z +$  jatos pode também fornecer uma medida do fundo irreduzível  $Z \rightarrow (\nu\nu) +$  jatos para buscas por Física Nova em estados finais hadrônicos. Isto é mostrado na Figura A.7 onde comparamos a distribuição esperada da  $\cancel{E}_T$  no processo  $Z(\rightarrow\nu\nu) +$  jatos com os sPlots de eventos  $Z(\rightarrow\mu\mu) +$  jatos. As distribuições estão normalizadas a  $100 \text{ pb}^{-1}$ .

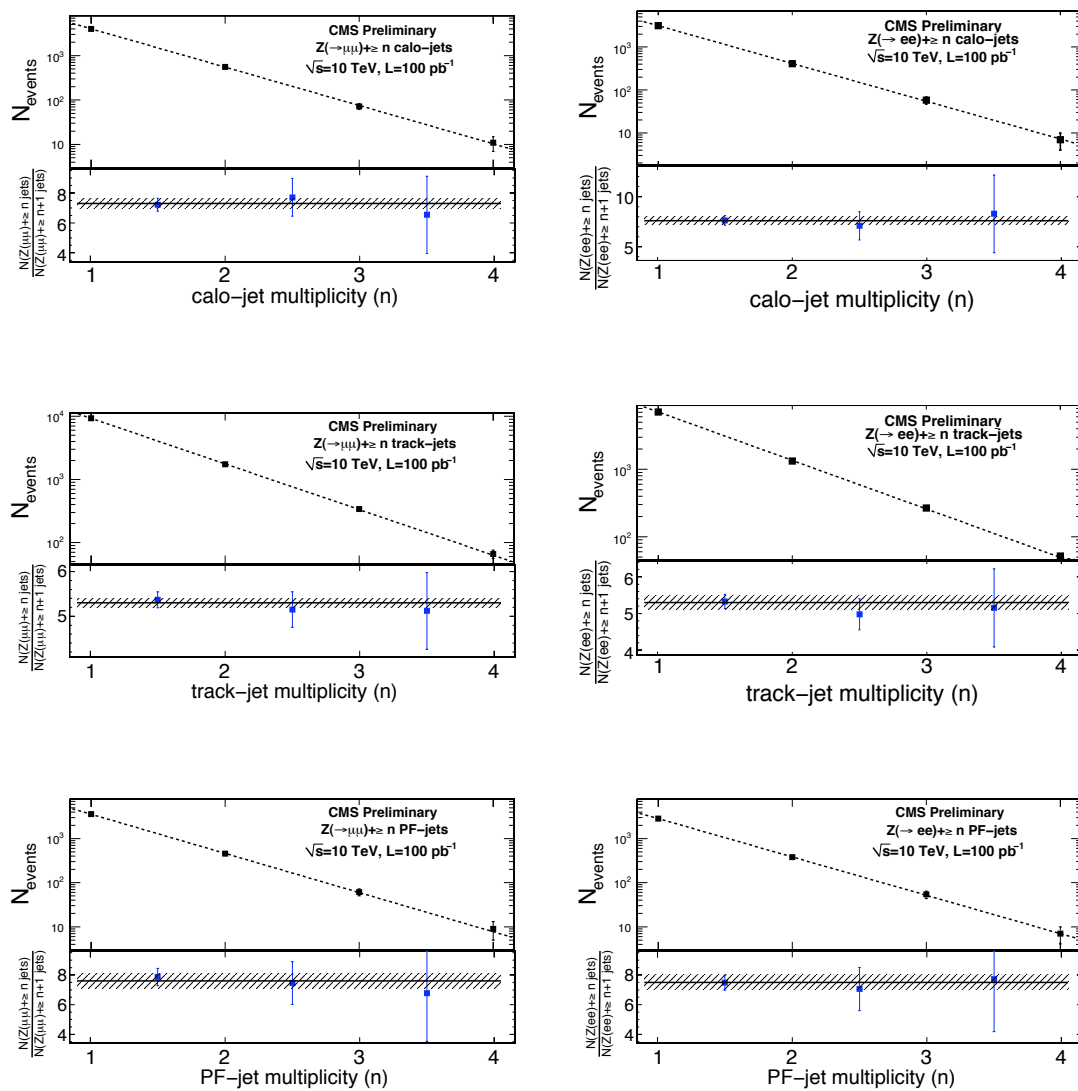


Figura A.4: Distribuições ( $dN/d\text{jets}$ ) e ajuste exponencial para  $Z(\rightarrow \mu\mu) + \geq 1$  jato (esquerda) e  $Z(\rightarrow ee) + \geq 1$  jato (direita) para diferentes definições de jato. O resultado da razão constante  $Z + n$  jatos e  $Z + n+1$  jatos para cada caso também é mostrado, com o intervalo de incerteza do ajuste.

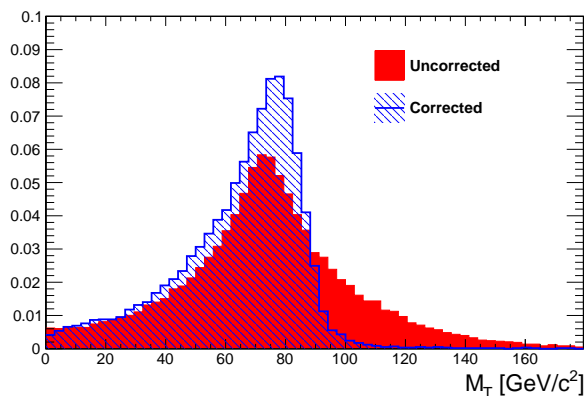


Figura A.5: Massa transversa do  $W$  na amostra  $W(\rightarrow \mu\nu) + \geq 1$  jato antes e depois da correção da  $\cancel{E}_T$  derivada da amostra padrão  $Z +$  jatos.

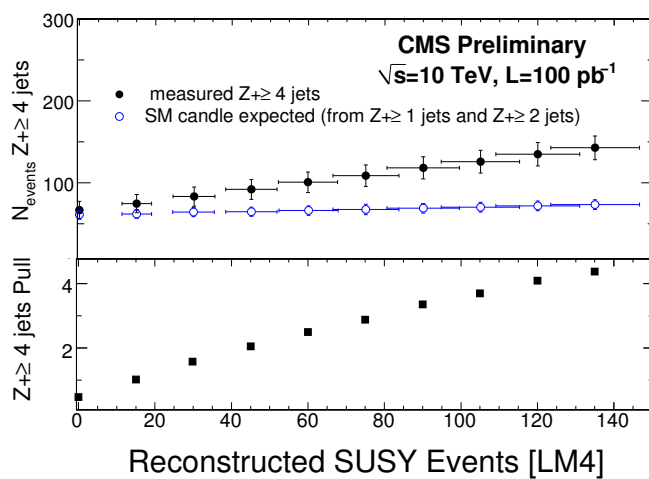


Figura A.6: Sinal simulado da evidência de SUSY.

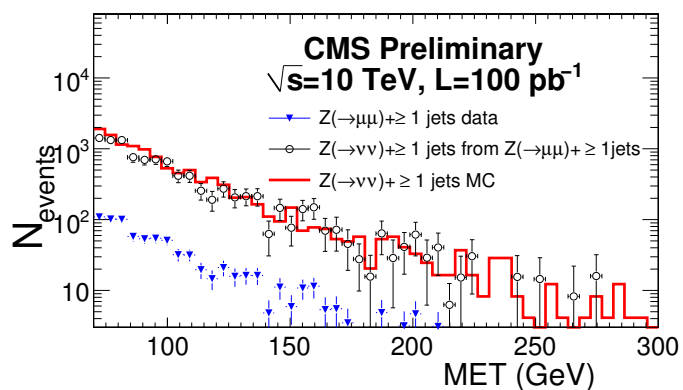


Figura A.7: Distribuição da energia transversa faltante  $\cancel{E}_T$ , obtida a partir dos valores verdadeiros de  $Z(\rightarrow \nu\nu)$  e a partir da amostra padrão  $Z(\rightarrow \mu\mu)$ .

# Referências

- [1] T. R. F. P. Tomei, S. F. Novaes, M. Spiropulu, and M. Pierini, “Search for Randall-Sundrum Gravitons Decaying into a Jet plus Missing  $E_T$  at CMS”, *CMS Analysis Note AN-2011/226* (2011). Restricted to CMS members.
- [2] CMS Collaboration, “Search for Randall-Sundrum Gravitons Decaying into a Jet plus Missing  $E_T$  at CMS”, *CMS Physics Analysis Summary EXO-11-061* (2012). <http://cdsweb.cern.ch/record/1426654>.
- [3] CMS Collaboration, “Search for Randall-Sundrum Gravitons Decaying into a Jet plus Missing  $E_T$  at CMS”, *Phys.Lett. B* (2012). In preparation.
- [4] ATLAS Collaboration, “The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider”, *JINST* **3** (2008) S08003, [doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08003](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08003).
- [5] CMS Collaboration, “The CMS experiment at the CERN LHC”, *JINST* **3** (2008) S08004, [doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08004](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08004).
- [6] LHCb Collaboration, “The LHCb Detector at the LHC”, *JINST* **3** (2008) S08005, [doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08005](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08005).
- [7] ALICE Collaboration, “The ALICE experiment at the CERN LHC”, *JINST* **3** (2008) S08002, [doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08002](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08002).
- [8] e. Evans, Lyndon and e. Bryant, Philip, “LHC Machine”, *JINST* **3** (2008) S08001, [doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08001](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08001).
- [9] CMS Collaboration, “CMS physics: Technical design report”, *CMS-TDR-008-1* (2006).
- [10] D. Green, “The Physics of Particle Detectors”. Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmology. Cambridge University Press, 2005.
- [11] C. Grupen and B. Schwartz, “Particle Detectors”. Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmology. Cambridge University Press, 2011.



- [12] A. Vilela Pereira and M. Arneodo, “Prospects for the measurement of hard diffraction with the CMS detector at the Large Hadron Collider. oai:cds.cern.ch:1310335”. PhD thesis, Turin U., Turin, 2010.
- [13] R. Frühwirth, M. Regler, R. K. Bock et al., “Data Analysis Techniques for High-Energy Physics”. Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmology. Cambridge University Press, 2000.
- [14] CMS Collaboration, “SWGGuideTrackReco”. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/SWGGuideTrackReco>.
- [15] W. Adam, B. Mangano, T. Speer et al., “Track reconstruction in the CMS tracker”, *CERN-CMS-NOTE-2006-041* (2005).
- [16] CMS Collaboration, “SWGGuideEcalRecoClustering”. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/SWGGuideEcalRecoClustering>.
- [17] R. Frühwirth, “Track fitting with nonGaussian noise”, *Comput.Phys.Commun.* **100** (1997) 1–16, [doi:10.1016/S0010-4655\(96\)00155-5](https://doi.org/10.1016/S0010-4655(96)00155-5).
- [18] W. Adam, R. Frühwirth, A. Strandlie et al., “Reconstruction of Electrons with the Gaussian-Sum Filter in the CMS Tracker at the LHC”, *CERN-CMS-NOTE-2005-001* (2005).
- [19] R. Wigmans, “Calorimetry: Energy Measurement in Particle Physics”. International Series of Monographs in Physics. Oxford Science Publications, 2000.
- [20] CMS Collaboration, “SWGGuideHcalRecHits”. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/SWGGuideHcalRecHits>.
- [21] G. Bruno, P. T. Cox, S. Lacaprara et al., “Local Reconstruction in the Muon Detectors”, *CERN-CMS-NOTE-2002-043* (2002).
- [22] CMS Collaboration, “SWGGuideMuonLocalReco”. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/SWGGuideMuonLocalReco>.
- [23] E. James, Y. Maravin, M. Mulders et al., “Muon identification in CMS”, *CERN-CMS-NOTE-2006-010* (2006).

- [24] CMS Collaboration, “SWGGuideTrackerMuons”. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/SWGGuideTrackerMuons>.
- [25] C. Grandi, D. Stickland, L. Taylor et al., “CMS Computing Model”, *CERN-CMS-NOTE-2004-031* (2004).
- [26] e. Bird, I., e. Bos, K., e. Brook, N. et al., “LHC computing Grid. Technical design report”, *CERN-LHCC-2005-024* (2005).
- [27] “Worldwide LHC Computing Grid”. <http://lcg.web.cern.ch/lcg/>.
- [28] V. Kuznetsov, D. Evans, and S. Metson, “The CMS data aggregation system”, *Procedia Computer Science* **1** (2010), no. 1, 1535–1543, [doi:10.1016/j.procs.2010.04.172](https://doi.org/10.1016/j.procs.2010.04.172).
- [29] L. Tuura, T. Barrass, B. D et al., “PhEDEx high-throughput data transfer management system”, in *Computing in High Energy and Nuclear Physics*. Mumbai, India, 2006.
- [30] D. Spiga, M. Cinquilli, L. Servoli et al., “The CMS Remote Analysis Builder (CRAB)”, *Lect.Notes Comput.Sci.* **4873** (2007) 580–586, [doi:10.1007/978-3-540-77220-0\\_52](https://doi.org/10.1007/978-3-540-77220-0_52).
- [31] M. Dobbs and J. B. Hansen, “The HepMC C++ Monte Carlo event record for High Energy Physics”, *Comput.Phys.Commun.* **134** (2001) 41–46, [doi:10.1016/S0010-4655\(00\)00189-2](https://doi.org/10.1016/S0010-4655(00)00189-2).
- [32] GEANT4 Collaboration, “GEANT4: A Simulation toolkit”, *Nucl. Instrum. Meth.* **A506** (2003) 250–303, [doi:10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8).
- [33] F. Beaudette, “FAMOS, a FAsT MOnte-Carlo Simulation for CMS”, 2005. INSPIRE-707266.
- [34] CMS Collaboration, “CMS. The TriDAS project. Technical design report, vol. 1: The trigger systems”, *CERN-LHCC-2000-038* (2000).
- [35] CMS Collaboration, “CMS: The TriDAS project. Technical design report, Vol. 2: Data acquisition and high-level trigger”, *CERN-LHCC-2002-026* (2002).
- [36] A. Pich, “The Standard Model of Electroweak Interactions”, in *CERN-Fermilab Hadron Collider Physics Summer School*. CERN, Geneva, Switzerland, 2011. [arXiv:1201.0537](https://arxiv.org/abs/1201.0537).

- [37] P. Langacker, “Introduction to the Standard Model and Electroweak Physics”, in *The Dawn of the LHC Era: TASI 2008*, T. Han, ed. World Scientific, 2010. [arXiv:0901.0241](#).
- [38] S. F. Novaes, “Standard Model: An Introduction”, in *Particles and Fields: Proceedings of the X J. A. Swieca Summer School*, J. C. A. Barata, M. Begali, and R. Rosenfeld, eds. World Scientific, 2000. [arXiv:hep-ph/0001283](#).
- [39] Particle Data Group Collaboration, “Review of Particle Physics”, *J. Phys.* **G37** (2010) 075021, [doi:10.1088/0954-3899/37/7A/075021](#).
- [40] UA1 Collaboration, “Experimental Observation of Isolated Large Transverse Energy Electrons with Associated Missing Energy at  $s^{1/2} = 540\text{-GeV}$ ”, *Phys.Lett.* **B122** (1983) 103–116.
- [41] UA1 Collaboration, “Experimental Observation of Lepton Pairs of Invariant Mass Around  $95\text{-GeV}/c^2$  at the CERN SPS Collider”, *Phys.Lett.* **B126** (1983) 398–410, [doi:10.1016/0370-2693\(83\)90188-0](#).
- [42] UA2 Collaboration, “Observation of Single Isolated Electrons of High Transverse Momentum in Events with Missing Transverse Energy at the CERN anti-p p Collider”, *Phys.Lett.* **B122** (1983) 476–485, [doi:10.1016/0370-2693\(83\)91605-2](#).
- [43] UA2 Collaboration, “Evidence for  $Z^0 \rightarrow e^+ e^-$  at the CERN anti-p p Collider”, *Phys.Lett.* **B129** (1983) 130–140, [doi:10.1016/0370-2693\(83\)90744-X](#).
- [44] S. Bethke, “Experimental tests of asymptotic freedom”, *Prog.Part.Nucl.Phys.* **58** (2007) 351–386, [doi:10.1016/j.ppnp.2006.06.001](#), [arXiv:hep-ex/0606035](#).
- [45] S. Kluth, “Tests of Quantum Chromo Dynamics at  $e^+ e^-$  Colliders”, *Rept.Prog.Phys.* **69** (2006) 1771–1846, [doi:10.1088/0034-4885/69/6/R04](#), [arXiv:hep-ex/0603011](#).
- [46] P. J. Mohr, B. N. Taylor, and D. B. Newell, “CODATA Recommended Values of the Fundamental Physical Constants: 2006”, *Rev.Mod.Phys.* **80** (2008) 633–730, [doi:10.1103/RevModPhys.80.633](#), [arXiv:0801.0028](#).

- [47] ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, and SLD Collaborations, LEP Electroweak Working Group, SLD Electroweak Group, SLD Heavy Flavour Group Collaboration, “Precision electroweak measurements on the Z resonance”, *Phys.Rept.* **427** (2006) 257–454,  
[doi:10.1016/j.physrep.2005.12.006](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2005.12.006),  
[arXiv:hep-ex/0509008](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0509008).
- [48] CMS Collaboration, “Combined results of searches for the standard model Higgs boson in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV”, [arXiv:1202.1488](https://arxiv.org/abs/1202.1488).
- [49] The LEP Electroweak Working Group, “LEP EWWG Home Page”.  
<http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>.
- [50] M. Gonzalez-Garcia and Y. Nir, “Neutrino masses and mixing: Evidence and implications”, *Rev.Mod.Phys.* **75** (2003) 345–402,  
[doi:10.1103/RevModPhys.75.345](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.75.345), [arXiv:hep-ph/0202058](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0202058).
- [51] S. Weinberg, “Cosmology”. Oxford University Press, 2008.
- [52] N. Jarosik, C. L. Bennett, J. Dunkley et al., “Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Sky Maps, Systematic Errors, and Basic Results”, *Astrophys.J.Suppl.* **192** (2011) 14,  
[doi:10.1088/0067-0049/192/2/14](https://doi.org/10.1088/0067-0049/192/2/14), [arXiv:1001.4744](https://arxiv.org/abs/1001.4744).
- [53] R. S. Chivukula, “Lectures on Technicolor and Compositeness”, in *TASI 2000, Flavor Physics for the Millennium*, J. L. Rosner, ed. World Scientific, 2000.  
[arXiv:hep-ph/0011264](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0011264).
- [54] S. P. Martin, “A Supersymmetry Primer”, in *Perspectives on Supersymmetry*, G. L. Kane, ed. World Scientific, 1998. [arXiv:hep-ph/9709356](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9709356).
- [55] J. L. Hewett and M. Spiropulu, “Particle Physics Probes Of Extra Spacetime Dimensions”, *Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.* **52** (2002) 397–424,  
[doi:10.1146/annurev.nucl.52.050102.090706](https://doi.org/10.1146/annurev.nucl.52.050102.090706),  
[arXiv:hep-ph/0205106](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0205106).
- [56] R. Rattazzi, “Cargese Lectures on Extra Dimensions”, in *Particle Physics and Cosmology: the Interface*, D. Kazakov and G. Smadja, eds. Springer, 2005.  
[arXiv:hep-ph/0607055](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0607055).

- [57] M. Shifman, “LARGE EXTRA DIMENSIONS: Becoming acquainted with an alternative paradigm”, *Int.J.Mod.Phys.* **A25** (2010) 199–225, [doi:10.1142/S0217751X10048548](https://doi.org/10.1142/S0217751X10048548), [arXiv:0907.3074](https://arxiv.org/abs/0907.3074).
- [58] F. Quevedo, S. Krippendorf, and O. Schlotterer, “Cambridge Lectures on Supersymmetry and Extra Dimensions”, in *Mathematical Tripos at the University of Cambridge*. Cambridge, UK, 2010. [arXiv:1011.1491](https://arxiv.org/abs/1011.1491).
- [59] T. Kaluza, “On the Problem of Unity in Physics”, *Sitzungsber.Preuss.Akad.Wiss.Berlin (Math.Phys.)* **1921** (1921) 966–972.
- [60] O. Klein, “Quantum Theory and Five-Dimensional Theory of Relativity. (In German and English)”, *Z.Phys.* **37** (1926) 895–906, [doi:10.1007/BF01397481](https://doi.org/10.1007/BF01397481), [10.1007/BF01397481](https://doi.org/10.1007/BF01397481).
- [61] E. G. Adelberger, J. H. Gundlach, B. R. Heckel et al., “Torsion balance experiments: A low-energy frontier of particle physics”, *Prog.Part.Nucl.Phys.* **62** (2009) 102–134, [doi:10.1016/j.pnpnp.2008.08.002](https://doi.org/10.1016/j.pnpnp.2008.08.002).
- [62] V. A. Rubakov and M. E. Shaposhnikov, “Do We Live Inside a Domain Wall?”, *Phys.Lett.* **B125** (1983) 136–138, [doi:10.1016/0370-2693\(83\)91253-4](https://doi.org/10.1016/0370-2693(83)91253-4).
- [63] T. Appelquist, H.-C. Cheng, and B. A. Dobrescu, “Bounds on universal extra dimensions”, *Phys.Rev.* **D64** (2001) 035002, [doi:10.1103/PhysRevD.64.035002](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.64.035002), [arXiv:hep-ph/0012100](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0012100).
- [64] D0 Collaboration, “Search for universal extra dimensions in  $p\bar{p}$  collisions”, *Phys.Rev.Lett.* **108** (2012) 131802, [arXiv:1112.4092](https://arxiv.org/abs/1112.4092).
- [65] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G. R. Dvali, “The Hierarchy problem and new dimensions at a millimeter”, *Phys.Lett.* **B429** (1998) 263–272, [doi:10.1016/S0370-2693\(98\)00466-3](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(98)00466-3), [arXiv:hep-ph/9803315](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9803315).
- [66] L. Randall and R. Sundrum, “Large Mass Hierarchy from a Small Extra Dimension”, *Phys.Rev.Lett.* **83** (1999) 3370–3373, [doi:10.1103/PhysRevLett.83.3370](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.83.3370), [arXiv:hep-ph/9905221](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9905221).

- [67] L. Randall and R. Sundrum, “An Alternative to Compactification”, *Phys.Rev.Lett.* **83** (1999) 4690–4693, [doi:10.1103/PhysRevLett.83.4690](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.83.4690), [arXiv:hep-th/9906064](https://arxiv.org/abs/hep-th/9906064).
- [68] Supernova Cosmology Project Collaboration, “Improved Cosmological Constraints from New, Old and Combined Supernova Datasets”, *Astrophys.J.* **686** (2008) 749–778, [doi:10.1086/589937](https://doi.org/10.1086/589937), [arXiv:0804.4142](https://arxiv.org/abs/0804.4142).
- [69] H. Davoudiasl, J. L. Hewett, and T. G. Rizzo, “Phenomenology of the Randall-Sundrum Gauge Hierarchy Model”, *Phys. Rev. Lett.* **84** (2000) 2080, [doi:10.1103/PhysRevLett.84.2080](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.2080), [arXiv:hep-ph/9909255](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9909255).
- [70] T. Han, J. D. Lykken, and R.-J. Zhang, “On Kaluza-Klein states from large extra dimensions”, *Phys. Rev.* **D59** (1999) 105006, [doi:10.1103/PhysRevD.59.105006](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.59.105006), [arXiv:hep-ph/9811350](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9811350).
- [71] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, “PYTHIA 6.4 Physics and Manual”, *JHEP* **0605** (2006) 026, [doi:10.1088/1126-6708/2006/05/026](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2006/05/026), [arXiv:hep-ph/0603175](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0603175).
- [72] M. Bahr, S. Gieseke, M. A. Gigg et al., “Herwig++ Physics and Manual”, *Eur. Phys. J.* **C58** (2008) 639–707, [doi:10.1140/epjc/s10052-008-0798-9](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-008-0798-9), [arXiv:0803.0883](https://arxiv.org/abs/0803.0883).
- [73] D0 Collaboration, “Search for Randall-Sundrum gravitons in dilepton and diphoton final states”, *Phys. Rev. Lett.* **95** (2005) 091801, [doi:10.1103/PhysRevLett.95.091801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.95.091801), [arXiv:hep-ex/0505018](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0505018).
- [74] CDF Collaboration, “Search for new high mass particles decaying to lepton pairs in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV”, *Phys. Rev. Lett.* **95** (2005) 252001, [doi:10.1103/PhysRevLett.95.252001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.95.252001), [arXiv:hep-ex/0507104](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0507104).
- [75] CDF Collaboration, “Search for Randall-Sundrum gravitons in the diphoton channel at CDF”, *Phys. Rev.* **D83** (2011) 011102, [doi:10.1103/PhysRevD.83.011102](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.83.011102), [arXiv:1012.2795](https://arxiv.org/abs/1012.2795).

- [76] D0 Collaboration, "Search for Randall-Sundrum gravitons in the dielectron and diphoton final states with  $5.4 \text{ fb}^{-1}$  of data from  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$ ", *Phys. Rev. Lett.* **104** (2010) 241802, [doi:10.1103/PhysRevLett.104.241802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.104.241802), [arXiv:1004.1826](https://arxiv.org/abs/1004.1826).
- [77] ATLAS Collaboration, "Search for dilepton resonances in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  with the ATLAS detector", *Phys.Rev.Lett.* **107** (2011) 272002, [arXiv:1108.1582](https://arxiv.org/abs/1108.1582).
- [78] CMS Collaboration, "Search for signatures of extra dimensions in the diphoton mass spectrum at the Large Hadron Collider", *CMS Physics Analysis Summary EXO-11-038* (2011).
- [79] CDF Collaboration, "Search for New Heavy Particles Decaying to  $Z^0 Z^0 \rightarrow eeee$  in  $p - \bar{p}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.96\text{-TeV}$ ", *Phys.Rev.* **D78** (2008) 012008, [doi:10.1103/PhysRevD.78.012008](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.78.012008), [arXiv:0801.1129](https://arxiv.org/abs/0801.1129).
- [80] H. Davoudiasl, J. L. Hewett, and T. G. Rizzo, "Experimental probes of localized gravity: on and off the wall", *Phys. Rev.* **D63** (2001) 075004, [doi:10.1103/PhysRevD.63.075004](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.63.075004), [arXiv:hep-ph/0006041](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0006041).
- [81] CDF Collaboration, "Search for Large Extra Dimensions in the Production of Jets and Missing Transverse Energy in p anti-p Collisions at  $s^{**}(1/2) = 1.96 \text{ TeV}$ ", *Phys.Rev.Lett.* **97** (2006) 171802, [doi:10.1103/PhysRevLett.97.171802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.171802), [arXiv:hep-ex/0605101](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0605101).
- [82] CDF Collaboration, "Search for large extra dimensions in final states containing one photon or jet and large missing transverse energy produced in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.96\text{-TeV}$ ", *Phys.Rev.Lett.* **101** (2008) 181602, [doi:10.1103/PhysRevLett.101.181602](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.101.181602), [arXiv:0807.3132](https://arxiv.org/abs/0807.3132).
- [83] CMS Collaboration, "Search for Dijet Resonances in 7 TeV pp Collisions at CMS", *Phys.Rev.Lett.* **105** (2010) 211801, [doi:10.1103/PhysRevLett.105.211801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.105.211801), [arXiv:1010.0203](https://arxiv.org/abs/1010.0203).
- [84] CMS Collaboration, "Search for Quark Compositeness with the Dijet Centrality Ratio in pp Collisions at  $\sqrt{s}=7 \text{ TeV}$ ", *Phys.Rev.Lett.* **105** (2010) 262001, [doi:10.1103/PhysRevLett.105.262001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.105.262001), [arXiv:1010.4439](https://arxiv.org/abs/1010.4439).



- [85] CMS Collaboration, “Search for Resonances in the Dijet Mass Spectrum from 7 TeV pp Collisions at CMS”, *Phys.Lett.* **B704** (2011) 123–142, [doi:10.1016/j.physletb.2011.09.015](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2011.09.015), [arXiv:1107.4771](https://arxiv.org/abs/1107.4771).
- [86] J. M. Butterworth, A. R. Davison, M. Rubin et al., “Jet substructure as a new Higgs search channel at the LHC”, *Phys.Rev.Lett.* **100** (2008) 242001, [doi:10.1103/PhysRevLett.100.242001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.242001), [arXiv:0802.2470](https://arxiv.org/abs/0802.2470).
- [87] S. D. Ellis, C. K. Vermilion, and J. R. Walsh, “Techniques for improved heavy particle searches with jet substructure”, *Phys.Rev.* **D80** (2009) 051501, [doi:10.1103/PhysRevD.80.051501](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.80.051501), [arXiv:0903.5081](https://arxiv.org/abs/0903.5081).
- [88] B. C. Allanach, K. Odagiri, M. J. Palmer et al., “Exploring small extra dimensions at the large hadron collider”, *JHEP* **0212** (2002) 039, [arXiv:hep-ph/0211205](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0211205).
- [89] CMS Collaboration, “Measurement of the Underlying Event Activity at the LHC with  $\sqrt{s} = 7$  TeV and Comparison with  $\sqrt{s} = 0.9$  TeV”, *JHEP* **1109** (2011) 109, [doi:10.1007/JHEP09\(2011\)109](https://doi.org/10.1007/JHEP09(2011)109), [arXiv:1107.0330](https://arxiv.org/abs/1107.0330).
- [90] M. Herquet and F. Maltoni, “MadGraph/MadEvent : A multipurpose event generator”, *Nucl.Phys.Proc.Suppl.* **179-180** (2008) 211–217, [doi:10.1016/j.nuclphysbps.2008.07.026](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2008.07.026).
- [91] CMS Collaboration, “Particle-Flow Event Reconstruction in CMS and Performance for Jets, Taus, and MET”, *CMS Physics Analysis Summary PFT-09-001* (2009).
- [92] CMS Collaboration, “Commissioning of the Particle-flow Event Reconstruction with the first LHC collisions recorded in the CMS detector”, *CMS Physics Analysis Summary PFT-10-001* (2010).
- [93] CMS Collaboration, “Commissioning of the Particle-Flow Reconstruction in Minimum-Bias and Jet Events from  $pp$  Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV”, *CMS Physics Analysis Summary PFT-10-002* (2010).
- [94] CMS Collaboration, “Physics Analysis Toolkit (PAT)”, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/SWGuidePAT> (2011).
- [95] CMS Collaboration, “Electron reconstruction and identification at  $\sqrt{s} = 7$  TeV”, *CMS Physics Analysis Summary EGM-10-004* (2010).



- [96] CMS Collaboration, “Performance of muon identification in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV”, *CMS Physics Analysis Summary* **MUO-10-002** (2010).
- [97] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, “The anti- $k_t$  jet clustering algorithm”, *JHEP* **0804** (2008) 063, [doi:10.1088/1126-6708/2008/04/063](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2008/04/063), [arXiv:0802.1189](https://arxiv.org/abs/0802.1189).
- [98] S. Catani, Y. L. Dokshitzer, M. H. Seymour et al., “Longitudinally invariant  $K(t)$  clustering algorithms for hadron hadron collisions”, *Nucl. Phys.* **B406** (1993) 187–224, [doi:10.1016/0550-3213\(93\)90166-M](https://doi.org/10.1016/0550-3213(93)90166-M).
- [99] S. D. Ellis and D. E. Soper, “Successive combination jet algorithm for hadron collisions”, *Phys.Rev.* **D48** (1993) 3160–3166, [doi:10.1103/PhysRevD.48.3160](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.48.3160), [arXiv:hep-ph/9305266](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9305266).
- [100] Y. L. Dokshitzer, G. D. Leder, S. Moretti et al., “Better jet clustering algorithms”, *JHEP* **9708** (1997) 001, [arXiv:hep-ph/9707323](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9707323).
- [101] CMS Collaboration, “Jet energy calibration with photon + jet events”, *CMS Physics Analysis Summary* **JME-09-004** (2009).
- [102] CMS Collaboration, “Determination of the jet energy scale using  $Z \rightarrow e^+e^-$  + jet  $p_T$  balance and a procedure for combining data driven corrections”, *CMS Physics Analysis Summary* **JME-09-005** (2009).
- [103] CMS Collaboration, “Jet energy corrections determination at 7 TeV”, *CMS Physics Analysis Summary* **JME-10-010** (2010).
- [104] CMS Collaboration, “Missing transverse energy performance in minimum-bias and jet events from proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV”, *CMS Physics Analysis Summary* **JME-10-004** (2010).
- [105] G. P. Salam and G. Soyez, “A Practical Seedless Infrared-Safe Cone jet algorithm”, *JHEP* **0705** (2007) 086, [doi:10.1088/1126-6708/2007/05/086](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2007/05/086), [arXiv:0704.0292](https://arxiv.org/abs/0704.0292).
- [106] R. K. Ellis, W. J. Stirling, and B. R. Webber, “QCD and Collider Physics”, volume 8, ch. 9, pp. 319–321. Cambridge University Press, 2003.
- [107] LHC Programme Coordination, “LHC Luminosity Plots for the 2011 Proton Run”. <http://lpc.web.cern.ch/lpc/lumiplots.htm>, 2011.

- [108] CMS Collaboration, “CMS Luminosity - Public Results”. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/LumiPublicResults>, 2011.
- [109] CMS Collaboration, “Performance of the CMS Level-1 Trigger during Commissioning with Cosmic Ray Muons”, *JINST* **5** (2010) T03002, [doi:10.1088/1748-0221/5/03/T03002](https://doi.org/10.1088/1748-0221/5/03/T03002), [arXiv:0911.5422](https://arxiv.org/abs/0911.5422).
- [110] CMS Collaboration, “Commissioning of the CMS High-Level Trigger with Cosmic Rays”, *JINST* **5** (2010) T03005, [doi:10.1088/1748-0221/5/03/T03005](https://doi.org/10.1088/1748-0221/5/03/T03005), [arXiv:0911.4889](https://arxiv.org/abs/0911.4889).
- [111] L. Agostino, G. Bauer, B. Beccati et al., “Commissioning of the CMS High Level Trigger”, *JINST* **4** (2009) P10005, [doi:10.1088/1748-0221/4/10/P10005](https://doi.org/10.1088/1748-0221/4/10/P10005), [arXiv:0908.1065](https://arxiv.org/abs/0908.1065).
- [112] W. Waltenberger, “Adaptive vertex reconstruction”, *CERN-CMS-NOTE-2008-033* (2008).
- [113] CMS Collaboration, “Tracking and Primary Vertex Results in First 7 TeV Collisions”, *CMS Physics Analysis Summary* **TRK-10-005** (2010).
- [114] CMS Collaboration, “Identification and Filtering of Uncharacteristic Noise in the CMS Hadron Calorimeter”, *JINST* **5** (2010) T03014, [doi:10.1088/1748-0221/5/03/T03014](https://doi.org/10.1088/1748-0221/5/03/T03014), [arXiv:0911.4881](https://arxiv.org/abs/0911.4881).
- [115] CMS Collaboration, “Missing transverse energy performance of the CMS detector”, *JINST* **6** (2011) P09001, [doi:10.1088/1748-0221/6/09/P09001](https://doi.org/10.1088/1748-0221/6/09/P09001), [arXiv:1106.5048](https://arxiv.org/abs/1106.5048).
- [116] N. Saoulidou, “Particle Flow Jet Identification Criteria”, *CMS AN* **AN-2010/003** (2010).
- [117] CMS Collaboration, “Search for New Physics with a Monojet and Missing Transverse Energy in pp Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with  $1.1 \text{ fb}^{-1}$ ”, *CMS Physics Analysis Summary* **EXO-11-059** (2010).
- [118] J. Pumplin, D. R. Stump, J. Huston et al., “New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis”, *JHEP* **0207** (2002) 012, [arXiv:hep-ph/0201195](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0201195).

- [119] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. S. Thorne et al., “Parton distributions for the LHC”, *Eur.Phys.J.* **C63** (2009) 189–285,  
[doi:10.1140/epjc/s10052-009-1072-5](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-009-1072-5), [arXiv:0901.0002](https://arxiv.org/abs/0901.0002).
- [120] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. S. Thorne et al., “Uncertainties on  $\alpha(S)$  in global PDF analyses and implications for predicted hadronic cross sections”, *Eur.Phys.J.* **C64** (2009) 653–680,  
[doi:10.1140/epjc/s10052-009-1164-2](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-009-1164-2), [arXiv:0905.3531](https://arxiv.org/abs/0905.3531).
- [121] NNPDF Collaboration, “A Determination of parton distributions with faithful uncertainty estimation”, *Nucl.Phys.* **B809** (2009) 1–63,  
[doi:10.1016/j.nuclphysb.2008.09.037](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2008.09.037), [arXiv:0808.1231](https://arxiv.org/abs/0808.1231).
- [122] R. D. Ball, L. D. Debbio, S. Forte et al., “A first unbiased global NLO determination of parton distributions and their uncertainties”, *Nucl.Phys.* **B838** (2010) 136–206, [doi:10.1016/j.nuclphysb.2010.05.008](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2010.05.008),  
[arXiv:1002.4407](https://arxiv.org/abs/1002.4407).
- [123] CMS Collaboration, “RooStatsCl95: cross section in a counting experiment”.  
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/RooStatsCl95>.