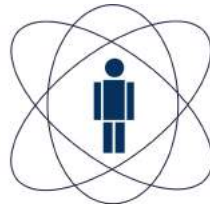


Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas
Coordenação de Formação Acadêmica
Coordenação de Física Experimental de Altas Energias



CBPF

**Centro Brasileiro de
Pesquisas Físicas**

Tese de Doutorado

**Busca por Supersimetria em estados finais com jatos,
MET e vértices secundários com o experimento
CMS/LHC**

Fábio Lucio Alves

Rio de Janeiro, Abril de 2018

Fábio Lucio Alves

**Busca por Supersimetria em estados finais com jatos,
MET e vértices secundários com o experimento
CMS/LHC**

Tese apresentada ao curso de Pós-Graduação em Física do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, como requisito para a obtenção do Título de Doutor em Física.

Orientador:

Prof. Dr. Gilvan Augusto Alves

Co-orientador:

Prof. Dr. Carsten Hensel

Rio de Janeiro, Abril de 2018

ABSTRACT

Search for supersymmetry in final states with jets, MET and displaced vertices with
CMS experiment at LHC

Fábio Lucio Alves

Supervisor: Prof. Dr. Gilvan Augusto Alves (CBPF)

Co-supervisor: Prof. Dr. Carsten Hensel (CBPF)

Abstract of the doctoral thesis submitted to the Graduate Program in Physics of the Brazilian Centre for Research in Physics (CBPF, Rio de Janeiro, Brazil) as part of the requirements necessary to the obtainment of the title of Doctor in natural sciences.

Supersymmetry, a very attractive theoretical proposal that extend the Standard Model, has not been found so far. Thus, the actual thesis addresses a new search for supersymmetry in events containing low energetic jets, Missing Transverse Energy (MET) and displaced vertices in the Compact Muon Solenoid (CMS) experiment at Large Hadron Collider (LHC) motivated by mass spectrum compressed models. At the LHC, in nominal working conditions, a collision rate expected is 40 MHz. Since is unreasonable to save all of them on tape, the trigger system of the CMS experiment plays the crucial task of reducing the collisions rate and select the most potential interesting ones aimed for physics analyses. Within the context of the analysis, the trigger studies are discussed and the following results presented: determination of the offline cut applied to the selection event chain ($\text{MET} > 300 \text{ GeV}$) and measurement of the systematic uncertainty introduced in the process (2%). Due to the experience gained by working with triggers, the emulation of a secondary vertices trigger has been performed and, thus, the following results considering two different trigger configurations (secondary vertices trigger emulation and MET 170 GeV trigger) were obtained: expected exclusion limits for the secondary verti-

ces trigger emulation + offline cut $\text{MET} > 220 \text{ GeV}$, in the absence of systematics; and secondary vertices trigger emulation + offline cut $\text{MET} > 260 \text{ GeV}$, taking into account the systematics related to the limited statistics in the MC samples and the measurement of luminosity at the CMS experiment. The secondary vertices trigger emulation is found to have, within the conditions assumed, a potential to be used at the analysis due to the better expected exclusion limit showed with respect to the MET 170 GeV trigger and lower offline cut applied on MET.

Keywords: Supersymmetry; CMS experiment; compressed mass spectrum; MET; displaced vertices; trigger efficiency; MET trigger; combined trigger; secondary vertices trigger emulation; expected exclusion limits.

Rio de Janeiro,
April 2018.

RESUMO

Busca por Supersimetria em estados finais com jatos, MET e vértices secundários com o experimento CMS/LHC

Fábio Lucio Alves

Orientador: Prof. Dr. Gilvan Augusto Alves (CBPF)

Co-orientador: Prof. Dr. Carsten Hensel (CBPF)

Resumo da Tese de Doutorado submetida ao Programa de Pós-graduação em Física do Centro Brasileiro de Pesquisa em Física (CBPF, Rio de Janeiro, Brasil) como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Doutor em Ciências (Física).

Supersimetria, uma proposta teórica muito atraente que estende o Modelo Padrão, não foi observada até o presente momento. Desse modo, a presente tese versa sobre uma nova busca por supersimetria em eventos contendo jatos pouco energéticos, energia transversa perdida (*Missing Transverse Energy* (MET)) e vértices secundários no experimento *Compact Muon Solenoid* (CMS) do *Large Hadron Collider* (LHC), motivada por modelos com espectro de massa comprimido. No LHC, em condições nominais de funcionamento, uma taxa de colisão de 40 MHz é esperada. Como não se é capaz de salvar todas essas colisões em disco, o sistema de *triggers* do experimento CMS desempenha a tarefa crucial de reduzir a taxa de colisões e selecionar as colisões potencialmente mais interessantes para as análises físicas. Assim, o estudo de *triggers* é discutido e os seguintes resultados apresentados: determinação do corte offline empregado na cadeia de seleção de eventos ($\text{MET} > 300 \text{ GeV}$) e medida da incerteza sistemática introduzida durante o processo de medida (2%). Devido à familiaridade adquirida com o estudo de *triggers*, a emulação de um *trigger* de vértices secundários foi desenvolvida e os seguintes resultados, considerando duas diferentes configurações de *triggers* (emulação do *trigger* de vértices secundários e o *trigger* de MET 170 GeV), foram obtidos: limites esperados de exclusão para a emulação

do *trigger* de vértices secundários + corte offline MET > 220 GeV, na ausência de incertezas sistemáticas; e emulação do *trigger* de vértices secundários + corte offline MET > 260 GeV, considerando incertezas sistemáticas devido à limitação estatística da amostras de Monte Carlo e à medida da luminosidade no experimento CMS. A partir desses resultados, dadas as condições consideradas, encontra-se que o *trigger* de vértices secundários emulado apresenta potencial de ser empregado na análise devido ao melhor limite esperado de exclusão obtido em relação ao *trigger* de MET 170 GeV e menor valor do corte aplicado sobre MET.

Palavras-chave: Supersimetria; experimento CMS; espectro de massa comprimido; MET; vértices secundários; eficiência do *trigger*; *trigger* de MET, *trigger* combinado, emulação do *trigger* combinado de vértices secundários; limites esperados de exclusão.

Rio de Janeiro,
Abril de 2018.

Gratidão profunda e eterna a Deus, à minha avó, à minha família, aos meus amigos e aos meus professores.

Agradecimentos¹

O modo mais sincero e honesto de iniciar meus agradecimentos é agradecer aquele que me sustentou até aqui, me levantou quando eu caí, secou minhas lágrimas quando elas caíam infundáveis, que me ama e aceita-me como sou: Deus.

Eu sei que não teria chego até esse momento sem o apoio de diversas pessoas amorosas e de luz, que me influenciaram positivamente, acreditaram em minhas capacidades e me impulsionaram sempre para frente. Desse modo, pode ser que eu eventualmente esqueça de mencionar algumas delas (e isso não é por maldade!). Desejo que todos vocês saibam, enquanto lêem esses agradecimentos, que possuem um lugar especial reservado nas páginas que compõem o livro da minha vida e minha enorme gratidão!

Desse modo, inicio meus agradecimentos:

Agradeço à minha avó, Glória Ribeiro Alves, por jamais se esquecer de mim, por ter me criado e me dado toda a sustentação, a sua maneira, para à vida.

Agradeço a todos os meus familiares, que estão presentes em minha vida desde sempre e acompanham desde a infância meu fascínio pelos estudos e pelo desconhecido.

Agradeço meus professores do ensino fundamental (E.M. Wanny Salgado Rocha) - Profas. Zélia, Maria do Carmo, Carmerinda, Regina, Crisitina, Lia, dentre tantos outros que sempre me motivaram, e que sempre destacaram que nossos desejos e esforços sempre superam nossas potenciais limitações.

Agradeço a todos os professores e funcionários que conheci durante meu ensino médio no E.E. Gabriel Ortiz. Dentre eles, Profas. Fabiana, Mônica, Amélia, Yara, Manoela, Tânia, dentre tantos outros que sempre me transmitiram amor, respeito e valor. Ainda com relação as ilustres pessoas que pude conhecer no E.E. Gabriel Ortiz, quero destacar meu amor, admiração e respeito pela Profa. Mônica, a quem sempre me transmitiu com extrema intensidade o amor e admiração pela Física, contribuindo significativamente para o que eu me tornei: Físico =). Nunca me esquecerei tudo o que fez por mim!

Agradeço à minha amiga Anúbis, um dos maiores presentes que eu ganhei do ensino médio para a vida, pela fidelidade, preocupação e carinho. Amizade rara nos tempos atuais.

¹“A cada manhã as misericórdias se renovam”, Diante do Trono.

Agradeço à Edilene, a quem propiciou minha ida junto com minha avó para Guaratinguetá para a realização da minha inscrição no curso de Física na Faculdade de Engenharia de Guaratinguetá (FEG) - UNESP.

Agradeço as inúmeras pessoas que conheci durante minha graduação e mestrado na Faculdade de Engenharia de Guaratinguetá (FEG) - UNESP. Dentre elas, todos os professores do departamento de Física e Química (DFQ): Profs: Álvaro Dutra, Denis Damazio, Marcelo Hott, Carlos Amorim, Marisa Andreatta, Mauricio Algatti, Sandra Alvarenga e Conceição.

Agradeço ao Prof. Fernando Campos pela paciência, amizade e conselhos que me propiciaram minha chegada até esse momento. Agradeço à Profa Valéria Dias pelo apoio, experiências trocadas e por me trazer à realidade sempre de forma leve e engraçada. Agradeço à minha querida amiga Juliana Cornetti pela amizade, amor, preocupação e estima.

Agradeço aos amigos de graduação e pós-graduação: André Amarante, Luiz Guilherme, Nilton Araújo, Carlos Villalobos, Luciano Jeffery, Luís Rodolfo, Thalita Sani, Paloma Araújo - pela dedicação, amor e respeito.

Agradeço a todos os amigos que conheci durante minha estadia na moradia estudantil pelos bons momentos, risadas, choros e festas. Agradeço por ter conhecido durante minha graduação em Física os amigos a quem muito respeito e admiro: Ana Paula Lasmar e Felipe Gabriel. O trio - Fá, Ana e Fê - hoje e para sempre.

Agradeço por ter conhecido uma jóia rara na época da graduação que hoje tenho amizade e estima para toda minha vida. Aquela que é minha referência de força e foco, que desde que a conheço, não importa o que aconteça sempre permanece de pé e de cabeça erguida; a minha muralha inabalável: Tatiana Ramos Cardoso. Obrigado por existir e por me sustentar em todos os momentos, eu disse, todos os momentos!

Agradeço aos meus amigos, o casal mais artístico que conheço, Luciene Fernanda e Olney São Paulo. Agradeço pela amizade, os impulsos e conselhos em todos os momentos e por me permitir ser o tio dos irmãos mais lindos desse mundo, Pablo e Escobar.

Agradeço profundamente aos meus orientadores, Profs. Carsten Hensel e Gilvan Augusto Alves. Agradeço pela enorme paciência, inúmeros momentos de discussões, momentos de descontrações durante as reuniões e por me permitirem junto ao CNPq de experienciar

algo que jamais esquecerei em toda minha vida: minha estadia no maior laboratório de Física de Partículas do Mundo, o CERN. Agradeço por nunca terem desistido de mim, por me incentivarem a aplicar para o pós-doutorado mesmo quando eu nem me achava elegível. Agradeço pelas experiências de vida compartilhadas e opiniões sobre a vida acadêmica. Eu sei que sem o apoio incondicional de vocês eu não chegaria até esse ponto. Agradeço a todos os membros do grupo de análise “*Long Lived Gluinos with Displaced Vertices*”: Profa. Helena Malbouisson, Matthias Hamer, Jorge Molina, Hernan, Fernando, Alexis. Agradeço ao apoio e discussões durante as reuniões de trabalho.

Agradeço ao Joseph Mariano pela supervisão, orientação e amizade durante o ano compartilhado no CERN.

Agradeço aos amigos que fiz no CERN: Semra Türkçapar, Candan Dozen, Sevgi Tekten, Danny Noonan, Kelvin Mei, Tote Elliot.

Agradeço ao Gilson pela amizade, incentivo e discussões frutíferas sobre Física de Altas Energias.

Agradeço a todos os amigos que fiz durante meus anos de doutorado no CBPF: Léo Cirto, Luciana Ebani, Thalís Girardi, Guilherme Bremm, Gabriela Cerqueira, Mylena Nascimento, Vanessa Pacheco, Laís Lavra, Arthur Scardua, Erich Cavalcanti, Ivana Cavalcanti, João, Antônio Domingues, Martha Monique, Cristiana Moura, dentre tantos outros que propiciaram momentos únicos de discussões, descontrações e felicidade junto à ciência.

Agradeço aos amigos da Sala Dirac - Yuri Müller, Gustavo Pazzini e Fernanda Silveira, Judismar Guaitolini, Célio Marques, Pedro Caneda e Kelly, Gabriel Lima, Pedro Malta, Carlos Cedeño, Valéria, Anderson, André e Vahid pela amizade, bons momentos, incentivos e discussões sobre Física. Agradeço a ala D do terceiro andar, onde personalidades ilustres residem e inspiram com sua gentileza, amor à Física e tratamento único: Profs. José Helayël, Sebastião Dias, Sérgio Duarte, Emil de Lima Medeiros; Cláudia e tias Edna e Maura.

Agradeço a Melissa, pela amizade e sugestões quando minha cabeça estava fora de órbita. Agradeço a amiga Maria Carmen, pela força e amizade em todos os momentos desde o início do doutorado.

Agradeço a Patrícia Teles, Bruno Moreira e Eduardo Coelho pela amizade, boas risadas e apoio durante o ano que compartilhamos no CERN.

Agradeço aos amigos do Gazebo: Felipe Pires e Paula Prado, Yuri Müller e Lorena Pires, André Mendes, Lucas Labre e a Lisi Müller.

Agradeço ao CNPq e a Faperj pelo financiamento recebido durante os anos de doutorado.

*“Aquilo que uma pessoa realmente é só fica aparente quando vem o teste, ou seja,
no momento em que se fica firme sobre os próprios pés, ou se tomba.”*

Hercule Poirot, por Agatha Christie

“O MELHOR AINDA ESTÁ POR VIR”

Thays Lessa

Lista de Figuras

2.1	Partículas fundamentais e bósons mediadores no Modelo Padrão	7
2.2	Diagrama cronológico para as partículas fundamentais e bósons mediadores do Modelo Padrão.	8
2.3	Diagrama de Feynman da QED (Acoplamento Mínimo).	13
2.4	Configurações do potencial escalar da lagrangiana para $\mu^2 > 0$ 2.4a e $\mu^2 < 0$	22
2.5	Distribuição de massa invariante em 4 léptons para os experimentos CMS e ATLAS.	25
2.6	Ilustração das principais questões em aberto dentro do Modelo Padrão . .	28
3.1	Espectro de partículas do MSSM	46
3.2	Espectro de partículas para o cenário <i>mSUGRA</i>	54
4.1	Esquema ilustrativo do complexo de aceleradores do CERN	57
4.2	O detector CMS e seus subdetectores	60
4.3	Representação esquemática do sistema de coordenadas do detector CMS .	62
4.4	Pseudorapidez (η) para alguns valores do ângulo polar θ	63
4.5	Visão esquemática do detector de trajetórias no plano <i>r-z</i>	64
4.6	Esquema da aceitação do detector de pixels	65
4.7	Representação tridimensional da geometria do detector de pixel	65
4.8	Substituição do detector de Pixels do CMS	66
4.9	Visão longitudinal (plano R-z) de um quarto do detector de microtiras de silício	67
4.10	Visão da geometria de um quarto do calorímetro eletromagnético do CMS para região do barril e tampas	68

4.11	O calorímetro eletromagnético (ECAL) do CMS	69
4.12	Seção longitudinal de um quarto do calorímetro hadrônico do experimento CMS	71
4.13	Seção longitudinal do detector de múons do experimento CMS	73
4.14	Visão geral do sistema de trigger L1 do experimento CMS	75
5.1	Ilustração do algoritmo particle flow	79
5.2	Vértice primário, secundário e jatos	84
5.3	Etapas de formação de um jato: fragmentação e hadronização	87
5.4	Diferentes algoritmos de reconstrução de jatos	89
5.5	Definição de MTM e MET	92
6.1	Seções de choques de produção de pares de partículas supersimétricas no LHC	97
6.2	Ilustração de uma cadeia de decaimento de partículas supersimétricas	98
6.3	Limites de exclusão em 95% de confiança para o experimento CMS e ATLAS para buscas por gluinos	102
6.4	Limites de exclusão em 95% de confiança para o experimento CMS e ATLAS para buscas por squarks	103
6.5	Limites de exclusão em 95% de confiança para o experimento CMS e ATLAS para buscas pela terceira geração de squarks	104
6.6	Limites de exclusão para a produção de electroweakinos no experimento ATLAS	106
6.7	Limites de exclusão em 95% de confiança para o experimento CMS para buscas por squarks e gluinos	108
6.8	Limites de exclusão para a produção de terceira geração de squarks em 13 TeV no experimento CMS	109
6.9	Modelos simplificados de modelos supersimétricos com espectro de massa comprimido.	112
6.10	Diagrama de Feynman do decaimento de um gluino via a troca de um squark (virtual).	113

6.11	Diagrama do tempo de vida do gluino versus a massa do squark que media seu decaimento	114
6.12	Diagrama do comprimento de decaimento do gluino versus a diferença de massa entre o gluino e o PSL.	116
6.13	Diagrama do tempo de vida do gluino versus diferença de massa entre o gluino e o PSL.	117
6.14	Assinatura estudada	119
6.15	Diagramas de Feynman para os eventos de fundo (backgrounds).	120
6.16	Ilustração do método de estimativa de eventos de QCD (background) . . .	127
6.17	Projeção do limite estabelecido pela análise de dados	129
7.1	Curva de descrição de um trigger - função Heaviside	135
7.2	Curva de descrição de um <i>trigger</i> para diferentes resoluções	136
7.3	Mínima eficiência, turn-on e plateau para um dado trigger	137
7.4	Curvas de eficiência do trigger de MET: NoiseCleaned e HBHECleaned . .	143
7.5	Curvas de eficiência do trigger de MET: Método Ortogonal, amostra de W+Jatos (MC)	145
7.6	Curvas de eficiência do trigger de MET: Método Ortogonal, amostra de W+Jatos (MC) com corte superior no pt do elétron	146
7.7	Curvas de eficiência do trigger de MET: Método Ortogonal, amostra de $t\bar{t}$ +Jatos (MC)	147
7.8	Curvas de eficiência do trigger de MET: Método Ortogonal, amostra de $t\bar{t}$ +Jatos (MC) com corte superior no pt do elétron	148
7.9	Comparação Método Ortogonal: curvas de eficiência a partir de amostras de W+Jatos e $t\bar{t}$ +Jatos	149
7.10	Curvas de eficiências para o trigger de MET: Método da Contagem	150
7.11	Comparação das medidas de eficiência obtidas por meio dos métodos ortogonal e da contagem.	151
7.12	Ajustes (<i>Fits</i>) das curvas de eficiência obtidas pelo método ortogonal . . .	152
7.13	Ajustes (<i>Fits</i>) das curvas de eficiência obtidas pelo método da contagem .	153

7.14	Curvas de eficiência do trigger de MET: Método Ortogonal, amostra de dados - Era C	155
7.15	Comparação amostras de MC e Dados (Era C) para o Método Ortogonal .	156
7.16	Ajustes (<i>Fits</i>) das curvas de eficiência obtidas pelo método ortogonal em amostra de dados (Era C)	157
7.17	Procedimento de ajuste (<i>fit</i>) com a função Erro Gaussiana para o Método Ortogonal	159
7.18	Ilustração do gráfico bidimensional para o cenário ideal: trigger combinado MET90_MHT90	164
7.19	Gráficos bidimensional e unidimensional para o trigger combinado PFMET90_PFMHT90	165
7.20	Gráficos bidimensional e unidimensional para o trigger combinado PFMET-NoMu90_PFMHTNoMu90	166
7.21	Curvas de eficiência para o trigger PFMET90_PFMHT90 com cortes restritivos em CHEF e NHEF	168
7.22	Curvas de eficiência para o trigger PFMET90_PFMHT90: recomendação IDLoose Jatos	170
7.23	Curvas de eficiência para o <i>trigger</i> PFMET90_PFMHT90 versus o mínimo entre <i>offline</i> MET e MHT: recomendação IDLoose Jatos	172
7.24	Curvas de eficiência extraídas da referência [158] para o <i>trigger</i> combinado HLT_MET90_MHT90_IDTight	173
7.25	Curva de eficiência versus <i>offline</i> MHT considerando o trigger ortogonal de limiar em 23 GeV	175
7.26	Curva de eficiência versus <i>offline</i> MHT sem aplicação do requerimento JetLooseCut	176
7.27	Curva de eficiência versus <i>offline</i> MHT considerando os cortes JetLooseCut e MHT/MET.	177
7.28	Curvas de eficiência versus <i>offline</i> MHT o trigger combinado: sugestão 1 (convener SUSY MCT)	179

7.29	Curvas de eficiência versus <i>offline</i> MHT o trigger combinado + corte superior sobre p_T dos elétrons: sugestão 1 (convener SUSY MCT)	180
7.30	Curvas de eficiência versus <i>offline</i> MHT o trigger combinado + corte superior sobre p_T dos elétrons + MET > 200 GeV: sugestão 1 (convener SUSY MCT)	181
7.31	Curvas de eficiência versus <i>offline</i> MHT o trigger combinado + corte superior sobre p_T dos elétrons + MET > 200 GeV: amostra de $t\bar{t}$ +Jatos . . .	182
7.32	Curvas de eficiência versus <i>offline</i> MHT o trigger combinado (NoMu): amostra $t\bar{t}$ +Jatos	183
7.33	Curvas de eficiência versus <i>offline</i> MHT calculada incluindo elétrons	185
7.34	Curvas de eficiência versus <i>offline</i> MET a partir da amostra de W+Jatos Exclusiva utilizando os <i>triggers</i> combinado com e sem a indicação (NoMu)	187
7.35	Curvas de eficiência versus <i>offline</i> MET a partir da amostra de $t\bar{t}$ +Jatos utilizando os <i>triggers</i> combinados com e sem a indicação (NoMu)	188
7.36	Significâncias versus valores de MET	194
7.37	Pureza versus valores de significâncias	194
7.38	Limites esperados de exclusão: $35.9fb^{-1}$, sem incertezas sistemáticas	198
7.39	Limites esperados de exclusão: $35.9fb^{-1}$, com incertezas sistemáticas (limitação estatística das amostras de MC) e medida de luminosidade)	200
B.1	Ilustração do datacard utilizado no cálculo dos limites esperados de exclusão	225
B.2	Valores de entrada para datacards: sem inclusão de incertezas sistemáticas	226
B.3	Valores de entrada para datacards: com inclusão de incertezas sistemáticas (limitação estatística das amostras de MC e luminosidade)	227
C.1	A side drawing of one HF unit	231
C.2	Sketch of a HF unit	232
C.3	Assembly of HF calorimeter	232
C.4	Photomultiplier device	234
C.5	QIE board	237
C.6	Front-end crate	238

C.7	Back-end crate	239
C.8	Electronic chain system	240
C.9	HF Calibration Unit	243
C.10	HF system working including calibration unit	244
C.11	Area and width versus dt1	246
C.12	Area and width versus Bias voltage	247
C.13	Area and width versus dt0	247
C.14	HF system working including calibration unit	248
C.15	Curve behaviour for an LED	249
C.16	Snapshots from oscilloscope to show the pulse measurements	250
C.17	Comparison oscilloscope and XDAQ system: width versus dt1	251
C.18	Comparison oscilloscope and XDAQ system: area versus dt1	251
C.19	Comparison oscilloscope and XDAQ system: width versus bias voltage	252
C.20	Comparison oscilloscope and XDAQ system: area versus bias voltage	252
C.21	Snapshot from the pulse generated by the front PIN diode	253
C.22	Snapshot from the pulse generated by the middle PIN diode	253
C.23	Snapshot from the pulse generated by the back PIN diode	254
C.24	Illustration of the ratio versus bias voltage for pin diode test only	255
C.25	Integrated charge versus bias voltage from PMTs and middle pin diode	255
C.26	Ratio versus bias voltage: QIE 1 chip	256
C.27	Ratio versus bias voltage: QIE 24 chip	257
C.28	Functionality test for pulser 7 and 11	258
C.29	Linearity test: result for pulser 7 and 11	259
C.30	Stability test: result for pulser 7 and 11	259
C.31	Pulser mezzanine cards information in the HF calibration module database	261
D.1	<i>Entrada da sala de controle do experimento CMS em Cessy na França.</i>	263
D.2	Trigger workstation	264
D.3	Planilha de plantões	268
E.1	screenshot da twiki principal: banco de dados HCAL	272

Lista de Tabelas

2.1	Intensidade e alcance das quatro interações fundamentais da natureza	16
3.1	Supermultipletos quirais e vetorias das partículas do MSSM	45
4.1	Parâmetros do LHC em 2011, 2012, 2016 e 2017 e os valores nominais da máquina (por razão de comparação)	59
6.1	Amostras simuladas de sinal	123
6.2	Amostras de dados do experimento CMS	125
7.1	Comparação entre métodos ortogonal e da contagem: procedimento de ajuste (<i>fit</i>)	153
7.2	Comparação quantitativa, procedimeto de fit: MC e dados	157
7.3	Estimativa incerteza sistemática	160
7.4	trigger de MET 170 GeV: s, b, σ e pureza	193
7.5	Emulação do trigger de SV: s, b, σ e pureza	193
7.6	Configuração de trigger (TS) versus MET	196
A.1	Amostras simuladas de eventos de fundo	224

Sumário

Abstract	ii
Resumo	iv
1 Introdução	1
2 O Modelo Padrão das Partículas Elementares	6
2.1 Aspectos gerais	6
2.2 Unidades Naturais	10
2.3 A Eletrodinâmica Quântica (QED)	10
2.4 A Cromodinâmica Quântica (QCD)	14
2.5 A Teoria Eletrofraca	16
2.5.1 O Mecanismo de Higgs	21
2.6 Questões abertas no Modelo Padrão	25
3 Física Além do Modelo Padrão: Supersimetria	29
3.1 A Teoria Supersimétrica	30
3.1.1 A álgebra supersimétrica	31
3.1.2 Elementos da teoria supersimétrica	36
3.2 O Modelo Padrão Mínimo Supersimétrico (MSSM)	42
3.2.1 Aspectos gerais	42
3.2.2 Soluções para as questões abertas no Modelo Padrão	48
3.2.3 Mecanismo de Quebra de SUSY: termos soft	50
3.2.4 Modelos para interpretação dos resultados das buscas por SUSY	52

4	O experimento CMS do LHC/CERN	56
4.1	Large Hadron Collider (LHC)	56
4.2	O Experimento CMS	59
4.2.1	O Sistema de Coordenadas do Detector CMS	61
4.2.2	O Sistema de Trajetografia de Partículas Carregadas	63
4.2.2.1	O Detector de Pixel de Silício	64
4.2.2.2	O Detector de Microtiras de Silício	67
4.2.3	O Calorímetro Eletromagnético	68
4.2.4	O Calorímetro Hadrônico	70
4.2.5	O Detector de Múons	72
4.2.6	O Sistema de Trigger	74
5	Reconstrução de Eventos no experimento CMS	78
5.1	O algoritmo de reconstrução Particle Flow	78
5.2	Reconstrução de Vértices Primários e Secundários	80
5.3	Reconstrução de Jatos	85
5.3.1	Algoritmos sequenciais de reconstrução de jatos	87
5.3.2	Correções à energia dos jatos	90
5.4	Reconstrução da energia transversa perdida [Missing Transverse Energy (MET)]	92
6	Análise de dados	95
6.1	Motivação	95
6.1.1	Supersimetria no LHC	96
6.1.2	Supersimetria no Run1	99
6.1.3	Supersimetria: status das buscas no Run 1	99
6.2	Modelos com Espectro de Massa Comprimido	109
6.3	Caracterização do Sinal e Backgrounds	118
6.3.1	Assinatura experimental	118
6.3.2	Eventos de fundo (Backgrounds)	119
6.3.3	Simulação Monte Carlo: amostras de sinal e eventos de fundo	120

6.3.3.1	Amostras de sinal	122
6.3.3.2	Amostras de eventos de fundo	123
6.3.3.3	Amostra de dados do experimento CMS	124
6.4	Seleção cinemática de eventos	125
6.5	Métodos de estimativa de eventos de fundo	126
6.5.1	Método ABCD: estimativa de eventos de QCD (multi-jatos)	126
6.5.2	Método do fator de transferência	127
6.5.3	Projeção do limite de exclusão da análise de dados	128
7	Estudo de triggers	130
7.1	Aspectos gerais	130
7.2	Elementos de medidas de eficiência de triggers	132
7.2.1	A curva de eficiência de um trigger	134
7.2.2	Métodos para medidas de eficiências de triggers	138
7.3	Estudo de eficiência do trigger de MET170	141
7.3.1	Método Ortogonal: W+Jatos e $t\bar{t}$ +Jatos	143
7.3.2	Método da Contagem: W+Jatos e $t\bar{t}$ +Jatos	149
7.3.3	Comparação entre os métodos Ortogonal e da Contagem: Procedi- mento de ajuste (<i>fits</i>)	152
7.3.4	Comparação procedimento de ajuste (<i>fit</i>) entre amostras de MC e dados para o método ortogonal	154
7.3.5	Estimativa da incerteza sistemática na medida das curvas de eficiência	158
7.4	Estudo de eficiência do trigger combinado MET/MHT 90 GeV	160
7.5	Estudo de um trigger alternativo: trigger de vértices secundários	189
8	Conclusões e perspectivas futuras	202
	Referências Bibliográficas	206
A	Amostras de dados para os eventos de fundo	223
B	Valores de entrada para os <i>datacards</i>	225

C	Service Work no subdetector Hadronic Forward Calorimeter (HF)	229
C.1	Front-end and Back-end electronic devices	229
C.2	HF Calibration Module	242
C.2.1	Components	242
C.2.2	Commissioning of the Pulser mezzanine card	245
D	Service Work no experimento CMS: plantões no sistema de trigger	262
E	Service Work no experimento CMS: banco de dados do calorímetro hadrônico (HCAL)	269

Capítulo 1

Introdução

O Modelo Padrão da Física de Partículas Elementares (MP)[1] descreve as interações fundamentais da natureza — Fraca, Forte e Eletromagnética, exceto à gravitação; e classifica todas as partículas subatômicas segundo um conjunto de números quânticos. Ao longo de seu caminho de predições, diversas descobertas com alto grau de precisão foram observadas em diversas colaborações. Algumas delas são: a descoberta dos bósons vetoriais W[2] e Z[3] nos experimentos UA1 e UA2 realizada no CERN sob supervisão de Carlos Rubia e Simon Van der Meer (1983), do quark top[4, 5] (tal descoberta foi realizada utilizando o acelerador de partículas denominado Tevatron baseado no Fermilab. Vale destacar que o Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF) teve participação nessa descoberta) (1995) e a recente descoberta de um novo bóson com massa ao redor de 125 GeV[6, 7], o que indica ser a partícula escalar predita pelo MP conhecida como bóson de Higgs — partícula associada ao campo de Higgs e responsável pela geração de massa das partículas elementares — nos experimentos *Compact Muon Solenoid* (CMS) e *A Toroidal LHC Apparatus* (ATLAS) do *European Organization for Nuclear Research* (CERN) em 4 de julho de 2012. Apesar de ser bem-sucedido na descrição de uma ampla variedade de fenômenos, o MP não apresenta respostas para algumas importantes e intrigantes questões que permeiam a física de partículas como[8]: problema de hierarquia e *fine-tuning* (solução não natural); não unificação da gravitação com as outras interações fundamentais, não unificação das constantes de acoplamento dos grupos de gauge em

um único ponto em escalas de energias elevadas, ausência de candidato para explicar a existência de matéria escura no Universo, a existência de três gerações de léptons e quarks e assimetria entre matéria e anti-matéria.

Claramente nota-se que o MP não é uma teoria completa devido a algumas das questões abertas mencionadas anteriormente. Desse modo, várias teorias alternativas que estendem o MP, comumente chamadas de teorias além do MP, foram propostas de forma a responder tais questões. Dentre elas está a Supersimetria (popularmente conhecida como SUSY)[9], uma das extensões mais simples e atrativas do MP. A formulação desta simetria se baseia em uma super-álgebra, a qual inclui a álgebra do grupo de Lorentz e do grupo de Poincaré. No caso de SUSY $N = 1$ (onde N está associado ao número de geradores de SUSY e dessa forma, ao número de supersimetrias estudada), em que a extensão supersimétrica mínima é construída, os geradores de SUSY conectam os estados fermiônicos e bosônicos e deste modo constroem o espectro de partículas dessa teoria; o espectro de partículas em SUSY é dobrado em relação ao espectro de partículas do MP, ou seja, para cada partícula do MP existe um parceiro — super-parceiro — associado. Esses super-parceiros possuem números quânticos idênticos aos das partículas usuais e diferem em $\frac{1}{2}$ no número quântico de spin[10]. Apesar da teoria supersimétrica predizer esse amplo espectro de novas partículas, até o presente momento nenhuma delas foi observada nos experimentos de colisores de partículas de altas energias.

Verificações de medidas de precisão do MP e buscas por novas partículas e fenômenos — nova física — por exemplo, SUSY, são importantes tópicos da agenda científica do *Large Hadron Collider* (LHC), o maior e mais poderoso acelerador de partículas já construído pela humanidade que é gerenciado pelo CERN. Tais objetivos são alcançados através de diversos detectores, obras primas tecnológicas, dispostos nos centros de interação nominal dos feixes de prótons, como é o caso do experimento CMS, em que um dos pontos de excelência em sua performance decorre do poderoso campo magnético (3.8T) gerado pelo seu solenóide supercondutor, aspecto essencial para a reconstrução de traços e identificação de partículas carregadas.

Uma vez que as buscas por SUSY até o presente momento não findaram em observações dos parceiros supersimétricos das partículas do MP de forma direta (picos de massa - *bumps*) ou indireta (decaimentos inesperados, não preditos) no experimento CMS e em nenhum outro experimento, isso pode ser uma indicação, entre outras hipóteses que podem ser levantadas, que talvez as estratégias atuais empregadas nas análises de dados não sejam sensíveis à produção e detecção de super-parceiros e assim necessitem ser reavaliadas e novas abordagens propostas na investigação de evidências de SUSY. O presente trabalho baseia-se em uma nova proposta de estratégias para a busca de SUSY no experimento CMS, sendo fundamentada nos cenários de SUSY, conhecidos na literatura como *Compressed Supersymmetric Scenarios*(CSS)[11, 12]. Nesses cenários os super-parceiros possuem massas muito próximas, formando assim estados quase degenerados em massa. Especificamente, nessa tese, o cenário de degenerescência considerado é aquele em que a diferença de massa entre o gluino e o neutralino mais leve (partícula supersimétrica mais leve (PSL)) é pequena, da ordem de 100 GeV e todos os outros super-parceiros se encontram fora do alcance de energia do LHC. Desse modo a assinatura procurada representa um estado final com jatos de baixo momento transverso, energia transversa perdida (*Missing Transverse Energy* (MET)) (neutralino mais leve - PSL) e vértices secundários devido ao decaimentos de estados ligados formados por gluinos e outros quarks do MP (R-hádrons) devido ao fato do gluino possuir um tempo de vida razoavelmente longo.

A presente tese de doutoramento está dividida nos seguintes capítulos:

No capítulo 2, uma breve discussão do MP é realizada, iniciando pelo seus aspectos gerais, descrição das interações no qual se baseia, em que o mecanismo de Higgs é apresentado, finalizando com a apresentação das principais questões não abordadas dentro do referencial do MP.

No capítulo 3, a teoria matemática para o desenvolvimento da teoria supersimétrica, como a super-álgebra e elementos da teoria de supersimetria, mais conhecida como SUSY — super-campos — são descritos. Na sequência, a extensão mínima de SUSY $N = 1$, denominada Modelo Padrão Mínimo Supersimétrico (MSSM) é apresentado, em que os

aspectos gerais, o espectro supersimétrico de partículas e soluções para as questões em aberto dentro do MP são abordados; seguido pela descrição dos mecanismos de quebra de SUSY. O fechamento desse capítulo ocorre com os principais modelos utilizados no experimento CMS para interpretação dos resultados das buscas por SUSY.

No capítulo 4, é apresentada a cadeia de aceleradores do LHC e os sub-detecores que compõem o detector CMS.

No capítulo 5, o algoritmo de reconstrução — *particle flow* — utilizado pelo experimento CMS na reconstrução dos principais objetos físicos é descrito. Na sequência, os aspectos de reconstrução dos principais objetos físicos presentes na assinatura estudada são apresentados em detalhe.

No capítulo 6, apresentam-se as principais motivações para o desenvolvimento da presente análise de dados, baseando-se nos principais resultados de buscas por SUSY no Run 1 e início do Run 2 e modelos em que o espectro de massa é comprimido. Ainda neste capítulo, as principais características do sinal e eventos de fundos são destacadas, seguido por uma breve descrição dos métodos utilizados para estimativas dos principais *backgrounds* para a assinatura estudada.

O capítulo 7 destina-se ao estudo de *triggers*, componente de grande relevância para os experimentos de altas energias e análises físicas. Nesse capítulo, apresenta-se um estudo detalhado para o *trigger* de MET 170 GeV, abordando os elementos fundamentais para a interpretação de uma curva de eficiência, os principais métodos de medidas de eficiências e os principais resultados extraídos a partir do método ortogonal e da contagem. Descreve-se também o estudo de eficiência para um *trigger* combinado, cuja seleção é efetuada a partir da avaliação de duas variáveis, MET e Energia Hadrônica Perdida (*Missing Transverse Hadronic* (MHT)). Adicionalmente, descreve-se o estudo de um potencial *trigger* específico, em princípio, para a análise de dados descrita nessa tese.

No capítulo 8, as principais conclusões delineadas são apresentadas bem como as perspectivas futuras para continuação do trabalho.

Nos apêndices C, D e E são descritas as contribuições desenvolvidas diretamente para o progresso e performance do experimento CMS tais como: testes e validações de *mezzanine cards* para a eletrônica *front-end* do sistema de calibração do calorímetro hadrônico frontal (HF), plantões no sistema de *trigger* L1 durante a tomada de dados de 2016 e contato do CBPF responsável pela manutenção e gerenciamento de atividades relacionadas ao banco de dados do calorímetro hadrônico (HCAL). As duas primeiras atividades citadas foram desenvolvidas durante o período de doutorado sanduíche no CERN (Setembro/2015 a Outubro/2016). O principal projeto executado durante o período sanduíche no CERN, testes e validações de *mezzanine cards* para o sistema de calibração do calorímetro HF, é descrito em profundidade no apêndice C. Assim, define-se inicialmente os conceitos chaves a fim de que uma melhor compreensão do trabalho apresentado seja alcançada.

Capítulo 2

O Modelo Padrão das Partículas Elementares

O Modelo Padrão das Partículas Elementares (MP)[1, 13, 14] já quase completando 50 anos é a teoria com melhor descrição das partículas elementares e o modo como interagem via interações fraca, eletromagnética e forte. Suas previsões tem sido verificadas em diversas colaborações ao longo dos anos, como no *Large Electron-Positron Collider* (LEP)[15], predecessor do *Large Hadron Collider* (LHC)[16]. Neste capítulo será descrito o alicerce geral do MP, o seu espectro de partículas e o mecanismo de geração de massas (**Mecanismo de Higgs**).

2.1 Aspectos gerais

O Modelo Padrão da Física de Partículas Elementares (MP) desenvolveu-se no início dos anos de 1970[17, 18, 19] de modo a descrever as interações fundamentais (eletromagnética, fraca e forte), as partículas fundamentais que são consideradas os blocos elementares que compõem toda matéria ao nosso redor e o modo que se relacionam entre si. Os constituintes fundamentais da matéria classificam-se como *léptons* e *quarks* (partículas que possuem spin *semi-inteiro* e são denominadas *Férmions* segundo a descrição estatística de Fermi-Dirac). As interações de léptons e quarks decorrem da troca de partículas

conhecidas como bósons de gauge (partículas que possuem *spin inteiro* e são denominados *Bósons* segundo a descrição estatística de Bose-Einstein). Os **léptons** apresentam-se em 12 sabores (*flavors*) (compreendendo as partículas de matéria e anti-matéria): elétron (e^\pm) e neutrino do elétron (ν_{e^\pm}), múon (μ^\pm) e neutrino do múon (ν_{μ^\pm}) e tau (τ^\pm) e neutrino do tau (ν_{τ^\pm}). Os **quarks**, por sua vez, também apresentam-se em 12 sabores (matéria, anti-matéria), sendo que cada quark/anti-quark apresenta-se em 3 cargas, chamadas de **cor** (vermelho, verde e azul): quark up (u, \bar{u}), quark down (d, \bar{d}), quark charm (c, \bar{c}), quark strange (s, \bar{s}), quark bottom (b, \bar{b}) e quark top (t, \bar{t}). Os **bósons de gauge** são responsáveis por intermediar as interações entre léptons e quarks, de modo que cada interação possui o seu bóson mediador. Portanto, tem-se: W^\pm, Z^0 (Interação Fraca), o fóton γ (Interação Eletromagnética) e o glúon g (Interação Forte). A figura a seguir ilustra as famílias/gerações de léptons e quarks, os bósons mediadores e o recém-descoberto Bóson de Higgs [6, 7].

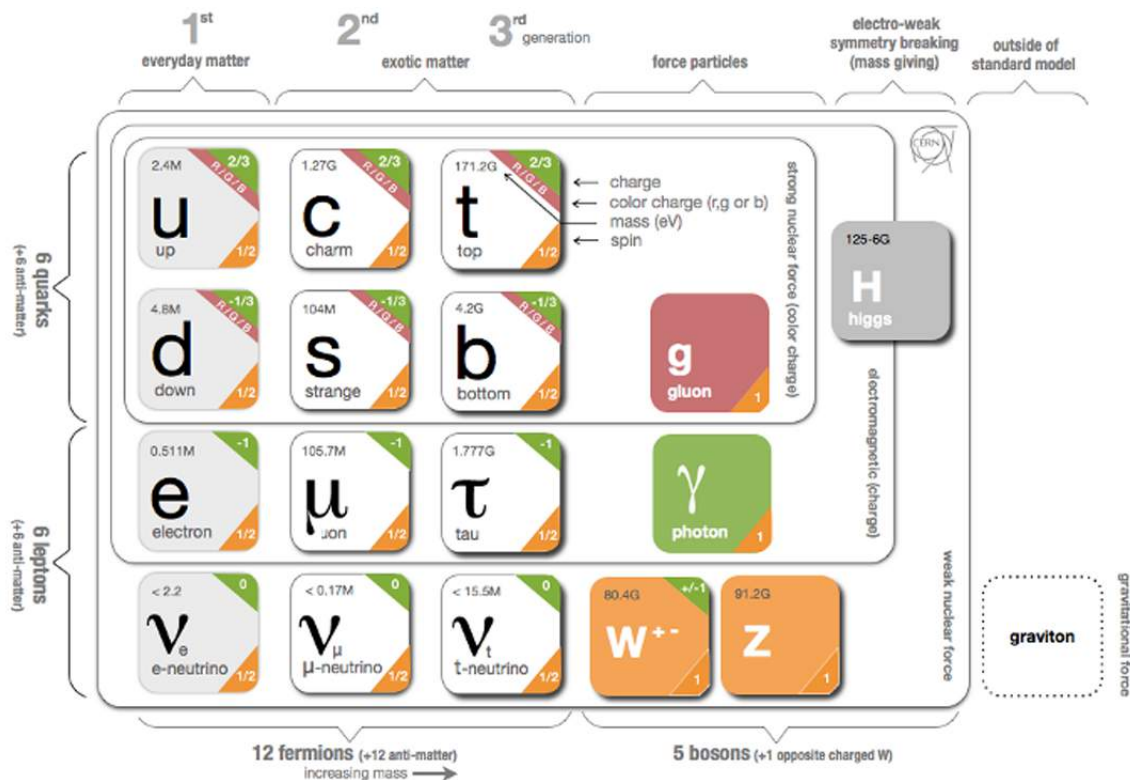


Figura 2.1: Partículas fundamentais e Bósons mediadores, incluindo o recém-descoberto Bóson de Higgs[20].

A interação gravitacional possui como bóson mediador o *gráviton* cuja existência não foi observada até o momento em que essa tese é escrita.

O enorme sucesso do MP e a sua aceitação como teoria que descreve as partículas fundamentais e respectivas interações provêm do fato das observações de suas predições em grandes e importantes colaborações experimentais ao redor do mundo. Algumas importantes descobertas foram: a **observação dos bósons de gauge mediadores**[2, 3, 21] da interação fraca em 1983 no CERN (Organização Européia para a Pesquisa Nuclear)[22], a **observação do quark top** em 1995 nas colaborações CDF e D0 do Fermilab[4, 5] e a **descoberta do Bóson de Higgs** em 4 de Julho de 2012 no CERN[6, 7]. É importante destacar que o Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF) participou da descoberta do quark top e do bóson de Higgs. Na figura 2.2 são apresentadas as partículas preditas pelo MP e o intervalo de tempo entre a predição da partícula e sua descoberta.

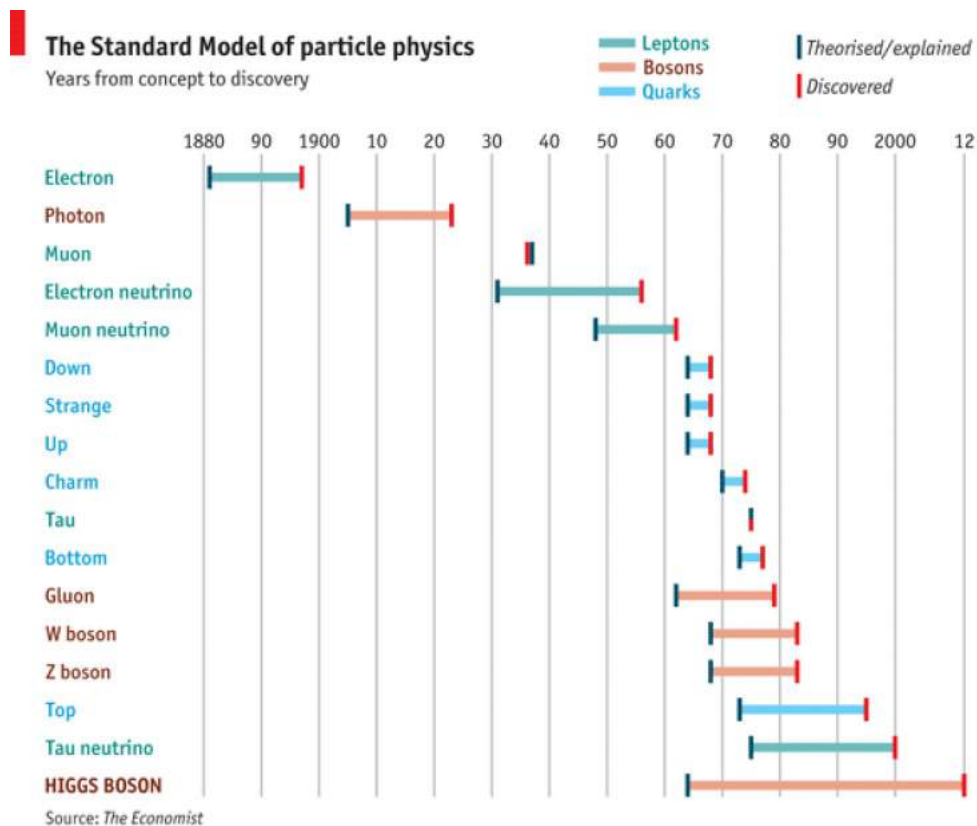


Figura 2.2: Diagrama cronológico para as partículas fundamentais e bósons mediadores do Modelo Padrão exibindo tempo decorrido entre predição e observação[23].

Anteriormente discutiu-se a ideia geral na qual o MP se baseia, seguido das observações de algumas de suas predições em vários experimentos de altas energias. Decorrente disso, pode-se dizer que o MP é a melhor teoria física para descrição das partículas elementares e interações fundamentais disponível até o presente momento. A seguir, a estrutura matemática na qual o MP se fundamenta é discutida.

O Modelo Padrão é uma teoria quântica de campos cujo grupo de simetria associado é $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ [24, 25, 26, 27], em que os índices subscrito significam respectivamente os seguintes números quânticos *cor*, *isospin fraco* e *hipercarga*. Na sequência, descreve-se os principais aspectos dos grupos que compõem o grupo de simetria do MP.

- O grupo $SU(3)_C$ conhecido também como grupo de cor é o grupo de simetria das Interações Fortes cuja teoria é a chamada Cromodinâmica Quântica (QCD). Este grupo atua sobre os quarks que são as partículas constituintes da matéria e onde a interação forte é mediada pelos glúons (8 glúons) que são os bósons de gauge do grupo. O acoplamento entre quarks e glúons é denotado por (α_S) , a constante de acoplamento da QCD. Quando a constante de estrutura é pequena em altas energias, ou pequenas distâncias denomina-se tal cenário de **QCD perturbativa**, no caso contrário, baixas energias ou grandes distâncias, nomeia-se como **QCD não perturbativa**. No caso em que os quarks estão próximos, a interação forte entre eles assintoticamente diminui resultando no fenômeno conhecido como *Liberdade Assintótica* enquanto que quando estão separados (uma distância ao redor do diâmetro do próton) a interação entre eles aumenta dramaticamente, tal fenômeno é conhecido como *Confinamento*. Um outro aspecto importante é que essa simetria é exata, desse modo os glúons são partículas sem massa. Isso pode ser explicado pelo fato de que como o termo de massa dos glúons não é invariante sob uma transformação do grupo de gauge, esse termo na lagrangiana deve ser nulo.
- O grupo $SU(2)_L \times U(1)_Y$ corresponde ao grupo de simetria da unificação das teorias eletromagnética e fraca, conhecida como Teoria Eletrofraca, em que $SU(2)_L$ é o grupo do isospin fraco atuando sobre férmions de mão esquerda, enquanto que $U(1)_Y$ é o grupo de hipercarga.

Nas seções a seguir descrevem-se as seguintes teorias: a eletrodinâmica quântica (QED), a teoria das interações fortes (Cromodinâmica Quântica) e a teoria unificada das interações eletromagnética e fraca (Teoria Eletrofraca), onde a lagrangiana de interação e termos de acoplamentos serão exibidos.

2.2 Unidades Naturais

Usualmente as equações da física utilizam as denominadas unidades naturais[28] de modo a simplificar suas aparências. São elas:

- A constante de Planck e velocidade da luz no vácuo: $\hbar = c = 1$
- Constantes eletromagnéticas: $\epsilon_0 = \mu_0 = 1$
- $\hbar \approx 197 MeV fm$, $e^2 4\pi \approx 1.44 MeV fm$
- Constante de estrutura fina: $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\hbar c} = \frac{1}{137}$
- As unidades para energia, massa e momento são dadas em MeV ou GeV em que $1 eV = 1.6 \times 10^{-19}$ Joules.

2.3 A Eletrodinâmica Quântica (QED)

A eletrodinâmica quântica (QED¹) (unificação entre mecânica quântica e eletrodinâmica clássica) é a teoria que descreve as interações entre fótons e partículas carregadas. Essa teoria apresenta um alto grau de acordo entre as previsões teóricas e medidas experimentais. Como exemplo pode-se citar as previsões e medidas experimentais para o momento magnético anômalo $a = \frac{g-2}{2}$ para elétrons e múons que estão em excelente acordo até a décima casa decimal, o que evidencia o alto nível de predictibilidade dessa teoria [29].

¹QED é a abreviação do termo em inglês Quantum Electrodynamics (QED).

A descrição da QED será baseada na lagrangiana que descreve um campo fermiônico livre de massa m [31].

$$\mathcal{L}(x) = i\bar{\psi}(x)\gamma^\mu\partial_\mu\psi(x) - m\bar{\psi}(x)\psi(x), \quad (2.1)$$

em que $\psi(x)$ representa o campo do férmion e é dito um campo espinorial de 4 componentes em um ponto x do espaço-tempo quadridimensional (t,x,y,z) , o vetor covariante da derivada parcial $\partial_\mu = \frac{\partial}{\partial x^\mu}$ com $\mu = 0,1,2,3$; e γ^μ são as matrizes de *Dirac* de dimensão 4×4 . Devido ao caráter matricial da equação, entende-se que m , o termo de massa, é multiplicado por uma matriz identidade de dimensão 4×4 . A variação da lagrangiana na equação (2.1) com relação a $\bar{\psi}$ conduz à amplamente conhecida equação de *Dirac*:

$$i\gamma^\mu\partial_\mu\psi(x) - m\psi(x) = 0. \quad (2.2)$$

Inicialmente considera-se uma **transformação global** para o sistema, a qual pode ser expressa como:

$$\psi'(x) = e^{-i\theta}\psi(x) = U\psi(x), \quad (2.3)$$

em que descreve a mudança de fase no campo fermiônico. A verificação de que a lagrangiana em (2.1) é invariante sob a transformação global apresentada em (2.3), ou seja, $\mathcal{L}' = \mathcal{L}$ é realizada pela direta substituição de (2.3) em:

$$\mathcal{L}' = i\bar{\psi}'(x)\gamma^\mu\partial_\mu\psi'(x) - m\bar{\psi}'(x)\psi'(x), \quad (2.4)$$

obtendo-se \mathcal{L} ; o parâmetro θ em (2.3) é uma constante, ou seja, possui o mesmo valor em qualquer ponto do espaço-tempo. A transformação em (2.3) é unitária [$U^\dagger U = 1$] e Abelianas [$U_1 U_2 = U_2 U_1$]. Esta transformação é denotada pelo grupo de simetria $U(1)$.

Tendo visto o caso de uma transformação global - parâmetro θ é o mesmo em todos os pontos do espaço-tempo - será descrito o caso em que a transformação é dita **local** ou **transformação de gauge local**. Nesse caso o parâmetro θ é diferente em cada ponto do espaço-tempo, variando localmente, ponto a ponto. Para isso, considere as

transformações:

$$\psi'(x) = e^{-i\theta(x)}\psi(x), \quad \bar{\psi}'(x) = e^{i\theta(x)}\bar{\psi}(x). \quad (2.5)$$

Ao realizar o mesmo procedimento aplicado ao caso de uma transformação global, ou seja, substituir as transformações em (2.5), obtém-se:

$$\mathcal{L}' = \mathcal{L} + \bar{\psi}(x)\gamma^\mu\partial_\mu\theta(x)\psi(x), \quad (2.6)$$

nota-se que sob transformações locais a lagrangiana original não é mais invariante e isso é observado pela presença do termo remanescente em (2.6) originado a partir da derivada do campo transformado.

Para recuperar a invariância da lagrangiana são realizadas as seguintes redefinições:

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu \equiv \partial_\mu - ieA_\mu(x), \quad A_\mu \rightarrow A' \equiv A_\mu - \frac{1}{e}\partial_\mu\theta(x), \quad (2.7)$$

em que e é a carga eletromagnética do férmion e o D_μ é denominado derivada covariante.

Com essa redefinição, pode-se reescrever a lagrangiana original como:

$$\mathcal{L}(\psi, \bar{\psi}, A_\mu) = i\bar{\psi}\gamma^\mu D_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi \quad (2.8)$$

$$= i\bar{\psi}\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi + e\bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi. \quad (2.9)$$

Substituindo as transformações (2.5) em (2.8) e alguns cálculos verifica-se que o termo remanescente é cancelado, restaurando a invariância de (2.1). O requerimento $(D_\mu\psi(x))' = e^{-i\theta(x)}D_\mu\psi(x)$ conduz à transformação de A_μ em (2.7). Uma observação interessante de (2.8) é o último termo: $e\bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi$; este termo adicional foi originado a partir das redefinições realizadas, ou seja, a redefinição da derivada por uma derivada covariante e introdução do campo vetorial A_μ de spin 1 (bóson) (**fóton**) (representado por γ). Este termo, conhecido na literatura como **acoplamento mínimo**, representa a **interação** entre o fóton e o férmion carregado. O digrama de Feynman dessa interação é aquele exibido em 2.3.

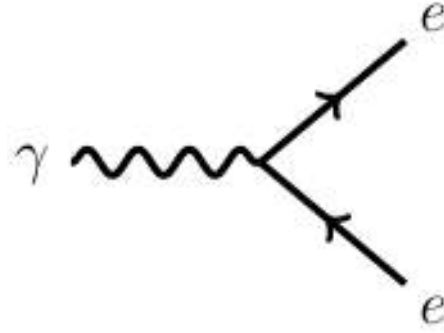


Figura 2.3: *Diagrama de Feynman da interação entre o fóton e o férmion carregado (Acoplamento Mínimo)[30].*

O vértice de interação em 2.3 é dado por $-ie$, onde e é a carga do elétron. Através desse diagrama, pode-se calcular outros processos presentes na QED, tais como: Espalhamento Compton ($\gamma e^- \rightarrow \gamma e^-$), Espalhamento Moller ($e^- e^- \rightarrow e^- e^-$) e Espalhamento Bhabha ($e^- e^+ \rightarrow e^- e^+$).

A lagrangiana em (2.8) não está completa uma vez que é necessário adicionar os termos responsáveis pela dinâmica do campo A_μ , isto é, os termos cinético e de massa. O termo cinético provém do já conhecido termo cinético do campo eletromagnético $\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$, em que, $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$; esse termo cinético é invariante localmente como discutido anteriormente para a lagrangiana. O termo de massa $m A_\mu A^\mu$ não é permitido compor a lagrangiana tendo em vista que ele não é invariante de gauge; conseqüentemente o fóton não é massivo. Desse modo, a lagrangiana completa toma a seguinte forma [31]:

$$\mathcal{L}_{QED} = i\bar{\psi}\gamma^\mu D_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}. \quad (2.10)$$

A teoria da QED descrita e compactada em (2.10) como já mencionado, é a teoria que descreve a interação entre fótons e partículas carregadas, como elétrons. A partícula mediadora na QED é o **fóton**, em que este possui massa nula, spin 1, carga nula e não apresenta auto-interação (fótons não interagem entre si). A partir da prescrição descrita para a QED, pode-se extendê-la para teorias como a Cromodinâmica Quântica (QCD), por exemplo; entretanto, diferente da QED, esta teoria é não abeliana.

2.4 A Cromodinâmica Quântica (QCD)

Como mencionado na seção 2.1, a Cromodinâmica Quântica (QCD²)[32, 33] é a teoria que descreve as interações fortes entre quarks e glúons. A figura 2.1 ilustra os 6 sabores de quarks e o glúon (bóson de gauge mediador da interação forte) e os seus respectivos valores de massa, carga elétrica e spin. A partir da composição de quarks é possível se formar *hádrons*, ou seja, qualquer partícula que seja formada por quarks e anti-quarks, como por exemplo, os prótons e os nêutrons que são formados respectivamente por (u, u, d) e (u, d, d) . Os hádrons classificam-se em *Bárions*, partículas formadas por **3 quarks** e *Mésons*, formados a partir de **um quark e um anti-quark**. Exemplos de bárions são prótons e nêutrons e exemplos de mésons são píons e D-mésons. A introdução do número quântico de cor decorre da observação de um estado composto, como por exemplo a partícula Δ^{++} , cujo conteúdo de quarks é (u, u, u) , onde dois dos quarks possuem os mesmos números quânticos (número quântico principal, número quântico de momento angular, número quântico magnético e número quântico de spin), violando a estatística de Fermi-Dirac. Assim, assume-se que cada tipo de quark apresenta-se em 3 cores: vermelho, verde e azul ou mais concisamente pela sigla RGB³[34].

Será denotado o campo do quark como: q_f^α , em que α é o índice de cor e f é o índice de sabores de quarks. Por simplicidade, a notação vetorial no espaço das cores será empregada: $q_f \equiv \text{coluna } (q_f^1, q_f^2, q_f^3)^T$. A lagrangiana livre pode ser expressa como[35]

$$\mathcal{L} = \sum_f \bar{q}_f (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_f) q_f, \quad (2.11)$$

em que m_f é a massa do quark de sabor f e γ^μ corresponde às matrizes de Dirac. A lagrangiana em 2.11 é *invariante* sob *transformações globais* arbitrárias do grupo SU(3) no espaço de cor. Assim, o campo do quark se transforma como:

$$q_f^\alpha \rightarrow (q_f^\alpha)' = U^\alpha_\beta, \quad (2.12)$$

²QCD é a abreviação do termo em inglês Quantum Chromodynamics.

³RGB: R (red), G (green) e B (blue).

em que as matrizes de $SU(3)$ podem ser parametrizadas como:

$$U = \exp(-ig_s \frac{\lambda^a}{2} \theta_a), \quad (2.13)$$

e possui as seguintes propriedades:

$$UU^\dagger = U^\dagger U = 1, \quad \det U = 1. \quad (2.14)$$

Na equação 2.13, g_s é a constante de acoplamento forte, λ^a ($a = 1, \dots, 8$) (Matrizes de Gell-Mann) são os geradores da representação fundamental de $SU(3)$ e θ_a parâmetros arbitrários. No caso em que o parâmetro, $\theta_a = \theta_a(x)$ (transformações locais), ou seja, a transformação depende das coordenadas do espaço-tempo, a lagrangiana em 2.11 não é mais invariante. Desse modo, a invariância do princípio de gauge é recuperada através da definição da derivada sobre os campos dos quarks pela derivada covariante, a qual introduz 8 campos de gauge diferentes (devido aos 8 parâmetros de gauge independentes), denominados *glúons*. A definição da derivada covariante do grupo $SU(3)$ é expressa como:

$$D^\mu q_f \equiv \left[\partial_\mu - ig_s \frac{\lambda^a}{2} G_a^\mu(x) \right] q_f \equiv [\partial_\mu - ig_s G^\mu(x)] q_f, \quad (2.15)$$

em que $G^\mu(x)$ está escrito na notação matricial compacta:

$$[G^\mu(x)]_{\alpha\beta} = \left(\frac{\lambda^a}{2} \right)_{\alpha\beta} G_a^\mu(x) \quad (2.16)$$

O modo como a derivada covariante em 2.15 se transforma segue a transformação dos campos do quarks em 2.12.

$$D^\mu \rightarrow (D^\mu)' = U D^\mu U^{-1} \quad (2.17)$$

Assim, a transformação dos campos dos glúons é fixada por essa transformação e é escrita como:

$$G^\mu \rightarrow (G^\mu)' = U G^\mu U^\dagger - \frac{i}{g_s} (\partial^\mu U) U^\dagger \quad (2.18)$$

A dinâmica para os campos dos glúons é dada pelo seguinte termo:

$$G_a^{\mu\nu} = \partial^\mu G_a^\nu - \partial^\nu G_a^\mu + g_s f^{abc} G_b^\mu G_c^\nu, \quad (2.19)$$

em que f^{abc} são as constantes de estrutura de $SU(3)$. A lagrangiana da QCD em sua forma explícita é expressa a seguir[35]

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{QCD} = & -\frac{1}{4} G_a^{\mu\nu} G_{\mu\nu}^a + \sum_f \bar{q}_f^\alpha (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_f) q_f^\alpha + g_s G_a^\mu \sum_f \bar{q}_f^\alpha \gamma_\mu \left(\frac{\lambda^a}{2}\right)_{\alpha\beta} q_f^\beta + \\ & -\frac{g_s}{2} f^{abc} (\partial^\mu G_a^\nu - \partial^\nu G_a^\mu) G_\mu^b G_\nu^c - \frac{g_s^2}{4} f^{abc} f_{ade} G_b^\mu G_c^\nu G_e^d G_\nu^d. \end{aligned} \quad (2.20)$$

2.5 A Teoria Eletrofraca

A teoria eletrofraca — unificação das interações fraca e eletromagnética — baseia-se no grupo de simetria $SU(2)_L \times U(1)_Y$, em que o subscrito L representa o número quântico de isospin fraco⁴ [36] e Y o número quântico de hipercarga⁵ [37]. A interação eletromagnética está presente em processos que envolvem partículas carregadas e possui alcance infinito enquanto que a interação fraca se manifesta em processos nucleares como o decaimento β e possui muito curto alcance ao redor de 10^{-18}m . Da tabela 3.1 nota-se que a intensidade das interações fraca ($\alpha_{\text{int. fraca}} = 10^{-6}$) e eletromagnética ($\alpha_{\text{int. eletromag.}} = 10^{-2}$) são pequenas em comparação com a intensidade da interação forte ($\alpha_{\text{int. forte}} = 1$).

Tabela 2.1: *Intensidade e alcance das quatro interações fundamentais da natureza* [38].

Interações Fundamentais	Intensidade [α_{int}]	Alcance [m]
Forte	1	1×10^{-15}
Eletromagnética	$\sim 1 \times 10^{-2}$	∞
Fraca	1×10^{-6}	1×10^{-18}
Gravitacional	6×10^{-39}	∞

⁴**Isospin fraco** é um número quântico que descreve os estados possíveis de uma mesma partícula, o nucleon.

⁵**Hipercarga** é o número quântico que relaciona a carga elétrica da partícula (Q) e a terceira componente de *Isospin* (I_3) através da relação:

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2}, \quad (2.21)$$

conhecida como equação de *Gell-Mann-Nishijima*.

Leptons e quarks são categorizados como férmions. A descrição dessas partículas segundo o grupo da interação eletrofraca ocorre por meio de dupletos levógiros e singletos dextrógiros[25, 39, 40], como pode ser observado a seguir:

- **Dupletos fermiônicos:**

$$(e^- \ \nu_{e^-})_L, \ (\mu^- \ \nu_{\mu^-})_L, \ (\tau^- \ \nu_{\tau^-})_L \quad (2.22)$$

$$(u \ d)_L, \ (c \ s)_L, \ (t \ b)_L \quad (2.23)$$

- **Singletos fermiônicos:**

$$e_R, \ \mu_R, \ \tau_R \quad (2.24)$$

$$u_R, \ d_R, \ c_R, \ s_R, \ t_R, \ b_R \quad (2.25)$$

Os termos levógiro e dextrógiro (comumente encontrados na literatura em inglês como *left-handed* (L) e *right-handed* (R)) caracterizam uma importante propriedade fundamental das partículas elementares, a **Quiralidade**. De um modo breve, quiralidade é uma propriedade quântica, assim como o spin das partículas, que está associada ao modo como a função de onda quântica de uma partícula se comporta quando é rotacionada ou observada sob um diferente ângulo. Desse modo, partículas em que o spin e o momento apontam em um mesmo sentido são classificadas como de mão-direita enquanto partículas com o spin e o momento apontando em sentidos diferentes são classificadas como de mão-esquerda.

A lagrangiana completa da interação eletrofraca pode ser construída de modo similar ao realizado para Cromodinâmica Quântica (QCD), como realizado na seção anterior. Inicialmente escreve-se a lagrangiana livre para os férmions: a notação utilizada - por exemplo para a primeira família de léptons - é [41]:

$$\psi_1(x) = (e^- \ \nu_{e^-})_L, \ \psi_2(x) = e_R^-, \ \psi_3 = \nu_{e^-R}, \quad (2.26)$$

notação similar será considerada para os quarks. Desse modo, a lagrangiana livre (sem interação) é escrita como:

$$\mathcal{L}_0 = \sum_{j=1}^3 i\bar{\psi}_j(x)\gamma^\mu\partial_\mu\psi_j(x), \quad (2.27)$$

o termo de massa fermiônico é omitido em 2.27 uma vez que sua presença mistura campos de quiralidade direita e esquerda, que possuem diferentes propriedades de transformação, o que conduziria a uma quebra explícita da simetria de gauge.

A lagrangiana em 2.27 é invariante sob as seguintes transformações globais:

$$\psi_1(x) \rightarrow \psi'_1(x) \equiv e^{[iy_1\theta]}U_L\psi_1(x), \quad (2.28)$$

$$\psi_2(x) \rightarrow \psi'_2(x) \equiv e^{[iy_2\theta]}\psi_2(x), \quad (2.29)$$

$$\psi_3(x) \rightarrow \psi'_3(x) \equiv e^{[iy_3\theta]}\psi_3(x). \quad (2.30)$$

os parâmetros y_i são chamados de hipercargas e a atuação de qualquer matriz do grupo $SU(2)_L$ sob o dubleto $\psi_1(x)$ é parametrizada por:

$$U_L = e^{i\frac{\sigma_i}{2}\alpha^i}, \quad (2.31)$$

em que σ_i são as matrizes de Pauli.

Transformações locais sob o grupo $SU(2)_L \times U(1)_Y$, o que corresponde aos parâmetros α e θ dependerem das coordenadas do espaço-tempo, ou seja, $\alpha^i = \alpha^i(x)$ e $\theta = \theta(x)$ conduz à perda da simetria observada perante transformações globais. De modo a restaurar a simetria de gauge sob transformações locais, necessita-se adicionar termos que eliminem as contribuições oriundas da dependência local dos parâmetros. Portanto, como na QED e QCD, para interação eletrofraca serão adicionados 4 campos de gauge, uma vez que tem-se 4 parâmetros que dependem das coordenadas do espaço-tempo. Assim, as derivadas

usuais são substituídas por derivadas covariantes da forma:

$$D_\mu \psi_1(x) \equiv [\partial_\mu - ig\tilde{W}_\mu(x) - ig'y_1 B_\mu(x)]\psi_1(x), \quad (2.32)$$

$$D_\mu \psi_2(x) \equiv [\partial_\mu - ig'y_2 B_\mu(x)]\psi_2(x), \quad (2.33)$$

$$D_\mu \psi_3(x) \equiv [\partial_\mu - ig'y_3 B_\mu(x)]\psi_3(x), \quad (2.34)$$

em que $\tilde{W}_\mu(x) \equiv \frac{\sigma_i}{2} W_\mu^i(x)$. A derivada covariante em 2.32 corresponde ao grupo $SU(2)$ e $U(1)_Y$ e as derivadas covariantes em 2.33 e 2.34 correspondem ao grupo de simetria $U(1)_Y$. Note que: a constante de acoplamento do grupo $SU(2)$ é \mathbf{g} e do grupo de simetria $U(1)_Y$ é \mathbf{g}' .

Como impõe-se que as derivadas covariantes se transformem do mesmo modo que os campos, fixa-se as transformações dos campos de gauge adicionados:

$$B_\mu(x) \rightarrow B'_\mu(x) \equiv B_\mu(x) + \frac{1}{g'} \partial_\mu \theta(x) \quad (2.35)$$

$$\tilde{W}_\mu \rightarrow \tilde{W}'_\mu \equiv U_L(x) \tilde{W}_\mu U_L^\dagger(x) - \frac{i}{g} \partial_\mu U_L(x) U_L^\dagger(x) \quad (2.36)$$

Para finalizar a construção da lagrangiana da interação eletrofraca, necessita-se adicionar o termo responsável por gerar a dinâmica desses campos (o termo cinético), assim, os campos de força (*fields strengths*) são[41]:

$$B_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \quad (2.37)$$

$$\tilde{W}_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu \tilde{W}_\nu - \partial_\nu \tilde{W}_\mu - ig[W_\mu, W_\nu], \quad (2.38)$$

$$\tilde{W}_{\mu\nu} \equiv \frac{\sigma_i}{2} W_{\mu\nu}^i, \quad (2.39)$$

$$W_{\mu\nu}^i \equiv \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g\epsilon^{ijk} W_{\mu j} W_\nu^k, \quad (2.40)$$

o último termo em 2.38 exibe o caráter não-abeliano do grupo de simetria (anti-comutação) e ϵ^{ijk} em 2.40 é o tensor de Levi-Civita.

A lagrangiana completa da interação eletrofraca compacta explicitando os termos cinético e de interação é indicada como:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu} + \sum_{j=1}^3 i\bar{\psi}_j(x)\gamma^\mu D_\mu\psi_j(x), \quad (2.41)$$

como observa-se não há termos de massa presentes na lagrangiana anteriormente escrita e a razão é porque termos de massa para os férmions e bósons de gauge quebram a simetria de gauge, e devido ao requerimento de que a teoria seja invariante de gauge, esses termos não são incluídos, desse modo a teoria possui campos não massivos.

A seguir exibe-se brevemente as lagrangianas de interação (evidenciando os acoplamentos) dos bósons de gauge da teoria eletrofraca (W^\pm , Z^0 e γ) com os férmions. São classificadas como interações de corrente carregada (bósons carregados se acoplando aos férmions) ou interações de corrente neutra (bóson neutro se acoplando aos férmions).

1. **Acoplamentos corrente carregada:** as partículas que mediam esse acoplamento são os bósons carregados W^\pm . A lagrangiana de interação de corrente carregada para uma geração de léptons e quarks é escrita como[41, 42]:

$$\mathcal{L} = \frac{g}{2\sqrt{2}} W_\mu^\dagger [\bar{u}\gamma^\mu(1 - \gamma_5)d' + e\gamma^\mu(1 - \gamma_5)\bar{\nu}_{e-}] + h.c., \quad (2.42)$$

em que,

$$d' = \cos\theta_C d + \text{sen}\theta_C s. \quad (2.43)$$

Note que θ_C é o ângulo de Cabibbo.

2. **Acoplamentos corrente neutra:** as partículas que mediam esse acoplamento são os bósons neutros fóton (γ) e o Z^0 . A lagrangiana de interação de corrente neutra

para uma geração de léptons e quarks é escrita como[41, 42]

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{QED} + \mathcal{L}_{boson-Z}, \quad (2.44)$$

$$\mathcal{L}_{QED} = e A_\mu j_{eletromag.}^\mu, \quad (2.45)$$

$$\mathcal{L}_Z = \frac{e}{2 \sin \theta_w \cos \theta_w} Z_\mu \sum_f \bar{f} \gamma (v_f - a_f \gamma_5) f. \quad (2.46)$$

2.5.1 O Mecanismo de Higgs

Ao longo da presente seção a construção da lagrangiana do modelo $SU(2)_L \times U_Y$ foi exibida conjuntamente com as lagrangianas correspondentes às interações de corrente carregada (bósons mediadores carregados) e neutra (bósons mediadores neutros). Esta lagrangiana descreve partículas sem massa (bósons mediadores e férmions quirais), uma vez que como visto anteriormente, a adição de termos de massa quebram explicitamente a invariância de gauge da teoria, que deve ser mantida de modo a, por exemplo, garantir a renormalizabilidade da teoria⁶. Entretanto a ausência de massa não corresponde exatamente à realidade: do ponto de vista da interação eletrofraca, os fótons - bósons mediadores, possuem massa nula, o que está de acordo com a realidade, mas o mesmo não corresponde para os bósons mediadores fracos, que são massivos. Desse modo, um mecanismo espontâneo que forneça a massa dessas partículas de modo a conservar a renormalizabilidade da teoria torna-se necessário. Esse mecanismo foi concebido no final de 1950 e início de 1960, por um grupo de físicos: *Nambu, Higgs, Anderson, Schwinger, Guralnik, Brout, Englert, Kibble*; sendo o mecanismo mais comumente conhecido como Mecanismo de Higgs [43, 44, 45].

■ O Teorema de Goldstone

O mecanismo de *Higgs* se baseia no mecanismo de **Quebra Espontânea de Simetria** [39, 41] que poder ser entendido do seguinte modo: considere um sistema invariante sob um conjunto de transformações e que possui um conjunto de estados degenerados com

⁶**Renormalização** são técnicas utilizadas em Teoria Quântica de Campos para o tratamento de divergências obtidas nos cálculos de determinadas quantidades físicas.

energia mínima. A escolha arbitrária de um desses estados promove a quebra espontânea da simetria do sistema. Para uma melhor compreensão, exemplifica-se a seguir essa ideia.

Considere um sistema descrito pela seguinte lagrangiana de campo escalar complexo $\phi(x)$:

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \phi)(\partial^\mu \phi^\dagger) - \mu^2 \phi \phi^\dagger + \lambda(\phi \phi^\dagger)^2, \quad (2.47)$$

em que μ é um parametro real e a lagrangiana é invariante sob a seguinte transformação global $\phi \rightarrow e^{i\theta} \phi$.

A existência de um estado fundamental é obtida requerendo que o potencial seja limitado inferiormente. Isso é obtido por meio de duas possibilidades que são ilustradas em [41, 45] :

1. $\mu^2 > 0$: Nesse caso a solução para a minimização do potencial é trivial, ou seja, $\phi = 0$ e a simetria permanece intacta (o mínimo do potencial é não-degenerado) (figura 2.4a).
2. $\mu^2 < 0$: Minimização do potencial para $|\phi| = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}} \equiv \frac{v}{\sqrt{2}} > 0$ (figura 2.4b).

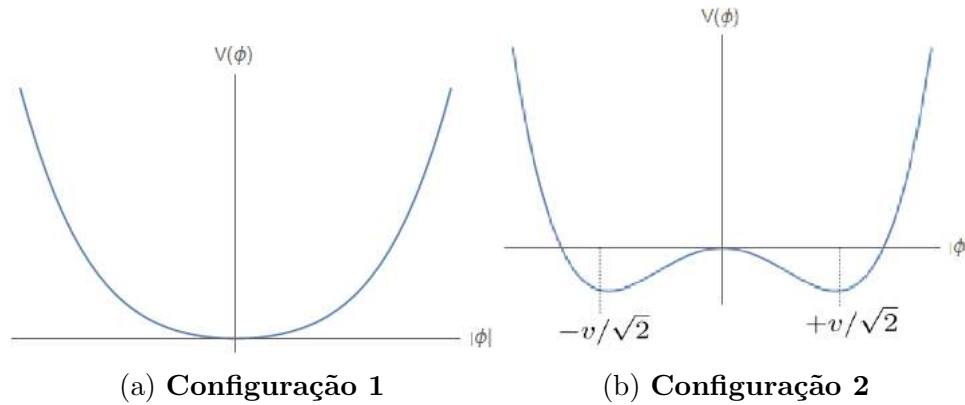


Figura 2.4: Configurações do potencial escalar da lagrangiana definida em 2.47 para $\mu^2 > 0$ (2.4a) e $\mu^2 < 0$ (2.4b).

A invariância da simetria $U(1)$ conduz a uma infinidade de estados degenerados de mínima energia $\phi_0(x) = \frac{v}{\sqrt{2}} e^{i\theta}$. A escolha de um estado particular, por exemplo $\theta = 0$,

conduz a quebra espontânea da simetria como mencionado anteriormente. A parametrização do campo em função do valor médio do estado fundamental e uma parte complexa é dada por:

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}[v + \eta_1(x) + i\eta_2(x)], \quad (2.48)$$

em que $\eta_1(x)$ e $\eta_2(x)$ são campos reais representando um campo escalar e um pseudo-escalar, respectivamente.

Substituindo a parametrização em 2.47, obtem-se:

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \eta_1)^2 + (\partial_\mu \eta_2)^2 - \lambda v^2 \eta_1^2 - \lambda v(\eta_1^3 + \eta_1 \eta_2^2) - \frac{\lambda}{4}(\eta_1^2 + \eta_2^2)^2, \quad (2.49)$$

comparando-se o termo de massa de 2.49 com 2.47, obtem-se $m_{\eta_1}^2 = 2\lambda v^2$, a massa do campo η_1 e nota-se que o campo η_2 corresponde a um campo sem massa, ou seja, uma excitação tangencial. Tal excitação tangencial é denominada *bóson de Goldstone*[46]. Desse modo, pode-se enunciar o teorema de Goldstone: **a quebra espontânea de uma simetria contínua, global conduz a uma partícula sem massa e escalar (spin 0) para cada gerador do grupo de simetria que é espontaneamente quebrado**[41, 47, 48].

■ O Mecanismo de Higgs

Descreveu-se anteriormente a ideia de quebra espontânea da simetria global e o teorema de *Goldstone*. A seguir será reproduzido a quebra espontânea da simetria local e a observação do efeito dessa ‘quebra’. Para isso considere o dubleto de campos escalares complexos do grupo $SU(2)_L$:

$$\phi(x) \equiv (\phi^+(x) \ \phi^0(x))^T, \quad (2.50)$$

e a lagrangiana que descreve o sistema é da forma[41, 47, 48]:

$$\mathcal{L} = (D^\mu \phi)(D_\mu \phi^\dagger) - \mu^2(\phi\phi^\dagger) - \lambda(\phi\phi^\dagger)^2, \quad (2.51)$$

com $(\mu^2 > 0)$ e $(\lambda > 0)$. A derivada covariante D_μ é a derivada covariante do grupo $SU(2)$ dada em 2.32.

Os valores que minimizam o potencial para a configuração $(\mu^2 > 0)$ e $(\lambda > 0)$ são os mesmos obtidos para a Configuração 2 na descrição do teorema de *Goldstone*. Assim, a escolha de um desses valores em particular conduz a quebra espontânea da simetria, dando origem a 3 bósons de *Goldstone* e o campo ϕ , que é parametrizado como:

$$\phi(x) \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(0 \ v + h(x))^T. \quad (2.52)$$

Similarmente ao procedimento executado na descrição do teorema de *Goldstone*, substitui-se a parametrização 2.52 em 2.51 e em seguida comparando-se os termos de massa na lagrangiana parametrizada com 2.51 obtém-se a massa do bóson de *Higgs*:

$$m_H = 2\lambda v^2, \quad (2.53)$$

e após algumas passagens, as massas dos bósons de gauge eletrofracos[41, 42]:

$$m_W = \frac{1}{2}gv = \frac{ev}{2\cos\theta_W}, \quad m_Z = \frac{m_W}{\cos\theta_W}. \quad (2.54)$$

Algumas palavras sobre a descoberta do bóson de Higgs e a medida da sua massa: O anúncio da observação de uma partícula consistente com as propriedades do bóson de Higgs previsto pelo Modelo Padrão, com massa ao redor de 125 GeV, foi realizado no dia 4 de Julho de 2012 pelos experimentos CMS[6] e ATLAS[7] nos seguintes canais de maior sensibilidade: $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4$ léptons e $H \rightarrow \gamma\gamma$ utilizando amostras de dados obtidas de colisões próton-próton em energias de centro de massa iguais a $\sqrt{s} = 7$ TeV e $\sqrt{s} = 8$ TeV. A figura 2.5 exhibe as distribuições de massa invariante para $H \rightarrow 4$ léptons, um dos canais de maior sensibilidade de busca, para aproximadamente 36 fb^{-1} de dados e energia de centro de massa de $\sqrt{s} = 13$ TeV. Esses gráficos exibem a “re-descoberta” do bóson de Higgs com os dados do Run 2.

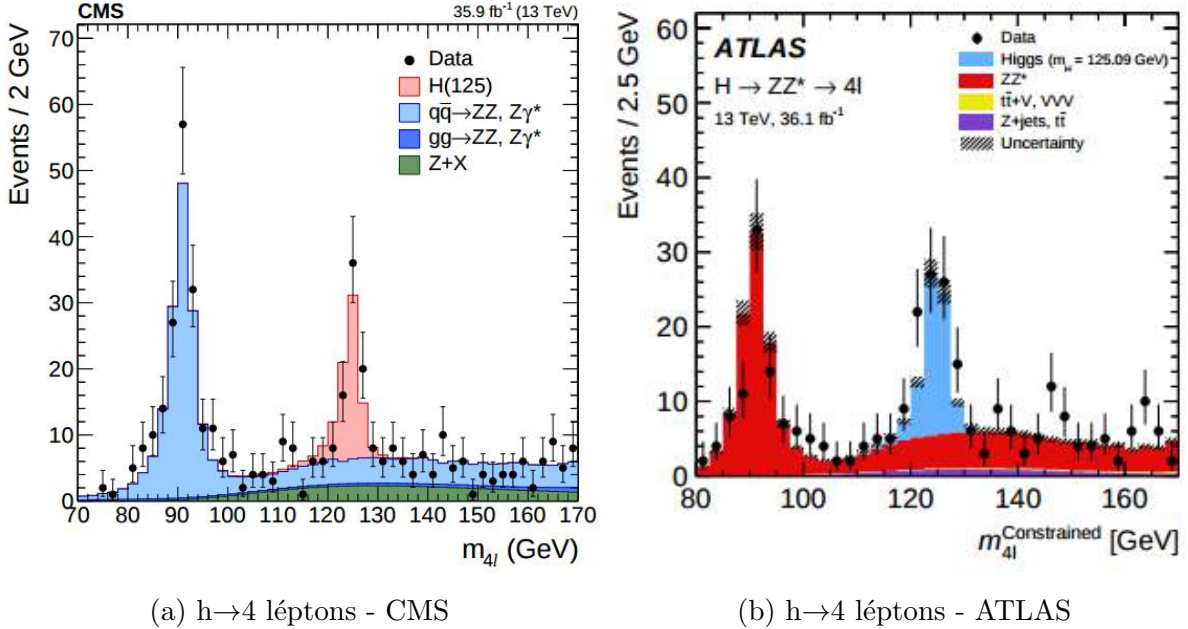


Figura 2.5: Distribuição de massa invariante em 4 léptons para os experimentos CMS[49] e ATLAS[50]. Comparação dos dados com o background esperado. Em ambas as distribuições observa-se o pico de sinal do bóson de Higgs sobre os principais backgrounds associados ao canal de busca.

2.6 Questões abertas no Modelo Padrão

Como observado até o presente momento, o MP tem se saído muito bem em sua descrição das partículas elementares e o modo como interagem entre si. Um de seus maiores triunfos foi a predição da existência do bóson de Higgs e sua consequente observação nos experimentos CMS e ATLAS do CERN como mencionado na seção anterior. Apesar de sua excelente performance ao longo dos anos, o MP é considerado uma teoria incompleta, uma vez que questões experimentais e teóricas permanecem sem respostas. A seguir algumas das principais questões em aberto dentro do referencial do MP são descritas[9, 10, 51, 52]:

■ Problemas Teóricos:

- **O problema de hierarquia e fine-tuning:** o problema de hierarquia está associado à grande discrepância entre as escalas de energia eletrofraca, ≈ 100 GeV, e a escala de Planck, da ordem de 10^{18} GeV. Como pode ser notado, existem 16 ordens de magnitude de diferença entre a escala eletrofraca e a próxima escala de

energia, a escala de Planck. O fato de existir esse enorme “deserto” em energia é algo intrigante e onde baseiam-se os indícios para a crença de uma Nova Física (NF). Adicionalmente a isso, outro problema são as correções quânticas à massa do bóson de Higgs. Devido à interação do bóson de Higgs com as partículas do MP e sua sensibilidade aos fenômenos de altas energias, contribuições radiativas são adicionadas à sua massa, tornando-a divergente. Como exemplo, considere o diagrama na figura 2.6a, onde exibe-se a correção quântica a um *loop* devido à interação do bóson de Higgs com um férmion de Dirac de massa m_f . Tal correção é expressa como:

$$\Delta m_H^2 = -\frac{|\lambda_f|^2}{8\pi^2} \Lambda_{UV}^2 + \dots \quad (2.55)$$

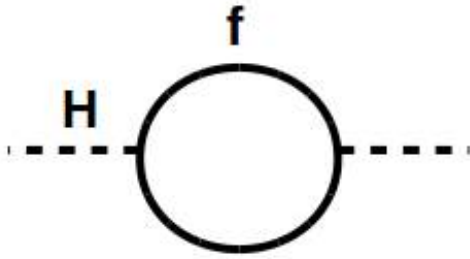
em que λ_f é o acoplamento entre o campo de Higgs e o férmion e Λ_{UV} é interpretado como o *cut-off* da teoria, ou seja, a escala de energia na qual cessa a validade do MP e NF passa a assumir. A massa do bóson de Higgs medida experimentalmente é finita, ou seja, o contrário do que é obtido teoricamente devido às correções quânticas. O procedimento — não natural — aplicado de modo a controlar essas divergências e estabilizar a massa do bóson de Higgs é o denominado *fine-tuning*, que baseia-se no emprego de parâmetros que absorvem as contribuições originadas pelas correções quânticas, estabilizando m_H^2 .

- **Constantes de Acoplamento** O grupo de simetria do MP é a composição do produto direto de três grupos — $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ — cada um com uma constante de acoplamento diferente. Desse modo, no contexto das constantes de acoplamento, não existe uma verdadeira unificação das interações forte e eletrofraca. Portanto, se esperaria que houvesse um grupo mais fundamental capaz de acomodar as três interações e como resultado apresentar apenas uma constante de acoplamento, exemplos são os grupos $SU(5)$ ou $SO(10)$ de uma teoria de Grande Unificação (GUT) (escala de altas energias). Medidas realizadas no experimento LEP para essas constantes de acoplamento evidenciam uma não unificação quando extrapoladas para altas energias quando as equações do grupo de renormalização do

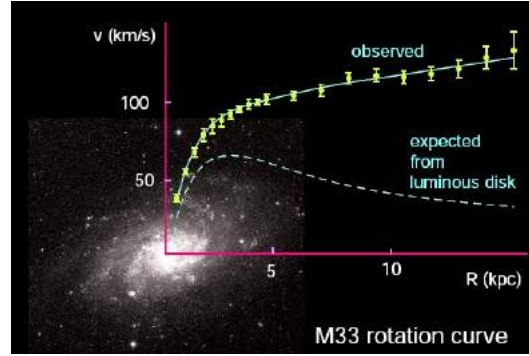
MP são utilizadas. O diagrama ilustrativo para o comportamento das constantes de acoplamento em altas energias discutido anteriormente pode ser visualizado na figura 2.6c.

■ **Problema Experimental:**

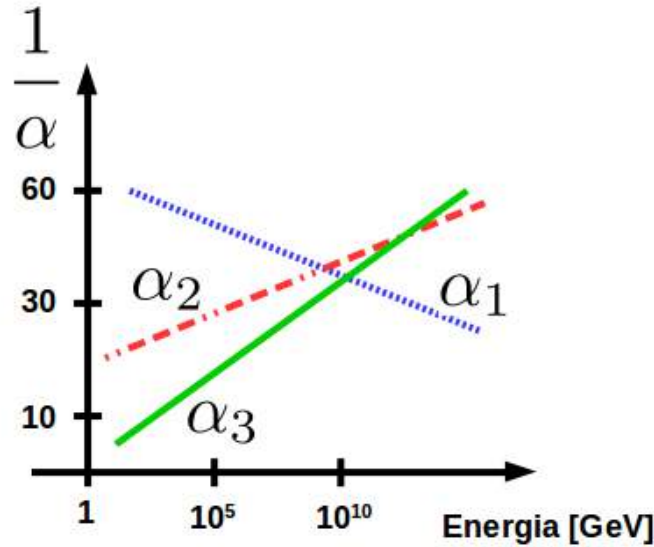
- **Matéria Escura:** evidências para a existência de uma forma de matéria fracamente ou não interagente conhecida como matéria escura (*dark matter*) que compõe cerca de 27% da matéria invisível contra 5% da matéria bariônica conhecida (estrelas, galáxias e material interestelar) datam de trabalhos de 1930. Uma das grandes evidências são as curvas de rotação de galáxias devido aos perfis de suas velocidades de rotação — vide figura 2.6b. Seria esperado que a massa de uma galáxia fosse concentrada na região onde se localizam as estrelas visíveis e fora dessa região, segundo a predição da lei de Kepler, as velocidades deveriam cair com $\frac{1}{\sqrt{r}}$. Entretanto, não é esse o comportamento provindo de observações astronômicas onde nota-se que as velocidades de rotação se mantêm constantes ou são um pouco maiores mesmo à longas distâncias do centro da galáxia. Diferente da matéria ordinária, a matéria escura não se acopla com a interação eletromagnética, o que significa que ela não emite, absorve ou reflete luz. Assim, seus efeitos são inferidos via interações gravitacionais. No espectro de partículas do MP nenhuma partícula que atenda as seguintes propriedades de partícula de matéria escura — fracamente ou não interagente, neutra e estável — é encontrada[53, 54].



(a) Correção quântica para a massa do bóson de Higgs.



(b) Gráfico para a curva de rotação da Galáxia M33[55].



(c) Gráfico da evolução das constantes de acoplamentos das interações no Modelo Padrão.

Figura 2.6: As figuras acima ilustram as principais questões abertas dentro do Modelo Padrão. Em 2.6a observa-se a correção quântica incluída no cálculo da massa do bóson de Higgs devido à sua interação com um férmion de Dirac, o que conduz à uma divergência quadrática na sua massa. Na figura 2.6b é exibido um gráfico com as observações e previsões para as curvas de rotação da galáxia M33. A discrepância observada entre dados observacionais e previsão reforça a evidência para matéria escura. Em 2.6c, as constantes de acoplamentos das interações do Modelo Padrão são observada quando extrapoladas para altas energias, observando não unificação nesse regime.

Capítulo 3

Física Além do Modelo Padrão: Supersimetria

No capítulo anterior foi descrita a estrutura geral do MP, em que cada uma das interações que compõem a sua estrutura foi apresentada juntamente com suas respectivas lagrangianas de interação e acoplamentos. A partir disso, o Mecanismo de Higgs que descreve a geração de massa das partículas do MP e prediz a existência do bóson de Higgs - observado em 04 de Julho de 2012 - que culminou no Prêmio Nobel de 2013 para François Englert e Peter Higgs foi abordado em detalhe. No regime de energia explorado, o MP têm obtido grande êxito devido às observações de suas predições. Entretanto, algumas questões ainda permanecem sem respostas, dentre elas o problema de Hierarquia e Naturalidade, ausência de candidato e abordagem para explicar a matéria escura e unificação das constantes de acoplamento. Tais questões foram apresentadas ao término do capítulo anterior.

O surgimento de teorias alternativas, denominadas como teorias além do MP (*Beyond Standard Model*)(BSM), têm por finalidade abordar essas interrogações não retratadas dentro do âmbito do MP. Exemplos de teorias BSM são: Dimensões Extras, teoria *Leptoquarks*, teoria com bóson de Higgs composto. Dentre todas as teorias BSM, uma das mais promissoras e atrativas que aborda eficientemente os principais problemas do MP é a **Supersimetria** (*SUSY*).

No presente capítulo, a teoria supersimétrica é apresentada, em que a extensão mínima de SUSY, conhecida como MSSM, para o MP é descrita, onde esta incorpora o espectro de partículas do modelo (o dobro do espectro do MP) e o mecanismo de quebra de SUSY. Com a finalização da abordagem teórica de SUSY, é discutido então suas manifestações experimentais (assinaturas) no LHC.

3.1 A Teoria Supersimétrica

A identificação de simetrias nos diversos sistemas físicos naturais é amplamente explorada a fim de se descrever de maneira simples e compacta dado fenômeno físico. Deste modo, uma das extensões mais atrativas do MP — SUSY — baseia-se em uma simetria que relaciona duas diferentes classes de partículas: férmions e bósons. Partículas fermiônicas são aquelas que possuem spin semi-inteiro e são descritas pela Estatística de Fermi-Dirac enquanto que partículas bosônicas têm spin inteiro e são descritas pela Estatística de Bose-Einstein. A conexão entre essas partículas em teorias supersimétricas ocorre via operadores da super-álgebra de SUSY [52], conhecidos como geradores de SUSY, como é visto a seguir:

$$Q|\text{Férmion}\rangle \propto |\text{Bóson}\rangle, \quad Q|\text{Bóson}\rangle \propto |\text{Férmion}\rangle; \quad (3.1)$$

em que Q é o operador que realiza a transformação de um estado fermiônico em um estado bosônico e vice-versa; e deve ser um espinor com propriedades de anticomutação. Como um espinor é um objeto complexo, \bar{Q} também é um gerador dessa simetria.

Como mencionado anteriormente, a atuação do operador de SUSY sobre um estado fermiônico conduz a um estado bosônico e vice-versa. Nas sub-seções que seguem, será apresentada a álgebra de SUSY, conseqüentemente, a álgebra dos operadores Q e \bar{Q} . Dado esses tópicos introdutórios, os elementos necessários para a construção de teorias supersimétricas são discutidos.

3.1.1 A álgebra supersimétrica

Antes de apresentar a álgebra de SUSY, serão apresentadas as transformações e o grupo de Lorentz e o grupo de Poincaré.

■ Transformações de Lorentz e o grupo de Lorentz

As transformações de Lorentz são transformações que relacionam eventos em pontos diferentes do espaço-tempo de Minkowski, cuja métrica, que é responsável pelas medidas de distância é definida como:

$$\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(+, -, -, -), \quad (3.2)$$

em que $\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$, ou seja, são índices representando a coordenada temporal e as 3 coordenadas espaciais.

De um modo geral, uma transformação de Lorentz pode ser escrita como [56, 57]

$$x'^{\mu} = \sum_{\alpha=0}^3 \Lambda^{\mu}_{\alpha} x^{\alpha}, \quad (3.3)$$

em que Λ^{μ}_{α} é a matriz de transformação de Lorentz. A distância entre dois pontos quaisquer é invariante, ou seja, pode ser escrita matematicamente por meio da relação

$$\sum_{\mu, \nu} \eta_{\mu\nu} \Delta x^{\mu} \Delta x^{\nu} = \sum_{\mu, \nu} \eta_{\mu\nu} \Delta x'^{\mu} \Delta x'^{\nu}, \quad (3.4)$$

em que $\Delta x'^{\mu} = \sum_{\alpha} \Lambda^{\mu}_{\alpha} \Delta x^{\alpha}$ e $\Delta x'^{\nu} = \sum_{\beta} \Lambda^{\nu}_{\beta} \Delta x^{\beta}$. Deste modo, a partir das equações acima, obtem-se na forma matricial o seguinte vínculo:

$$\Lambda^T \eta \Lambda = \eta. \quad (3.5)$$

Deste resultado, nota-se que a matriz de transformação de Lorentz deve possuir uma forma específica. Com essa breve introdução, pode-se descrever algumas relações do grupo de simetria de Lorentz. Este grupo é descrito como $SO(1, 3)$, onde S do inglês significa

special, ou seja, o conjunto de todas as matrizes 3×3 que têm determinante 1; U é *unitary*, ou seja, dada uma matriz U sua inversa é dada por $U^{-1} = U^\dagger$ conduzindo a $UU^\dagger = I$, em que I é a identidade. O parêntese $(1, 3)$ na definição do grupo indica que no espaço, onde este grupo é definido, há uma coordenada temporal e 3 coordenadas espaciais. Este espaço é denominado espaço-tempo de Minkowski.

O grupo de Lorentz é composto pelas rotações de vetores em três dimensões e pelos chamados *boosts*¹ de Lorentz. Os geradores desse grupo são obtidos a partir de uma transformação infinitesimal da matriz U , isto é

$$U(\theta, \phi) \simeq 1 + i\theta \cdot \vec{J} + i\phi \cdot \vec{K}, \quad (3.6)$$

em que \vec{J} e \vec{K} são os geradores de rotações e boosts respectivamente; θ e ϕ são os 6 parâmetros independentes que caracterizam o grupo.

As relações de comutação satisfeitas pelos geradores do grupo de Lorentz são:

$$[J_i, J_j] = i\epsilon_{ijk}J_k, \quad [K_i, J_j] = i\epsilon_{ijk}K_k, \quad [K_i, K_j] = -i\epsilon_{ijk}J_k. \quad (3.7)$$

Covariantemente, a álgebra anterior é expressa como:

$$[M_{\mu\nu}, M_{\rho\sigma}] = -i(g_{\mu\rho}M_{\nu\sigma} - g_{\mu\sigma}M_{\nu\rho} - g_{\nu\rho}M_{\mu\sigma} + g_{\nu\sigma}M_{\mu\rho}), \quad (3.8)$$

em que $M_{ij} = \epsilon_{ijk}J_k$ e $M_{0i} = -M_{i0} = -K_i$.

■ O grupo de Poincaré

Uma transformação geral de Poincaré genérica pode ser escrita do seguinte modo [56, 57]:

$$x'^\mu = \Lambda^\mu_\nu x^\nu + a^\mu, \quad (3.9)$$

¹**Boosts** são transformações de Lorentz que não envolvem rotação.

em que o parâmetro a^μ está associado às translações. Observe que com $a^\mu = 0$ em 3.8 recupera-se as transformações de Lorentz.

O grupo de Poincaré é composto pelas transformações de rotações, *boosts* e translações. Da equação 3.9, os geradores das rotações e boosts são representados por $M_{\mu\nu}$ enquanto que as translações no espaço-tempo são geradas pelo operador momento P_μ . Portanto, o grupo de Poincaré possui 10 geradores independentes. De modo análogo ao grupo de Lorentz, os geradores para o grupo de Poincaré podem ser determinados considerando a forma infinitesimal de 3.9, ou seja,

$$x'^\mu = (\delta^\mu_\nu + \omega^\mu_\nu)x^\nu + a^\mu, \quad (3.10)$$

em que $(\omega^\mu_\nu)x^\nu$ é o gerador do grupo de Lorentz (rotações e *boosts*). Por meio do operador U dado pela equação 3.6, operador que representa uma transformação de Poincaré, é expresso como:

$$U(1 + \omega, a) \simeq 1 + \frac{i}{2}\omega_{\rho\sigma}J^{\rho\sigma} - ia_\mu P_\mu. \quad (3.11)$$

Deste modo, as relações de comutação para os geradores do grupo de Poincaré são escritas como:

$$[P_\mu, P_\nu] = 0, \quad (3.12)$$

$$[M_{\mu\nu}, P_\lambda] = i(\eta_{\nu\lambda}P_\mu - \eta_{\mu\lambda}P_\nu), \quad (3.13)$$

$$[M_{\mu\nu}, M_{\rho\sigma}] = -i(\eta_{\mu\rho}M_{\nu\sigma} - \eta_{\mu\sigma}M_{\nu\rho} - \eta_{\nu\rho}M_{\mu\sigma} + \eta_{\nu\sigma}M_{\mu\rho}). \quad (3.14)$$

Com a apresentação das álgebras do grupo de Lorentz e Poincaré finalizada, a seguir é apresentada a álgebra de SUSY.

A álgebra de SUSY é uma extensão do grupo de Poincaré; por esta razão é conhecida como super-álgebra (*graded algebras*). Por conseguinte, a noção de álgebra de Lie foi generalizada de modo a incluir além dos comutadores, os anticomutadores. Para exemplificar

esta álgebra “gradada” considere os operadores \hat{O} da seguinte álgebra de Lie [58]:

$$[\hat{O}_a, \hat{O}_b] = \hat{O}_a \hat{O}_b - \hat{O}_b \hat{O}_a \equiv iC_{ab}^c \hat{O}_c. \quad (3.15)$$

O anticomutador é inserido através do termo $(-1)^{\eta_a \eta_b}$, ou seja,

$$\hat{O}_a, \hat{O}_b = \hat{O}_a \hat{O}_b - (-1)^{\eta_a \eta_b} \hat{O}_b \hat{O}_a = iC_{ab}^c \hat{O}_c, \quad (3.16)$$

em que o parâmetro η_a pode assumir os seguintes valores:

- $\eta_a = 0$, se \hat{O}_a é operador bosônico
- $\eta_a = 1$, se \hat{O}_a é operador fermiônico.

Como observado, a álgebra de SUSY é uma extensão da álgebra do grupo de Poincaré, deste modo os geradores associados são: P_μ e $M_{\mu\nu}$ mais os geradores espinoriais denotados por Q_α e $\bar{Q}_{\dot{\alpha}}$, em que esses últimos são denominados espinores de Majorana. No caso de uma álgebra de SUSY estendida, a álgebra de Lie correspondente é[59]:

$$\{Q_\alpha^A, Q_\beta^B\} = \epsilon_{\alpha\beta} X^{AB}, \quad A, B = 1, 2, \dots, N, \quad (3.17)$$

em que N é o número de geradores de SUSY, X^{AB} são cargas centrais e antissimétricas em A e B ; $\epsilon_{\alpha\beta}$ é a métrica da álgebra tensorial (responsável pelo levantamento e abaixamento dos índices). É importante ressaltar que a versão supersimétrica estendida — $N > 1$ — não admite uma representação quirais. Como a introdução de partículas quirais é necessária, é considerada a versão de SUSY $N = 1$, em que apenas um gerador (e seu complexo conjugado) é utilizado na teoria.

Tendo em vista as relações de comutação para os geradores do grupo de Poincaré, equações (3.13-3.14), torna-se necessário conhecer as relações de comutação dos geradores espinoriais Q_α e $\bar{Q}_{\dot{\alpha}}$ com P_μ e $M_{\mu\nu}$ e entre si. A seguir será indicado o cálculo que permite determinar uma das relações de comutações da álgebra de SUSY, observando que as outras relações podem ser obtidas de maneira análoga. Sendo Q_α um espinor, sua transformação

infinitesimal sob o grupo $SL(2, \mathcal{C})^2$ é:

$$Q'_\alpha = \exp\left(-\frac{i}{2}\omega_{\mu\nu}\sigma^{\mu\nu}\right)^\beta_\alpha Q_\beta \approx \left(1 - \frac{i}{2}\omega_{\mu\nu}\sigma^{\mu\nu}\right)^\beta_\alpha Q_\beta. \quad (3.18)$$

O operador Q_α também se transforma infinitesimalmente sob o grupo de Lorentz como exibido a seguir:

$$Q'_\alpha = U^\dagger Q_\alpha U = \left(1 + \frac{i}{2}\omega_{\mu\nu}M^{\mu\nu}\right)Q_\alpha \left(1 - \frac{i}{2}\omega_{\mu\nu}M^{\mu\nu}\right). \quad (3.19)$$

Explicitando 3.19 até primeira ordem em $\omega_{\mu\nu}$ produz:

$$Q'_\alpha = Q_\alpha - Q_\alpha \frac{i}{2}\omega_{\mu\nu}M^{\mu\nu} + \frac{i}{2}\omega_{\mu\nu}M^{\mu\nu}Q_\alpha. \quad (3.20)$$

A partir da comparação de 3.18 e 3.19, obtém-se:

$$Q_\alpha - \frac{i}{2}\omega_{\mu\nu}\sigma^{\mu\nu}Q_\alpha = Q_\alpha - \frac{i}{2}\omega_{\mu\nu}(Q_\alpha M^{\mu\nu} - M^{\mu\nu}Q_\alpha), \quad (3.21)$$

resultando em:

$$[Q_\alpha, M^{\mu\nu}] = (\sigma^{\mu\nu})^\beta_\alpha Q_\beta. \quad (3.22)$$

Por completeza, as outras relações de comutação que formam a álgebra de SUSY são expressas a seguir:

$$[Q_\alpha, P_\mu] = [\bar{Q}_{\dot{\alpha}}, P_\mu] = 0, \quad (3.23)$$

$$[\bar{Q}_{\dot{\alpha}}, M^{\nu\mu}] = (\bar{\sigma}^{\nu\mu})^{\dot{\alpha}}_{\dot{\beta}} \bar{Q}_{\dot{\beta}}, \quad (3.24)$$

$$\{Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot{\alpha}}\} = 2\sigma_{\alpha\dot{\alpha}}^m P_m, \quad (3.25)$$

$$\{Q_\alpha, Q_\beta\} = \{\bar{Q}_{\dot{\alpha}}, \bar{Q}_{\dot{\beta}}\} = 0 \quad (3.26)$$

Pode-se mostrar com o auxílio das equações 3.23 e 3.25 que o número de graus de liberdade fermiônicos (n_F) e bosônicos (n_B) dentro de um supermultipeto são iguais, ou

² $SL(2, \mathcal{C})$ é o grupo linear especial formado pelas matrizes complexas 2×2 cujo determinante é 1. A álgebra de Lie desse grupo é sobre o conjunto dos números complexos.

seja:

$$n_F = n_B. \quad (3.27)$$

3.1.2 Elementos da teoria supersimétrica

Com a álgebra de Lie das transformações supersimétricas definidas, na presente seção serão abordados os elementos que compõem uma teoria supersimétrica. São eles:

- Variáveis de Grassmann;
- Super-espaço;
- Super-campos.

■ Variáveis de Grassmann

Enquanto que partículas bosônicas são descritas por variáveis reais, as partículas fermiônicas são descritas pelas chamadas variáveis de Grassmann que são variáveis anti-comutantes [58]. Essas variáveis são representadas por θ_α e $\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}$ em que os índices $\alpha, \dot{\alpha} = 1, 2$; outra importante propriedade dessas variáveis é que elas são *nilpotentes*, ou seja — $\theta^2, \bar{\theta}^2 = 0$. A seguir, as operações de diferenciação e integração com as variáveis de Grassmann serão descritas.

■ Diferenciação

O cálculo usual de derivadas está associado a parâmetros contínuos. Desse modo, a seguinte pergunta é extremamente relevante: como calcular uma derivada lidando com parâmetros discretos (números de Grassmann)? Em representação de conjuntos: $\{a_1, a_2, a_3, \dots, a_N\}$; para esse conjunto discreto de parâmetros tem-se $a_i, a_j = 0$, ou ainda, $a_i a_j = -a_j a_i$. A definição de derivada é expressa como:

$$\frac{\Delta f}{\Delta x} =: \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{f(x + \Delta x) - f(x)}{\Delta x}. \quad (3.28)$$

As derivadas para funções no ponto x^i podem ser escritas como:

$$\frac{dx^i}{dx^j} = \delta_{ij}, \quad (3.29)$$

que pode-se generalizar para as variáveis de Grassmann como:

$$\frac{da^i}{da^j} = \delta_{ij}. \quad (3.30)$$

Para as variáveis grassmanianas θ e $\bar{\theta}$, as definições de derivadas são:

$$\partial_\alpha \equiv \frac{\partial}{\partial \theta^\alpha}, \quad \partial^\alpha \equiv \frac{\partial}{\partial \theta_\alpha} \quad (3.31)$$

$$\bar{\partial}^{\dot{\alpha}} \equiv \frac{\partial}{\partial \bar{\theta}_{\dot{\alpha}}}, \quad \bar{\partial}_{\dot{\alpha}} \equiv \frac{\partial}{\partial \bar{\theta}^{\dot{\alpha}}} \quad (3.32)$$

A partir das equações 3.30 e 3.31, pode-se escrever:

$$\partial_\alpha \theta^\beta = \frac{\partial}{\partial \theta^\alpha} \theta^\beta = \delta_\alpha^\beta, \quad \bar{\partial}^{\dot{\alpha}} \bar{\theta}_{\dot{\beta}} = \frac{\partial}{\partial \bar{\theta}^{\dot{\alpha}}} \bar{\theta}_{\dot{\beta}} = \delta_{\dot{\beta}}^{\dot{\alpha}}. \quad (3.33)$$

■ Integração

Anteriormente foi definida a operação de derivada para as variáveis de Grassmann. Na sequência será apresentada a operação de integral sobre essas variáveis. Desse modo, considere uma função f definida como

$$f(a) = \alpha + \beta a, \quad (3.34)$$

em que a é uma variável de Grassmann; termos na função f com potências de a maiores do que 2 são nulos devido ao fato das variáveis de Grassmann satisfazerem $\{a_i, a_j\} = 0$, $a_i^2 = 0$.

Assim, integrando a função da equação 3.34, obtem-se:

$$\int da f(a) = \int da(\alpha + \beta a) = \alpha \int da(1) + \beta \int da(a). \quad (3.35)$$

A partir das definições:

$$\int da(1) =: 0, \quad \int da a = 1, \quad (3.36)$$

obtem-se então para a equação 3.35:

$$\int da f(a) = \beta. \quad (3.37)$$

Deste modo, conclui-se que:

$$\int da f(a) \equiv \beta \equiv \frac{\partial f(a)}{\partial a}. \quad (3.38)$$

Deste último resultado, equação 3.38, nota-se que para uma variável de Grassmann não existe diferença entre o cálculo de uma operação de derivada e integração.

■ Super-espaço

Assim como o espaço para uma teoria quântica relativística é o espaço de Minkowski, para uma teoria supersimétrica é o chamado *super-espaço*. Este espaço nada mais é do que o espaço de Minkowski complementado pela adição de duas coordenadas grassmanianas θ e $\bar{\theta}$, cada uma delas com 2 graus de liberdade. Portanto, a dimensão do super-espaço é 8. A representação do super-espaço em termos de suas coordenadas é referida como [58]

$$Z \sim (x^\mu, \theta_\alpha, \bar{\theta}^{\dot{\alpha}}). \quad (3.39)$$

■ Super-campos

Uma extensão da função definida em 3.34 são os chamados *super-campos*, ou seja, uma expansão em potências de θ e $\bar{\theta}$. Deste modo, o **super-campo geral** é definido como [58]

$$\begin{aligned}\Phi(x, \theta, \bar{\theta}) = & f(x) + \theta\phi(x) + \bar{\theta}\bar{\chi}(x) + \theta\theta m(x) + \bar{\theta}\bar{\theta}n(x) + \\ & \theta\sigma^\mu\bar{\theta}v_\mu(x) + \theta\theta\bar{\theta}\bar{\lambda}(x) + \bar{\theta}\bar{\theta}\theta\psi(x) + \theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}d(x),\end{aligned}$$

em que f , m , n e d são campos escalares, sendo que 3 deles são complexos (f , m e n) com paridade não definida. Esses campos podem ser escritos como: $f = A_1 + A_2$, sendo A_1 e A_2 complexos em que cada um deles possui 2 graus de liberdade. Deste modo, obtem-se um total de 12 graus de liberdade. O campo escalar d é real, portanto, possui 2 graus de liberdade. O campo v_μ é vetorial e sem massa, possuindo, então, 2 graus de liberdade. Assim o número de graus de liberdade bosônico é 16.

Os campos fermiônicos de mão esquerda ϕ e ψ , possuem 4 graus de liberdade, resultando então em 8 graus de liberdade; para os férmions de mão direita $\bar{\chi}$ e $\bar{\lambda}$, cada um com 4 graus de liberdade, resulta um total de 8 graus de liberdade. Deste modo, o número total de graus de liberdade fermiônicos é 16, o que verifica e satisfaz a álgebra de supersimetria (equação 3.27).

- **Super-campo quiral**

Antes de definir o super-campo *quiral*, será indicada a forma das derivadas covariantes do super-espço. Essas são escritas como [58]

$$D_\alpha = \partial_\alpha + i \sigma_{\alpha\dot{\alpha}}^\mu \bar{\theta}^{\dot{\alpha}} \partial_\mu, \quad \bar{D}^{\dot{\alpha}} = \bar{\partial}^{\dot{\alpha}} - i \theta^\alpha \sigma_{\alpha\dot{\alpha}}^\mu \partial_\mu. \quad (3.40)$$

Tendo em vista a equação de Dirac,

$$(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi = 0, \quad (3.41)$$

a qual no caso sem massa resulta em $\partial_\mu \psi = 0$, em que ψ é denominado *férmion quiral*. Para o super-campo quiral ocorre algo similar, sendo este definido como:

$$\bar{D}_{\dot{\alpha}} \Phi \equiv 0, \quad (3.42)$$

em que Φ é o super-campo quiral. Dada a equação *ansatz*

$$y^\mu \equiv x^\mu + i\theta\sigma^\mu\bar{\theta}, \quad (3.43)$$

observa-se que a aplicação da definição de derivada covariante do super-espaco resulta em 0, ou seja, esta equação satisfaz 3.42.

Portanto, qualquer função escrita em termos de y e θ automaticamente satisfaz a condição que a derivada covariante sobre ela é nula. Assim, pode-se escrever o super-campo quiral como:

$$\Phi(y, \theta) \equiv A(y) + \sqrt{2}\theta\psi(y) + \theta\theta F(y), \quad (3.44)$$

em que A é um campo escalar complexo, ψ é um espinor de Weyl (de duas componentes) de mão esquerda e F é um campo escalar necessário para que a álgebra de SUSY seja respeitada. Para o super-campo anti-quiral ($\bar{\Phi}$), a condição a ser verificada é: $D_\alpha \bar{\Phi} = 0$. Por conseguinte, o super-campo anti-quiral é escrito como:

$$\bar{\Phi}(\bar{y}, \bar{\theta}) \equiv \bar{A}(\bar{y}) + \sqrt{2}\bar{\theta}\bar{\psi}(\bar{y}) + \bar{\theta}\bar{\theta}\bar{F}(\bar{y}). \quad (3.45)$$

- **Super-campo vetorial**

O super-campo vetorial pode ser escrito mediante o seguinte vínculo

$$V = V^\dagger, \quad (3.46)$$

por esta razão é também conhecido como super-campo real. A partir da relação de vínculo mencionada acima, obtem-se para os campos componentes:

$$f = f^*; \quad m^* = n; \quad \psi = \lambda, \quad \phi = \chi; \quad v_\mu = v_\mu^*; \quad d = d^*. \quad (3.47)$$

Com a redefinição dos campos $\bar{\lambda}(x)$, $\psi(x)$, $m(x)$, $n(x)$ e $d(x)$ e levando-se em conta as relações da equação 3.47, o super-campo vetorial é então escrito como:

$$\begin{aligned} V(x, \theta, \bar{\theta}) = & C(x) + i\theta\chi(x) - i\bar{\theta}\bar{\chi}(x) + \frac{i}{2}\theta\theta[(x) + iN(x)] + -\frac{i}{2}\bar{\theta}\bar{\theta}[(x) - iN(x)] - \theta\sigma^\mu\bar{\theta}v_\mu(x) \\ & + i\theta\bar{\theta}\bar{\theta}\left[\bar{\lambda}(x) + \frac{i}{2}\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\chi(x)\right] - i\bar{\theta}\theta\theta\left[\lambda(x) + \frac{i}{2}\sigma^\mu\partial_\mu\bar{\chi}(x)\right] + \frac{1}{2}\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}\left[D(x) + \frac{1}{2}\square C(x)\right]. \end{aligned}$$

Os campos C , D , M , N e v_μ devem ser reais para que seja satisfeita a condição 3.46. Note também que: $\Phi + \bar{\Phi}$ é uma super-campo vetorial, no caso em que Φ é um super-campo quiral. Da transformação, $V \rightarrow V + \Phi + \bar{\Phi}$ (que representa uma versão supersimétrica para uma transformação de gauge), pode-se obter as transformações para os campos componentes de V . As transformações mencionadas são:

$$\begin{aligned} C(x) & \rightarrow C(x) + A(x) + \bar{A}(x), & \chi(x) & \rightarrow \chi(x) - i\sqrt{2}\psi(x), \\ M(x) + iN(x) & \rightarrow M(x) + iN(x) - 2iF, & v_\mu & \rightarrow v_\mu - i\partial_\mu(A(x) - \bar{A}(x)), \\ & & \lambda & \rightarrow \lambda, \quad d \rightarrow d. \end{aligned}$$

Com a aplicação da seguinte escolha exibida a seguir:

$$A(x) + \bar{A}(x) \rightarrow -C(x), \quad \chi \rightarrow +i\sqrt{2}\psi(x), \quad M(x) + iN(x) \rightarrow + 2iF, \quad (3.48)$$

os campos $C(x)$, $\chi(x)$ e $M(x) + iN(x)$ se tornam nulos. A escolha requerida acima, 3.48, é denominada *gauge de Wess-Zumino*. Neste gauge o super-campo vetorial pode ser escrito

como:

$$V_{WZ}(x, \theta, \bar{\theta}) = -\theta\sigma^\mu\bar{\theta}v_\mu(x) + i\theta\theta\bar{\theta}\bar{\lambda}(x) + i\bar{\theta}\bar{\theta}\theta\lambda(x) + \frac{1}{2}(\theta\theta)(\bar{\theta}\bar{\theta})D(x). \quad (3.49)$$

Com os super-campos apresentados neste capítulo, a **lagrangiana mais geral de SUSY (exata)** é escrita como:

$$\mathcal{L} = \int d^4\theta K(\bar{\Phi}_i e^{2g\hat{V}}, \Phi_j) + \left(\int d^2\theta W(\phi_i) + h.c. \right) + \frac{1}{4} \left(\int d^2\theta [W^\alpha W_\alpha] + h.c. \right), \quad (3.50)$$

em que K é o **potencial de Kähler**, que é uma função real dos supercampos; $W(\Phi)$ é o **super-potencial** [58],

$$W(\Phi) = \lambda\hat{\Phi} + m\hat{\Phi}\hat{\Phi} + g\hat{\Phi}\hat{\Phi}\hat{\Phi}, \quad (3.51)$$

e o tensor de força supersimétrico, W^α , escrito no caso abeliano como:

$$W_\alpha = -\frac{1}{4}(\bar{D}\bar{D})D_\alpha V(x, \theta, \bar{\theta}); \quad (3.52)$$

e no caso não abeliano como:

$$W_\alpha = -\frac{1}{4}(\bar{D}\bar{D})e^{-V}D_\alpha e^V. \quad (3.53)$$

Até o presente momento as álgebras dos grupos de Lorentz e Poincaré foram descritas, seguida pelos principais elementos dentro de uma teoria supersimétrica. Na seção que segue será descrita a realização mínima de SUSY $N = 1$ conhecida como Modelo Padrão Mínimo Supersimétrico (*Minimal Standard Supersymmetric Model* (MSSM))[60, 61, 62].

3.2 O Modelo Padrão Mínimo Supersimétrico (MSSM)

3.2.1 Aspectos gerais

Como apresentado na primeira seção deste capítulo (3.1) — SUSY é uma teoria que relaciona férmions e bósons e vice-versa. A realização mínima de SUSY $N = 1$ [9, 10, 58] é o já mencionado MSSM. No MSSM, cada partícula do MP possui um parceiro (*super-*

parceiro), que difere em $\frac{1}{2}$ no número quântico de spin.

O MSSM baseia-se no grupo de simetria: $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ — o mesmo grupo de simetria do MP, significando que as transformações de SUSY não alteram os números quânticos, por conseguinte, as partículas do MP e seus respectivos super-parceiros possuem os mesmos números quânticos.

Nesse modelo, as partículas supersimétricas são acomodadas nos chamados *super-multipletos* [9, 10, 58, 63], em que cada super-multipeto contém um número igual de graus de liberdade fermiônicos e bosônicos. Desse modo, tem-se: os super-multipletos **quirais/escalares ou de matéria** e os super-multipletos de **gauge ou vetoriais**. Nos super-multipletos quirais são acomodados um férmion de Weyl ³ de duas componentes (cada componente associada a um estado de helicidade de spin) e um campo escalar complexo; nos super-multipletos vetoriais são acomodados os bósons de gauge (**spin 1**) e os seus super-parceiros fermiônicos (**spin $\frac{1}{2}$**), os denominados **gauginos**. Os seguintes super-parceiros fermiônicos são denominados como gauginos: *winos*, super-parceiros de spin 1/2 dos bósons vetoriais W; *binos* são os super-parceiros do bóson de gauge correspondente a hipercarga fraca; *gluinos* são os super-parceiros dos glúons. A nomenclatura desses super-parceiros é realizada adicionando “-ino” ao final do nome da partícula ordinária no MP. Como exemplo, considere o fóton e seu super-parceiro, chamado **fortino**. No caso de a interação gravitacional ser incluída, seu bóson mediador, o gráviton (**spin 2**) possuiria como super-parceiro, o gravitino (**spin $\frac{3}{2}$**).

Os super-parceiros dos quarks e léptons do MP são nomeados adicionando um “s” na frente do nome do seu parceiro no MP. Por exemplo, o parceiro supersimétrico do elétron ordinário do MP é o **selétron**. Esse “s” adicionado refere-se a *scalar*, indicando, que o spin dos super-parceiros dessas partículas é **0**. De um modo geral, os super-parceiros dos léptons no MP são chamados de **sléptons** e dos quarks são denominados **squarks**. E o conjunto, sléptons + squarks, denomina-se **sférmions**. A representação dos super-

³Férmions de Weyl são espinores de duas componentes. São representações irredutíveis do grupo de Lorentz e desse modo, sem massa.

parceiros ocorre utilizando os mesmos símbolos para os parceiros do MP, exceto que adiciona-se ao seu topo o símbolo ($\tilde{}$). Como exemplo, considere o super-parceiro do elétron (selétron) que é representado por (\tilde{e}_L e \tilde{e}_R). Similarmente para **smúons**, **staus** e **squarks**. Os super-parceiros dos neutrinos ($\tilde{\nu}$) como no MP possuem apenas componentes de mão-esquerda, sendo dessa forma representados por ($\tilde{\nu}$) mais o subscrito indicando o sabor do lépton. Por exemplo, o sneutrino do elétron é representado por $\tilde{\nu}_e$ [9, 10, 58, 63].

Uma diferença importante entre o setor de Higgs do MP e o setor de Higgs supersimétrico é que em SUSY requer-se dois dubletos de Higgs de modo que a teoria seja livre de anomalias (renormalizável). Esses dubletos, um com hipercarga $\frac{1}{2}$ e o outro com $-\frac{1}{2}$, são necessários pelas seguintes razões: a presença de anomalias invalida a simetria de *gauge* eletrofraca quando apenas 1 dubleto de Higgs é utilizado. Além de evitar a quebra da simetria de *gauge* eletrofraca em nível quântico como mencionado, a presença dos dois dubletos é requerida para a geração de massa das partículas do tipo **up** e **down**. De um modo mais claro, o dubleto de $Y = \frac{1}{2}$ é responsável por gerar as massas dos quarks tipo-up e carga elétrica $+\frac{2}{3}$ [**up, charm, top**]. Enquanto que o dubleto com $Y = -\frac{1}{2}$ gera a massa dos quarks tipo-down e carga elétrica $-\frac{1}{3}$ [**down, strange, bottom**] e léptons carregados. Cada dubleto de campos escalares complexos de $SU(2)_L$ com $Y = \frac{1}{2}$ e $Y = -\frac{1}{2}$ são chamados respectivamente por H_u e H_d . Os dubletos dos super-parceiros do bóson de Higgs, chamados **Higgsinos**, que são férmions e denotados por \tilde{H}_u e \tilde{H}_d [9, 10, 58, 63].

A seguir é apresentada a simbologia utilizada para os supermultipletos quirais e vetoriais. Squarks e sléptons são acomodados em supermultipletos quirais em conjunto com seus respectivos parceiros no MP e simbolizados como: \hat{Q} , \hat{u}_R , \hat{d}_R , \hat{L} , \hat{e}_R . Adicionalmente, associados aos dois dubletos de Higgs, os supermultipletos são simbolizados por \hat{H}_u e \hat{H}_d . Na tabela 3.1, sumariza-se a simbologia discutida nesse parágrafo para os supermultipletos quirais e vetoriais [9, 58, 63].

Tabela 3.1: *Supermultipletos quirais e vetoriais, as transformações sob cada um dos grupos do Modelo Padrão e o conteúdo de partículas férmions-sférmions e bósons de gauge e gauginos.*

Supermultipletos	$SU(3)_C$	$SU(2)_L$	$U(1)_Y$	Partículas
\hat{Q}	3	2	$\frac{1}{3}$	$(u_L, d_L), (\tilde{u}_L, \tilde{d}_L)$
\hat{u}_R	$\bar{3}$	1	$-\frac{4}{3}$	\bar{u}_R, \tilde{u}_R^*
\hat{d}_R	$\bar{3}$	1	$\frac{2}{3}$	\bar{d}_R, \tilde{d}_R^*
\hat{L}	1	2	-1	$(\nu_L, e_L), (\tilde{\nu}_L, \tilde{e}_L)$
\hat{e}_R	1	1	2	\bar{e}_R, \tilde{e}_R^*
\hat{H}_u	1	2	-1	H_u, \tilde{H}_u
\hat{H}_d	1	2	1	H_d, \tilde{H}_d
\hat{G}_a	8	1	0	G_a^μ, \tilde{G}_a
\hat{W}_a	1	3	0	W_a^μ, \tilde{W}_a
\hat{B}	1	1	1	B^μ, \tilde{B}

Em relação ao mecanismo de quebra de simetria e geração de massa no MSSM, devido aos dois dubletos para o setor escalar de Higgs existem um total de 8 graus de liberdade. Com o mecanismo de quebra espontânea de simetria, 3 graus de liberdade serão destinados à geração de massa dos bósons vetoriais W^\pm e Z^0 . Os 5 graus de liberdade restantes corresponderão aos graus de liberdade físicos, ou seja, os 5 bósons de Higgs do espectro de partículas do MSSM. São eles: um par de bósons de Higgs carregados (H^\pm), um bóson de Higgs pseudo-escalar neutro CP⁴-ímpar (A^0) e dois bósons de Higgs neutros CP-par (h^0 e H^0). Desses 5 bósons de Higgs, no MSSM, considera-se o mais leve entre eles, h^0 , aquele correspondente ao bóson observado no LHC [9, 10, 58, 63]. Uma comparação do bóson de Higgs do MP com o MSSM é realizada em[64]. O estudo da massa do super-parceiro neutro do bóson de Higgs no MSSM pode ser encontrado em[65].

Com a definição dos super-parceiros para os sférmions e para os gauginos, torna-se necessário apresentar as partículas supersimétricas que são misturas de *higgsinos*, *winos* e *zinos*; tais partículas são auto estados de massa chamados **charginos** ($\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$) e **neutralinos** ($\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$). A figura 3.1 exhibe de modo ilustrativo o espectro de partículas no MSSM.

⁴Simetria CP: simetria de conjugação de carga e paridade - essa simetria assegura que as leis da física devem ser as mesmas se uma partícula é trocada pela sua anti-partícula e suas coordenadas são invertidas.

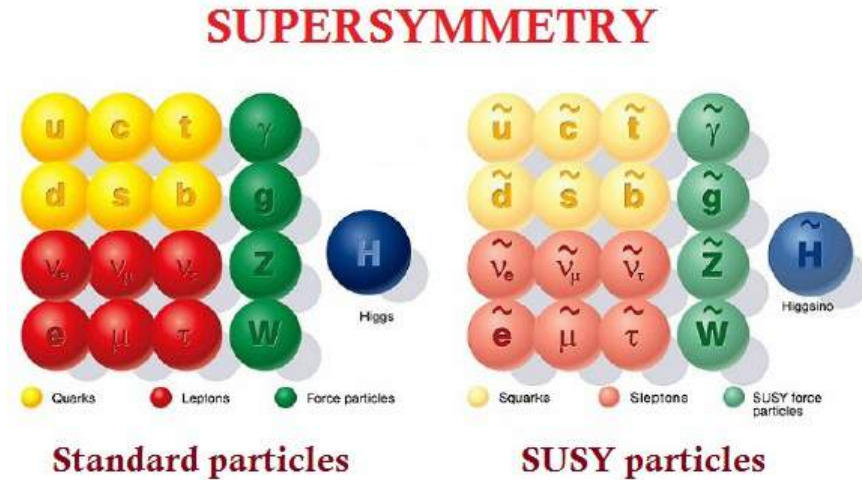


Figura 3.1: *Espectro de partículas do Modelo Padrão e parceiros supersimétricos. Apenas um dubleto de Higgs é exibido enquanto que charginos e neutralinos não são ilustrados [66].*

Ao longo do capítulo 1, foram definidas as simetrias e números quânticos que constituem o MP. Dentre elas estão os números quânticos leptônico (L) e bariônico (B), que por exemplo, permitem verificar ou não a ocorrência de certos processos físicos. Os números quânticos L e B correspondem às simetrias globais. Estas simetrias são quebradas devido à efeitos quânticos não-perturbativos no MP, porém (B-L) é conservada[67].

No MSSM, as simetrias globais citadas anteriormente estão presentes, entretanto, essas simetrias são violadas por alguns dos termos que compõem o super-potencial da teoria. O super-potencial mais simples — em sua forma explícita — que possibilita construir uma teoria supersimétrica é definido como [9]

$$W_{MSSM} = \hat{u}_R Y_u \hat{Q} \hat{H}_u - \hat{d}_R Y_d \hat{Q} \hat{H}_d - \hat{e}_R Y_e \hat{L} \hat{H}_d + \mu \hat{H}_u \hat{H}_d, \quad (3.54)$$

em que os parâmetros $Y_{u,d,e}$ são os acoplamentos de Yukawa, \hat{u}_R é o super-campo quiral associado a quarks e squarks de quiralidade direita; \hat{Q} é o super-campo quiral que acomoda os quarks e squarks de quiralidade esquerda; \hat{L} é o super-campo quiral representando os léptons e sléptons de quiralidade esquerda e \hat{e}_R acomoda os léptons e sléptons de quiralidade direita. Os super-campos quirais \hat{H}_u e \hat{H}_d estão associados aos dois dubletos de

Higgs, que como descrito previamente, são necessários para manter a renormalizabilidade da teoria e geração de massa dos tipos up e down das partículas e aos seus super-parceiros, os Higgsinos.

Na equação 3.54 foi explicitado o super-potencial em sua forma mínima. Entretanto, existem termos que estão ausentes nesse super-potencial, uma vez que eles são responsáveis pela violação da conservação de números leptônico e bariônico. Os termos referidos são [9, 10]

$$W = \frac{1}{2}\lambda^{ijk}\hat{L}_i\hat{L}_j\hat{e}_{R_k} + \lambda'^{ijk}\hat{L}_i\hat{Q}_j\hat{d}_{R_k} + \mu'^i\hat{L}_i\hat{H}_u, \quad (3.55)$$

$$W = \frac{1}{2}\lambda''^{ijk}\hat{u}_{R_i}\hat{d}_{R_j}\hat{d}_{R_k}, \quad (3.56)$$

em que $i, j, k = 1, 2, 3$ são os índices de família. Na equação 3.55, o termo $\lambda^{ijk}\hat{L}_i\hat{L}_j\hat{e}_{R_k}$ conserva número bariônico, uma vez que não apresenta nenhum quark ou squark. Do ponto de vista do número leptônico, \hat{L}_i e \hat{L}_j carregam $L = +1$ e \hat{e}_{R_k} carrega $L = -1$, desse modo, nota-se que **o número leptônico total não é conservado** sendo violado em 1 unidade; todos os termos em 3.55 violam a conservação do número leptônico. O termo na equação 3.56 — $\lambda''^{ijk}\hat{u}_{R_i}\hat{d}_{R_j}\hat{d}_{R_k}$ — conserva número leptônico, tendo em vista que apresenta apenas quarks e squarks. Do ponto de vista do número bariônico, o número bariônico total calculado a partir de \hat{u}_{R_i} , \hat{d}_{R_j} e \hat{d}_{R_k} é $B = -\frac{1}{3}$, resultando na **violação do número bariônico total também por 1 unidade**.

Como exemplo da consequência da violação de número leptônico e bariônico pode-se citar o **decaimento do próton**. No MSSM, ambos os termos nas equações 3.55 e 3.56 que violam B e L contribuem para o decaimento do próton. Desse modo, se os acoplamentos desses termos não fossem suprimidos, o decaimento do próton ocorreria num tempo relativamente curto. Porém, experimentos realizados indicam que o tempo de vida do próton é da ordem de 10^{33} anos, ou seja, devido a isso considera-se o próton estável. A estabilidade do próton dentro do referencial do MSSM é assegurada por uma nova simetria, denominada simetria discreta R ou **paridade R**. A introdução desta simetria cancela as

contribuições para a violação de B e L no super-potencial, desse modo, estabilizando o próton.

Paridade R é um número quântico multiplicativo definido como:

$$P_R = (-1)^{3(B-L)+2S}, \quad (3.57)$$

em que S é o spin da partícula. Para as partículas do MP, $P_R = +1$ e para os respectivos super-parceiros, $P_R = -1$. Os cenários em que essa simetria é conservada são denominados **Cenários de Paridade R conservada (CPR)** e os cenários onde ela é violada são denominados **Cenários de Violação de Paridade R (CVPR)**. A seguir enumera-se as principais consequências da introdução e conservação dessa simetria [9, 10, 58, 63]:

1. Se paridade R é conservada, a partícula supersimétrica mais leve (PSL) é estável. Assim, o PSL seria um excelente candidato à matéria escura, caso seja neutro, fracamente ou não interagente e estável. Em alguns modelos supersimétricos o PSL é o neutralino mais leve ($\tilde{\chi}_1^0$); em outros modelos é o gravitino.
2. Partículas supersimétricas são produzidas aos pares.

3.2.2 Soluções para as questões abertas no Modelo Padrão

Ao longo do presente capítulo, foi descrita a teoria supersimétrica, desde a obtenção de sua álgebra supersimétrica, os elementos necessários para a sua construção como super-espaço e super-campos assim como sua realização mínima e fenomenologicamente viável, o MSSM. Na descrição do MSSM, o conteúdo de partículas bem como a necessidade da introdução de paridade R de modo a evitar o decaimento do próton e suas consequências fenomenológicas foram abordados. Como mencionado na seção do capítulo 2.6, o MP é uma teoria incompleta com várias questões. Assim, a seguir, serão apresentadas as soluções viáveis e naturais para tais questões devido à extensão supersimétrica do MP.

- **O problema de hierarquia e naturalidade:** como discutido, no MSSM, um novo espectro de partículas é introduzido, os denominados super-parceiros. Cada

partícula desse novo espectro contribui com correções radiativas que são de sinal oposto às correções fornecidas pelos seus parceiros dentro do MP, cancelando exatamente as divergências quadráticas para a massa do boson de Higgs. Assim, com esse cancelamento nenhum fine-tuning é mais requerido [9, 52].

- **Unificação das constantes de acoplamento:** devido ao novo espectro de partículas de SUSY introduzido, que contribui para a evolução do grupo de renormalização, a inclinação das três constantes de acoplamento é alterada culminando em um ponto comum em altas energias [9, 52].
- **Matéria Escura:** com a introdução de paridade R, que proíbe a violação de número leptônico e bariônico dentro do MSSM, tem-se como consequência que a partícula supersimétrica mais leve é estável. Conforme já mencionado, em muitos casos, essa partícula é o primeiro (mais leve) da família de quatro neutralinos, sendo neutro, fracamente ou não interagente e estável. Desse modo, em alguma teorias, essa partícula é considerada o possível candidato para explicar a matéria escura existente no universo.

Anteriormente delineou-se brevemente a estrutura do MSSM e na sequência explicitou-se as principais questões sem respostas no MP e as soluções oferecidas pelo MSSM. Todas essas soluções, entretanto, dependem da presença de super-parceiros às partículas do MP. Entretanto, esses parceiros das partículas do MP ainda não foram observados diretamente ou indiretamente nos grandes experimentos desenvolvidos ao longo da história da Física de Partículas. A princípio, SUSY era considerada uma simetria exata da natureza, o que por consequência, representaria por exemplo, que um selétron - parceiro super-simétrico do elétron - deveria ser degenerado em massa com o elétron do MP (resultado da validade da álgebra de SUSY - em todo supermultipeto todas as partículas têm a mesma massa). Porém, a observação de uma partícula com as mesmas propriedades de um elétron exceto o spin ainda não foram verificadas experimentalmente. Portanto, isto conduz ao fato de que SUSY não seja uma simetria exata da natureza, mas seja uma simetria quebrada em uma escala de altas energias e seus efeitos propagados para as escalas mais baixas [9, 52].

3.2.3 Mecanismo de Quebra de SUSY: termos soft

Como previamente mencionado, SUSY é provavelmente uma simetria quebrada da natureza. Desse modo, termos de quebra de SUSY devem ser incluídos na lagrangiana geral do MSSM. A quebra espontânea de SUSY no MSSM pode ser incorporada por meio dos campos auxiliares (não físicos) — F (supermultiplete quirral) e D (supermultiplete vetorial) — em que esses campos adquirem um valor esperado no vácuo (*VEV*) diferente de 0. No caso do campo F adquirir esse VEV, o termo de quebra é denominado **F-breaking** [10, 58], e no caso do campo D adquirir o VEV, o termo de quebra é denominado **D-breaking** [10, 58]. Entretanto, este procedimento de quebra espontânea de SUSY não é apropriado, uma vez que várias componentes de campos F de mais de um supermultiplete quirral poderiam adquirir um VEV, de modo que, pelo menos um dos super-parceiros deveria ser menos massivo do que a partícula ordinária no MP, e portanto isso seria fenomenologicamente inaceitável devido ao fato dos experimentos terem excluído super-parceiros mais leves do que seus parceiros do MP. Desse modo, um diferente mecanismo para incorporar quebra espontânea de SUSY no MSSM deve ser abordado.

Um outro mecanismo utilizado para descrever a quebra de SUSY é denominado **setor oculto/escondido**. Nesse mecanismo, a quebra espontânea de SUSY ocorre neste setor escondido da teoria (*hidden*) que possui super-campos que não se transformam sob o grupo de simetria de gauge do MP. A quebra de SUSY é transmitida para o chamado **setor visível**, onde se encontra o MSSM (partículas ordinárias e super-parceiros), através de um **setor mensageiro**; esse setor é formado por partículas mensageiras das interações gravitacional ou eletrofraca. Devido à comunicação da quebra de SUSY do setor oculto para o setor visível, termos de quebra devem ser incluídos no MSSM. Deste modo, SUSY é quebrada explicitamente dentro do MSSM. Assim, somente termos de quebra que não re-adicionam divergências quadráticas são adicionados à lagrangiana do MSSM. Tais termos são denominados termos de quebra *soft*; são eles [9, 10, 58, 60, 68]:

- **termos de massa dos gauginos:** $M_1 \tilde{B}\tilde{B}$ ($U(1)_Y$), $M_2 \tilde{W}_i \tilde{W}_i$ ($SU(2)_L$) em que $i = 1, 2, 3$ e $M_3 \tilde{G}_a \tilde{G}_a$ ($SU(3)_C$) em que $a = 1 \dots 8$, note que $i, j = 1, 2$ e 3 são índices de geração;

- **termos de massa dos super-parceiros escalares:** $m_{Q_{ij}}^2 \tilde{Q}_i^\dagger \tilde{Q}_j$, $m_{u_{ij}}^2 \tilde{u}_i^{c*} \tilde{u}_j^c$, $m_{d_{ij}}^2 \tilde{d}_i^{c*} \tilde{d}_j^c$, $m_{L_{ij}}^2 \tilde{L}_i^\dagger \tilde{L}_j$, $m_{e_{ij}}^2 \tilde{e}_i^{c*} \tilde{e}_j^c$, $m_{H_u}^2 H_u^\dagger H_u$, $m_{H_d}^2 H_d^\dagger H_d$;
- **termos de interações trilineares dos super-parceiros escalares:** $A_{ij}^u \tilde{Q}_i \tilde{u}_j^c H_d$, $A_{ij}^d \tilde{Q}_i \tilde{d}_j^c H_u$ e $A_{ij}^e \tilde{L}_i \tilde{e}_j^c H_u$;
- **interações bilineares dos super-parceiros escalares:** $BH_u H_d$.

O mecanismo de quebra introduzido no MSSM através dos termos *soft* é necessário a fim de torná-lo fisicamente válido, uma vez que SUSY é uma simetria quebrada na natureza. A introdução desses termos conduz a um grande número de parâmetros livres dentro do MSSM — ao redor de 124, em que: 18 parâmetros são referentes ao MP, 1 parâmetro é associado ao setor de Higgs (análogo à massa do bóson de Higgs do MP), 5 parâmetros reais e 3 parâmetros associados a fases de violação de CP no setor dos gauginos e Higgsinos, 21 parâmetros associados à massa dos sférmions, 36 ângulos de mixtura reais necessários para definir os auto estados de massa dos sférmions e 40 fases de violação de CP que podem surgir nas interações dos sférmions. Devido a esse grande número de parâmetros, o MSSM se estabelece sem muito poder preditivo. Entretanto, existem modelos em que determinadas regiões do espaço de parâmetros são fenomenologicamente viáveis, desse modo o espectro de partículas é então dependente de um número relativamente reduzido de parâmetros. **Essa fenomenologia viável é alcançada com a definição dos termos *soft* em uma escala de altas energias comum que usualmente é a escala de energia de Planck ou alguma escala de energia de grande unificação.** Na seção a seguir, modelos vinculados (*constrained MSSM*) e fenomenológicos (*phenomenological MSSM*) empregados em diversos decaimentos de partículas supersimétricas são apresentados. Adicionalmente a ideia por trás dos chamados modelos simplificados (*simplified models*) que utilizam um número reduzido de partículas supersimétricas e observáveis, também empregados em buscas por SUSY, é abordada.

3.2.4 Modelos para interpretação dos resultados das buscas por SUSY

Ao longo desta seção serão descritos alguns modelos fenomenologicamente viáveis e preditivos, os quais são empregados nas interpretações dos resultados obtidos em diversas buscas por SUSY. São eles: Modelos Vinculados do MSSM (*constrained MSSM*), Modelos Fenomenológicos do MSSM (*phenomenological MSSM*) e Modelos Simplificados (*Simplified Models*).

■ *Modelos Vinculados (cMSSM)*

O MSSM com o mecanismo de quebra de SUSY apresenta um grande número de parâmetros livres e desse modo, grande arbitrariedade. Como consequência, valores genéricos para esses novos parâmetros podem permitir processos com correntes neutras de mudança de sabor (*FCNCs*) não suprimidas e novas fontes de violação de CP inconsistentes com os limites experimentais. Dados experimentais provindos da razão de ramificação do processo $\mu \rightarrow e + \gamma$, colocam fortes limites superiores sobre as matrizes de massa dos sléptons, que possuem termos fora da diagonal principal que gerariam razões de ramificação para tal processo maior do que o previsto pelo experimento. Dados experimentais do processo de oscilações de sabor como $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ restringem as matrizes de massa dos squarks, de maneira similar ao descrito anteriormente para as matrizes de massa dos sléptons.

Devido a estes fortes limites experimentais sobre os termos de quebra de SUSY *soft* na escala do MP, nota-se que o mecanismo pelo qual a quebra de SUSY ocorre, que ainda é desconhecido, não deve permitir termos que conduzam a processos com FCNCs e violação de CP (termos fora da diagonal das matrizes). Modelos que incorporam a quebra de SUSY suprimindo a presença de tais termos são denominados **modelos vinculados**[10, 69]. Um desses modelos é o chamado **super gravidade mínima** (*mSUGRA*)[70]. Nesse modelo supõe-se que a quebra de SUSY ocorre no setor escondido (escala de GUT) e é então transmitida para o setor visível via interação gravitacional. Adicionalmente, supondo unificação na escala de GUT, o número de parâmetros é reduzido para um total de 5:

$$M_1 = M_2 = M_3 = \mathbf{m}_{\frac{1}{2}}; \quad (3.58)$$

$$m_{\tilde{Q}}^2 = m_{\tilde{u}}^2 = m_{\tilde{d}}^2 = m_{\tilde{e}}^2 = \mathbf{m}_0^2 \mathcal{I}; \quad (3.59)$$

$$a_u = \mathbf{A}_0 y_u, a_d = \mathbf{A}_0 y_d, a_e = \mathbf{A}_0 y_e; \quad (3.60)$$

$$m_{H_u}^2 = m_{H_d}^2 = \mathbf{m}_0^2; \quad (3.61)$$

$$\tan \beta = \frac{H_u}{H_d}; \quad (3.62)$$

$$\text{sinal de } \mu, \quad (3.63)$$

em que $\mathbf{m}_{\frac{1}{2}}$ corresponde à massa universal dos gauginos, \mathbf{m}_0^2 corresponde à massa escalar universal dos super-parceiros escalares, \mathcal{I} corresponde à matriz identidade (unitária) no espaço das famílias, \mathbf{A}_0 corresponde aos acoplamentos trilineares, $\tan \beta$ corresponde à razão dos VEVs entre os dois Higgs no MSSM e μ corresponde ao parâmetro de mistura no setor de Higgs. No referencial do mSUGRA, a partícula supersimétrica mais leve é o neutralino ($\tilde{\chi}_1^0$). Uma vez que mesmo lidando com um número de parâmetros reduzido como é o caso do mSUGRA comparado ao MSSM sem vínculos, o escaneamento detalhado do espaço de parâmetros ainda está além das capacidades presentes para estudos fenomenológicas, quando se trata de simular assinaturas experimentais dentro dos detectores. Desse modo, utiliza-se cenários bastante específicos, denominados como **cenários de referência** (*benchmarks scenarios*)[71]. Esses cenários estudam pontos de parâmetros específicos ou amostras para um espaço de parâmetros unidimensional. Assim, esses pontos de referência são frequentemente usados para estudar a performance de diferentes experimentos em um mesmo colisor. Em 2011, a partir do workshop intitulado *Snowmass Workshop on the Future of Particle Physics*, surgiu a denominação *Snowmass Points and Slopes* (SPS) que corresponde a um conjunto de cenários de referência. Os SPS consistem de linhas do modelo (*model lines*), ou seja, conjuntos contínuos de parâmetros que dependem de um único parâmetro dimensional e pontos de referência específicos, em que cada linha do modelo percorre um dos pontos de referência. Existem 10 pontos de referência, em que: 6 estão associados ao mSUGRA; 1 está associado ao cenário mSUGRA, entretanto a massa dos gauginos não é unificada; 2 referem-se ao modelo vinculado GMSB e

1 ao modelo vinculado AMSB. Na figura a seguir, exibe-se o espectro de partículas supersimétricas para o mSUGRA considerando o ponto SPS1b, onde o valor do parâmetro $\tan\beta$ é relativamente alto.

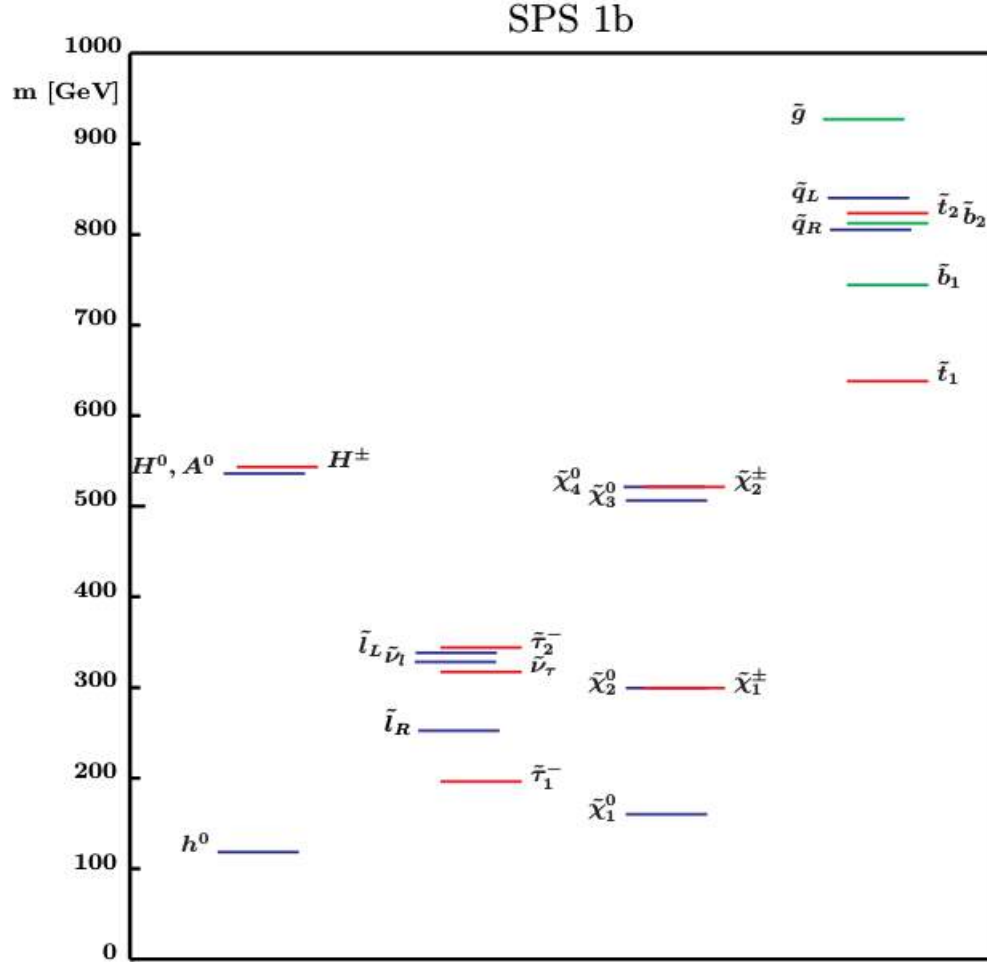


Figura 3.2: *Espectro de partículas para o cenário mSUGRA considerando o cenário de referência SPS1b, em que os parâmetros associado ao **ponto** são: $m_0 = 200 \text{ GeV}$, $m_{1/2} = 400 \text{ GeV}$, $A_0 = 0$, $\tan\beta = 30$ e $\mu > 0$. Os parâmetros associado as **linhas do modelo** (slopes) são: $m_0 = -A_0 = 0.4m_{1/2}$, o parâmetro $m_{1/2}$ é mantido variando[71].*

■ Modelos fenomenológicos (pMSSM)

A extensão supersimétrica mínima do MP (MSSM) como visto anteriormente possui ao redor de 120 parâmetros livres, o que torna o estudo fenomenológico do espaço de parâmetros um tanto inviável. Como a maior parte desses parâmetros estão associados

com fases de violação de carga-paridade (CP) e/ou correntes neutras com mudança de sabor (*FCNC*, em inglês), que por sua vez são severamente restritos por limites experimentais, suposições sobre a estrutura de carga-paridade e sabor possibilitam a redução do número de parâmetros livres para aproximadamente 19.

Os vínculos sobre as fases de carga-paridade são satisfeitos requerendo que todos os parâmetros sejam reais, e para a estrutura de sabor requer-se que as matrizes de massa de todos os férmions supersimétricos e acoplamentos trilineares sejam diagonais em sabor. Adicionalmente supõe-se que as duas primeiras gerações de férmions supersimétricos são degeneradas em massa. Os acoplamentos trilineares para as duas primeiras gerações originam amplitudes que são proporcionais a pequenos acoplamentos de *Yukawa*, desse modo sem grande importância do ponto de vista experimental[72, 73].

■ *Modelos simplificados (SMS)*

Simplified Models (SMS)[74, 75] são modelos construídos e utilizados para a interpretação de resultados provindos de diversas análises que visam a observação de qualquer evidência da existência de nova física no LHC, nessa tese, especificamente SUSY. Em modelos SMS, poucas partículas são levadas em conta na descrição, de modo que as massas de todas as outras partículas supersimétricas não consideradas são configuradas em valores na escala de TeV que estão fora do alcance de energia do LHC. Tais modelos podem ser bem descritos por um pequeno número de parâmetros diretamente relacionados aos observáveis físicos em colisores de partículas como: **massas das partículas** e **largura de decaimento** (embora a última possa as vezes ser desprezada por razões de simplicidade), **seções de choque de produção** e **razão de ramificação**[76].

Capítulo 4

O experimento CMS do LHC/CERN

Verificações das predições do Modelo Padrão e buscas por novas partículas tem sido obtidas e amplamente exploradas, respectivamente, no experimento *Compact Muon Solenoid* (CMS) no acelerador *Large Hadron Collider* (LHC) no CERN. Neste capítulo apresentam-se as configurações experimentais do LHC, do CMS e de seus subdetectores.

4.1 Large Hadron Collider (LHC)

O LHC é um acelerador circular de 26.7 km instalado a aproximadamente 100 metros de profundidade no túnel onde residia o colisor de elétrons-pósitrons, *Large Electron-Positron* (LEP)[77] no complexo de aceleradores do CERN em Genebra, na Suíça. O projeto de *design* do LHC tem como objetivos colidir feixes de prótons com energia de centro de massa de até 14 TeV e uma luminosidade sem-precedentes de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ e íons de chumbo (*Pb*) com uma energia de até 5 TeV e luminosidade de $10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. A utilização de partículas não elementares (prótons) nos feixes de colisão é fundamentada na necessidade de aumentar a energia das colisões, uma vez que, por exemplo, no LEP a energia foi limitada pela perda por radiação síncroton¹. O LHC, uma vez possuindo todas essas características que o classifica como o maior e mais poderoso acelerador do mundo,

¹**Radiação síncroton** é a radiação eletromagnética emitida por partículas carregadas quando aceleradas.

visa a descoberta de novas partículas e verificações de cenários de Física Além do Modelo Padrão.

O complexo de aceleradores do CERN é composto por uma cadeia de aceleradores, sendo o LHC o último deles. Basicamente, a função de cada acelerador é acelerar o feixe de partículas e desse modo aumentar a sua energia antes de entregá-lo ao próximo acelerador. Ilustrativamente, a sequência de aceleradores no CERN pode ser visualizada na figura 4.1.

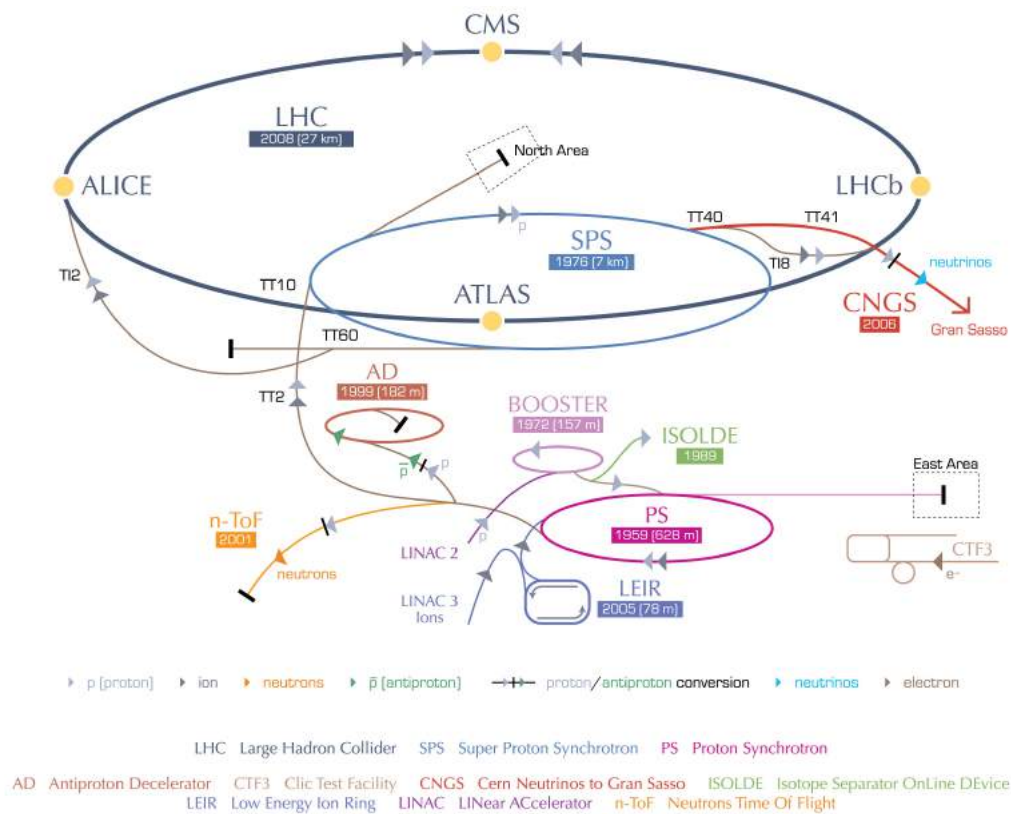


Figura 4.1: *Esquema ilustrativo do complexo de aceleradores do CERN*[78, 79].

As etapas de injeção e acelerações são: Inicialmente, prótons são produzidos injetando gás hidrogênio dentro de um cilindro de metal chamado *Duoplasmatron* e a partir da aplicação de um campo elétrico, prótons são separados dos elétrons. Os prótons são então acelerados pelo primeiro acelerador da cadeia (*Linac2*), e alcançam uma energia de 50 MeV. O feixe é então enviado ao (*Booster*) onde é acelerado até alcançar uma energia

de 1.4 GeV e na sequência é injetado no *Proton Synchrotron* (PS) até atingir 25 GeV. Na sequência, o feixe é injetado no *Super Proton Synchrotron* (SPS) onde alcança uma energia de 450 GeV antes de ser enviado ao anel principal do LHC. Deste modo, o feixe é injetado dentro do anel circular do LHC onde é dividido em dois feixes, cada um circulando em direção oposta ao outro, onde no período de 2010 - 2012, a energia atingida foi 3.5 TeV, em 2012 foi de 4 TeV, em 2015/2016 foi de 6.5 TeV e em 2017 foi de 6.5 TeV.

Nos pontos de colisão do anel principal do LHC foram construídos detectores de forma a coletarem os produtos das colisões. São eles: *Compact Muon Solenoid* (CMS)[80], *Toroidal LHC Apparatus* (ATLAS)[81], onde estes dois primeiros têm como propósito a busca por uma ampla variedade de fenômenos; *Large Hadron Collider beauty* (LHCb)[82], experimento que estuda processos associados à física do quark b e o experimento *A Large Ion Collider Experiment* (ALICE)[83] cujo foco é o estudo da formação do plasma de quarks e glúons em colisões de íons de chumbo.

Como citado anteriormente, o LHC possui uma luminosidade nominal sem-precedentes na história da Física de Altas Energias. Este parâmetro é extremamente relevante no projeto de um acelerador e é definido como **a medida do número de colisões que podem ser produzidas em um detector por unidade de área (cm^2) e por unidade de tempo (s)**; sua importância decorre do fato de que a taxa de ocorrência de um determinado processo (R) depende da luminosidade e também da seção de choque (σ)² desse processo específico, o que pode ser equacionado da seguinte forma: $R = \sigma \mathcal{L}$. A luminosidade instantânea do LHC \mathcal{L} depende somente dos parâmetros do feixe [84, 85] e é definida como:

$$\mathcal{L} = F \frac{N_b^2 n_b f_{rev} \gamma_r}{4\pi \epsilon_n \beta^*}, \quad (4.1)$$

em que N_b é o número de partículas por pacote (número de prótons); n_b é o número de pacotes por feixe (*bunches*), f_{rev} é a frequência de revolução, γ_r é o fator relativístico, ϵ_n é a emitância transversa do feixe, parâmetro associado à distribuição do espaço de fase das

²A seção de choque de um determinado processo é a medida da probabilidade de que um determinado evento ocorra.

partículas no feixe³, β^* ⁴ é a função beta no ponto de colisão, responsável por determinar o tamanho do feixe no ponto de interação (para uma β^* pequena, a probabilidade de interação é maior) e F é o fator de redução devido ao ângulo de cruzamento no ponto de interação. Na tabela 4.1, são apresentados os valores para os parâmetros do LHC nos anos de operação: 2011, 2012, 2016 e 2017 e os valores nominais do LHC por razão de comparação.

Tabela 4.1: *Valores dos parâmetros do LHC em 2011, 2012, 2016 e 2017 e os valores nominais da máquina (por razão de comparação)[86, 87, 88].*

Parâmetros	2011	2012	2016	2017	Valores Nominais
Energia do Feixe [TeV]	3.5	4	6.5	6.5	7
β^* [m]	1.0-1.5	0.6	0.4	0.4	0.55
Tempo entre as colisões [ns]	50	50	25	25	25
Nº de pacotes	1380	1380	2736	2736	2808
Nº de partículas/pacote	1.3×10^{11}	1.5×10^{11}	1.18×10^{11}	1.25×10^{11}	1.15×10^{11}
emitância [mm.mrad]	2.4	2.4	2.6	3.2	3.75
Luminosidade máxima (pico) [$cm^{-2}s^{-1}$]	3.5×10^{33}	7.7×10^{33}	1×10^{34}	1.4×10^{34}	1×10^{34}

4.2 O Experimento CMS

O experimento CMS[80, 89], ilustrado na Figura 4.2, localizado em um dos pontos de interação do LHC (*Point 5*) possui 21.6 metros de comprimento, 14.6 metros de diâmetro, um peso total de 12.500 toneladas e um campo magnético de 4 Tesla, embora se encontre em operação com o campo magnético de 3.8 Tesla. Os objetivos de investigação do experimento CMS são: explorar a Física em altas energias (escala de TeV), estudar as propriedades do recém-descoberto bóson de *Higgs* para compreender a natureza do mecanismo de quebra da simetria eletrofraca, buscar evidências por Física Além do Modelo Padrão, como Supersimetria ou Dimensões Extras e estudar aspectos das colisões de íons pesados.

³Para um valor de **emitância baixo**, será obtido um feixe de partículas mais colimado, o que acarretará em momentos similares e trajetórias paralelas.

⁴Definição da **função beta**: $\beta^* = \frac{\Delta_{feixe}^2}{\epsilon_n}$, em que Δ_{feixe} é a largura do feixe e ϵ_n é a emitância do feixe.

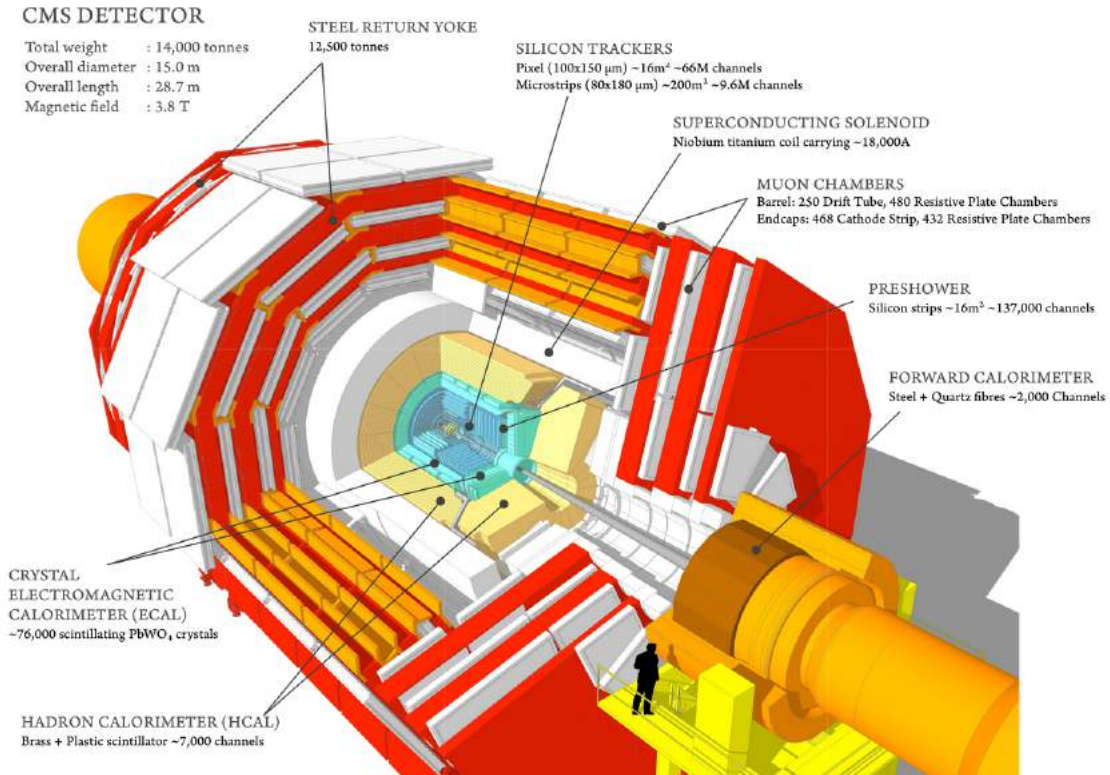


Figura 4.2: O detector CMS e seus subdetectores[90].

O experimento CMS é um experimento de propósito geral, ou seja, foi projetado para explorar uma ampla diversidade de Física produzida em colisões de prótons em altas energias; de modo a satisfazer sua agenda científica, o experimento CMS conta com um complexo aparato experimental que possui as seguintes características[80]:

- Boa identificação de múons e resolução de *momentum* sobre uma ampla faixa de *momentum* e ângulos, boa resolução na massa di-múons ($\approx 1\%$ em 100 GeV) e capacidade de determinar sem ambiguidades a carga de múons com $p < 1$ TeV;
- Boa resolução em *momentum* para partículas carregadas e eficiência de reconstrução no sistema de trajetografia. Sistema de eficiente e boa identificação de τ 's e jatos de quark b, deste modo, requer-se detectores de pixel próximo à região de interação.
- Boa resolução em energia eletromagnética, boa resolução em massa para di-fótons e di-elétrons ($\approx 1\%$ em 100 GeV), ampla cobertura geométrica, rejeição de píons neutros, e eficiente isolamento de fótons e elétrons em altas luminosidades;

- Boa resolução para *Missing Transverse Energy* (MET) e para massa de di-jatos, assim é requerido calorímetro hadrônico com grande cobertura geométrica hermética e com boa segmentação lateral.

Para o detector CMS, um dos aspectos de grande importância, é a escolha do seu campo magnético para a medida de momento dos múons. Um intenso campo magnético é necessário para medir precisamente o momento de partículas carregadas. Em seu interior reside um solenóide de 13 metros de comprimento, diâmetro de 5.9 metros, com um campo magnético de 3.8 Tesla. Dentro desta grande bobina magnética, o sistema de trajetografia e os calorímetros eletromagnético e hadrônico são acomodados. Ao redor do solenóide, uma estrutura cilíndrica de ferro é construída de modo a conter o campo magnético e aumentar a sua homogeneidade.

4.2.1 O Sistema de Coordenadas do Detector CMS

A descrição da localização e direção no detector CMS baseia-se na utilização de um sistema de coordenadas cartesiano de mão-direita. Nesse sistema a origem se encontra no ponto de interação nominal do detector, isto é, no centro do detector. O eixo x está direcionado para o centro do anel do LHC, o eixo y em direção à superfície (ou seja, para cima) e o eixo z está dirigido ao longo do feixe de partículas. O plano (x-y) é comumente chamado de plano transverso, pois é o plano perpendicular ao eixo z. Neste plano, define-se a coordenada radial (r) e o ângulo azimutal (ϕ) sendo que este é medido a partir do eixo x no plano transverso. Uma melhor compreensão do sistema de coordenadas pode ser obtida através da figura esquemática 4.3.

As medidas de energia e momento são realizadas nesse plano, deste modo, recebem o nome de energia transversa (E_T) e momento transverso (p_T), sendo definidas como:

$$E_T = E \sin(\theta), \quad (4.2)$$

$$p_T = E \sin(\theta). \quad (4.3)$$

Outra importante grandeza medida é MET, quantidade de energia que falta quando

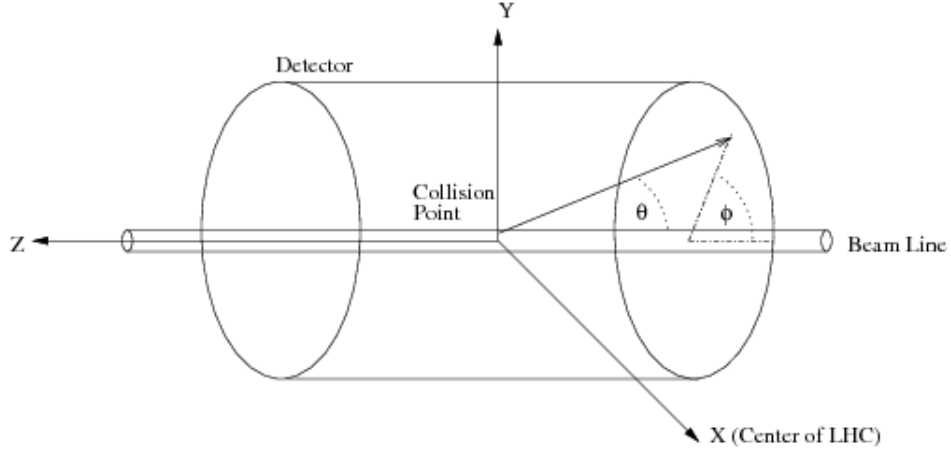


Figura 4.3: *Representação esquemática do sistema de coordenadas do detector CMS[91].*

se contabiliza a soma vetorial total da energia transversa final. Esta quantidade está associada a partículas que possuem mínima ou nenhuma interação com o detector como o neutrino no MP e em extensões do Modelo Padrão, por exemplo, o neutralino. O ângulo polar (θ) é medido a partir do eixo z . Usualmente, as medidas associadas ao ângulo polar ocorrem através de grandeza chamada pseudorapidez (η) definida como:

$$\eta = -\log \left[\text{tg} \left(\frac{\theta}{2} \right) \right]. \quad (4.4)$$

O valor de pseudorapidez $\eta = 0$ ($\theta = 90^\circ$) refere-se a partículas que se movem perpendicularmente à direção do feixe, enquanto que $\eta = \pm\infty$ ($\theta = 0^\circ$ e 180°) conduz à partículas que são produzidas na direção do feixe. A Figura 4.4 representa os valores de pseudorapidez para alguns valores do ângulo polar θ .

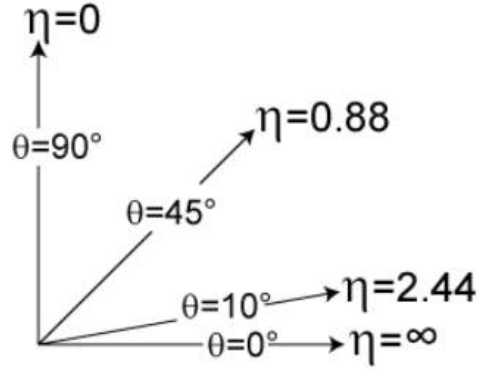


Figura 4.4: Pseudorapidez η para alguns valores do ângulo polar θ [92].

4.2.2 O Sistema de Trajetografia de Partículas Carregadas

O sistema de trajetografia do experimento CMS[80] é desenvolvido de modo a fornecer medidas precisas e eficientes das trajetórias de partículas carregadas que emergem das colisões produzidas no LHC bem como a reconstrução precisa de vértices secundários. Este sistema envolve o ponto de interação e possui as seguintes dimensões: 5.8 metros de comprimento e 2.5 metros de diâmetro. Todo o volume desse sistema está imerso em um campo magnético homogêneo de 4 Tesla fornecido pelo solenóide supercondutor do CMS. Na luminosidade máxima do LHC (*design luminosity*) de $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ são produzidas em média 1000 partículas a cada colisão de pacotes de prótons (*bunch crossing*), conseqüentemente, os detectores empregados devem fornecer uma resposta rápida e possuir um alta granularidade (o qual possibilita um nível maior de detalhe), de modo que trajetórias possam ser identificadas confiavelmente e atribuídas corretamente ao devido *bunch crossing*. Deste modo, existe a necessidade de uma grande densidade de eletrônica a ser utilizada juntamente com o seu resfriamento o que contraria o fato de limitar a quantidade de material a ser utilizado de modo a reduzir espalhamento da radiação com a matéria. Adicionalmente, o grande fluxo de partículas originadas produz sérios danos ao sistema de trajetografia devido a radiação. Portanto, o principal impasse na projeção desse sistema era produzir componentes resistentes à radiação com um tempo de vida esperado de 10 anos. Os requerimentos como, alta granularidade, resistência à radiação e

agilidade (resposta rápida), foram preenchidos através do uso de detectores que utilizam silício (Si). O sistema de trajetografia do experimento CMS é composto por detector de *pixel* de Silício com 3 camadas na região do “barril” do CMS nos raios entre 4.4 cm e 10.2 cm e um detector de tiras de Silício com 10 camadas de detecção na região do “barril” que se estendem para o exterior até um raio de 1.1 metro. Tanto o detector de *pixel* de Si quanto o de tiras de Si são fechados com “tampas”, onde duas tampas fecham o primeiro enquanto que 3 mais 9 fecham o segundo detector em cada lado do “barril” extendendo a aceitação do sistema de trajetografia até uma pseudorapidez de $|\eta| < 2.5$. Com um total de 200 metros quadrados de área ativa com Si, o sistema de trajetografia do CMS é o maior sistema de trajetografia de Si já construído. Um esquema geral do detector de trajetografia é exibido na figura 4.5.

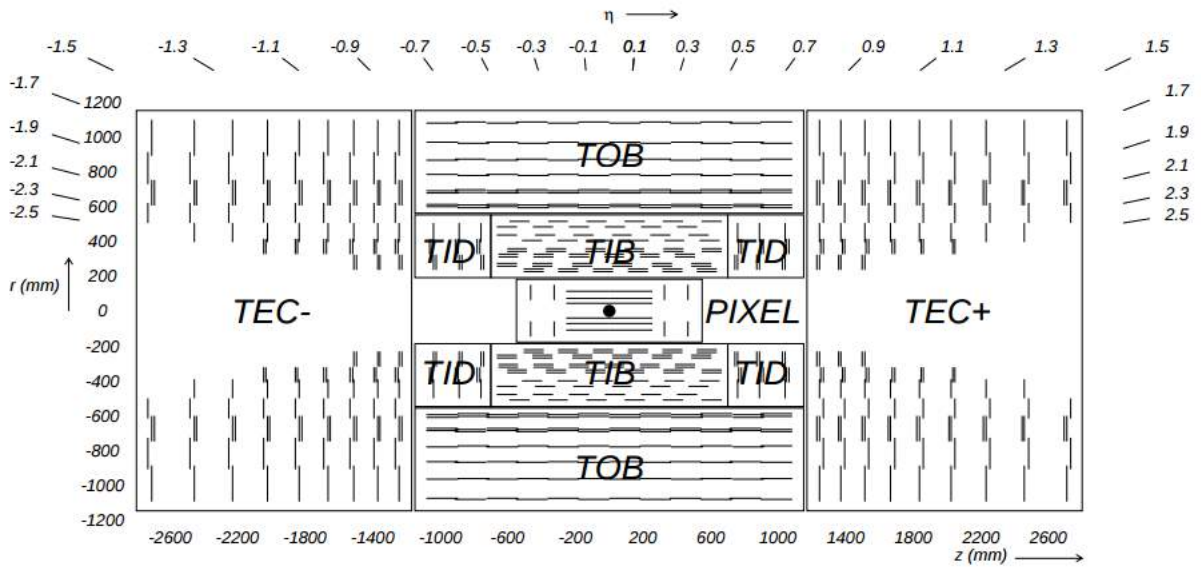


Figura 4.5: Visão esquemática do detector de trajetórias no plano r - z [80].

4.2.2.1 O Detector de Pixel de Silício

O detector de *pixel* é composto de 66 milhões de células de *pixels* e área total de $1m^2$, o tamanho de cada *pixel* é $100 \times 150 \mu m^2$, a figura 4.7 esquematiza a aceitação do detector de *pixels* (aceitação é a região onde as partículas podem ser detectadas) permitindo uma boa reconstrução de vértices tridimensional.

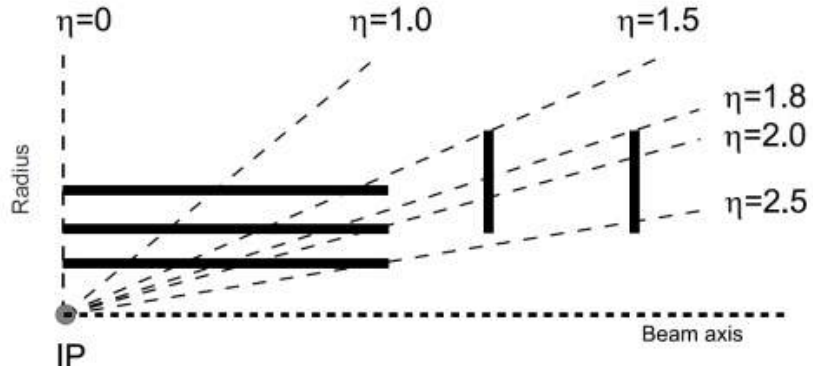


Figura 4.6: *Esquema da aceitação do detector de pixels*[80].

Este detector é o mais próximo do ponto de colisão, possuindo 3 camadas cilíndricas de detectores de *pixels* posicionados à uma distância radial de 4.4 cm, 7.3 cm e 10.3 cm do eixo do feixe na região do barril (*barrel*, termo em inglês) e dois discos em cada extremidade “tampas” (*endcaps*, termo em inglês) nas posições $|z| = 34.5$ cm e 46.5 cm com raio de 6 a 15 cm, onde as lâminas estão rotacionadas em 20° axialmente. A resolução espacial é de $10\mu\text{m}$ no plano $r - \phi$ e $15\mu\text{m}$ na direção z . Uma representação tridimensional deste detector é exibida na figura.

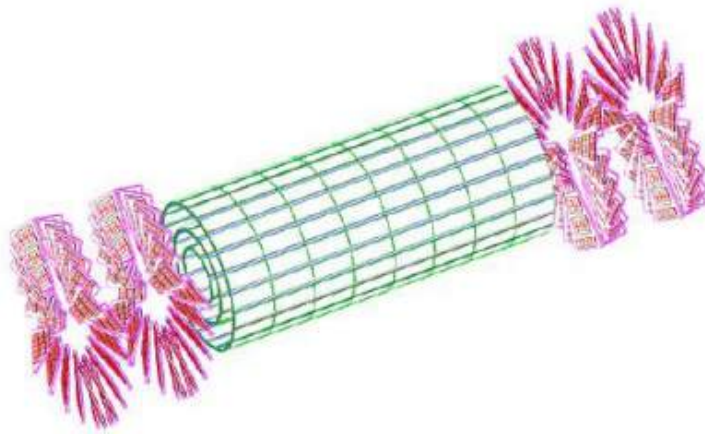


Figura 4.7: *Representação tridimensional da geometria do detector de pixel*[93].

■ O novo detector de pixels

Ao longo da presente seção, discutiu-se a primeira parte do sistema de trajetografias do CMS, ou seja, o detector de *pixels* de Si que contribui para a determinação das trajetórias de partículas carregadas. A substituição do detector de *pixels* por uma nova versão foi uma das pautas da parada técnica de inverno (*Extended Year-End Technical Stop*) [Dezembro de 2016 - Início de Março de 2017]. A transição para um detector de *pixels* novo decorre da era de altas luminosidades que o LHC fornecerá nos anos que se seguem. O detector de pixel anterior era composto de 3 camadas na região do barril (*Cylindrical barrel layers - BPIX*) e 2 tampas/discos dianteiros (*Forward disks - FPIX*) em cada extremidade. O novo detector possui 4 camadas na região do barril e 3 discos em cada extremidade.

Os benefícios dessa alteração são: O CMS será capaz de lidar com as altas luminosidades fornecidas pelo LHC e as camadas adicionais representam uma melhor capacidade de identificar onde as colisões próton-próton ocorrerão e melhoria na determinação das trajetórias das partículas carregadas. A figura 4.8 exibe um time realizando a delicada substituição desse importante subdetector do experimento CMS[94, 95].



Figura 4.8: A substituição de parte do núcleo do experimento CMS, seu detector de Pixels de Si. Alteração necessária devida a nova era de altas luminosidade que será experimentada pelo detector CMS[94].

4.2.2.2 O Detector de Microtiras de Silício

Este detector é composto de 9,6 milhões de tiras de Silício e circunda o detector de *pixels*. A distribuição das tiras ocorre na região de barril e na região das tampas. Na região interna do barril (**TIB** - *Tracker Inner Barrel*) são colocadas 4 camadas no intervalo de 20 a 55 cm e cuja cobertura é $|z| < 65$ cm, na região externa ao barril (**TOB** - *Tracker Outer Barrel*) são colocadas 6 camadas que se estendem de 55 até 116 cm em raio e -110 cm $< |z| < 110$ cm. Em cada extremidade do detector são posicionados 3 discos (**TID** - *Tracker Inner Disks*) na região de 65 cm $< |z| < 110$ cm. A região mais externa do detector de trajetórias é composta de 9 discos nas tampas (**TEC** - *Tracker End Cap*) que cobrem a região de 120 cm $< |z| < 280$ cm e são posicionados à uma distância radial de 22.5 cm $< r < 113.5$ cm do eixo do feixe. Um esquema do *layout* deste detector com o detector de *pixels* é observado na figura 4.9.

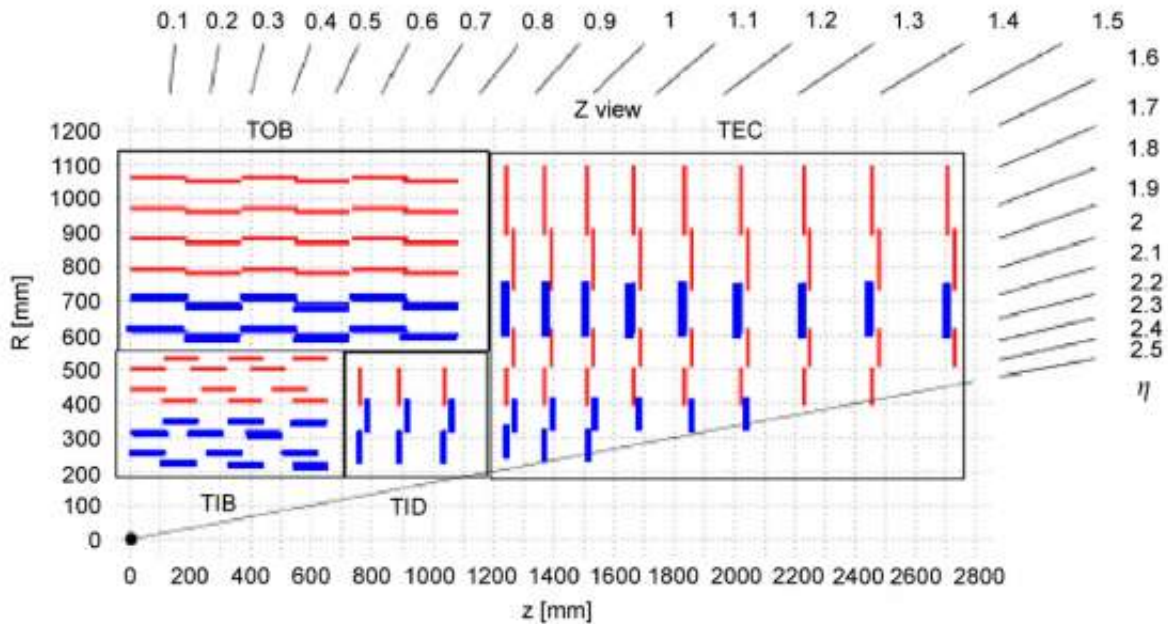


Figura 4.9: *Visão longitudinal (plano R-z) de um quarto do detector de microtiras de silício. As linhas espessas representam módulos de duas faces enquanto que as linhas finas representam módulos de uma única face*[96].

4.2.3 O Calorímetro Eletromagnético

O calorímetro eletromagnético (*ECAL*) do experimento CMS é utilizado para medir a energia de partículas que interagem via interação eletromagnética, principalmente elétrons e fótons. Este detector forma uma camada entre o detector de trajetórias e o calorímetro hadrônico; é hermético, homogêneo e possui uma grande cobertura angular (pseudorapidez) de até $|\eta| < 3$. O calorímetro é dividido na região do barril (*EB*) cuja cobertura em pseudorapidez é $0 < |\eta| < 1.479$ e na região das tampas (*EE*) com cobertura em pseudorapidez de $1.479 < |\eta| < 3.0$; a figura 4.10 ilustra a região de barril e das tampas deste detector.

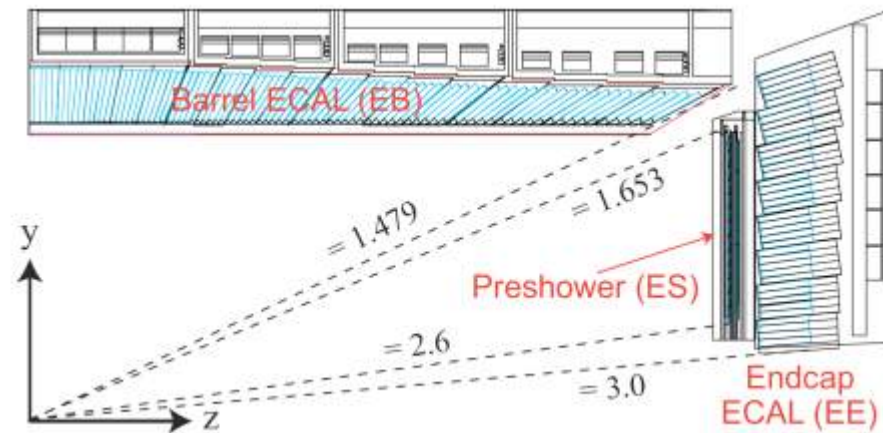


Figura 4.10: *Visão da geometria de um quarto do calorímetro eletromagnético do CMS e cobertura (pseudorapidez) para a região de barril (EB) e região das tampas (EE) indicados pelas linhas tracejadas[97].*

O calorímetro consiste de 61200 cristais de tungstato de chumbo ($PbWO_4$) na região do barril e 7324 cristais de ($PbWO_4$) na região das tampas. Em frente às tampas é instalado um detector chamado *preshower*, cuja função é distinguir fótons de alta energia (usualmente sinais de interessantes eventos físicos) de pares de fótons de baixa energia; a figura 4.11 exibe a geometria deste detector e os respectivos módulos.

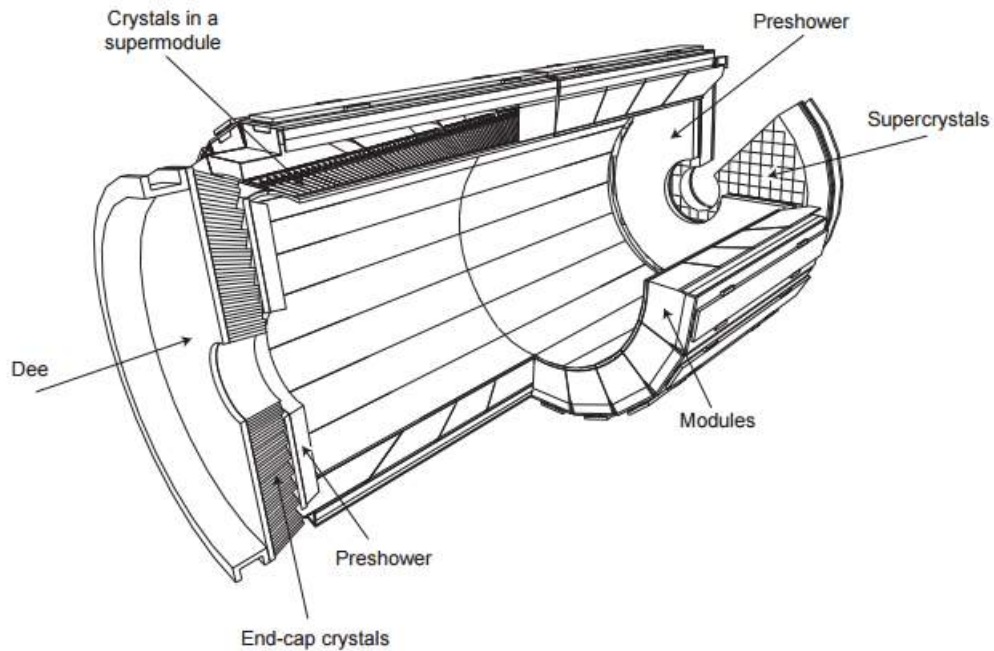


Figura 4.11: O calorímetro eletromagnético (ECAL) do CMS[98].

A escolha de utilizar este material na construção do calorímetro eletromagnético decorre da alta resistência à radiação e rápido tempo de resposta. Os cristais de ($PbWO_4$) possuem uma densidade de 8.28 g/cm^3 , um comprimento de radiação (X_0)⁵ de 0.89 cm e raio de Molière (R_M)⁶ de 2.2 cm. A luz produzida nos cristais é lida por avalanche foto-diodos (APD's - *Avalanche photo-diodes*) posicionados na região do barril e vácuo fóto-triodos (VPT's - *Vacuum photo-triodes*) posicionados na região das tampas.

4.2.4 O Calorímetro Hadrônico

O calorímetro hadrônico (*HCAL*) tem como objetivo medir a energia de hádrons (partículas compostas por quarks e glúons) e adicionalmente medidas indiretas de MET devido a partículas que não são detectadas, por exemplo, neutrinos. Este subdetector é organizado nas seguintes seções: barril (**HB** - *HCAL Barrel* e **HO** - *HCAL Outer*), tampas (**HE** - *HCAL Endcaps*) e frontal (**HF** - *HCAL Forward*) (região próxima ao feixe de prótons) e o alcance em pseudorapidez de até $|\eta| < 5$. Um esquema geral é exibido na figura 4.13.

O calorímetro hadrônico é um calorímetro de “amostragem”⁶, ou seja, é capaz de determinar a posição de uma partícula, medir sua energia e o seu tempo de chegada utilizando camadas de material absorvedor (bronze)⁷ e cintilador (fluorescente) (‘telhas’ de cintilador plástico) que se alternam de modo que produzem um rápido pulso de luz quando atravessados pela partícula. Este sinal luminoso é então coletado por fibra óticas especiais que o enviam a um sistema de saída (*readout*) onde é amplificado por fótodetectores. Então quando uma dada quantidade de luz é somada em uma região sobre muitas camadas de ‘telhas’, denominada *tower*, esta quantidade total de luz é a medida da energia da partícula. A seção do barril, HB, possui uma cobertura em pseudorapidez de $|\eta| < 1.3$ com 16 placas de material absorvedor, em que a primeira e a última são feitas de aço

⁵O comprimento de radiação é uma característica do material e está associado a perda de energia de partículas que interagem eletromagneticamente com este material. A expressão utilizada para calculá-lo é: $X_0 = \frac{716.4A}{Z(Z+1)\ln \frac{287}{\sqrt{Z}}}$ em que A é o número de massa e Z é o número atômico.

⁶O raio de Molière é uma constante característica do material, a qual fornece a escala de dimensão transversa de chuveiros eletromagnéticos iniciados por um elétron ou fóton incidente de alta energia. Relaciona-se ao comprimento de radiação através da expressão: $R_M = 0.0265X_0(Z + 1.2)$.

⁶Calorímetro de amostragem (*sampling calorimeter*) é aquele no qual o material que é utilizado para produzir o chuveiro de partículas é diferente do material utilizado para medir a energia depositada.

⁷Bronze foi escolhido como material absorvedor devido seu pequeno comprimento de interação e por ser não magnético.

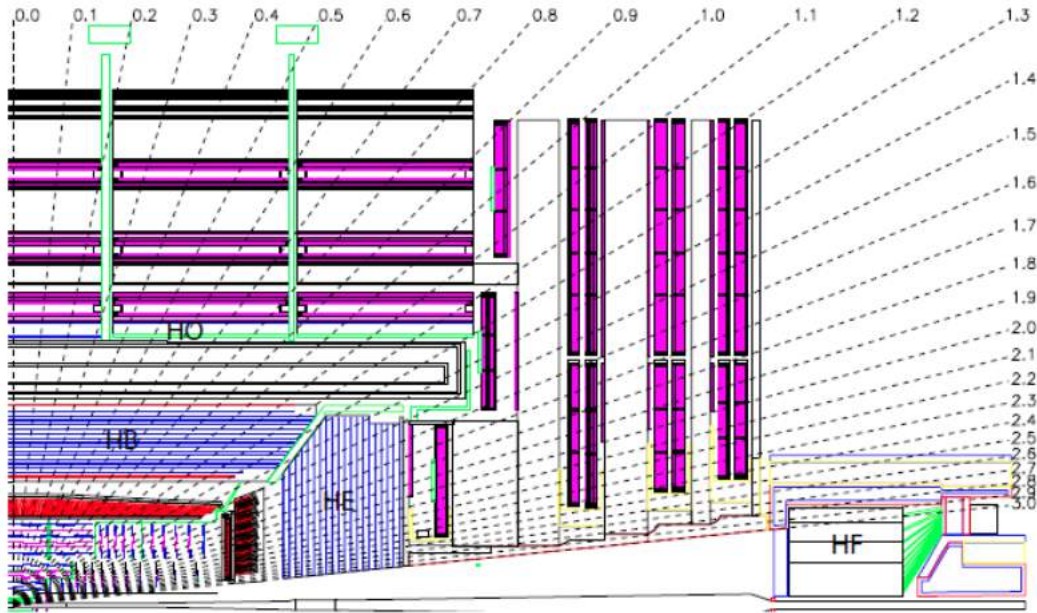


Figura 4.12: Seção longitudinal de um quarto do calorímetro hadrônico do experimento CMS e seus subdetectores: HB, HO, HE e HF[80].

enquanto que as outras são de bronze. A espessura dessas placas estão no intervalo de 50.5-56.5 mm para as placas de bronze e 40 mm para a primeira placa de aço e 70 mm para a última placa que é de aço. Como dito anteriormente essas placas se alternam com um material ativo de cintilador plástico que possui 3.7 mm de espessura enquanto que para a primeira e última placa a espessura é de 7 mm e segmentação correspondente de $(\Delta\eta, \Delta\phi) = (0.087, 0.087)$.

O calorímetro HO apesar de se localizar dentro da região de barril, é posicionado fora do solenóide que produz o campo de 3.8 Tesla, sendo responsável por cobrir a região central em pseudorapidez não contida pelo HB, sua cobertura em pseudorapidez é $0 < |\eta| < 1.26$. Este subdetector possui duas camadas de material cintilador alternadas com uma placa de ferro de espessura de 19.5 cm para o anel mais interno e uma camada de material cintilador para os anéis mais externos. Com isso, o calorímetro HO estende o comprimento de absorção efetivo além de $10\lambda_I$, capturando energias de chuveis altamente penetrantes.

Na região das tampas, o calorímetro posicionado é o HE, cuja cobertura em pseudorapidez é $1.3 < |\eta| < 3$. A espessura das placas de bronze é de 79 mm e das camadas de material cintilador de 3.7-9 mm. A segmentação é de aproximadamente $(\Delta\eta, \Delta\phi) \approx (0.17, 0.17)$.

O calorímetro de seção frontal (HF) localizado à 11.2 m do ponto de interação possui uma cobertura em pseudorapidez de $3.0 < |\eta| < 5.0$. Como este detector recebe um alto fluxo de partículas, seu *design* emprega um material ativo resistente à radiação, assim dois conjuntos de fibras de quartzo são utilizados. Estas fibras são intercaladas com material absorvedor (aço) e capturam luz devido à radiação *Cherenkov* as quais são lidas por detectores conhecidos como tubo-fotomultiplicadoras. A segmentação deste calorímetro é de $(\Delta\eta, \Delta\phi) \approx (0.175, 0.175)$.

4.2.5 O Detector de Múons

Uma grande variedade de processos físicos produzem no estado final múons, como por exemplo o decaimento do bóson de Higgs em quatro múons (uma das assinaturas mais ‘limpas’ do bóson de Higgs). Estas partículas são carregadas e 200 vezes mais pesados que elétrons e pósitrons. Como os múons podem atravessar praticamente todo o detector sem interagir, câmaras são colocadas no final do detector para coletar informações sobre estas partículas. Para que essas informações sejam obtidas o sistema de detecção de múons deve eficientemente identificar múons e precisamente medir seus respectivos momentos, deste modo torna-se complementar ao detector de trajetórias para medidas de múons.

O detector de múons possui uma cobertura em pseudorapidez de $|\eta| < 2.4$ e posiciona-se fora do solenóide, na região onde uma estrutura de ferro é contruída para conter o campo magnético e blindar o detector de múons de partículas que não são contidas pelos calorímetros. Além disso, esta estrutura fornece um campo magnético entre estações de medidas de múons consecutivas, conduzindo a medidas de momento complementares ao detector interno de trajetórias.

O sistema de múons é composto por três diferentes tipos de subdetectores: as câmaras de tubo de arrasto (**DT** - *Drift Tubes*), as câmaras de tiras catódicas (**CSC** - *Cathode Strip Chambers*) e câmaras de placas resistivas (**RPC** - *Resistive Plate Chambers*). Na figura um esquema geral deste detector e seus subdetectores são exibidos.

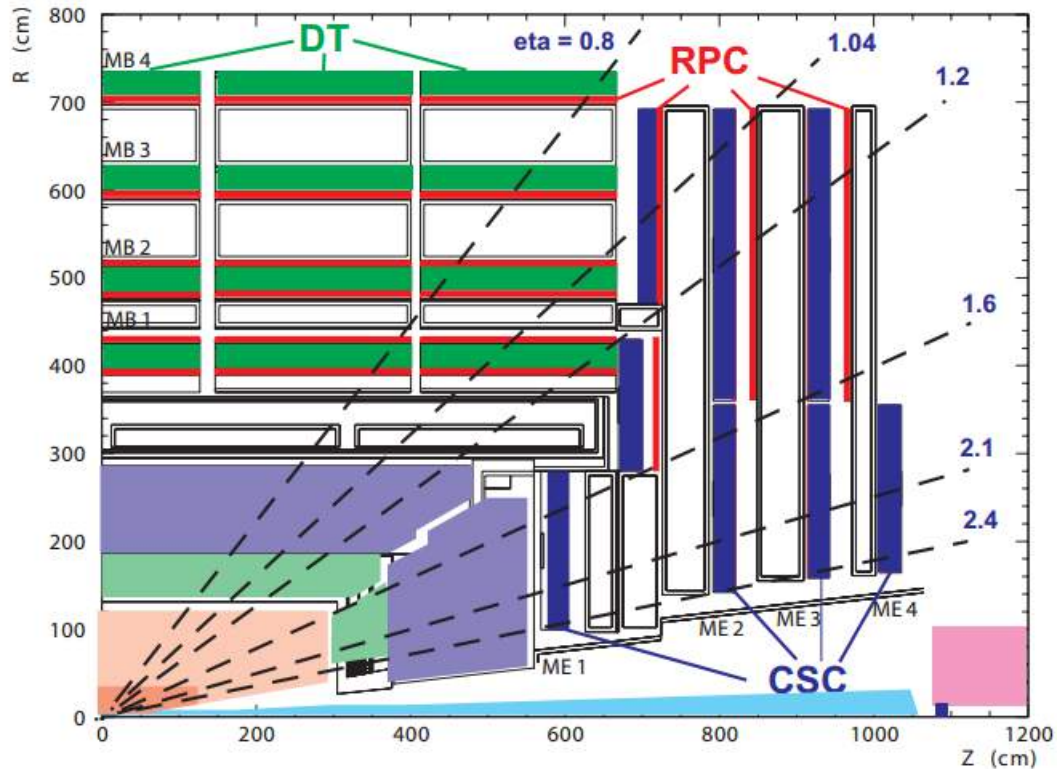


Figura 4.13: *Seção longitudinal do detector de múons do experimento CMS e suas câmaras: DT, RPC e CSC[99].*

As câmaras de tubo de arrasto (DT) são posicionadas na região do barril e cobrem uma região de $|\eta| < 1.2$, onde a taxa de partículas e o campo magnético residual são baixos. A dimensão, em média, de cada câmara de arrasto é $2\text{ m} \times 2.5\text{ m}$, consistindo de 12 camadas de alumínio dispostas em três grupos de 4 camadas denominadas MB1, MB2, MB3 e MB4 posicionadas em relação ao centro do detector nas respectivas posições radiais: 4.0 m, 4.9 m, 5.9 m e 7.0 m. Cada grupo tem no mínimo 60 tubos, sendo que o grupo do meio mede as coordenadas na direção paralela ao feixe enquanto que os dois outros grupos medem as coordenadas na direção perpendicular ao feixe. A posição do múon em cada câmara de arrasto é reconstruída pela medida do tempo de ‘deriva’ dos elétrons ionizados e então

convertendo esse tempo na distância em relação ao tubo. A resolução de uma câmara de arrasto é de aproximadamente $100\mu\text{m}$ em $r\phi$ e de 1 mradianos em ϕ .

Na região das tampas, as câmaras de tiras catódicas possuem cobertura em pseudo-rapidez de $0.8 < |\eta| < 2.4$ e estão localizadas em 4 discos perpendiculares ao feixe em que 3 anéis concêntricos estão no primeiro disco e dois anéis concêntricos nos outros três discos. Cada anél possui 36 câmaras, exceto o mais interno, denominado M1, que possui 18 câmaras. A resolução espacial de cada câmara é aproximadamente $200\mu\text{m}$ em r , $75 - 150\mu\text{m}$ em $r\phi$ e 10 mradianos em ϕ .

As câmaras de placas resistivas estão presentes em ambas as regiões de barril e tampas fornecendo confirmação adicional da passagem de múons pelas outras câmaras no detector de múons. Estas câmaras intercalam com as outras câmaras, sendo colocadas ou antes ou depois delas.

4.2.6 O Sistema de Trigger

Na seção 4.1 foi mencionado os parâmetros de *design* do LHC. Por exemplo, sua luminosidade nominal de $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ e energia de centro de massa de 14 TeV. Nessa luminosidade nominal espera-se uma taxa ao redor de 10^9 colisões por segundo. Toda essa quantidade de dados dos eventos não pode ser armazenada uma vez que excede as capacidades tecnológicas disponíveis. Felizmente, a maior parte desses eventos produzidos não conduzem a eventos de nova física ou são interessantes para verificações do MP, desse modo eles podem ser descartados. A tarefa de reduzir essa grande taxa de eventos a valores que podem ser gerenciados pelo sistema de armazenamento de dados é realizada por filtros, ou como amplamente são conhecidos, os *triggers*. O experimento CMS conta com dois sistema de *triggers*, o sistema *Level 1* (L1) e o sistema *High Level Trigger* (HLT)[100, 101].

O sistema **L1** conta com uma eletrônica personalizada - rápida ($3.2\mu\text{s}$ - tempo total de processamento) e totalmente automatizada - para a redução da taxa de eventos que serão enviados para o HLT, para isso utiliza informações “brutas” dos calorímetros e do sistema

de múons para tomar a decisão de manter ou rejeitar um evento. Essa decisão é baseada na presença dos seguintes objetos: elétrons, fótons, múons e jatos, utilizando informações dos calorímetros e sistema de múons em um dado elemento do espaço $\eta - \phi$. Esse sistema também utiliza a soma global de E_T (energia transversa) e MET em sua seleção[100]. Eventos em que os objetos possuam E_T s e/ou p_T s acima de *thresholds* pré-determinados são mantidos e posteriormente avaliados no HLT. O taxa *design* máxima para o L1 é de 100 kHz [80], ou seja, a taxa de eventos é reduzida por um fator de 10^3 .

A figura em 4.14 ilustra o sistema de *trigger* L1 do experimento CMS.

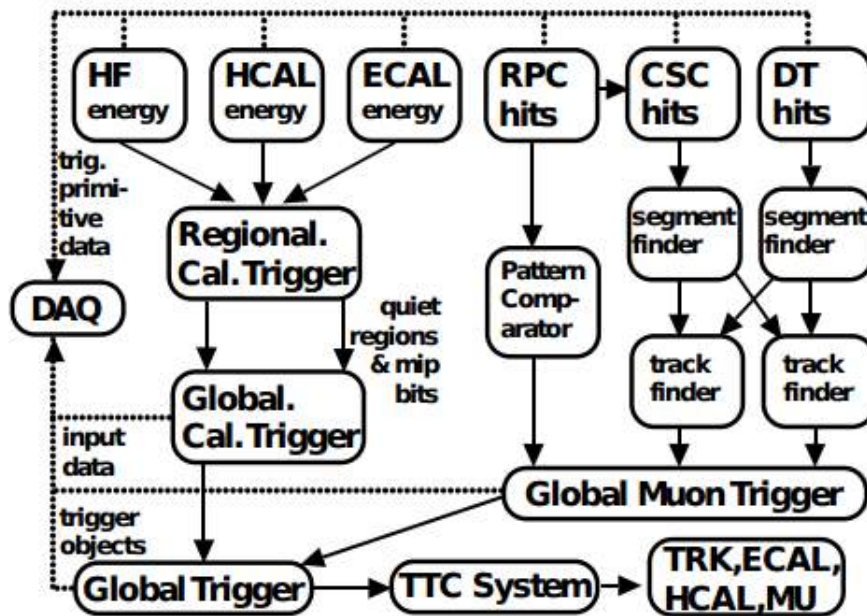


Figura 4.14: Visão geral do sistema de *trigger* L1 do experimento CMS[102].

Uma breve descrição dos passos que permeiam cada estágio representado em 4.14 é dado a seguir: as informações primárias — *trigger primitives* — dos calorímetros eletromagnético (ECAL) e hadrônico (HCAL) e detectores de múons (DTs, CSCs, RPCs) são processados em vários estágios antes que o evento como um todo seja avaliado no sistema de trigger global (GT) e a decisão seja tomada: aceitar ou rejeitar o evento.

O sistema de *trigger* L1 associado aos calorímetros é composto por 2 estágios: sistema de *trigger* L1 regional do calorímetro (RCT) e sistema de *trigger* L1 global do calorímetro (GCT). No sistema RCT, informações associadas as energias transversas (E_{TS}) e as *flags* de qualidade de ao redor de 8000 torres de energia do ECAL e HCAL são recebidas; tudo isso considerando uma cobertura angular de $|\eta| < 5|$. Essa informação é processada em paralelo enquanto que candidatos a elétrons e fótons (e/γ) e somas de (E_{TS} regionais baseadas em torres de energia de dimensão 4×4 são enviados como *outputs*. O sistema GCT classifica os candidatos (e/γ), encontra através da somas de E_{TS} os jatos frontais, centrais e taus (jatos provindos dos decaimentos dos taus) e calcula quantidades globais como *Missing Transverse Energy* (MET). Os resultados enviados por esse sistema são: 4 candidatos a (e/γ) isolados e 4 candidatos a (e/γ) não-isolados, 4 jatos de cada um dos seguintes tipos: frontais, centrais e taus; assim como as quantidades globais como MET e H_T (quantidade hadrônica da soma escalar das energias das torres associadas aos jatos).

Com relação ao sistema de *trigger* L1 de múons, cada um dos 3 subdetectores — DTs, CSCs e RPCs — participam da seleção do *trigger* de modo a garantir boa cobertura angular e redundância. Para o DT ($|\eta| < 1.2|$) e CSC ($\eta > 0.9$), a eletrônica *front-end* identifica os segmentos de traços a partir da informação dos *hits* registrados em múltiplos planos do detector em uma única estação de medida. Esses segmentos de traços são coletados e transmitidos através de fibras óticas para os algoritmos regionais de determinação de traço (*regional track finders*) presentes na caverna de serviço onde a eletrônica está hospedada; esses algoritmos citados utilizam reconhecimento de padrões para a identificação e medida do momento dos múons candidatos. Para uma eficiente cobertura na região de sobreposição ($|\eta| \sim 1$), informações entre os algoritmos de determinação através de reconhecimento de padrões das DTs e CSCs são compartilhadas. Os *hits* das RPCs ($\eta < 1.6$) são enviados diretamente da eletrônica *front-end* para os cartões lógicos de comparação de padrão do trigger (PACT), em que múons candidatos são identificados. Esses algoritmos regionais utilizados na determinação de múons por reconhecimento de padrões classificam os múons indetificados e transmitem para o trigger global de múons (GMT): até 4 múons candidatos originados dos CSCTF (*CSC track finders*) e DTTF (*DT*

track finders) ou 8 múons candidatos (RPCs) a cada *bunch crossing*. Atribui-se a cada múon candidato um valor de p_T , um código associado a sua qualidade e par de η e ϕ , associado a sua localização no sistema de múons (com uma granulosidade de ≈ 0.05).

O sistema GMT funde então múons candidatos determinados por mais de um sistema e requerimentos de qualidade e reconstrução são aplicados de modo a descartar candidatos que não satisfaçam tais seleções.

O sistema global do *trigger* (GT) é o último estágio do sistema L1, sendo assim, implementa uma lista de *triggers*, ou seja, um conjunto de requerimentos sobre a lista final de objetos (elétrons, fótons, múons, jatos ou taus) requeridos pelo algoritmo HLT. Essa lista inclui critérios de seleção desde cortes sobre um único objeto da lista com E_T sobre um dado valor de limiar pré-estabelecido até combinações de outros objetos. No máximo, 128 *triggers* diferentes podem ser implementados na lista de *triggers*.

O sistema **HLT** é um sistema de software rodando em uma *farm* com muitos processadores comerciais, cuja tarefa é a redução do *output* do sistema L1. O tempo total de processamento para decisão é de aproximadamente $1 \mu s$. Devido ao tempo de processamento ser maior do que o tempo no L1 e aos algoritmos sofisticados utilizados, o sistema HLT pode utilizar informações do evento transmitidas pelo L1 e informações que não estavam disponibilizadas durante esta etapa, de modo a realizar combinações e cálculos topológicos adicionais sobre a lista de objetos recebida do sistema L1. Nesse sistema, a taxa de eventos a ser armazenada é reduzida por um fator de 10^4 , ou seja, de $100 kHz$ para ao redor de $100 Hz$ [100, 101].

Capítulo 5

Reconstrução de Eventos no experimento CMS

5.1 O algoritmo de reconstrução Particle Flow

A reconstrução de eventos no experimento CMS é realizada através do algoritmo chamado *Particle Flow* (PF)[103, 104], cuja ideia central é reconstruir e identificar todas as partículas em um dado evento, tais como elétrons, fótons, múons, taus, hádrons carregados e neutros, utilizando todos os sub-detecores do experimento CMS, de modo a uma determinação precisa de suas direções, energias e tipos. Ao final, a lista resultante de todas as partículas reconstruídas possibilita uma descrição global de cada evento, que pode ser utilizado posteriormente nas análises físicas. Tais partículas reconstruídas e identificadas no evento são utilizadas para a determinação de outros objetos físicos como jatos (assinatura experimental de quarks e glúons), dos quais é possível inferir a energia e a direção dos partons; MET utilizada para a determinação da direção e energia de neutrinos e outras partículas que interagem minimamente com o detector; *taus* que são reconstruídos e identificados através de seus produtos de decaimentos; para marcação de jatos originados de quarks *bottoms*. O algoritmo PF é ilustrado em 5.1.

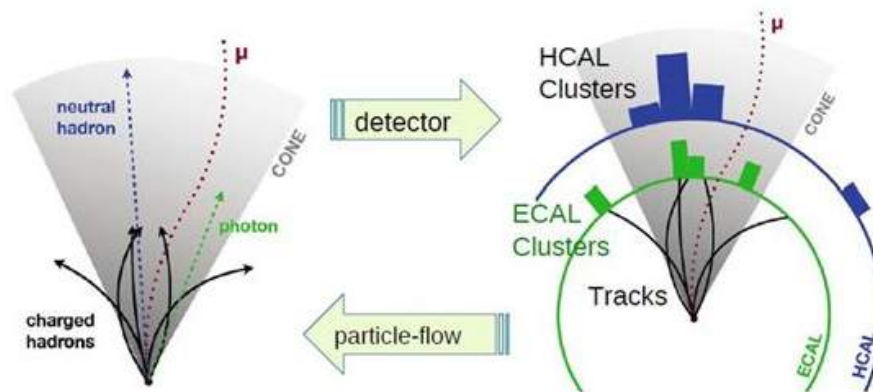


Figura 5.1: *Ilustração do algoritmo particle flow, em que os elementos básicos detectados pelos sub-detectores do experimento CMS, como traços e depósitos de energia são exibidos à direita enquanto que as partículas reconstruídas utilizando o algoritmo, que por sua vez, utiliza informação de todos os sub-sistemas para reconstruir e identificar os objetos físicos são representadas à esquerda[105].*

O algoritmo PF depende de um eficiente sistema de reconstrução de traços, de um algoritmo de *clustering* responsável por separar chuviros de partículas sobrepostos e um eficiente sistema de links, responsável por conectar os depósitos de cada partícula aos sub-detectores. De um modo simplificado, o funcionamento do algoritmo PF ocorre através da extrapolação dos traços para os calorímetros, caso o traço encontre-se nos limites de um ou mais *cluster(s)* (clusters, nesse contexto, são agrupamentos de depósitos de energia), estes últimos são associados ao traço. Múons são os primeiros objetos físicos reconstruídos pelo algoritmo PF, para tal tarefa, extrapola-se os traços do detector de trajetórias para os calorímetros e então combina-se os traços com os sinais nos calorímetros. Adicionalmente, sinais deixados no sistema de múons são associados à estes traços, de modo a compor os candidatos a múons no evento. Os traços, sinais no calorímetros e no sistema de múons que foram associados aos múons candidatos não são levados em conta na continuidade da sequência de reconstrução.

Na sequência, elétrons são reconstruídos também extrapolando seus respectivos traços para os calorímetros e associando-os aos sinais presentes nesses subdetectores. Como

elétrons perdem energia através do processo de *Bremsstrahlung*¹, é necessário uma adequada associação dos clusters dos fótons ao elétrons candidatos e evitar uma dupla contagem de energia.

Com a associação de traços e sinais nos calorímetros de múons e elétrons realizada e removida da sequência do algoritmo, os traços e clusters remanescentes são utilizados para reconstruir os hádrons carregados. Deste modo, estes objectos, também, não são considerados na continuação do processo de reconstrução do algoritmo PF. Uma vez que todos os traços são adequadamente tratados, os depósitos de energia remanescentes no calorímetro eletromagnético (ECAL) são atribuídos à fótons e os remanescentes no calorímetro hadrônico (HCAL) são atribuídos à hádrons neutros.

Com todos os depósitos apropriadamente associado à uma partícula, sua natureza pode ser avaliada e então combinando otimamente as informações dos subdetectores, o momento e energia são determinados. No caso da energia dos calorímetros eletromagnético e hadrônico calibrada (essa energia é uma combinação linear dos depósitos de energia no ECAL e HCAL) associada à um traço apresentar um excesso em relação ao momento medido no sistema de trajetórias de mais do que um sigma, o excesso é atribuído a sobreposição com uma partícula neutra (fóton ou hádron), que carrega a energia correspondente a diferença entre as duas medidas.

5.2 Reconstrução de Vértices Primários e Secundários

Vértices primários[97, 106] são posições tridimensionais que correspondem as colisões próton-próton de onde os traços se originam. Desse modo, a reconstrução de tais objetos físicos tem por objetivo a medição de suas localizações e incertezas associadas. Assim, todos os vértices de interação próton-próton, como os vértices de sinal e *pile-up*² são medidos a partir dos traços reconstruídos disponíveis. O processo de reconstrução consiste

¹**Bremsstrahlung** é a radiação eletromagnética emitida quando partículas carregadas são desaceleradas

²*Pile-up* são colisões adicionais que ocorrem no mesmo *bunch-crossing* produzindo eventos de baixa energia e que não contribuem para a observação de novos fenômenos físicos.

de 3 etapas:

- Seleção dos traços;
- *Clustering* (agrupamento) dos traços que parecem se originar do mesmo vértice de interação;
- Aplicação do procedimento de ajuste (*fit*) para a determinação da posição de cada vértice usando os seus traços associados.

Os traços selecionados são aqueles que indicam terem sido produzidos diretamente dentro da região de interação primária e satisfazem os seguintes requerimentos: o valor máximo da significância do parâmetro de impacto transversal em relação ao centro do *beam spot*³ deve ser menor que 5, o número de *hits*⁴ no detector de *pixels* e micro-tiras de silício associados com um traço são restritos à: ≥ 2 nas camadas de *pixels* e ≥ 5 em camadas de *pixels* + micro-tiras e o valor do χ^2 normalizado do fit da trajetória deve ser menor que 20. Adicionalmente, nenhum requerimento no momento transversal dos traços é aplicado (para garantir alta eficiência de reconstrução). Após a seleção, os traços são agrupados segundo as componentes-z dos pontos de maior aproximação do centro do *beam spot*.

O processo de agrupamento ou *clustering* dos traços é realizado por meio do algoritmo *Deterministic Annealing* (DA)[107], o qual consiste em determinar o mínimo global para um problema de muitos graus de liberdade. Para cumprir esse objetivo, baseia-se na analogia de um sistema físico que se aproxima do estado de mínima energia através de uma gradativa redução de temperatura. No âmbito do algoritmo DA, as associações (associação de traços a um número desconhecido de vértices) são consideradas “*soft*”, ou seja, um traço pode ser associado a mais de um vértice, com probabilidade entre 0 e 1, que pode ser interpretada como a probabilidade da atribuição do traço a um vértice em um grupo com muitas possibilidades de associação. Desse modo, postula-se que a priori

³**Beam spot** representa um perfil tridimensional da região luminosa, onde os feixes de prótons do LHC colidem no experimento CMS.

⁴**Hits** são pontos observados nos detectores que representam as interações das partículas com o material do detector ao longo de sua trajetória.

cada configuração (associação traço-vértice) é igualmente provável, análogo a cálculos de mecânica estatística, onde o χ^2 do vértice desempenha o papel da energia. Com isso, as posições mais prováveis do vértice em um dada temperatura T é obtida através da minimização da equação análoga a expressão de energia livre em mecânica estática em relação as posições dos vértices.

Basicamente, o algoritmo DA é iniciado com um valor muito alto para T com um único vértice. Com a redução gradativa da temperatura, um vértice pode ser separado em dois outros vértices e então os traços são atribuídos aos vértices mais próximos baseando-se no valor da coordenada z dos pontos de maior aproximação dos traços. Esse processo é realizado iterativamente até que o valor mínimo de T seja alcançado, o que representa um acordo entre a capacidade de resolver vértices próximos e a possibilidade de incorretamente separar vértices reais. Ao final, como resultado obtém-se todos os vértices candidatos e os traços associados.

Após a identificação dos vértices candidatos utilizando o algoritmo DA, vértices que possuem pelo menos 2 traços são “ajustados” aplicando-se o método de fit chamado *Adaptive vertex fitter* (AVF)[108]. Este método de fit avalia a melhor estimativa dos parâmetros do vértice como: posições (x,y,z) , matriz de covariância e os parâmetros que evidenciam a qualidade do fit, como: o χ^2 total, número de graus de liberdade para o vértice e pesos dos traços utilizados no vértice. No método AVF, a cada traço no vértice é atribuído um peso, entre 0 e 1; este peso reflete a probabilidade de que o traço realmente se originou daquele dado vértice. Traços consistentes com a posição do vértice reconstruído possuem pesos próximos a 1 enquanto que traços mais distantes da posição do vértice reconstruído possuem pesos menores.

Após o processo de reconstrução, vértices primários são requeridos ter uma posição longitudinal (coordenada z) dentro de ± 24 cm ao longo do eixo do feixe de prótons (eixo em z) e uma posição radial dentro de 2 cm da região de interação nominal (*beam spot*) e o ajuste (*fit*) do vértice deve incluir pelo menos 4 traços. O vértice com o maior valor de $\sum p_{T_{i-\text{ésimo traço}}}^2$ é selecionado como o vértice primário do evento, onde $p_{T_{i-\text{ésimo traço}}}$ é o

momento transverso do i -ésimo traço associado ao vértice.

Algumas palavras sobre resolução e eficiência de reconstrução de vértices primários: a resolução na posição de vértices primários reconstruídos possui uma forte dependência no número de traços utilizados no procedimento de fit do vértice e no momento transverso desses traços. A partir do resultado de performance de reconstrução de vértices primários no experimento CMS, observa-se que a resolução nas coordenadas dos vértices primários aumenta conforme o número de traços aumenta. Com respeito a estimativa da eficiência de reconstrução de vértices primários, observa-se a mesma dependência quanto ao número de traços presentes no cluster, desse modo, os resultados de performance indicam que a eficiência de reconstrução de vértices primários é próxima de 100% quando mais de dois traços são utilizados para reconstruir o vértice. O efeito do *pile-up* nessa estimativa foi verificado ser pequeno e a perda de eficiência devido a essa contribuição menor que 0.1% para um valor médio de *pile-up* igual 8.

Vértices secundários[97, 109] são posições tridimensionais que correspondem ao decaimento de partículas com tempo de vida razoavelmente longo. Como exemplo, pode-se citar hádrons compostos de quarks b , conhecidos como *B-hadrons*. Essas partículas possuem propriedades que são fortemente exploradas no experimento CMS para identificação de jatos provindos de quarks do tipo b , esta técnica é conhecida como *b-tagging*. O ponto importante é que o decaimento dessas partículas com tempo de vida razoavelmente longo ocorre a alguns milímetros do vértice principal de interação (vértice primário). Uma ilustração da produção e decaimento desse tipo de partícula é exibido na figura 5.2.

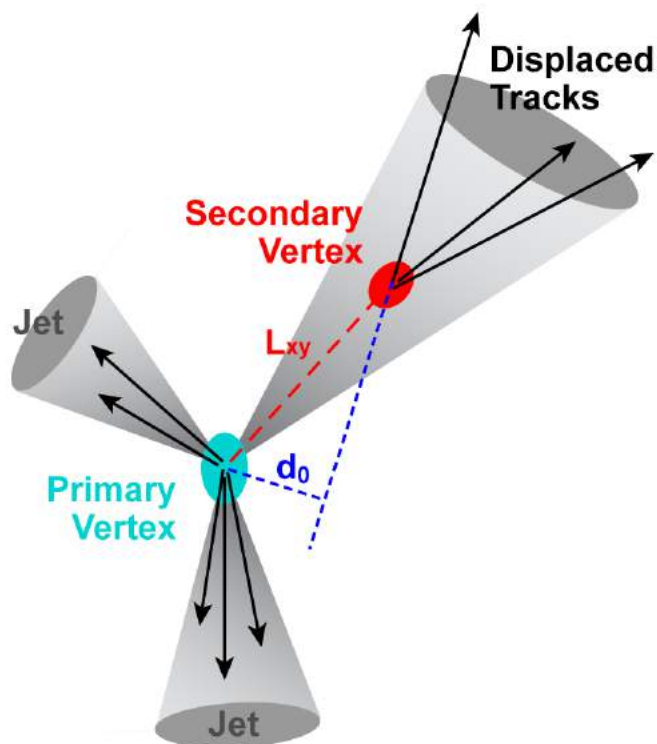


Figura 5.2: Ilustração de jatos originados de um vértice primário. Nota-se também a produção de um vértice secundário indicando o ponto onde uma partícula de tempo de vida razoavelmente longo decai e traços produzidos representando os produtos de seu decaimento. O parâmetro L_{xy} é a distância no plano tranverso entre o vértice primário e o vértice secundário enquanto que o parâmetro d_0 é denominado parâmetro de impacto, o qual mede a distância de maior proximidade entre um traço e o vértice primário[110].

No experimento CMS, a reconstrução de vértices secundários ocorre por meio dos seguintes algoritmos: *Trimmed Kalman Vertex Finder* (TKVF). Esse algoritmo é utilizado para identificar vértices secundários em jatos. Uma vez que esse algoritmo é sensível a vértices primários e secundários, torna-se necessário utilizar um algoritmo de filtragem, que no final resulte somente em vértices secundários. A separação entre vértices primários e secundários é realizada por um filtro através da aplicação de requerimentos sobre a distância de um vértice a linha do feixe ou a um vértice primário reconstruído. A seguir mais informações são dadas a respeito do algoritmo de identificação mencionado acima.

- **Trimmed Kalman Vertex Finder (TKVF)**[111]: este algoritmo utiliza como

input um conjunto de traços para buscar por candidatos a vértices secundários através de sucessivas iterações. Na primeira iteração, o algoritmo Trimmed Kalman Vertex Fitter é aplicado sobre o conjunto de traços, resultando em um candidato a vértice secundário e um conjunto de traços incompatíveis com o candidato a vértice secundário identificado. Nas iterações consecutivas, o mesmo procedimento é aplicado ao conjunto de traços incompatíveis identificados nas iterações anteriores.

- Os seguintes requerimentos são aplicados para selecionar apenas vértices secundários, uma vez que o algoritmo TKVF é sensível a vértices primários e secundários:
 - A distância entre o vértice primário e o vértice secundário no plano transversal deve residir na região de aceitação: entre $100\mu\text{m}$ e 2 cm . O limite inferior ($100\mu\text{m}$) rejeita vértices primários enquanto que o limite superior (2 cm) rejeita conversões de fótons e interações nucleares no *beam pipe* (estrutura que envolve os feixes de prótons);
 - A significância da distância do vértice primário ao vértice secundário (L_T/σ_{L_T}) no plano transversal deve ser maior que 3;
 - A massa invariante total dos traços associada ao vértice deve ser menor do que $6.5 \frac{GeV}{c^2}$ para rejeitar vértices primários;
 - Vértices com dois traços de carga oposta e uma massa invariante igual a massa do K_S^0 ($\pm 50 MeV$) são rejeitados.

Dentre os requerimentos descritos anteriormente, os mais importantes são o limite superior ($100\mu\text{m}$) e a significância da distância de voo no plano transversal, porque eles descartam a maior parte dos vértices primários no processo de reconstrução.

5.3 Reconstrução de Jatos

Os partons, quarks e glúons, devido ao *Confinamento* na QCD mencionado na seção 2.4 não podem ser observados livres. Particularmente em experimentos de altas energias,

como o CMS, a observação de um quark ou glúon ocorre através da assinatura experimental de um *jato*. Pode se entender um *jato* como um *spray* de partículas altamente colimadas formado primariamente por hádrons e adicionalmente por fótons e léptons, viajando em uma determinada direção. O processo de formação de um *jato* é descrito na sequência[112]. A formação de um *jato* inicia-se pela etapa denominada fragmentação (*parton branching*), em que um determinado parton possui uma probabilidade finita de se transformar em outros dois partons, tais partons são emitidos com pequena angulação em relação à direção do parton inicial. Essa probabilidade finita depende do fator de cor relacionado ao tipo de parton envolvido, ou seja, para um glúon emitindo outros dois glúons, o fator de cor é 3, para um glúon emitindo um quark e um anti-quark o fator de cor é $\frac{1}{2}$ e para um quark emitindo um glúon e um quark, o respectivo fator é $\frac{4}{3}$. Desse modo, nota-se que glúons tem uma probabilidade maior de se transformar em outros dois partons comparado aos quarks. Como mencionado anteriormente, os partons são emitidos com pequena angulação com relação ao parton inicial, como consequência, uma alta colimação dos hádrons é observada. A etapa seguinte denominada hadronização (*hadronization*) é iniciada quando o chuveiro partônico evoluiu o suficiente e não há mais energia para a continuação do processo anterior (transferência de baixo momento). Assim, durante a hadronização, partons são combinados formando estados singletos de cor, os hádrons. Um esquemático das etapas de formação de um *jato* mencionados anteriormente pode ser visto em 5.3.

Na seção 5.1 descreveu-se o funcionamento do algoritmo de reconstrução de eventos no CMS, *Particle Flow* (PF), especificamente como elétrons, fótons entre outros objetos físicos são reconstruídos. Como *jetos* são objetos compostos, a sua reconstrução ocorre por meio da utilização dos objetos reconstruídos primariamente pelo PF. Desse modo, para reconstruir um *jato* é necessário a escolha de um algoritmo de reconstrução de *jetos* que utilizará como dados de entrada os PF candidatos primários, como elétrons, fótons, hádrons. Esse algoritmo basicamente agrupa tais PF candidatos (*jet clustering algorithms*) formando um *jato*. Os algoritmos de reconstrução de *jetos* serão discutidos na seção 5.3.1. Uma vez que *jetos* são reconstruídos a partir de vários objetos, sua energia

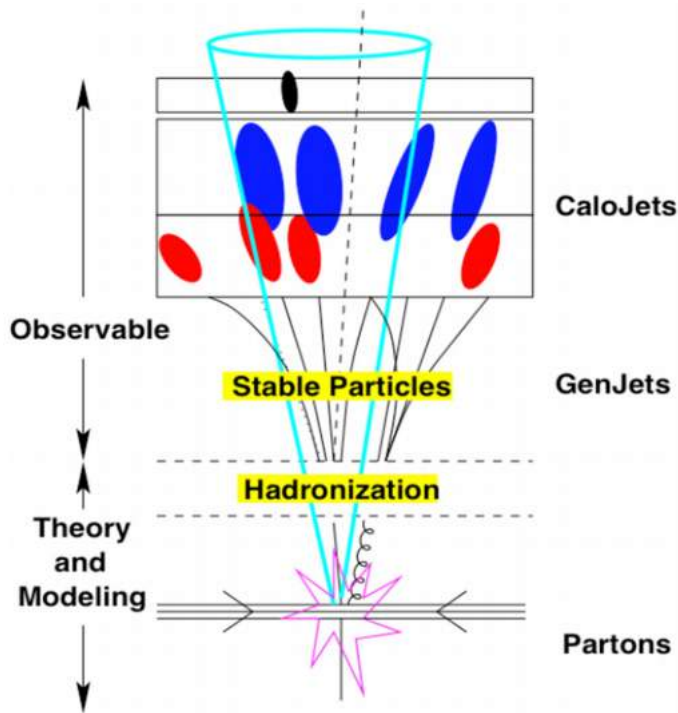


Figura 5.3: Ilustração de um evento, em que exibi-se a colisão entre dois prótons, a etapa de fragmentação (*parton branching*) e hadronização dos pártons (quarks e glúons) e a observação do jato formado a partir das partículas estáveis. CaloJets refere-se aos jatos produzidos a partir da resposta dos calorímetros e GenJets são os jatos produzidos através da simulação de partículas estáveis. A linha tracejada indica *missing energy*[113].

deve ser corrigida devido a presença de vários efeitos que a degradam, tais como: *pile-up* (uma vez que a energia de outros vértices entram no cone de reconstrução e é indevidamente associada ao jato na reconstrução primária) e não uniformidade na resposta da energia do jato em todo o detector (devido a natureza não compensadora dos calorímetros hadrônicos).

5.3.1 Algoritmos sequenciais de reconstrução de jatos

Como mencionado na seção anterior, jatos são reconstruídos por meio da aplicação de algoritmos denominados algoritmos de agrupamentos de jatos (*jet clustering algorithms*) [112, 113, 114], os quais agrupam (*clustering*) os candidatos-PF primários para a determinação da cinemática e forma do jato. Existem vários tipos de algoritmos de reconstrução de jatos, entretanto, na escolha de um determinado algoritmo, dois requerimentos

fundamentais devem ser respeitados: o algoritmo deve ser infravermelho seguro (*Infrared safe*) e colinearmente seguro (*Collinear safe*). Por infravermelho seguro, quer se dizer que a adição de um glúon de baixa energia na reconstrução do jato não deve alterar o resultado do agrupamento (*clustering*). No caso do requerimento colinearmente seguro, quer se dizer que caso ocorra uma transformação de um parton em outros dois, isso não deve alterar o resultado do agrupamento. A utilização de algoritmos que são infravermelho e colinearmente seguros resulta na alteração do número e conteúdo dos jatos durante o agrupamento.

O conjunto de algoritmos que possuem os dois requerimentos fundamentais mencionados anteriormente, infravermelho e colinearmente seguros, são os algoritmos k_T (momento transversal), ou também chamados, algoritmos sequenciais. Todos os algoritmos sequenciais possuem um método de funcionamento similar. A primeira variável de distância entre duas partículas i e j é $d_{ij} = \min(k_{T_i}^a, k_{T_j}^a) \frac{R_{ij}^2}{R}$, em que a é o índice que determina o algoritmo que está sendo utilizado; R_{ij}^2 representa a distância no espaço (η, ϕ) entre as duas partículas e R é o raio, parâmetro que determina o tamanho final do jato, usualmente entre 0.4 e 0.7. A segunda variável de distância é $d_{iB} = k_{T_i}^a$, distância entre partícula i e o eixo do feixe.

O funcionamento dos algoritmos sequenciais é o seguinte: inicialmente encontra-se o mínimo entre d_{ij} e d_{iB} . Se o mínimo é d_{ij} , então as partículas i e j são combinadas em uma nova partícula (ij) realizando o somatório dos seus quadrimomentos. Em seguida as partículas i e j são removidas da lista de partículas. Caso d_{iB} seja o valor mínimo, a partícula i recebe o nome de “jato” e é removida da lista de partículas. Essa sequência é repetida até somente restarem “jatos”. Candidatos-PF identificados como hádrons carregados com um traço não associado ao vértice primário do evento não são considerados na sequência de agrupamento. Este método denominado *Charged Hadron Subtraction* (CHS) reduz a contribuição em energia de partículas carregadas oriundas de eventos de *pile-up*.

O valor de a define o algoritmo que está sendo aplicado na reconstrução dos jatos, deste modo: $a = 2$ refere-se ao algoritmo k_T , $a = -2$ refere-se ao algoritmo $anti - k_T$ e $a = 0$ refere-se ao algoritmo *Cambridge/Aachen*. No algoritmo k_T , partículas com baixo momento são reconstruídas primeiramente e então as outras partículas são adicionadas em ordem crescente de energia. O algoritmo $anti - k_T$ reconstrói primeiramente as partículas com alto momento ao invés de partículas com baixo momento. O algoritmo *Cambridge/Aachen* é independente do momento transverso k_T .

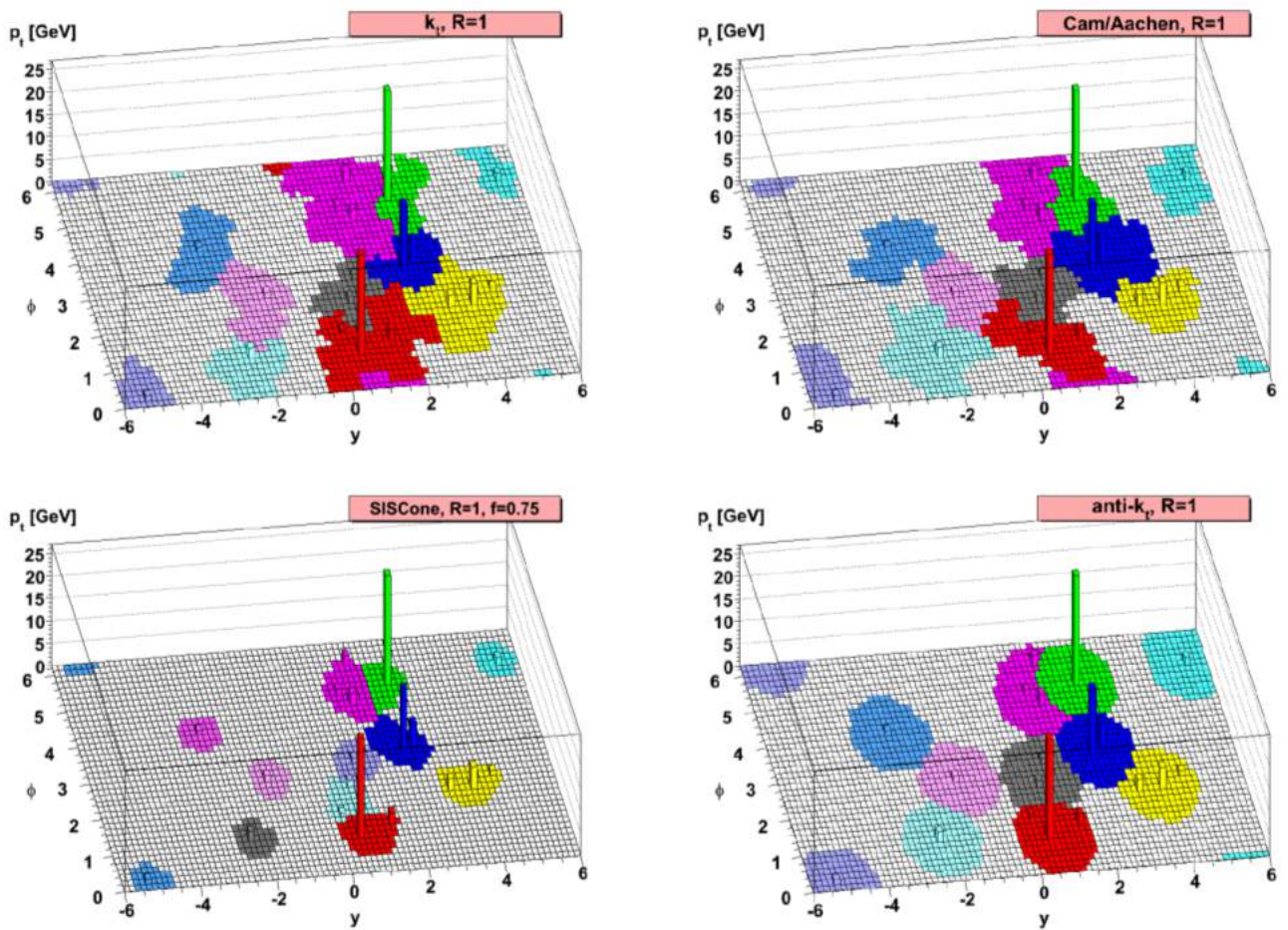


Figura 5.4: *Diferentes algoritmos de reconstrução de jatos com o tamanho do raio dos jatos igual 1[113].*

Na figura 5.4 ilustra-se vários algoritmos de reconstrução de jatos aplicado aos mesmos dados e com o mesmo raio $R = 1$. Dessa figura é possível observar as formas irregulares

nos algoritmos k_T e *Cambridge/Aachen* enquanto que algoritmo *anti* - k_T é o algoritmo que produz jatos com as formas mais bem definidas.

5.3.2 Correções à energia dos jatos

A eficiência no funcionamento e entrega adequada dos sinais pelo detector combinada aos detalhes do algoritmo de reconstrução de jatos aplicado no processo de *jet-clustering* resultam em medidas para a energia dos jatos que são diferentes para os jatos obtidos em *particle-level*⁵. Em outras palavras, caso não houvesse efeitos tais como - problemas no alinhamento e funcionamento do detector, efeito de *pile-up*, entre outros - que contribuem para a degradação da medida das energias do jatos, o valor resultante medido deveria se assemelhar ao valor da energia do parton que originou o chuveiro partônico. Deste modo, a energia do jato reconstruído deve ser corrigida/calibrada. Isso é realizado aplicando uma sequência de correções em uma determinada ordem, em que cada uma delas, individualmente, lida com certo aspecto físico da calibração.

Estas correções [115, 116] são aplicadas por um fator multiplicativo \mathcal{C} a cada componente do quadri-momento do jato medido p_μ^{raw} (em que, μ refere-se as componentes do quadri-momento do jato). O fator multiplicativo \mathcal{C} compõe-se das seguintes correções: correção *offset* (C_{offset}), fator de correção para simulação Monte Carlo (MC) (C_{MC}), correções residuais relativas (C_{rel}) e absolutas (C_{abs}) para a escala de energia do jatos. A correção *offset* remove energia extra proveniente de ruídos do detector e *pile-up*, a correção no MC remove não-uniformidade em η e não-linearidade em p_T . As correções residuais corrigem pequenas diferenças entre dados e simulação MC. A transformação completa do quadri-momento do jato reconstruído, p_μ , para o quadri-momento do jato corrigido, $p_\mu^{\text{corrigido}}$ pode ser escrita como [117]:

$$p_\mu^{\text{corrigido}} = \mathcal{C} \cdot p_\mu, \quad (5.1)$$

⁵**Particle-level** é uma definição associada a um conjunto de partículas estáveis resultante do processo completo de geração elemento de matriz + chuveiros partônicos, sem nenhuma simulação da interação dessas partículas com os componentes do detector ou quaisquer interações próton-próton.

em que C é expresso como:

$$C = C_{\text{offset}}(p_T^{\text{reco}}) \cdot C_{\text{MC}}(p_T', \eta) \cdot C_{\text{rel}}(\eta) \cdot C_{\text{abs}}(p_T'') \quad (5.2)$$

A **correção offset** é a primeira correção da cadeia de correções fatorizadas aplicada, e é destinada a estimar e subtrair a energia não associada com o espalhamento de alto momento transversal (*high- p_T*). A energia que será removida inclui contribuições de ruídos eletrônicos e *pile-up*.

A **calibração do MC** baseia-se na simulação e o objetivo é corrigir a energia dos jatos reconstruídos de modo que, na média, essa energia seja igual a energia dos jatos gerados pela simulação MC. Essa correção é derivada de uma amostra simulada de QCD pelo gerador de Monte Carlo *Pythia* e processada através da simulação do detector pelo software *GEANT4*. A reconstrução dos jatos em nível de gerador é a mesma aplicada aos dados do detector CMS. Assim, cada jato reconstruído é espacialmente comparado no plano $\eta - \phi$ aos jatos gerados na simulação MC requerendo $\Delta R < 0.25$. A partir disso a razão $\frac{p_T^{\text{reco}}}{p_T^{\text{gerado-MC}}}$ é calculada e o fator de correção para cada bin da distribuição é calculado.

A **correção relativa**, $C_{\text{rel}}(\eta)$, é extraída através da aplicação da técnica *dijet p_T -balance*[117], onde a resposta de um jato em qualquer η é medida em relação a resposta da energia do jato na região $|\eta| < 1.3$.

O **resposta da energia absoluta** do jato é medida através do método *Missing Transverse Energy Projection Fraction*[117] (MPF) na região de referência $|\eta| < 1.3$ utilizando eventos de γ/Z + jatos e o resultado é verificado com método *p_T -balancing*[117]. Fótons e bósons Z são utilizados como objetos de referência porque suas energias são precisamente medidas no calorímetro eletromagnético (ECAL) (fóton, $Z \rightarrow e^- e^+$).

5.4 Reconstrução da energia transversa perdida [Missing Transverse Energy (MET)]

A presença de neutrinos (partículas que interagem com a matéria via interação fraca) e outras partículas que não deixam sinais nos subdetectores do CMS pode ser inferida através da contabilização do desequilíbrio de momento no plano perpendicular à direção do feixe, denominado plano transverso. O cálculo é realizado através de uma soma vetorial sobre o momento transverso (p_T) de todas as partículas no evento e recebe o nome de *Missing Transverse Momentum* (MTM), expresso como:

$$\vec{p}_T^{miss} = - \sum_i \vec{p}_T(i), \quad (5.3)$$

em que i representa cada partícula reconstruída e identificada no evento tais como: elétrons, fótons, múons, taus, jatos, e etc. O módulo do MTM resulta na quantidade E_T^{miss} , denominada *Missing Transverse Energy* (MET)[118]. A figura 5.5 ilustra a definição de como MET.

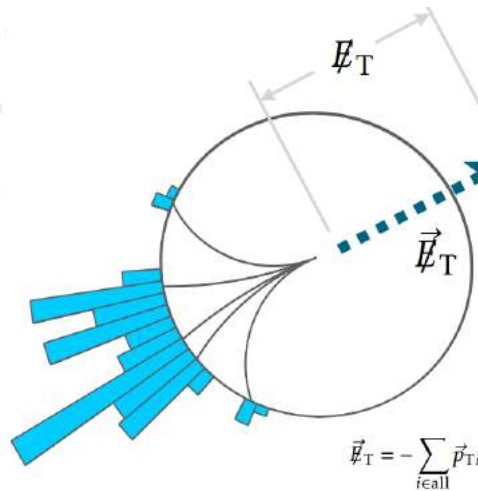


Figura 5.5: Definição de MTM e MET[119].

Por ser uma quantidade determinada a partir de outros objetos físicos, MET é uma quantidade muito sensível a efeitos como: medições não precisas no momento das partículas,

identificação não precisa da natureza das partículas, mau funcionamento do detector, partículas presentes em regiões mau instrumentadas do detector, partículas oriundas de eventos com *pile-up* entre outros; conseqüentemente valores subestimados ou superestimados de MET podem ser obtidos. Esse *bias* (termo quantitativo que descreve a diferença entre a média das medidas realizadas em objeto e seu valor real, “true value”) pode ser reduzido através da correção do p_T dos jatos em nível de partículas (ou seja, em nível de geração de Monte Carlo) utilizando as correções às energias dos jatos e propagando essa correção para \vec{p}_T^{miss} [120] como:

$$\vec{p}_T^{miss,corr} = \vec{p}_T^{miss} - \sum_{jets} (\vec{p}_{T,jet}^{corr} - \vec{p}_{T,jet}), \quad (5.4)$$

em que *corr* significa valores corrigidos. Este tipo de correção para MET é denominada *correção de tipo 1* e conta com correções para a escala de energia dos jatos aplicada a todos os jatos corrigidos com $p_T > 15$ GeV que tenham menos do que 90% de sua energia depositada no calorímetro eletromagnético (ECAL). Caso um múon seja encontrado dentro de um jato, subtrai-se o quadri-momento do múon do quadri-momento do jato, enquanto a correção no jato é aplicada. Em seguida, o quadri-momento associado ao múon é adicionado novamente ao quadri-momento do jato.

Sobre a incerteza associada a MET, é importante dizer que possui forte dependência da topologia do espaço de fase final estudado. Dessa forma, a incerteza associada a MET em eventos onde o momento transversal dos jatos é menor comparado ao momento transversal do lépton, como por exemplo, em eventos com o bóson W decaindo leptonicamente (decaimento em elétrons, múons, taus e respectivos neutrinos), será diferente de processos onde os jatos possuem altos valores de momento transversal. Adicionalmente, em eventos com grande atividade hadrônica (grande quantidade de jatos), e por exemplo, possuindo jatos com alto momento transversal, a resolução de MET é degradada. A estimativa da incerteza de MET ocorre através da fatorização em termos de seus componentes: jatos, elétrons, múons, taus, fótons e *Unclustered Energy* (jatos com $p_T < 10$ GeV e outras partículas reconstruídas com o algoritmo PF não agrupadas em jatos) e variando a incer-

teza na escala e na resolução para cada objeto. Quanto a incerteza devido à *unclustered energy*: as partículas reconstruídas com PF são divididas em grupos para contabilizar o efeito da resolução devido aos diferentes componentes do detector.

Capítulo 6

Análise de dados

6.1 Motivação

Ao longo do capítulo inicial da presente tese, apresentou-se o Modelo Padrão da Física de Partículas, considerado a melhor teoria, até o presente momento, para a descrição das partículas elementares e o modo como interagem; tendo sua predição conduzido a observação do atualmente, muito conhecido, bóson de Higgs. Entretanto, sabe-se que o MP não constitui uma teoria completa, uma vez que importantes questões para um profundo entendimento do universo que nos rodeia permanecem abertas, tais como o problema de Hierarquia e matéria-escura. Deste modo, ao longo do capítulo 2, uma das extensões mais atrativas do Modelo Padrão — SUSY — foi apresentada, seguido pela sua realização mínima com 1 gerador, MSSM — extensão mais simples e viável do ponto de vista fenomenológico. Tamanho interesse por SUSY decorre de sua capacidade em abordar de um modo natural as principais questões em aberto dentro do MP, como o problema de Hierarquia.

Após a descrição teórica do MP e SUSY, apresentou-se o aparato experimental utilizado para buscar indícios dessa simetria quebrada da natureza. Tal configuração experimental consiste do maior e mais poderoso acelerador de partículas já construído, o LHC, e um dos experimentos de propósitos gerais, o experimento CMS. Adicionalmente a todo

esse sistema de *hardware*, tem-se um conjunto de algoritmos (*software*) responsáveis pela reconstrução de eventos, os quais utiliza os sinais vindos de diferentes subdetectores do experimento CMS para reconstruir os diversos objetos físicos utilizados nas análises, como exemplo, na análise que será descrita nessa tese: jatos, MET e vértices secundários.

Deste modo, tendo percorrido o âmbito teórico e experimental, é de se esperar através da lagrangiana da teoria os acoplamentos e possíveis assinaturas que caracterizam a presença de produção de partículas supersimétricas e sua manifestação nos diversos subdetectores do experimento CMS. Como será visto nesse capítulo, a assinatura geral para a presença de SUSY no LHC consiste em jatos — assinatura experimental de quarks e MET, energia perdida no plano transversal, como mencionado, usualmente associada à partículas que atravessam o detector sem interagir, podendo ainda ter fótons e léptons dependendo da natureza das partículas supersimétricas intermediárias.

Apresentada as seções de choque de produção e as chamadas assinaturas padrão para as partículas supersimétricas, será então dada uma visão geral dos principais resultados obtidos por meio de buscas padrões (*standard searches*) em diferentes topologias no primeiro período de tomada de dados do LHC. Uma vez que tais resultados não observaram nenhuma evidência direta ou indireta de partículas de SUSY, questões e suposições do porquê nenhuma observação foi realizada até o presente momento são levantadas juntamente com uma proposta de busca alternativa que percorre um caminho diferente das buscas padrões. Tais buscas, denominadas buscas não-padrões (*Non-standard searches*) é realizada sob o cenário denominado SUSY comprimida (*Compressed SUSY*). A abordagem mais detalhada desse cenário e a assinatura estudada é descrita também ao longo desse capítulo.

6.1.1 Supersimetria no LHC

No LHC é esperado que as partículas supersimétricas com maiores seções de choque¹ de produção sejam glúinos e squarks, parceiros supersimétricos dos glúons e quarks, respec-

¹**Seção de choque:** dada a colisão entre duas partículas, define a probabilidade de produção de uma determinada reação específica.

tivamente como pode ser observado na figura 6.1 em que exibem-se as seções de choque de produção de pares de partículas supersimétricas para $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ e $\sqrt{s} = 13 - 14 \text{ TeV}$; nessa figura nota-se que as seções de choque para todos os pares a 13 TeV são significativamente maiores do que a 8 TeV e que partículas supersimétricas coloridas possuem seções de choque de produção maiores do que as partículas supersimétricas que interagem via interação eletrofraca, o que conseqüentemente leva a buscas primárias diretas por gluinos e squarks no LHC.

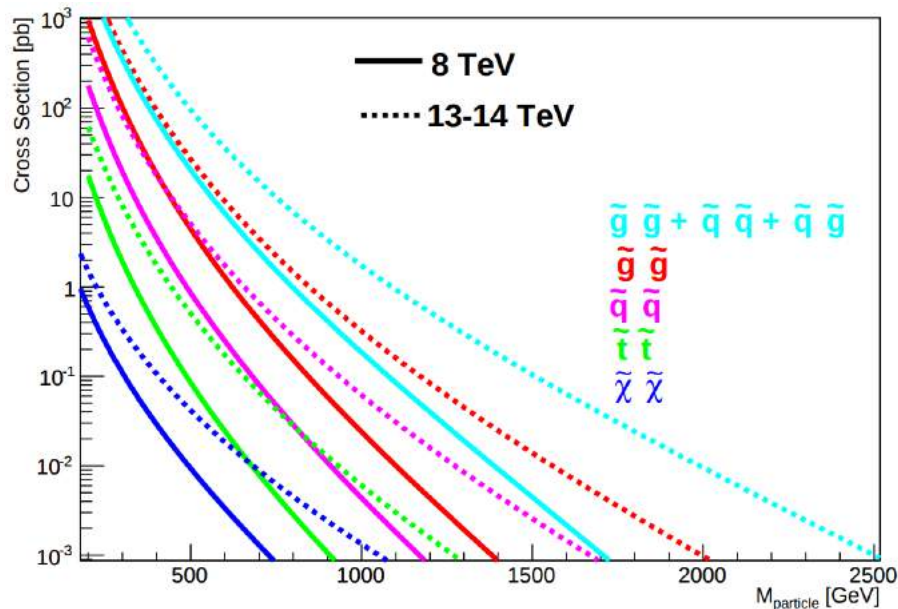


Figura 6.1: Seções de choques de produção de pares de partículas supersimétricas no LHC em energias de centro de massa de $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ e $\sqrt{s} = 13 - 14 \text{ TeV}$ [121, 122]. As curvas contínuas correspondem às seções de choque de produção à energia de centro de massa de 8 TeV enquanto que as curvas pontilhadas correspondem à energia de centro de massa de 13 e 14 TeV.

Desse modo, a produção de pares de partículas supersimétricas deve ocorrer através dos seguintes processos representativos : $gg, q\bar{q} \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}, \tilde{q}\tilde{q}; q\bar{q} \rightarrow \tilde{q}\tilde{q}$ e $q\bar{q} \rightarrow \tilde{q}\tilde{g}$ [123, 124]. Os modos de decaimentos possíveis e razões de ramificação² estão correlacionados com o espectro de massa das partículas supersimétricas. Os modos de decaimentos possíveis e de grande interesse dentro da escala de energia do LHC são: $\tilde{q} \rightarrow q\chi_j^0, \tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\chi_j^0$ e $\tilde{g} \rightarrow$

²**Razão de ramificação:** termo utilizado para definir a probabilidade do decaimento de uma partícula em um dado canal específico.

$q\bar{q}'\chi_i^\pm$, em que $j = 1, 2, 3$ e 4 (família de neutralinos) e $i = 1, 2$ (família de charginos) - dependendo das massas das partículas iniciais[123, 124]. Esses decaimentos procedem então via decaimentos de charginos e neutralinos até que o fim da cadeia de decaimento seja alcançado, resultando em χ_1^0 (PSLs), em cenários em que paridade R é conservada. Como exemplo dessas “cascatas” de decaimento de partículas supersimétricas, o processo $\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\chi_1^0$ pode ser visualizado na figura 6.2.

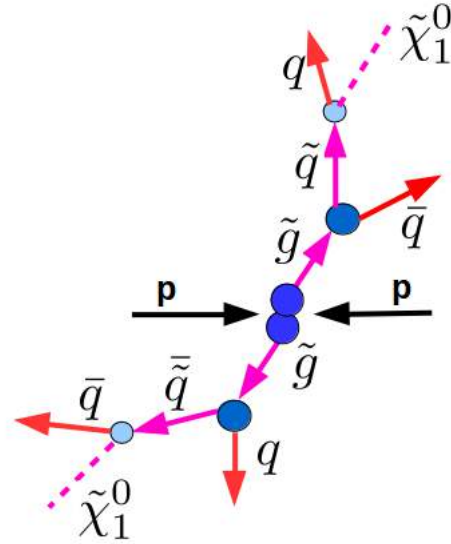


Figura 6.2: Ilustração de uma cadeia de decaimento de partículas supersimétricas. Considerando conservação de paridade R, o χ_1^0 é a partícula supersimétrica mais leve (PSL).

A partir da figura 6.2, observa-se que o decaimento de partículas supersimétricas produz longas cadeias de decaimento dependendo de suas massas. Essas assinaturas correspondem em geral à observação de energia perdida no plano transversal e léptons e/ou jatos[9, 10, 63, 125]. Essas assinaturas oriundas da produção e decaimento de partículas supersimétricas constituem, em termos de análise de dados no LHC, o que é conhecido como *Standard SUSY signatures* - ou, em tradução literal, **assinaturas padrões de SUSY**.

Durante a tomada de dados nos experimentos do LHC/CERN no período de 2009–2013, denominado *Run 1* (quantidade de dados acumulados $\mathcal{L} = 5 \text{ fb}^{-1}$ em $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ e $\mathcal{L} = 20 \text{ fb}^{-1}$ em $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$), várias análises de dados de SUSY foram desenvolvidas por

diversos grupos nos experimentos *Compact Muon Solenoid* (CMS) e *A Toroidal LHC Apparatus* (ATLAS). Diversas topologias supersimétricas foram exploradas utilizando várias técnicas avançadas de análises de dados. Na seção seguinte, será descrito o *status* das análises de buscas por SUSY no *Run 1*.

6.1.2 Supersimetria no Run1

No primeiro período de tomada de dados do LHC conhecido como *Run 1* (2009 – 2013) - $\mathcal{L} = 5fb^{-1}$ [$\sqrt{s} = 7$ TeV] e $\mathcal{L} = 20fb^{-1}$ [$\sqrt{s} = 8$ TeV] - várias análises buscando evidências diretas de SUSY foram empregadas. Essas análises foram estruturadas de modo a abordar várias possíveis topologias de decaimentos de partículas supersimétricas em diversos estados finais. A seguir será brevemente apresentado os resultados dessas buscas para a produção de *gluinos*, *squarks*, *charginos* e *neutralinos*. Uma vez que nenhum excesso além dos processos esperados do MP foi observado (ausência de SUSY nas regiões do espaço de parâmetros explorado), limites sobre as massa das partículas supersimétricas são extraídos. Antes de abordar as buscas mencionadas e os limites sobre as massas das partículas supersimétricas, é interessante mencionar como os resultados são interpretados.

6.1.3 Supersimetria: status das buscas no Run 1

Como introduzido em 6.1.2, os principais resultados obtidos nas buscas empregadas por SUSY com os dados obtidos ao longo do Run 1 são apresentados a seguir. A apresentação desses resultados segue a seguinte ordem de buscas: produção direta de *gluinos*, *squarks*, *charginos* e *neutralinos*.

Antes de abordar cada uma das buscas referidas anteriormente, é importante mencionar, de um modo geral, como cada resultado é apresentado. Como será visto nenhuma das buscas empregadas resultaram em uma observação direta ou indireta de SUSY. Desse modo, os resultados obtidos são apresentados por meio dos chamados **gráficos de limite de exclusão**. Os gráficos de limite de exclusão permitem colocar limites experimentais superiores e inferiores sobre as massas e seções de choque de produção das partículas supersimétricas. Os gráficos de limite de exclusão que serão exibidos consistem em um

gráfico em que a abscissa indica a massa da partícula procurada e a ordenada a massa do neutralino (PSL). A terceira coordenada, z , está associada a escala de cor. Cada entrada nesse gráfico corresponde ao ponto (massa da partícula procurada, massa do neutralino) e é indicado pela escala de cor, que por sua vez, corresponde a seção de choque de produção da partícula procurada. Observa-se também nesse gráfico, duas curvas distintas denominadas: *Observed* e *Expected*. A curva *Observed* corresponde as entradas oriundas dos dados coletados pelo experimento CMS enquanto que a curva *Expected* indica as entradas associadas a simulação de MC. Nota-se que ambas as curvas *Observed* e *Expected* apresentam curvas similares abaixo e acima de si mesmas. Essas curvas correspondem as incertezas associadas às medidas. Para a curva principal *Observed*, essas curvas denotam as incertezas obtidas da teoria ($\pm 1\sigma_{\text{teoria}}$) e para a curva principal *Expected* elas denotam incertezas obtidas do experimento ($\pm 1\sigma_{\text{experimento}}$). Essas curvas são importantes pois elas indicam a região que é esperada ser excluída (*Expected*) e a região que é de fato excluída pelos dados experimentais (*Observed*). A curva *Observed*, desse modo, estabelece os limites superiores e inferiores sobre as massas das partículas supersimétricas procuradas e o PSL e exclui regiões que se encontram abaixo e dentro das suas fronteiras.

■ Buscas por *Gluinos*

Gluinos são os parceiros supersimétricos dos glúons, os bósons vetoriais mediadores da interação forte no MP. Uma taxa razoavelmente grande da produção de *gluinos* juntamente com *squarks* é esperada no LHC em comparação às outras partículas supersimétricas como visto em 6.1. Assim, a partir de seus decaimentos, espera-se estados finais com muitos quarks - originando jatos no experimento CMS, e $\tilde{\chi}_1^0$ (PSLs) cuja presença no experimento CMS é medida através da quantidade *MET*. A presença de léptons ou fótons no estado final dependerá da partícula supersimétrica intermediária entre o *gluino* e os PSLs. Desse modo, pode-se classificar as buscas sem a presença de léptons e fótons no estado final como **buscas inclusivas** enquanto que buscas em estados finais com essas partículas classificam-se como **buscas exclusivas**[126].

Na figura 6.7 exhibe-se os limites de exclusão para a produção de gluinos com decaimento em quarks (jatos) e PSLs (*MET*) para os experimentos CMS e ATLAS. No gráfico correspondente ao experimento CMS 6.3a, a escala em degradê de cores no lado direito representa o limite superior com 95% de confiança sobre a seções de choque de eventos de SUSY onde as partículas produzidas são os *gluinos*. Nesse gráfico nota-se que no limite em que os neutralinos são sem massa ($\tilde{\chi}_1^0$), *gluinos* com massas abaixo de 1200 GeV são excluídos. No resultado obtido pela colaboração ATLAS 6.3b, nota-se que no limite de neutralinos sem massa, o limite de exclusão alcançado para *gluinos* é ao redor de 1330 GeV.

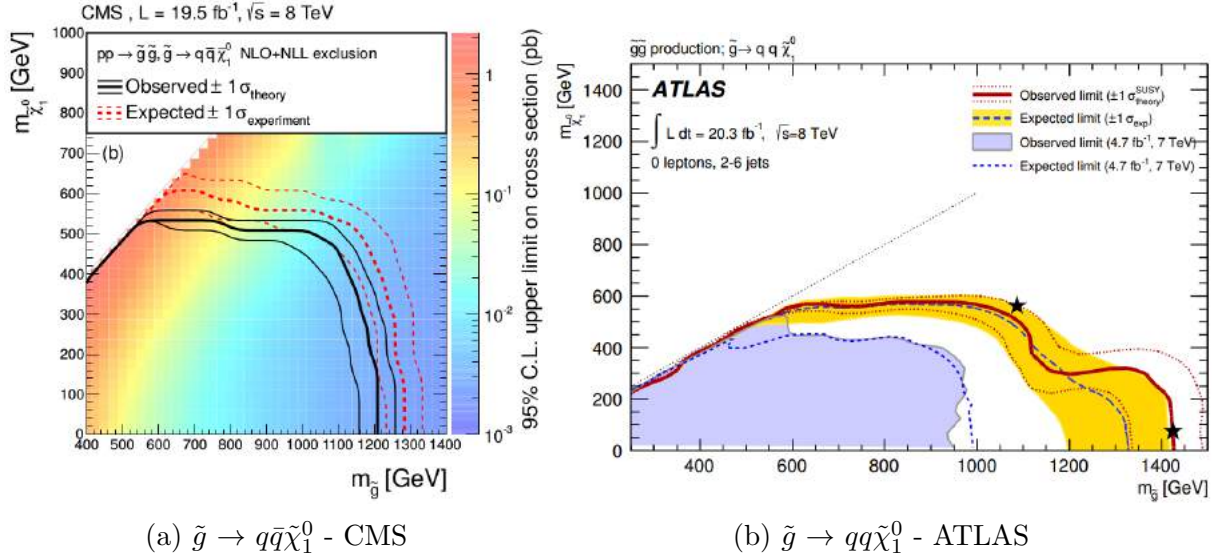
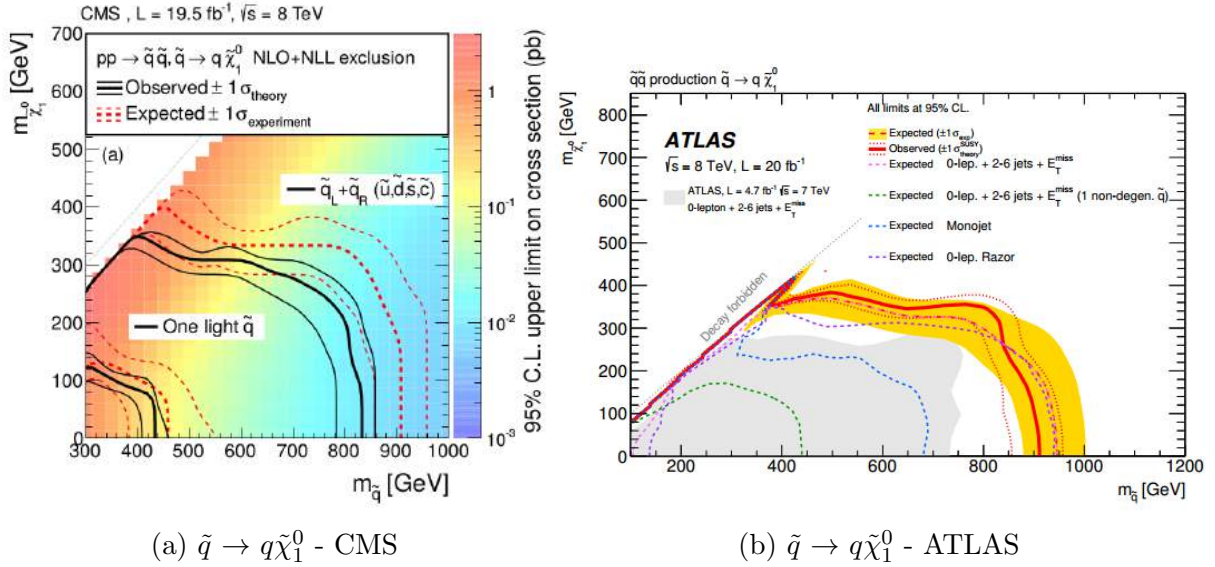


Figura 6.3: *Buscas por Gluinos: limites de exclusão em 95% de confiança para o experimento CMS (6.3a)[127] e limites de exclusão para 7 e 8 TeV no experimento ATLAS (6.3b)[128]. Em ambos os gráficos, a linha contínua principal (linha central) (observed) representa o limite observado estabelecido a partir dos dados coletados pelos experimentos CMS e ATLAS. As linhas contínuas secundárias representam as respectivas incertezas teóricas ($\pm 1\sigma_{\text{theory}}$); a linha tracejada principal (expected) corresponde ao limite esperado estabelecido a partir das simulações de Monte Carlo enquanto que as linhas tracejadas secundárias estão associadas às incertezas experimentais ($\pm 1\sigma_{\text{experiment}}$).*

■ Buscas por *Squarks*

• Primeira e segunda geração de squarks

Squarks são os parceiros supersimétricos dos quarks, as partículas que carregam o número quântico de cor dentro do MP. Espera-se juntamente com os *gluinos*, possuírem seções de choque de produção maiores do que as outras partículas supersimétricas como visto em 6.1. Os limites experimentais obtidos pelos experimentos CMS e ATLAS sobre as massas dos *squarks* são mostrados na figura 6.4. De 6.4a, para *squarks* de sabores leves degenerados em massa, *squarks* com massas abaixo de 800 GeV são excluídos (limite de neutralinos sem massa). Nos casos em que apenas um *squark* é considerado, o limite de exclusão obtido são massas abaixo de 400 GeV (6.4a). Para o experimento ATLAS, no caso de *squarks* de sabores leve degenerados em massa, exclui-se *squarks* com massa menores que 850 GeV enquanto que para o caso de somente um *squark*, o limite é reduzido para 440 GeV[126].



(a) $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_1^0$ - CMS

(b) $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_1^0$ - ATLAS

Figura 6.4: Buscas por squarks: limites de exclusão em 95% de confiança para o experimento CMS (6.4a)[127] e ATLAS em 8 TeV (6.4b)[128]. Em ambos os gráficos, a linha contínua principal (linha central) (observed) representa o limite observado estabelecido a partir dos dados coletados pelos experimentos CMS e ATLAS. As linhas contínuas secundárias representam as respectivas incertezas teóricas ($\pm 1\sigma_{\text{theory}}$); a linha tracejada principal (expected) corresponde ao limite esperado estabelecido a partir das simulações de Monte Carlo enquanto que as linhas tracejadas secundárias estão associadas às incertezas experimentais ($\pm 1\sigma_{\text{experiment}}$).

- Terceira geração de squarks

A terceira geração de squarks refere-se aos parceiros supersimétricos dos quarks bottom (b) e top (t) do MP - sbottom (\tilde{b}) e stop (\tilde{t}), respectivamente. Essa geração de squarks é esperada ser menos massiva em comparação aos outros squarks devido à mistura de matrizes de massa e grandes acoplamentos de Yukawa. Buscas pela produção direta de stops foram realizadas nos seguintes modos de decaimento: $\tilde{t} \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0$ e $\tilde{t} \rightarrow b\tilde{\chi}_1^\pm$ [$\tilde{\chi}_1^\pm$ indo em W^\pm e $\tilde{\chi}_1^0$], essa assinatura poderá ter léptons no estado final devido à possibilidade de um decaimento em léptons do W . Na figura 6.5a é exibido o limite superior sobre a massa dos stops. Observa-se que stops com massas menores do que 620 GeV são excluídos juntamente com neutralinos com massas abaixo de 225 GeV. No caso de produção de sbottoms, figura 6.5b, os modos de decaimento explorados são: $\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0$ em que exclui-se aqueles com massas até 620 GeV e neutralinos com massas abaixo de 260 GeV.

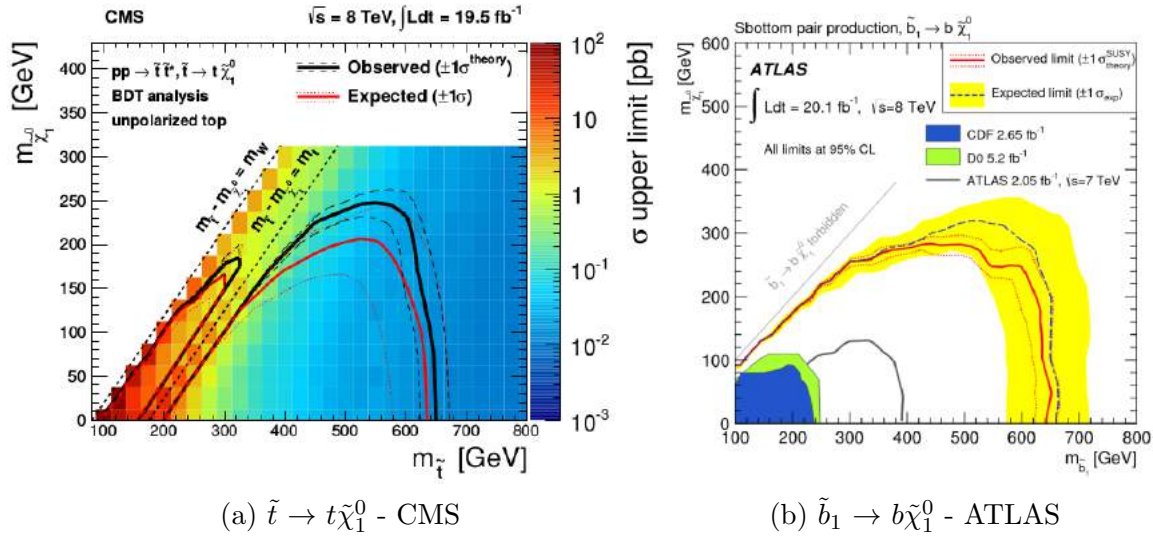


Figura 6.5: Buscas pela terceira geração de squarks: limites de exclusão em 95% de confiança para o experimento CMS em 8 TeV [129] (6.5a) e ATLAS em 7/8 TeV (6.5b) [130]. Em ambos os gráficos, a linha contínua principal (linha central) (observed) representa o limite observado estabelecido a partir dos dados coletados pelos experimentos CMS e ATLAS. As linhas contínuas secundárias representam as respectivas incertezas teóricas ($\pm 1\sigma_{theory}$); a linha tracejada principal (expected) corresponde ao limite esperado estabelecido a partir das simulações de Monte Carlo enquanto que as linhas tracejadas secundárias estão associadas às incertezas experimentais ($\pm 1\sigma_{experiment}$).

■ Buscas por *Electroweakinos*

Os *electroweakinos* (*ewkinos*) são partículas supersimétricas e auto-estados de massa formados a partir da mistura de *winos* (parceiros supersimétricos dos W^\pm), *binos* (parceiros supersimétricos dos Z^0) e *higgsinos* (parceiros supersimétricos dos bosons de Higgs). Tais *electroweakinos* são os *charginos* e os *neutralinos*. Essas partículas possuem as menores seções de choque de produção como pode ser visto em 6.1, de modo que estratégias acuradas e um modelamento preciso dos *backgrounds* é necessário para alcançar certa sensibilidade nas topologias exploradas. A produção dessas partículas ocorre via troca de um bóson vetorial virtual (canal s). Assim, os modos de decaimento esperados são: $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow Z/H^{0(*)}\tilde{\chi}_1^0$ e $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow W^{(*)}\tilde{\chi}_1^0$. As típicas buscas destas topologias ocorrem em estados finais com 1 a 4 léptons +*MET*. Limites mais acentuados são obtidos da busca em estados finais com 3 léptons +*MET*, onde a interpretação dos resultados ocorre no plano *neutralino-chargino*, onde supõe-se que o $\tilde{\chi}_2^0$ é degenerado em massa com o $\tilde{\chi}_1^\pm$. Da figura 6.6, no caso do *neutralino-PSL* sem massa, $\tilde{\chi}_1^\pm$ no intervalo de 120 a 160 são excluídos (7 TeV). $\tilde{\chi}_2^0$ e $\tilde{\chi}_1^\pm$ degenerados com massas entre 100 e 415 GeV são excluídos para *neutralino-PSL* sem massa em 8 TeV.

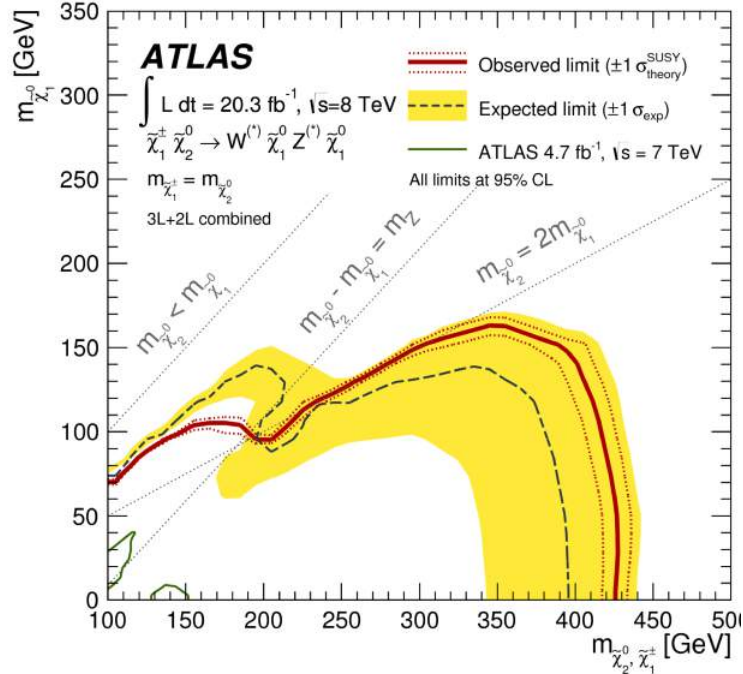


Figura 6.6: Busca por electroweakinos: limites de exclusão para a produção de electroweakinos no experimento ATLAS em energia de centro de massa de 8 TeV [131]. No gráfico exibido, a linha contínua principal (linha central) (observed) representa o limite observado estabelecido a partir dos dados coletados pelo experimento ATLAS. As linhas contínuas secundárias representam as respectivas incertezas teóricas ($\pm 1\sigma_{theory}$); a linha tracejada principal (expected) corresponde ao limite esperado estabelecido a partir das simulações de Monte Carlo enquanto que as linhas tracejadas secundárias estão associadas às incertezas experimentais ($\pm 1\sigma_{experiment}$).

■ Sobre o início do Run 2

Anteriormente uma breve descrição das principais buscas por SUSY empregadas em diversas assinaturas durante o Run 1 do LHC foi realizada. Como notou-se nenhum excesso ou desvio acima do esperado pelo MP foi observado. Desse modo, otimizações nas análises desenvolvidas são aplicadas de modo que estejam em conformidade com as recomendações do segundo período de tomada de dados do LHC (*Run 2* - Abril de 2015 até o presente momento). Como observado na figura 6.1, espera-se um aumento muito significativo nas seções de choque de produção das partículas supersimétricas devido ao aumento da energia de centro de massa ($\sqrt{s} = 7/8 \text{ TeV} \rightarrow 13 \text{ TeV}$), principalmente de *gluinos* e *squarks*. Conseqüentemente, esse aumento na energia do centro de massa,

também conduz a um aumento da seção de choque de produção dos eventos de fundo $t\bar{t}$ + jatos e W + jatos por um fator de 2 e 3, respectivamente. A quantidade de dados tomada até o presente momento é equivalente à luminosidade integrada de 36 fb^{-1} . Nesse segundo período de coleta de dados nos experimentos do LHC, espera-se luminosidades integradas ao redor de 50 fb^{-1} para o ano de 2017 e 50 fb^{-1} para 2018.

A seguir será apresentado, brevemente, alguns dos principais resultados publicados pela colaboração com os dados coletados durante o Run2. Esses resultados foram obtidos a partir da análise de uma amostra de dados de aproximadamente 36 fb^{-1} para uma energia de centro de massa de 13 TeV coletados em 2016 pelo experimento CMS.

- **Glúinos e squarks:** como previamente mencionado em 6.1, glúinos e squarks possuem as maiores seções de choque de produção comparados com as outras partículas supersimétricas. Os resultados apresentados referem-se a uma busca por eventos de SUSY em estados finais com muitos jatos e MET (neutralinos) [132]. Essa análise é uma extensão da análise realizada em 2015 (2.3 fb^{-1}) [133] com “melhorias” nas técnicas empregadas e uma quantidade maior de dados (16 vezes mais). A interpretação ocorre segundo os seguintes modelos simplificados: T1tttt, T1bbbb, T1qqqq e T1qqqq VV. A figura 6.7a ilustra os limites de exclusão para o modelo simplificado T1tttt; para esse modelo, glúinos com massas menores do que 1960 GeV, são excluídos com 95% CL. Essa análise estende significativamente os limites de exclusão com relação à anterior em que variavam entre 1440 GeV e 1600 GeV. Squarks com massas menores do que 1390 GeV (T2qq) são excluídos com 95% CL como pode ser observado a partir da figura 6.7b.

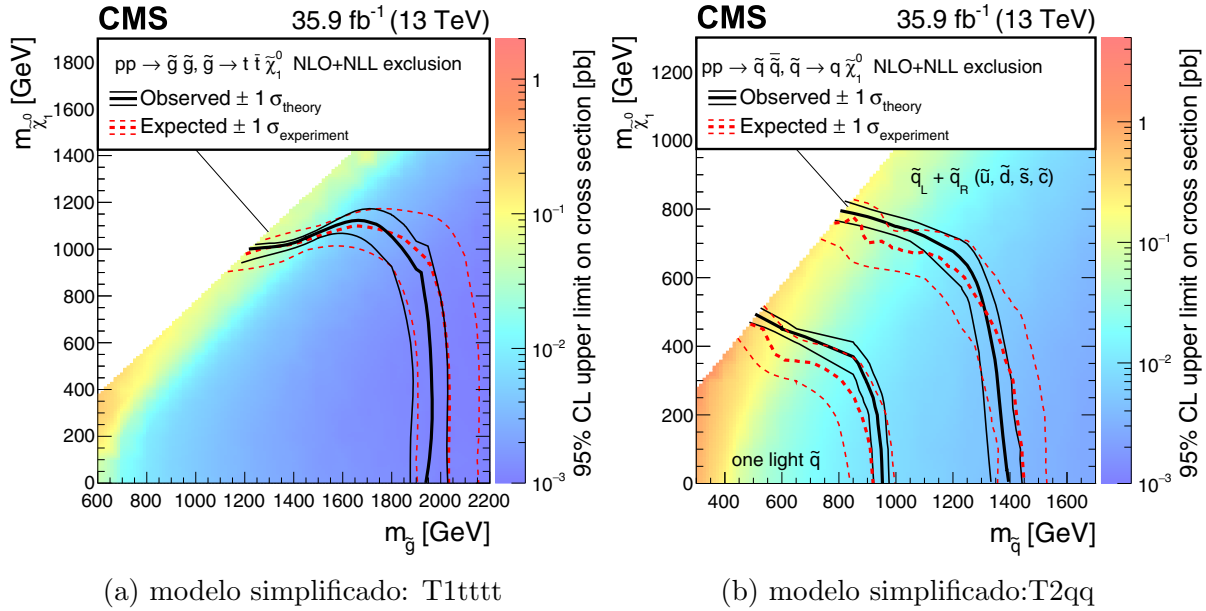


Figura 6.7: Busca por gluinos e squarks: limites de exclusão em 95% de confiança para o experimento CMS considerando o modelo simplificado (6.7a)[132] e o modelo simplificado (6.7b)[132] para 35.9 fb^{-1} de dados coletados em 2016. Em ambos os gráficos, a linha contínua principal (linha central) (observed) representa o limite observado estabelecido a partir dos dados coletados pelo experimento CMS. As linhas contínuas secundárias representam as respectivas incertezas teóricas ($\pm 1\sigma_{\text{theory}}$); a linha tracejada principal (expected) corresponde ao limite esperado estabelecido a partir das simulações de Monte Carlo enquanto que as linhas tracejadas secundárias estão associadas às incertezas experimentais ($\pm 1\sigma_{\text{experiment}}$).

- **Terceira geração de squarks:** a busca pelos parceiros supersimétricos do quark top é realizada em eventos contendo jatos e MET [134]. Essa busca, como mencionado anteriormente para gluinos e squarks, é uma atualização da busca em [135] com extensão da massa das partículas supersimétricas procuradas, uso de técnicas com maior sensibilidade e maior amostra de dados. Considerando o modelo simplificado, T2tt, os parceiros supersimétricos dos quarks top, squarks top, com massas de até 1040 GeV são excluídos com 95% CL como pode ser visto na figura 6.8. A região em “branco” (diagonal, onde $m(\text{stop}) = m(\text{quark top}) + m(\text{neutralino})$) indicada na figura informa a dificuldade de modelar a aceitação do sinal nessa região.

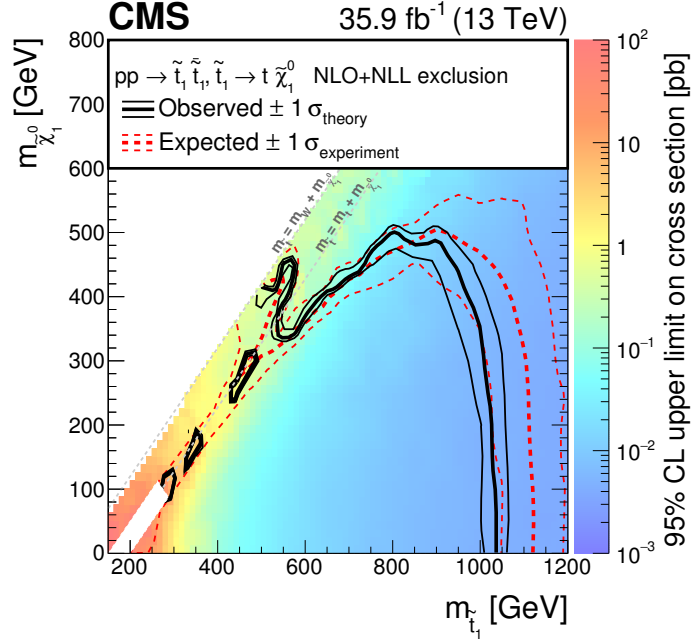


Figura 6.8: Busca pela terceira geração de squarks: limites de exclusão para a produção de terceira geração de squarks no experimento CMS correspondendo a uma energia de centro de massa de 13 TeV e 35.9 fb^{-1} de dados[134]. O modelo simplificado correspondente é $T2tt$. No gráfico exibido, a linha contínua principal (linha central) (observed) representa o limite observado estabelecido a partir dos dados coletados pelo experimento CMS. As linhas contínuas secundárias representam as respectivas incertezas teóricas ($\pm 1\sigma_{theory}$); a linha tracejada principal (expected) corresponde ao limite esperado estabelecido a partir das simulações de Monte Carlo enquanto que as linhas tracejadas secundárias estão associadas às incertezas experimentais ($\pm 1\sigma_{experiment}$).

Novas estratégias, denominadas como *Non-standard SUSY searches* têm sido propostas para contornar os resultados nulos da observação de SUSY no LHC. Deste modo, nessa tese, descreve-se uma dessas buscas não clássicas que pode ser um dos caminhos frutíferos futuros para a exploração de SUSY nessa nova escala de energia.

6.2 Modelos com Espectro de Massa Comprimido

Na seção anterior foram apresentadas diversas buscas por partículas supersimétricas — gluinos, squarks, terceira geração de squarks e electroweakinos — e os respectivos resultados obtidos durante o Run 1 de tomada de dados do LHC/CERN. As análises de dados dessas topologias supersimétricas foram realizadas pelas colaborações CMS e ATLAS.

Esses resultados são provenientes das chamadas buscas padrões e são interpretados sob a luz de modelos supersimétricos discutidos no capítulo 2. Como observado, nenhuma das buscas realizadas durante o Run 1 encontraram evidências direta ou indireta para a existência de SUSY em $\sqrt{s} = 7$ TeV ($4.7fb^{-1}$) e $\sqrt{s} = 8$ TeV ($19.7fb^{-1}$). As expectativas para o Run 2 do LHC/CERN que iniciou em Abril de 2015 para algumas buscas foram mencionadas anteriormente. Para esse recém iniciado período de tomada de dados nenhuma observação de SUSY foi verificada até o presente momento.

Uma vez que nenhuma evidência de SUSY foi observada, limites experimentais são colocados sobre quantidades como as seções de choques de produção e massas das partículas supersimétricas; esses limites excluem diversas regiões do espaço de parâmetros de modelos supersimétricos utilizados para a interpretação dos resultados. Como previamente mencionado, as buscas realizadas durante o Run 1 são conhecidas como buscas padrão, em que as partículas supersimétricas seguem uma hierarquia de massa e as assinaturas genéricas são MET + jatos, podendo ainda conter léptons e/ou fótons.

O fato de não se ter observado SUSY em nenhum experimento conduz à seguinte importante questão: Por que SUSY ainda não foi observada? Algumas hipóteses para a não detecção de SUSY são dadas a seguir:

- A natureza poderia não ser supersimétrica: isso provaria de uma forma direta porque nenhuma evidência até o presente momento foi observada;
- As seções de choque de produção das partículas supersimétricas seriam muito baixas: nesse caso, haveria a necessidade de produção de muitos mais dados;
- As massas das partículas supersimétricas seriam muito altas: isso implicaria na necessidade de mais dados em mais altas energias onde as partículas supersimétricas residiriam;
- As buscas atuais conduzidas não seriam sensíveis a processos originados por SUSY: desse modo, as estratégias para as análises de dados deveriam ser reconsideradas.

A análise descrita nessa tese baseia-se na última hipótese descrita anteriormente de modo a propor uma busca alternativa por SUSY no experimento CMS. Esta nova proposta, diferente das buscas padrões, o que se pode nomear como *Non-standard SUSY searches* é assentada no referencial de modelos denominados modelos supersimétricos com espectro de **massa compacto/comprimido** (*Compressed SUSY scenarios*). Nesses cenários, as diferenças de massa entre as partículas mais pesadas (gluinos e squarks) e mais leves (PSL) são muito baixas, chegando a alguns poucos GeV (espectro de massa quase degenerado). Desse modo, a quantidade de energia visível (jatos, léptons, fótons) e invisível (MET) é bastante reduzida em comparação com os mesmos objetos físicos utilizados em modelos vinculados, como por exemplo, mSUGRA. Assim espera-se baixa eficiência na detecção de eventos de SUSY devido aos objetos serem produzidos abaixo da aceitação do detector. Adicionalmente, a distinção entre potenciais eventos de SUSY e backgrounds do MP se torna muito complicada.

Nesta proposta de análise, devido à pequena diferença de massa, torna-se difícil obter eventos de sinal, uma vez que as partículas por possuírem baixo momento são produzidas fora da aceitação do detector. Para contornar tal dificuldade um requerimento adicional é proposto, ou seja, o fato do gluino possuir um tempo de vida razoavelmente longo e deste modo formar **R-hádrons**[136, 137] — estados ligados de quarks e glúons do MP e partículas supersimétricas coloridas — e decair produzindo vértices secundários, em que os jatos originados desse decaimento nos vértices secundários serão pouco energéticos pelas razões anteriormente apresentadas. Assim, caso SUSY apresente um espectro de partículas fundamentado por este cenário, provavelmente com as buscas padrões, qualquer evidência de SUSY pode ter sido perdida. É importante ressaltar que buscas por SUSY com espectro de massa compacto têm sido desenvolvidas nas colaborações CMS e ATLAS, alguns exemplos são: buscas por SUSY em eventos com pelo menos 1 lépton de baixo p_T , baixa multiplicidade de jatos e MET em colisões de prótons em 13 TeV (CMS)[80] e buscas por Matéria Escura e outros novos fenômenos em eventos com um jato energético e alto MET usando o experimento ATLAS[81]. Entretanto, a proposta discutida nessa tese, realizada dentro da colaboração CMS, é original pelo fato de ser a primeira análise

de dados com MET + jatos e **vértices secundários** com espectro de massa compacto desenvolvida dentro do grupo de SUSY no experimento CMS.

De modo a obter um melhor entendimento dos espectros de massa dentro dos chamados **Modelos com Espectro de Massa Comprimido** (*Compressed SUSY models*), a seguir ilustra-se, 6.9, alguns modelos simplificados para 3 tipos diferentes de espectros de massa:

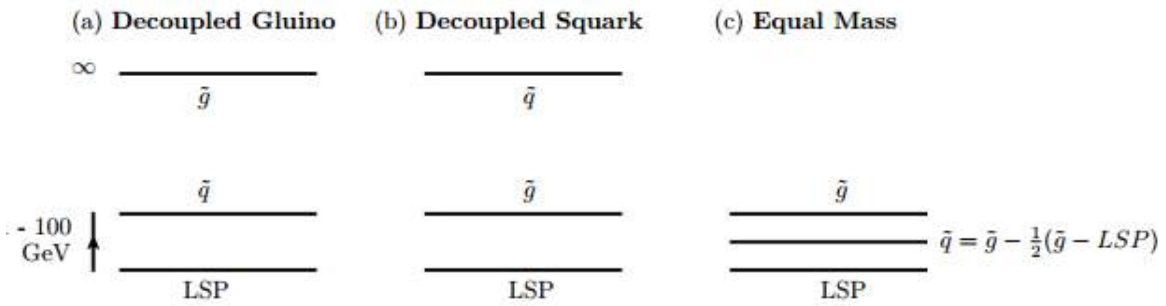


Figura 6.9: Modelos simplificados de modelos supersimétricos com espectro de massa comprimido. O item (a) mostra uma “compressão” das massas dos squarks e do PSL (que é suposto ser o neutralino mais leve), em que as outras partículas estão fora do alcance do LHC; no item (b), a “compressão” é entre o gluino, a segunda partícula supersimétrica mais pesada, e o PSL; os squarks encontram-se fora do alcance de energia do LHC. No item (c) observa-se que a massa dos squarks é composta por metade da massa do gluino e do PSL[138].

O primeiro modelo simplificado indicado na figura 6.9, item (a), refere-se ao caso onde os gluinos possuem uma massa bastante alta e estariam praticamente desacoplados do espectro (fora do alcance de energia do LHC), enquanto que os squarks seriam quase degenerados em massa com o PSL e a diferença de massa entre eles estaria no intervalo de 1-100 GeV. O segundo modelo simplificado, item (b), refere-se ao caso onde os squarks estariam fora do alcance de energia do LHC, então uma quase degenerescência em massa é reproduzida entre os gluinos e o PSL, com também uma diferença de massa no intervalo de 1-100 GeV. No limite em que todos squarks estão desacoplados (massas muito altas), o gluino é considerado possuir um tempo de vida razoavelmente longo e se manifesta através de um sinal distinto conhecido como R-hádrons. E por fim, o último modelo simplificado,

item (c), resulta do fato de o gluino ser quase degenerado em massa com o PSL, porém os squarks apresentariam massa igual à metade da massa do gluino e metade da massa do PSL.

A presente busca por SUSY é fortemente motivada pelo segundo modelo simplificado, onde existe uma diferença de massa entre o gluino e o PSL, enquanto que todas as outras partículas supersimétricas encontram-se fora do alcance de energia do LHC. Considerando então o gluino como sendo a segunda partícula supersimétrica mais leve, os dois modos de decaimentos relevantes são:

$$\tilde{g} \rightarrow q\bar{q} + \tilde{\chi}_1^0, \quad (6.1)$$

$$\tilde{g} \rightarrow g + \tilde{\chi}_1^0. \quad (6.2)$$

O primeiro modo de decaimento descrito pela equação 6.1, que será parte da assinatura estudada nesse trabalho, é mediado via um squark *off-shell*, enquanto que o segundo modo, 6.2, ocorre via *loop* de quarks ou squarks. Na figura 6.10 exibe-se o modo de decaimento descrito pela equação 6.1 e estudado em detalhes em[139].

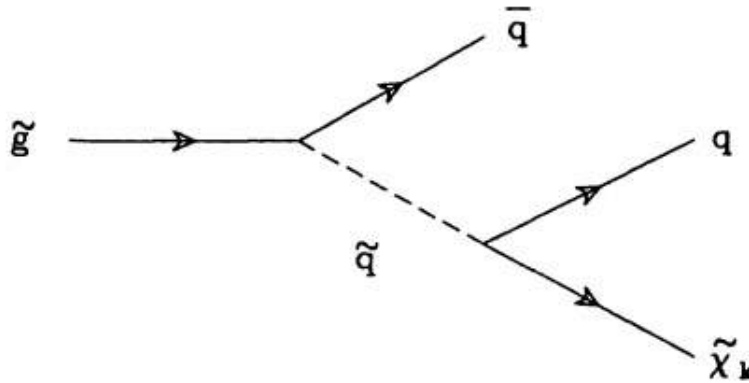


Figura 6.10: Diagrama de Feynman do decaimento de um gluino via a troca de um squark (virtual), fornecendo um estado final com $q\bar{q}$ e $\tilde{\chi}_1^0$, em que o neutralino é indicado na figura por $\tilde{\chi}_k$, sendo $k = 1, \dots, 4$. Considera-se o neutralino mais leve como PSL ($k = 1$).

Nesse cenário de quase degenerescência entre o gluino e o PSL, a taxa de decaimento

do gluino é dada por[140]:

$$\Gamma(\tilde{g} \rightarrow \bar{q}q + \tilde{\chi}_1^0) \propto \text{fração de gaugino} \times \frac{(m_{\tilde{g}} - m_{\tilde{\chi}_1^0})^5}{m_{\tilde{q}}^4}, \quad (6.3)$$

em que a fração de gaugino é o parâmetro que informa o quanto da composição do neutralino - PSL (neutralino mais leve) - é fornecido por gauginos, $m_{\tilde{g}}$ é massa do gluino, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ é a massa do PSL e $m_{\tilde{q}}$ é a massa dos squarks (virtuais).

A partir disso, pode-se escrever o tempo de vida médio do gluino tendo em vista que $\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}$, então usando a equação 6.3 e utilizando a notação de unidades naturais, ou seja, $\hbar = 1$, encontra-se:

$$\tau_{\tilde{g}} \propto \frac{1}{\text{fração de gaugino}} \times \frac{m_{\tilde{q}}^4}{(m_{\tilde{g}} - m_{\tilde{\chi}_1^0})^5}, \quad (6.4)$$

avaliando a equação 6.4, nota-se que o tempo de vida do gluino tem uma relação diretamente proporcional com a massa dos squarks que mediam seu decaimento, ou seja, quanto mais pesado for o squark mediador do decaimento, mais estável é o gluino como pode ser observado na figura 6.11.

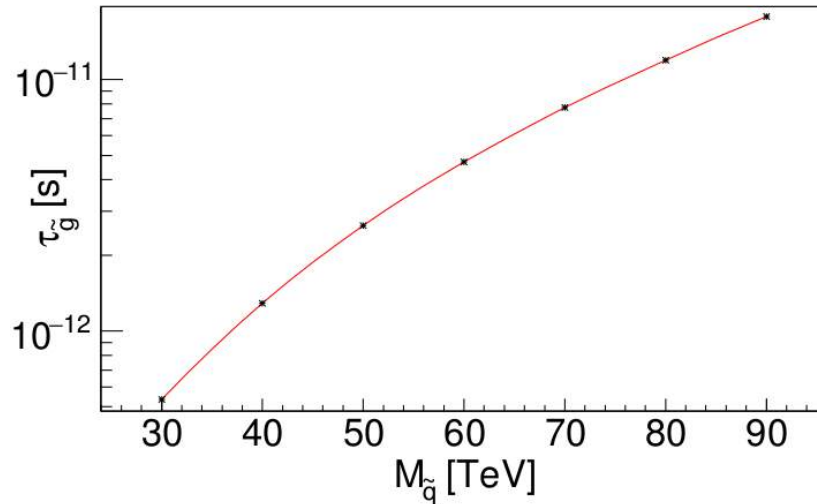


Figura 6.11: Diagrama do tempo de vida do gluino versus a massa do squark que media seu decaimento. Com o software SDECAY[141], variando a massa do squark e mantendo os outros parâmetros (massa do gluino, massa do neutralino, massa dos winos e massa do bino) fixos foram obtidos os tempos de vida médio do gluino. Gráfico produzido por Fábio L. Alves.

Na figura 6.12, a relação entre o comprimento de decaimento do gluino (*decay length*), para gluinos com massas no intervalo [250 GeV, 1000 GeV], versus diferentes valores de diferença de massa entre gluino e PSL, $\Delta M = [40 \text{ GeV}, 160 \text{ GeV}]$, é exibida. No gráfico, os marcadores indicados como *actual distance* correspondem aos pontos obtidos a partir da simulação de MC enquanto que os marcadores indicados como *theory* foram obtidos através do cálculo a partir das expressões matemáticas anteriormente exibidas. Observa-se que para $\Delta M = 40 \text{ GeV}$, diferença muito pequena (partículas quase degeneradas em massa), os resultados obtidos a partir de MC e do cálculo teórico se aproximam, e o comprimento de decaimento para o gluino apresenta valor máximo aproximadamente igual a 10^2 mm .

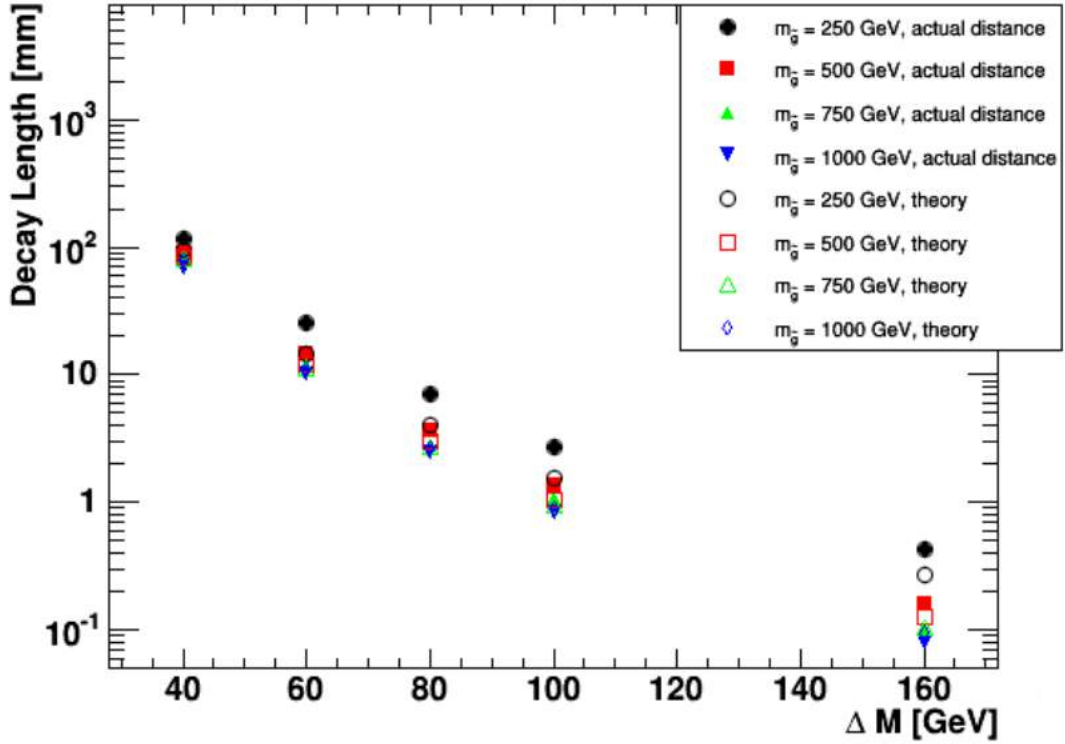


Figura 6.12: Diagrama do comprimento de decaimento do gluino ($L = \frac{c}{\Gamma}$), o qual mede a distância percorrida pela partícula antes de decair, versus a diferença de massa entre o gluino e o PSL. A massa do squark foi mantida fixa em 40 TeV. Os pontos identificados na legenda com a palavra teoria foram produzidos com o software SoftSUSY[142] e os outros pontos associados à distância atual foram produzidos usando os geradores de Monte Carlo: MadGraph[143] + Pythia[144]. Este gráfico foi produzido em colaboração com Matthias Hamer.

O squark que media o decaimento do gluino é virtual, então quanto mais pesada esta partícula for, maior sua virtualidade. Observa-se também que existe uma relação inversamente proporcional do tempo de vida do gluino com a diferença de massa entre o gluino e o PSL, desse modo quanto menor for esta diferença, maior o tempo de vida do gluino, apresentando razoável estabilidade, vide figura 6.13, conduzindo à possível observação de vértices secundários. Importante notar também que para baixos valores nessa diferença em massa, o espaço de fase de decaimento é menor, resultando em sua estabilidade.

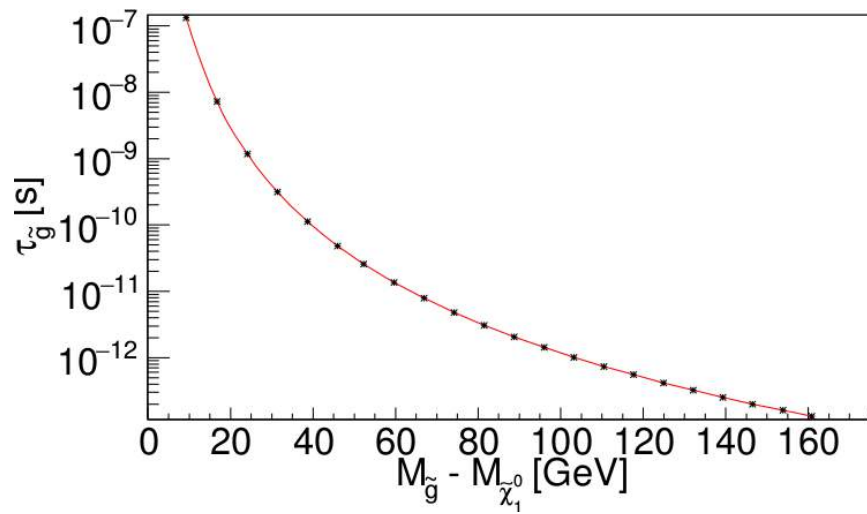


Figura 6.13: Diagrama do tempo de vida do gluino versus diferença de massa entre o gluino e o PSL. Com o software SDECAY[141], mantendo fixa a massa dos squarks a 40 TeV, massa dos winos, massa do bino e variando a massa do gluino, foram obtidos os valores de tempo de vida e diferenças de massa. Gráfico produzido por Fábio L. Alves.

6.3 Caracterização do Sinal e Backgrounds

6.3.1 Assinatura experimental

Tendo descrito anteriormente que a presente busca baseia-se em um modelo simplificado em que considera-se pequenas diferenças em massa entre o gluino e neutralino (PSL) e todas as outras partículas supersimétricas estão fora do alcance de energia do LHC, o decaimento do gluino em quark-antiquark e PSL via squark virtual é considerado. Deste modo, espera-se a produção de dois gluinos — uma vez que paridade R é conservada, partículas supersimétricas são produzidas aos pares — com tempo de vida razoavelmente longo devido às pequenas diferenças em massa entre o gluino e o neutralino e alta massa dos squarks (mediadores do decaimento do gluino), que se propagam como R-hádrons produzindo vértices secundários após seus decaimentos. Nos vértices secundários, cada gluino decai em um neutralino (PSL), 2 jatos de baixo momento transversal e pelo menos 1 parton com momento transversal extremamente baixo. Desse modo, tais partons não são considerados para a assinatura estudada. Uma vez que eventos contendo o processo descrito anteriormente podem facilmente ser descartados pelo sistema de *triggers* do experimento devido ao baixo momento transversal dos objetos físicos, é necessário a adição de 1 jato, denominado radiação de estado inicial (*Initial State Radiation - ISR*), ao vértice primário de modo que o evento possa estar dentro da região de aceitação do detector e ser possivelmente selecionado pelo sistema de *triggers*. Na figura 6.14 ilustra-se a assinatura descrita anteriormente.

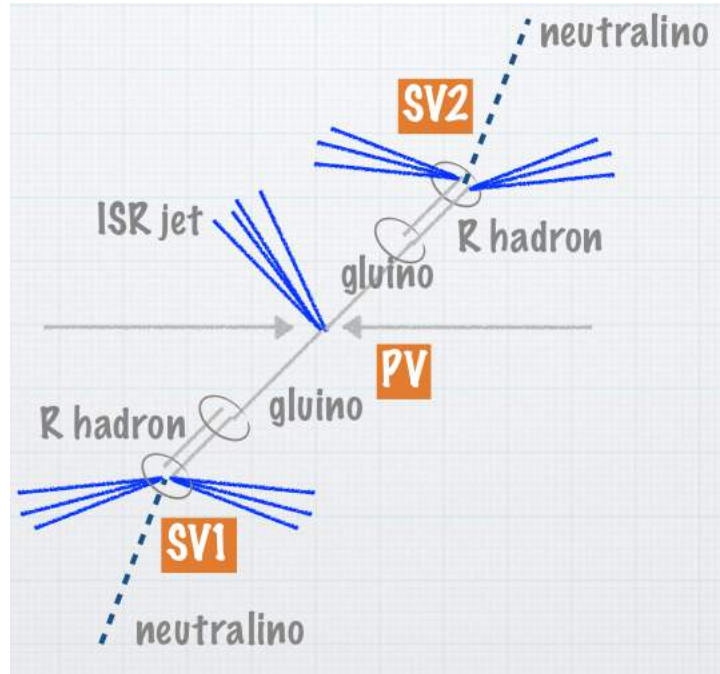


Figura 6.14: Ilustração da assinatura estudada. Glúinos produzidos nas colisões pp propagando-se como R -hádrons, evidenciando a produção de vértices secundários e o subsequente decaimento em jatos e neutralinos (PSL). Devido à pequena diferença em massa entre o glúino e o PSL, é esperado um estado final com jatos pouco energéticos e MET. Gráfico produzido por Carsten Hensel.

6.3.2 Eventos de fundo (Backgrounds)

É sabido que altas taxas de eventos são produzidas nas colisões entre prótons no LHC. Dentre esses eventos, processos preditos teoricamente pelo MP e observados anteriormente em outros experimentos são recriados assim como eventos que podem contribuir para a verificação de diversos modelos propostos, como nova física. A maior parte dos processos originados são bem conhecidos e se assemelham ao sinal que está sendo estudado, assim denominam-se *backgrounds*. Os eventos de *background*, podem ser classificados como: **Redutíveis e Irredutíveis**.

- **Backgrounds redutíveis** são eventos que se assemelham ao estado final do sinal estudado e são selecionados pelos cortes de seleção de eventos. Isto ocorre devido à uma reconstrução e identificação ineficiente. Esta ineficiência provém do fato da performance do experimento não ser 100% e devido à inconsistências não correta-

mente consideradas nas técnicas utilizadas dentro da análise. Alguns exemplos de backgrounds redutíveis são: QCD (multi-jatos), W+jets e $t\bar{t}$.

- **Backgrounds irreduzíveis** são processos que possuem exatamente a mesma topologia do sinal estudado. Estes processos não podem ser separados dos processos de sinal de uma forma eficiente, pois estes processos diferem dos processos de sinal somente nas propriedades estatísticas de sua cinemática. Como exemplo de background irreduzível tem-se $Z \rightarrow (\nu\nu) + \text{jets}$.

Os principais backgrounds nesta análise se originam dos seguintes processos: $t\bar{t}$, W/Z + jets, QCD (multi-jatos) and $Z \rightarrow (\nu\nu)$, cujos diagramas de Feynman são exibidos a seguir:

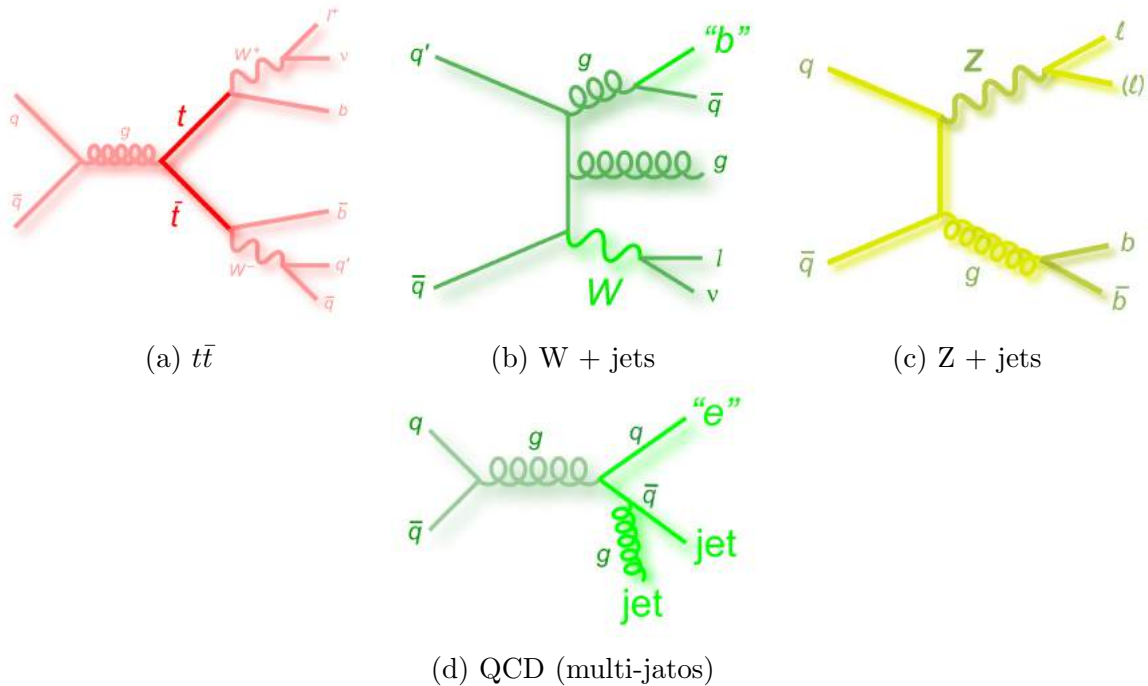


Figura 6.15: *Diagramas de Feynman para os eventos de fundo (backgrounds) dominantes para o sinal estudado na análise[145].*

6.3.3 Simulação Monte Carlo: amostras de sinal e eventos de fundo

Em física teórica e experimental, processos são modelados através de simulações computacionais denominadas simulações de Monte Carlo (MC). Essas simulações são impor-

tantes por diversas razões, entre elas: modelagem de sinais de novos processos físicos e eventos de fundos, otimização de cortes de seleção e incertezas sistemáticas. Tal processo de simulação é realizado pelos denominados geradores de eventos de MC, que podem ser classificados como **geradores de propósitos gerais** — HERWIG, HERWIG++, PYTHIA 6, PYTHIA 8 e SHERPA — uma vez que simulam todas as etapas envolvidas em uma colisão em altas energias, e os **geradores especializados** na simulação de eventos em nível de pártons³ tais como POWHEG 2.0 e MadGraph5-aMCatNLO.

A cadeia de processos simulada nos geradores de MC mencionados anteriormente é a seguinte: processo de alta energia (*hard process*), chuva partônica (*parton shower*) e hadronização (*hadronization*). A primeira etapa — **processo de alta energia** — é simulada através do uso de PDFs (*probability densities functions*) e teoria de perturbação. A partir disso pode-se conhecer as distribuições de probabilidades das partículas que entram e saem da colisão. A etapa seguinte é o denominado **chuveiro partônico**, onde os pártons, que constituem os prótons que colidem, radiam glúons virtuais que por sua vez podem radiar outros glúons ou produzirem pares quark-anti-quark, manifestando desse modo a produção de um chuva de pártons. Este processo não pode ser observado nos detectores, entretanto, os geradores de MC são capazes de simulá-los. Posteriormente ocorre a etapa em que quarks e glúons espalhados na colisão entre os prótons se combinam formando estados ligados, denominados hádrons (**hadronização**). Esses estados ligados são observados nos detectores. Ao final dessa etapa, os hádrons produzidos, que por sua vez são instáveis, decaem em partículas mais leves. Os geradores de MC nesse estágio possuem informações associadas às partículas produzidas na interação primária (“pais”) e as partículas do estado final (“filhos”). As informações produzidas nas etapas descritas anteriores são então processadas através de um software — GEANT-4[146] — que simula a resposta do detector quando as partículas produzidas nas colisões interagem com as diversas camadas de materiais que compõem os diferentes subsistemas do detector. Desse modo, a reconstrução de *hits*, depósitos de energia e outras quantidades relevantes são armazenadas para posterior análise de dados.

³Párton é a denominação antiga para quarks e glúons.

6.3.3.1 Amostras de sinal

Tendo em vista que o espaço de parâmetros dos modelos supersimétricos é grande, em determinado momento torna-se complicado manipular todos os parâmetros de modo a obter os resultados desejados. Deste modo, a utilização de modelos simplificados implica em uma maior viabilidade na manipulação de tais parâmetros, uma vez que tais modelos os reduzem através da imposição de vínculos sobre os parâmetros do modelo. No contexto deste trabalho a utilização de um modelo simplificado foi realizada considerando as seguintes suposições: os squarks e sléptons são muito pesados e desse modo estão fora do alcance de energia do LHC e a diferença de massa entre o gluino e PSL é pequena. Assim, os parâmetros vinculados são a massa do gluino ($m_{\tilde{g}}$) e a diferença de massa (ΔM) entre o gluino e o PSL, o que constitui um modelo simplificado de duas dimensões.

A proposta inicial baseou-se na produção de um grid de pontos 4×4 , em que considera-se para a massa do gluino os valores $m_{\tilde{g}} = 250, 500, 750$ e 1000 GeV e para a diferença de massa entre o gluino e o neutralino, $\Delta M = 40, 60, 80$ e 100 GeV. Entretanto, nem todos esses pontos foram produzidos devido à limitação de tempo. Os pontos de sinal gerados são descritos na tabela 6.1. Para uma grande parte dos pontos deste grid foi verificada boa sensibilidade para a execução da análise. A massa dos squarks foi fixada a um valor de 40 TeV. A massa do bóson de Higgs foi fixada a um valor de 125 GeV, a massa do bóson de Higgs não desempenha impacto significativo sobre o modelo simplificado em questão. A composição do PSL é principalmente Bino, de modo que a matriz de mistura do PSL é mantida fixa.

A viabilidade da busca foi verificada inicialmente realizando-se simulações MC utilizando os seguintes geradores: MadGraph5.v2.1.2, para a simulação da produção de pares de gluinos; Pythia 8 para o estágio de decaimento dos gluinos e hadronização dos jatos. Para a simulação do detetor, resposta eletrônica (digitalização) e reconstrução através do software GEANT-4 é utilizada a seguinte versão do software CMSSW (*CMS software*

work) CMSSW_7_2_2_patch1. Para cada ponto do grid de sinal ($m_{\tilde{g}}, \Delta M$) foram gerados 10.000 eventos.

Tabela 6.1: Amostras simuladas de sinal. Grid de pontos produzidos dada a massa do gluino e do neutralino ($m_{\tilde{g}}, \Delta M$) e campanha de produção de MC (Fall).

Amostras	σ [pb]	Número efetivo de eventos (●)
Signal.250.40.Fall15	1190.35	182487
Signal.250.60.Fall15	1190.35	182787
Signal.500.40.Fall15	27.4171	134787
Signal.500.60.Fall15	27.4171	134648
Signal.500.80.Fall15	27.4171	134218
Signal.750.60.Fall15	2.26585	116706
Signal.750.80.Fall15	2.26585	116666
Signal.750.100.Fall15	2.26585	116663
Signal.1000.100.Fall15	0.325388	109719

(●) **Número efetivo de eventos:** o número efetivo de eventos apresentado na tabela 6.1 corresponde ao somatório dos pesos dos geradores de MC de cada evento dentro da amostra.

6.3.3.2 Amostras de eventos de fundo

As amostras de eventos de fundo exibidas na tabela A.1 foram simuladas para uma energia de centro de massa de $\sqrt{s} = 13$ TeV em colisões de próton-próton produzindo diversos eventos de processos do Modelo Padrão, como $t\bar{t}$ +jatos, W+jatos, Drell-Yann, Single top, QCD e Z+jatos. Nota-se que algumas amostras são geradas em intervalos de variáveis cinemáticas como p_T e H_T ⁴, devido ao fato de que estas regiões do espaço de fase não são devidamente cobertas pelas amostras inclusivas, sendo necessário gerar amostras em intervalos (*bins*) dessas variáveis para possuírem estatística suficiente para posterior estudo. Usualmente, tais amostras são denominadas **amostras binned**.

A amostra de W+jatos inclusiva foi simulada com o gerador Madgraph5 + AMC@NLO, o que significa que é preciso até NLO (*next-leading order*) em teoria de perturbação. Os

⁴ H_T é uma variável que contabiliza a energia visível hadrônica, ou seja, a soma escalar do p_T s dos jatos presentes no evento, definida como:

$$H_T = \sum_{i=1}^{N_{jet}} |\vec{p}_T^i|.$$

resultados dos cálculos dos elementos de matriz são interfaceados com o gerador Pythia8 para simulação dos processos de chuva partônico e hadronização. O *tuning*⁵ do gerador de MC utilizado é o TuneCUETP8M1. As amostras de W +jatos binned foram geradas com o gerador Madgraph5 (cálculo de elemento de matriz) e interfaceado com Pythia8 para a simulação de chuva partônico e hadronização. Amostras de $t\bar{t}$ +jatos foram geradas com Madgraph (LO) e (NLO) interfaceado com Pythia8 enquanto as amostras de single top e antitop — decaimento inclusivo em 5 férmions — foram simuladas com Powheg (LO) interfaceado com Pythia8 e single top no canal t , decaimento inclusivo em 4 férmions, foram simuladas com Madgraph5 + AMC@NLO (precisão NLO). Para as amostras de Drell-Yann, elementos de matriz foram calculados com Madgraph5 + AMC@NLO (precisão NLO) interfaceado com Pythia8. Todas as amostras dos processos de QCD foram produzidas utilizando o gerador Pythia8 para todos os processos da cadeia de simulação. Amostras *binned* de Z +jatos foram simuladas utilizando o gerador Madgraph5.

Todas as amostras utilizam o formato MINIAODSIM (*mini-Analysis Objects Data Simulation*), ou seja, amostras que armazenam os eventos e informações sobre as diversas quantidades físicas relevantes dos diferentes objetos físicos, como elétrons, fótons, múons, jatos utilizadas nas diversas análises de dados. A campanha de produção dessas amostras de MC é referenciada como “dataset=/*/*RunIIFall15MiniAODv2-PU25nsData2015v1*/*” e CMSSW_7_6_X corresponde à versão de software do CMS utilizada para a produção das amostras.

6.3.3.3 Amostra de dados do experimento CMS

As amostras de dados gravadas pelo detector CMS em colisões próton-próton à uma energia de centro de massa de 13 TeV utilizadas são exibidas na tabela 6.2. Os dados produzidos no experimento CMS são também armazenados no formato MINIAOD.

⁵**Tuning do gerador de MC:** Ajuste dos parâmetros livres dentro de um gerador de Monte Carlo de modo a obter uma melhor descrição dos dados experimentais.

Tabela 6.2: Amostras de dados obtidas pelo experimento CMS durante o ano de 2016 para as eras B, C e D.

Amostra de dados do CMS	\mathcal{L} [fb ⁻¹]
\SingleElectron\Run2016B-23Sep2016-v3\MINIAOD	5.89
\SingleElectron\Run2016C-23Sep2016-v1\MINIAOD	2.64
\SingleElectron\Run2016D-23Sep2016-v1\MINIAOD	4.35
Arquivo JSON (●): Cert_271036-284044_13TeV_23Sep2016ReReco_Collisions16_JSON.txt	

(●) **Arquivos JSON (Java Script Object Notation)**: são arquivos que descrevem seções de luminosidades dentro de runs de tomada de dados que são considerados bons e devem ser processados.

6.4 Seleção cinemática de eventos

A busca por SUSY é realizada em estados finais de jatos (baixo pT) + MET + vértices secundários em eventos de colisões próton-próton no experimento CMS. Para selecionar os eventos com a topologia da assinatura descrita previamente entre os milhões de eventos que são produzidos no LHC, a seleção dos eventos para a região de sinal candidata é realizada através da seguinte lista de cortes (*cutflow*):

- A seleção off-line dos eventos é processada inicialmente com a aplicação de um trigger sem *prescale* de MET cujo limiar é 170 GeV;
- Eventos com elétrons e múons com pT > 15 GeV são vetados;
- Requer-se exatamente 1 vértice primário com no mínimo 1 jato central com pT > 150 GeV (jato de ISR);
- Requer-se no mínimo 1 vértice secundário com no mínimo 2 jatos centrais associados com pT > 30 GeV;
- MET > 300 GeV;
- Massa invariante do sistema de 2 jatos no vértice secundário (m_{jj}) > 60 GeV.

6.5 Métodos de estimativa de eventos de fundo

Com os backgrounds da análise determinados, torna-se necessário o estudo e modelamento apropriado de cada um deles, de forma a estimar o número de eventos esperado para tais processos. O procedimento para o modelamento dos backgrounds ocorre por meio de técnicas denominadas “*Data-driven methods for backgrounds estimation*”[147]. O termo *Data-driven* refere-se ao fato de que essas técnicas são aplicadas diretamente nos dados reais (dados coletados do experimento CMS). Desse modo, a estimativa de um particular background é realizada através de uma técnica específica. Por exemplo, para a estimativa e modelamento de backgrounds do tipo QCD, usualmente aplicam-se os métodos: *ABCD*[148] e *Rebalance and Smear*[149]; para $t\bar{t}$ e W+jets, o método do *factor de transferência*[150] é aplicado enquanto que para o background irreduzível $Z \rightarrow (\nu\nu) + \text{jets}$, pode-se aplicar o método *Replacement/Removal*[151]. Uma breve descrição dos métodos citados anteriormente é dada a seguir.

6.5.1 Método ABCD: estimativa de eventos de QCD (multi-jatos)

Para aplicação deste método é necessário inicialmente a atribuição de um espaço de fase definido por duas variáveis que não sejam correlacionadas, isto é, variáveis independentes entre si. Na sequência, 4 regiões são definidas e denotadas por: A, B, C e D. A região A é a região de sinal enquanto que B, C e D são as regiões dominadas por eventos de background de QCD. Desse modo, o objetivo é estimar o número de eventos de background na região de sinal (A). Isso pode ser determinado através da proporção:

$$N_A = \frac{N_B \times N_C}{N_D} \quad (6.5)$$

A ideia do método ABCD é ilustrativamente exibida na figura 6.16:

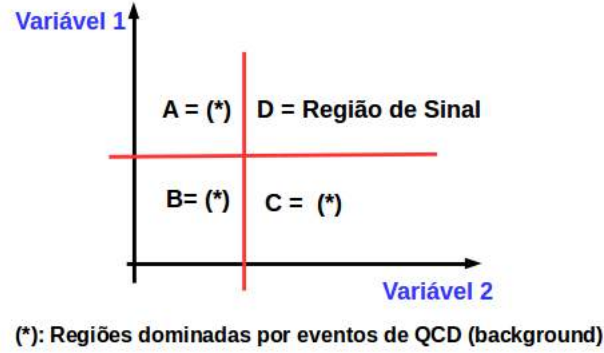


Figura 6.16: Ilustração do método de estimativa de eventos de QCD (background): (A), (B) e (C) são regiões dominadas por eventos de backgrounds (QCD) e (D) é a região de sinal (mínima ou nula presença de eventos de QCD).

6.5.2 Método do fator de transferência

O método de estimativa SF[150] consiste em definir inicialmente uma região conhecida como *região de controle*, nesta região o background estudado deve ser dominante e a contaminação dos eventos dos outros backgrounds e do sinal estudado deve ser a mínima possível. Deste modo, a região de controle proposta para se estudar $t\bar{t}$ é exibida a seguir:

- Trigger MET 170.
- É requerido no mínimo 1 lépton com $p_T > 15$ GeV.
- Requer-se no mínimo 2 jatos com $p_T > 30$ GeV e $|\eta| < 2.4$.
- MET > 210 GeV.
- Requer-se no mínimo 2 jatos originados de quarks b com $p_T > 30$ GeV.

Antes de se calcular o fator de transferência, calcula-se a pureza associada à região de controle estudada, através desse procedimento verifica-se se a região de controle proposta é uma boa região de controle, o que significa que o background estudado é dominante e os outros backgrounds + sinal são mínimos. Considera-se como uma boa região de controle aquela que apresenta purezas acima de 80%. A pureza é calculada através da seguinte

expressão:

$$\text{Pureza} = \frac{N_{\text{exp.}}(t\bar{t})}{\sum N_{\text{exp.}}(\text{todos os backgrounds} + t\bar{t})}, \quad (6.6)$$

em que $N_{\text{exp.}}(t\bar{t})$ é o número de eventos esperados de $t\bar{t}$ na região de controle e o denominador da equação 6.6 representa a soma do número de eventos esperados de cada contribuição de background para a região de controle incluindo a contribuição dos eventos de $t\bar{t}$. Deste modo, o fator de transferência pode ser calculado através da seguinte relação:

$$SF = \frac{N_{\text{SR}}^{t\bar{t}(\text{MC})}}{N_{\text{CR}}^{t\bar{t}(\text{MC})}} \quad (6.7)$$

em que $N_{\text{SR}}^{t\bar{t}(\text{MC})}$ é o número de eventos de simulação Monte Carlo (MC) esperados na região de sinal (SR) e $N_{\text{CR}}^{t\bar{t}(\text{MC})}$ é o número de eventos de simulação MC esperados na região de controle (CR). Este fator fornece uma estimativa do número de eventos esperados para o background estudado na região de sinal a partir da região de controle.

6.5.3 Projeção do limite de exclusão da análise de dados

Ao longo da seção 6.1.3 vários resultados referentes as buscas realizadas ao longo do *Run 1* foram exibidos. Tais curvas indicam os limites esperados e observados de exclusão sobre a produção de diferentes partículas supersimétricas. No âmbito da análise de dados realizada um gráfico de limite similar aqueles mostrados em 6.1.3 será produzido. O gráfico se assemelhará à aquele exibido ilustrativamente em 6.17 no plano $(\Delta M = m_{\tilde{g}} - m_{\tilde{\chi}_1^0}, m_{\tilde{g}})$, em que a região $\Delta M > 100 \text{ GeV}$, região explorada pelas buscas padrões de SUSY, representa a região já excluída por tais análises. A região, $\Delta M < 100 \text{ GeV}$, corresponde à região explorada pela análise descrita nessa tese e a região onde o limite sobre a massa do gluino será estabelecido.

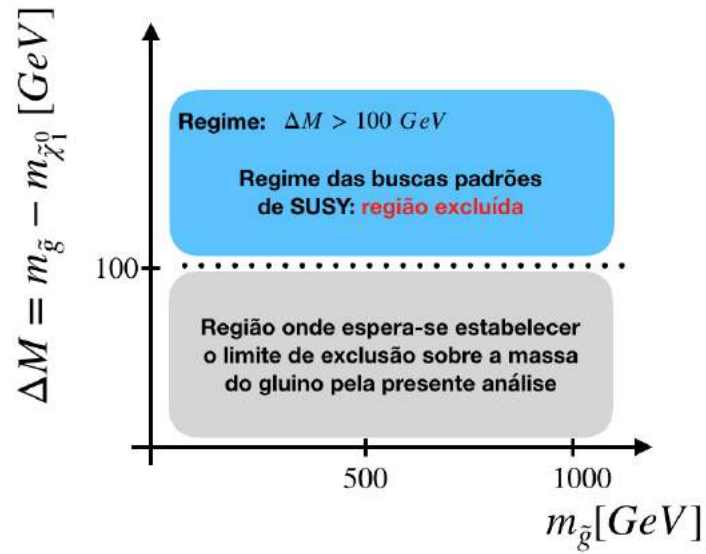


Figura 6.17: Ilustração da região excluída pelas buscas padrões de SUSY ($\Delta M > 100 \text{ GeV}$) e da região onde o limite sobre a massa do gluino é esperado ser estabelecido ($\Delta M < 100 \text{ GeV}$).

Capítulo 7

Estudo de triggers

7.1 Aspectos gerais

Como mencionado anteriormente, o programa de Física do experimento CMS é bastante amplo. Desse modo, a seleção de eventos interessantes dentre a enorme taxa de eventos produzidos a cada segundo (10^9 eventos/s) torna-se necessária.

É importante recordar que o sistema de *trigger* do experimento CMS é composto de dois níveis, o primeiro nível, denominado *Level 1* (L1), baseado em uma eletrônica personalizada (*hardware*), restringe a taxa inicial de eventos a 100 kHz (4.2.6); esse sistema utiliza informações oriundas dos calorímetros e detectores de múons para decidir entre manter ou descartar um dado evento. Os cortes aplicados no L1 são ajustados durante a tomada de dados em resposta à luminosidade instantânea para manter a taxa de eventos dentro do limite superior imposto pela eletrônica do experimento CMS. O segundo nível, denominado *High Level Trigger* (HLT)(4.2.6), utiliza o algoritmo PF 5.1 na reconstrução dos eventos; o HLT é implementado em *software* e é responsável por refinar a seleção e restringir a taxa de saída de eventos a 100 Hz. Tanto no L1 quanto HLT, uma lista com vários algoritmos (**triggers**) com diferentes requerimentos são executados em paralelo, de modo que uma ampla variedade de eventos é armazenada para posterior análise *offline*.

Pode-se observar no parágrafo anterior que o sistema de *trigger* do CMS é bastante importante para que boas amostras de dados sejam coletadas. Assim, espera-se um adequado funcionamento durante a tomada de dados. Para que isso seja alcançado, espera-se que, não apenas o sistema de *trigger* do CMS, mas o de qualquer outro experimento, apresente as propriedades que seguem [152, 153]:

- **robustez:** espera-se que o sistema seja robusto e estável, ou seja, que eventuais problemas em uma determinada parte do sistema não conduza a uma queda ou paralização de todo o sistema;
- **simplicidade:** definições simples das variáveis e condições utilizadas nos algoritmos dos *triggers* são essenciais para posterior testes e manutenção do sistema;
- **inclusividade:** como mencionado, vários *triggers* são executados em paralelo em ambos os níveis - L1 e HLT; desse modo os dados selecionados por um dado *trigger*, em princípio, deveria poder ser utilizado por várias análises e não direcionado a uma análise específica. De modo a alcançar dada inclusividade, os requerimentos utilizados nos *triggers online* possuem definições gerais;
- **redundância:** essa propriedade é importante tanto durante a tomada de dados *online* quanto na seleção de eventos *offline*. A redundância, no contexto de *triggers*, está associada à utilização de mais de um *trigger* na seleção de determinada topologia de eventos. Isso torna-se importante no caso em que determinado *trigger* precise ser desligado em ambos os sistemas L1 e HLT.

Uma propriedade bastante importante que quantifica a performance de um *trigger* é sua eficiência. Nesse contexto, a eficiência de um dado *trigger* pode ser definida como a porção de eventos selecionados pelo *trigger* dentre os eventos que ele é suposto selecionar. Por exemplo, espera-se que o *trigger*, funcionando apropriadamente, selecione ao redor de 100 eventos de uma dada amostra. Entretanto, dentre os 100 eventos disponíveis, ele seleciona apenas 90 eventos, desse modo, sua eficiência é 0.9 (90%). Decorrente disso, pode-se compreender que, *triggers* de alta eficiência produzirão altas taxa de saída de eventos e vice-versa.

A determinação da medida de eficiência de um *trigger* e suas incertezas (estatística e sistemática) empregado em uma análise é extremamente importante uma vez que têm impacto direto nas diversas medidas realizadas, seja em buscas por partículas desconhecidas ou medidas das propriedades de partículas bem estabelecidas, como seções de choque e massa. Ao se tratar as medidas de eficiência dos *triggers*, deve-se levar em conta os seguintes erros: ineficiências (erros do tipo 1) associadas à rejeição de eventos que deveriam ter sido aceitos e falsa eficiência (erro do tipo 2), em que eventos que deveriam ter sido rejeitados são aceitos. A estimativa dos erros do tipo 2 não é algo trivial, entretanto, existem métodos para sua obtenção, como o indicado em [152, 153].

7.2 Elementos de medidas de eficiência de triggers

Anteriormente, descreveu-se o conceito de eficiência de um *trigger* para um contexto específico. Entretanto, pode-se definir, de modo mais geral, a eficiência de um *trigger* como a probabilidade que o *trigger* selecione (ou dispare para) um dado evento na qual ele foi desenvolvido para selecionar. Tal eficiência depende dos seguintes fatores: o aparato experimental considerado (*hardware*), o *software* desenvolvido para esse aparato e as propriedades do evento. Existem várias definições para a eficiência de um *trigger*, algumas das mais comuns são: eficiência do evento e eficiência do objeto;

- **Eficiência do evento:** é definida como a probabilidade do evento ativar o *trigger* [152]. Por exemplo, um evento que contenha muitos jatos possui grande probabilidade de ativar um *trigger* cujo requerimento principal seja sobre o número de jatos;
- **Eficiência do objeto:** é definida como a probabilidade de um dado objeto (referência aos objetos físicos reconstruídos, como elétrons, múons, taus, fótons e etc) no evento ativar o *trigger* [152]. Por exemplo, considere um evento que contenha um elétron de alto p_T . Esse objeto possui alta probabilidade de ativar um *trigger* que selecione eventos com elétrons de alto p_T .

Tendo em vista essas duas definições de eficiência, no caso em que apenas 1 objeto é de interesse no evento, essas eficiências são as mesmas, como por exemplo, no caso de um *trigger* que selecione eventos baseado na sua H_T (quantidade hadrônica, calculada a partir da soma escalar dos jatos presentes nos eventos), o objeto de interesse é o H_T e o evento tem probabilidade de disparar o *trigger* devido à H_T presente. Quando mais de 1 objeto de interesse está presente em um evento, essas eficiências são diferentes. Nesse caso, a eficiência do evento pode ser frequentemente aproximada por uma combinação apropriada da eficiência dos objetos envolvidos segundo a seguinte consideração: se as eficiências dos objetos são independentes do resto do evento, essa aproximação é exata [152, 153, 154]. De modo a ilustrar esse caso, considere um evento onde dois jatos emergem com suficiente diferentes ângulos e pseudorapidez, de modo que suas assinaturas não se sobreponham no detector. Se a eficiência do *trigger* de um objeto (e_{objeto}) é descrita por um conjunto de parâmetros ($\vec{\alpha}$), a eficiência do *trigger* de um evento, (e_{evento}), com n objetos, supondo que as probabilidades dos objetos do *trigger* são independentes do resto do evento, é expressa como:

$$e_{evento}(\vec{\alpha}_1, \dots, \vec{\alpha}_n) = 1 - \prod_{i=1}^n (1 - e_{objeto}(\vec{\alpha}_i)). \quad (7.1)$$

Para se compreender melhor essa expressão, será recordado o conceito de probabilidade de dois eventos independentes e depois a contextualização por meio de um evento contendo 1 elétron e 1 múon. Eventos são ditos independentes se a ocorrência de um deles não afeta a probabilidade de ocorrência de outros eventos. Assim, a probabilidade de que ambos os eventos A e B ocorram é dada por:

$$P(A, B) = P(A) \cdot P(B), \quad (7.2)$$

assim a probabilidade de qualquer conjunto de eventos independentes ocorrerem é igual ao produto das probabilidades individuais de cada evento. No caso de um evento contendo 1 elétron e 1 múon, tem-se os dois léptons sendo produzidos em diferentes partes do detector, dessa forma, suas assinaturas não se sobrepõem. Assim, a utilização da aproximação mencionada para calcular a eficiência do evento é válida: da expressão em 7.1, em termos

do evento descrito, ao se escrever por extenso o produto, a primeira parcela referiria-se à probabilidade de que o elétron não ativasse o *trigger* e a segunda, à probabilidade de que o múon não ativasse o *trigger*. O produto de ambas as parcelas forneceria a probabilidade de que os léptons não disparassem o *trigger*, desse modo, a subtração dessa parcela, produziria a probabilidade de que o evento fosse capaz de ativar o *trigger*.

Usualmente, a medida de eficiência de um dado *trigger* é parametrizada em termos de objetos ou variáveis ditas *offlines* (objetos ou variáveis reconstruídas posteriormente à tomada de dados), enquanto que objetos ou variáveis reconstruídas durante a tomada de dados são chamadas *online*. O fato de se parametrizar a eficiência em termos de objetos ou variáveis *offline* possibilita a minimização da dependência sobre a eficiência de reconstrução e aceptância geométrica. Assim, a eficiência de um *trigger* pode ser estimada como a razão entre o número de objetos reconstruídos *offline* que foram selecionados pelo *trigger* (numerador (n)) e o número total de objetos reconstruídos (denominador (m)). Matematicamente, tal estimativa pode ser escrita como:

$$\hat{\varepsilon} = \frac{n}{m} \xrightarrow{n \rightarrow \infty} \varepsilon. \quad (7.3)$$

No caso em que a estimativa é realizada numa amostra de estatística infinita, o estimador da eficiência é igual à verdadeira eficiência do *trigger*. Subjacentemente, o que ocorre é um processo de contagem de eventos em ambos numerador e denominador. Essas contagens são armazenadas em histogramas de uma ou mais dimensões com apropriada binagem em relação às variáveis ditas relevantes[152]. Variáveis consideradas relevantes são aquelas onde a eficiência do *trigger* não é plana (*flat*).

7.2.1 A curva de eficiência de um trigger

A curva que descreve a medida de eficiência de um *trigger* como função de uma variável de referência *offline* (variável relevante mencionada anteriormente) é comumente conhecida como *turn-on*. Em um cenário ideal, o *trigger* aceitaria todos os eventos acima do limiar imposto e rejeitaria todos os eventos abaixo desse limiar. Essa descrição se

assemelha à função **Heaviside** (função degrau) que é ilustrada na figura 7.1 [152].

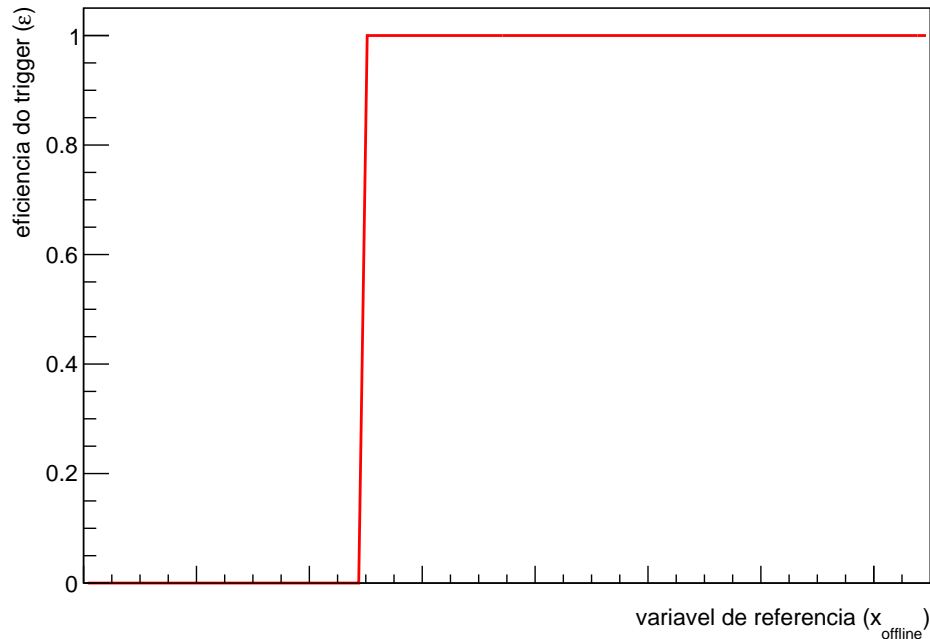


Figura 7.1: Curva de descrição de um trigger de comportamento ideal (sem a presença de efeitos de resolução).

Outro ponto bastante importante de ser mencionado é que nesse cenário ideal, a quantidade avaliada *online* pelo *trigger* é igual à quantidade avaliada *offline*. Entretanto, na realidade do dia-a-dia dos experimentos de altas energias, as quantidades medidas *online* diferem das quantidades medidas *offline* devido a uma série de efeitos, como por exemplo, a não consideração de todos os objetos e condições considerados *online* durante o cálculo de uma determinada quantidade. Tal diferença, entre o que é medido *online* e calculado *offline*, é propagada e refletida na *turn-on* medida para o *trigger*. Adicionalmente, essa diferença recebe o nome de **efeito de resolução**. Portanto, é fundamental que a definição da variável *offline* seja o mais próximo possível da definição *online* da variável medida. Quando o efeito de resolução está presente, a região de transição (*turn-on*), que antes era “vertical” (caso ideal), apresenta então uma certa inclinação (*smearing*) como ilustrado em 7.2.

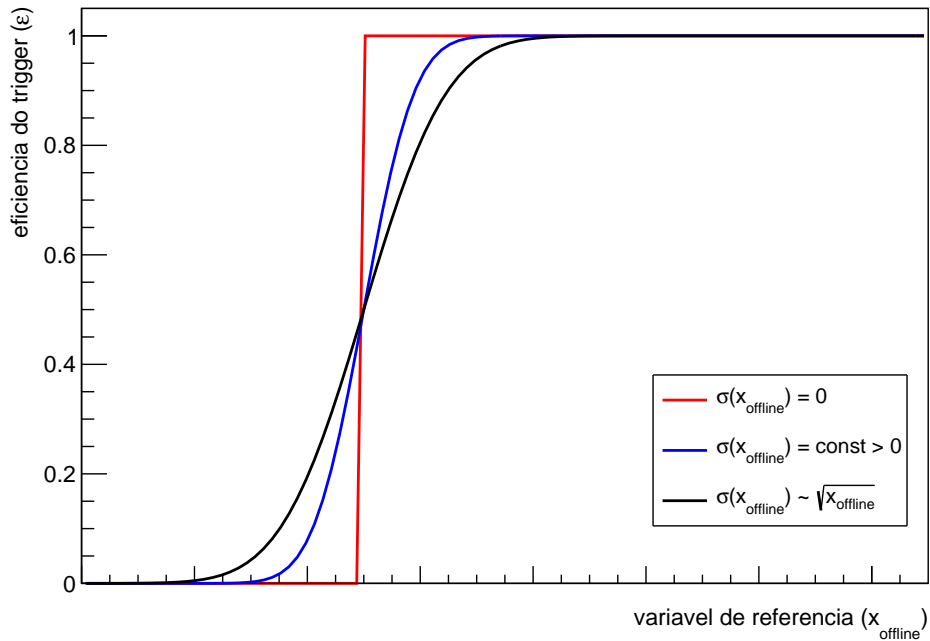


Figura 7.2: Curvas de eficiência de um trigger como função de uma variável de referência para diferentes resoluções da variável medida online com relação à variável reconstruída offline.

Anteriormente discutiu-se alguns dos principais aspectos que descrevem a curva de eficiência de um *trigger* (*turn-on*). A seguir será discutido em um pouco mais de detalhes três importantes regiões da curva de eficiência de um *trigger*; essas regiões podem ser enunciadas como: região 1 - mínima eficiência, região 2 - região de *turn-on* (a qual nomeia a curva que descreve a eficiência do trigger) e região 3 - máxima eficiência, *plateau* de eficiência. Essas três regiões podem ser distintamente observadas na figura 7.3.

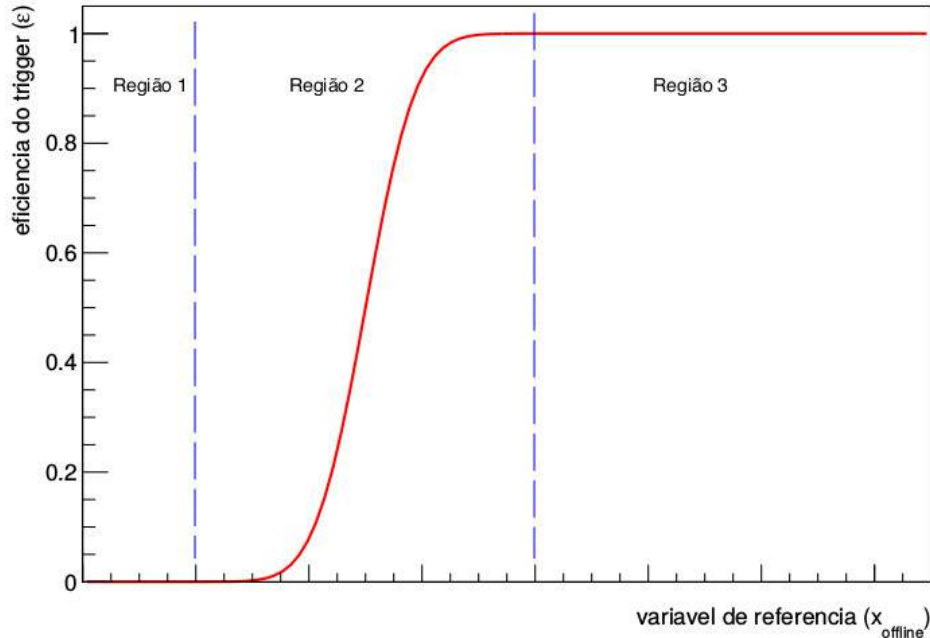


Figura 7.3: A curva de eficiência de um *trigger* como função de uma variável de referência é apresentada. As regiões de interesse na descrição do *trigger* são destacadas: mínima eficiência (região 1), *turn-on* (região 2) e *plateau* (região 3).

As regiões destacadas em 7.3 correspondem a:

- **mínima eficiência:** região abaixo do requerimento imposto pelo *trigger*. Eventos que não satisfazem esse requerimento não são considerados para posterior análise.
- **turn-on:** região de transição de eficiência de 0 para 100%. Nessa região é possível observar a performance do *trigger* em questão com relação à variável de referência medida *offline*. Esse conhecimento decorre da observação da largura (*width*) da *turn-on*, que está diretamente relacionada com a resolução do *trigger*. Assim, quanto à resolução do *trigger*, define-se os casos (como exemplo, para o *trigger* de MET):
 - $\frac{\text{reco}_{[\text{pfMET}]} - \text{true}_{[\text{MET}]}}{\text{true}_{[\text{MET}]}}$: *reco* é a forma abreviada de reconstrução. Desse modo *reco_{PFMET}* corresponde à variável MET reconstruída com o algoritmo *particle flow* (PF) *offline*; *true_{MET}* corresponde à variável de MET simulada, ou seja, a variável calculada a partir dos eventos gerados pelos geradores de MC. Assim, a fração previamente exibida é o cálculo da resolução da *turn-on*, o que por sua

vez, informa a comparação da variável MET reconstruída com a quantidade de MET gerada (*true met*);

- $\frac{\text{HLT}_{[\text{pfMET}]} - \text{reco}_{[\text{pfMET}]}}{\text{reco}_{[\text{pfMET}]}}$: $\text{HLT}_{[\text{pfMET}]}$ corresponde à variável calculada *online* pelo *trigger* no HLT; assim, essa expressão que corresponde ao cálculo da resolução, está associada à **largura** da *turn-on*. O gráfico resultante dessa expressão corresponderia à uma distribuição gaussiana com determinada largura, que por sua vez, está associada à medida de resolução da *turn-on*. Portanto, a largura da *turn-on* informa o quão inclinada é a curva na região de transição, ou seja, a rapidez com que a eficiência vai de 0 a 100%. Em geral, *turn-ons* muito inclinadas indicam *triggers* com comportamento bem definido e alta resolução.
- região de **saturação - plateau**: nessa região, o *trigger* apresenta máxima e constante eficiência. *Triggers* de MET apresentam eficiência na região de *plateau* próximo de 1, devido ao fato de serem quantidades bem medidas; caso os eventos apresentem alto valor de MET, dificilmente serão perdidos pelo *trigger*. O mesmo não ocorre para *triggers* de múons, uma vez que por se tratar de partículas que interagem fracamente com a matéria, deixam um sinal bastante fraco nos detectores, apresentando uma região de *plateau* abaixo de 100%.

7.2.2 Métodos para medidas de eficiências de triggers

Até o presente momento discutiu-se como eficiências de *triggers* podem ser definidas e as principais informações que podem ser extraídas de sua curva de descrição (*turn-on*). A partir de agora, serão apresentados os diversos métodos que podem ser utilizados para medir a eficiência de um *trigger*. Com exceção do método da contagem, que será descrito logo a seguir, os outros métodos discutidos são denominados *data-driven methods*, uma vez que são aplicados diretamente nos dados para se extrair a eficiência.

- O método da **contagem** [152, 153, 154, 155] é baseado em amostras de Monte Carlo (MC), nas quais as informações das partículas produzidas, resposta do detector e decisões do *trigger* estão disponíveis. Desse modo, esse método depende fortemente no quão confiável a simulação é produzida. A partir da aplicação do método nas

amostras de MC, a medida de eficiência do *trigger* poder ser obtida por contagem direta entre os eventos que ativaram o *trigger* em questão e o total de eventos presentes na amostra. Ao se aplicar o método da contagem é importante que a amostra em que a medida será realizada possua o mínimo possível de seleções de modo que erros sistemáticos (*biases*) não sejam adicionados à medida de eficiência realizada. O método da contagem, em geral, é utilizado na validação dos métodos que serão descritos abaixo.

- No método **ortogonal** [152, 153, 154, 155] objetiva-se selecionar uma sub-amostra na qual a medida de eficiência do *trigger* alvo/principal (*trigger* que será utilizado na análise) será realizada. Assim, minimiza-se possíveis erros sistemáticos que afetem a estimativa da eficiência do *trigger*. No método ortogonal explora-se o fato de que existem *triggers* que são, no caso ideal, completamente independentes do *trigger* alvo utilizado na cadeia de seleção de eventos. Entretanto, a determinação de tal *trigger* ortogonal nem sempre é possível, sendo assim a ortogonalidade frequentemente aproximada. Esse método pode ser exemplificado do seguinte modo: a medida de eficiência de *triggers* de MET pode ser realizada em amostras selecionadas com *triggers* de elétrons, uma vez que os *triggers* que envolvem MET são independentes das medidas realizadas pelo subsistemas utilizados para medir elétrons.

A obtenção de amostras que apresentem pouco ou nenhum bias pode ser realizada através da utilização de *triggers minimum-bias* (*triggers* que requerem uma atividade mínima do detector) ou *triggers* randômicos (baseado na informação de *bunch-crossing*).

- O método **tag-and-probe** [152, 153, 154, 155] explora o fato de que para um dado decaimento de dois corpos com cinemática conhecida, a partir da observação de um dos produtos de decaimento pode ser inferir também que a outra partícula deve estar presente no evento. A medida para a eficiência de *triggers* de elétrons e de múons, pode então, ser realizada em amostras que contenham eventos de bóson Z, com consequente decaimento em dois elétrons ou dois múons. Esse método é empregado

do seguinte modo, considere como exemplo, o caso em que se deseje medir a eficiência de um *trigger* de elétrons: um dos dois elétrons reconstruídos é requerido ter sido o responsável por ter ativado o *trigger*; esse elétron então é denominado *tag*-elétron. O segundo elétron é denominado *probe*-elétron. A eficiência do *trigger* é então medida como a razão entre o número de *probe*-elétrons selecionados pelo *trigger* e o número total de *probe*-elétrons. De modo a obter uma amostra rica em eventos com bósons Z, um corte de seleção na massa invariante do par de partículas reconstruídas é aplicado.

- O método **bootstrap** é outro *data-driven method*[152, 154, 155]. Para se aplicar esse método é necessário se conhecer a priori a eficiência do *trigger* de baixo requerimento que será utilizado para selecionar os eventos em que a eficiência do *trigger* alvo será medida. Considere T_1 como sendo o *trigger* utilizado para selecionar a amostra de eventos e T_2 o *trigger* alvo, o qual se quer medir a eficiência. Pode-se denotar por $e(T_2|T_1)$ - eficiência relativa de T_2 com relação a T_1 , como a probabilidade de que T_2 seja ativado dado que T_1 já foi disparado.

O cálculo da eficiência do *trigger* T_2 é baseado no teorema de Bayes e é expresso como:

$$e(T_2) = \frac{e(T_2|T_1) \cdot e(T_1)}{e(T_1|T_2)}, \quad (7.4)$$

em que $e(T_1)$ é a probabilidade de que T_1 seja ativado.

Assumindo que a probabilidade condicional, de que os requisitos de seleção de T_1 sejam satisfeitos dado que T_2 já foi ativado, seja igual a 1, então $e(T_1|T_2) = 1$ e a equação 7.4 se torna:

$$e(T_2) = e(T_2|T_1) \cdot e(T_1). \quad (7.5)$$

A aplicação desse método é particularmente apropriada quando as amostras utilizadas possuem baixa estatística (a quantidade de eventos não é significativa).

7.3 Estudo de eficiência do trigger de MET170

Na seção 4.2.6, o sistema de *trigger* do experimento CMS foi descrito, em que distinguíu-se as características do sistema L1, primeiro nível de seleção dos eventos, do sistema HLT, sistema mais acurado de seleção de eventos. No contexto dos *triggers* de MET, objeto de discussão nessa seção, em L1, a energia transversa perdida (*ETM* - sigla utilizada no L1) é calculada a partir das energias depositadas nas torres de energia dos calorímetros e suas direções com relação ao centro do detector. No sistema HLT, MET é calculada utilizando o algoritmo PF a partir da soma vetorial do momento transverso de todas as partículas reconstruídas (energia visível) no evento. No sistema L1, existe um conjunto de *triggers* — assim como no HLT — sendo executados paralelamente; esses *triggers* que selecionam eventos em L1 e fornecem os *bits* (1 ou 0) que indicam se o evento foi aceito (1) ou rejeitado (0), denominam-se sementes (*seeds*) para os *triggers* processados em HLT.

A fim de selecionar potenciais eventos de sinal para posterior estudo e desenvolvimento da análise apresentada em 6.3, utiliza-se o *trigger* HLT_PFMET170_X_Y. A seguir a nomenclatura empregada para os *triggers* de MET nos sistemas L1 e HLT é descrita.

- No sistema L1, no contexto do *trigger* de MET, a nomenclatura utilizada é L1_ETMX: a primeira parte do nome do *trigger*, **L1**, indica o sistema de *trigger* de seleção de eventos; seguido pela quantidade calculada ou objeto físico empregados na seleção ou rejeição dos eventos, no caso em questão, **ETM** (energia transversa perdida); o **X** indica o valor limiar utilizado para selecionar os eventos. Eventos com **ETM** > **ETMX** são aceitos, caso contrário, são descartados e perdidos.
- Em relação aos *triggers* utilizados no sistema HLT, a nomenclatura empregada é HLT_PFMET170_X_Y: a primeira parte do nome do *trigger*, **HLT**, indica o sistema de *trigger* de seleção de eventos; **PFMET170** representa a quantidade que está sendo avaliada *online* pelo *trigger*, no caso MET reconstruída pelo algoritmo PF com limiar em 170 GeV; **X** indica o filtro ou redutor de ruídos espúrios implementando no *trigger*, como por exemplo *Noise Cleaned* que é um filtro utilizado para reduzir ruídos associados à eventos de *pile-up* ou *HBHE Cleaned*, filtro utilizado na redução

de ruídos provenientes do calorímetro hadrônico, HB (parte do barril) e HE (parte das tampas); e \mathbf{Y} representa a versão do *trigger* que está sendo executada, uma vez que os *triggers* são atualizados dependendo das novas condições de tomadas de dados.

Desse modo, os *triggers* de MET utilizados são: **HLT_PFMET170NoiseCleaned** e **HLT_PFMET170HBHECleaned** e as respectivas sementes são: **L1_ETM50 OR L1_ETM60 OR L1_ETM70 OR L1_ETM80 OR L1_ETM90 OR L1_ETM100** [156].

As medidas de eficiência que serão apresentadas nessa seção correspondem ao *trigger* de MET cujo filtro utilizado é **HBHECleaned**. As curvas apresentadas em 7.4 foram produzidas utilizando uma amostra de Monte Carlo com processos de W+Jatos e um requerimento mínimo no número de jatos ($n_{\text{jatos}} > 2$). As eficiências são estimadas a partir da razão entre o **numerador** — histograma com os eventos que possuem no mínimo 2 jatos e são selecionados pelo *trigger* de MET — e o **denominador** — histograma preenchido com os eventos com no mínimo 2 jatos. No gráfico observa-se que **HBHECleaned** e **NoiseCleaned** possuem performances similares (as curvas de eficiência são iguais) embora os filtros de redução de *backgrounds* destacados sejam diferentes.

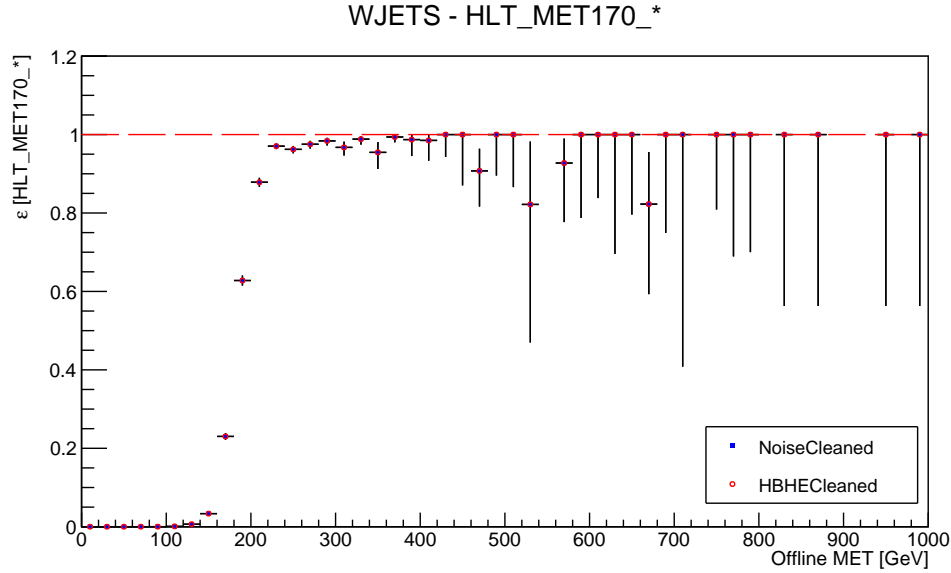


Figura 7.4: *Curvas de eficiência dos triggers de MET [HLT_PFMET170_NoiseCleaned e HLT_PFMET170_HBHECleaned] versus a variável de referência calculada offline (MET) medidas em uma amostra de MC de W+Jatos. Como pode ser notado, ambos os triggers apresentam descrição similar.*

7.3.1 Método Ortogonal: W+Jatos e $t\bar{t}$ +Jatos

Anteriormente introduziu-se os principais métodos utilizados para estimativa de eficiência de *triggers* utilizados em diversas análises físicas. Os resultados que serão apresentados a seguir são baseados na aplicação dos métodos *ortogonal* e da *contagem*.

- **Amostra W+Jets: Método Ortogonal**

Os gráficos de eficiência que serão exibidos a seguir foram produzidos utilizando o método de estimativa de eficiências conhecido como método ortogonal, já introduzido previamente. O *trigger* ortogonal escolhido para seleção de uma sub-amostra *unbiased*, ou seja, de modo a minimizar o máximo possível a introdução de erros sistemáticos, é o *trigger* de elétrons HLT_Ele27_eta2p1_WPLoose_Gsf: esse *trigger* coleta eventos que contêm no mínimo 1 elétron dentro de uma cobertura angular de 2.1 (pseudorapidez), com critério de identificação do elétron sendo denominado **fraco** (**loose**). O critério de identificação fraco possui uma eficiência média de 90% e é baseado em cortes de quantidades cinemáticas

como: η , ϕ , isolamento, conversão e número esperado de *hits* perdidos. O filtro utilizado na reconstrução dos elétrons é denominado *Gaussian-sum Filter* (Gsf): esse algoritmo de reconstrução é uma generalização não-linear do filtro Kalman que por sua vez baseia-se na estimativa linear via método dos mínimos quadrados; adicionalmente esse *trigger* é dito **unprescaled**, ou seja, sem **prescale**¹. É importante destacar que o *trigger* de MET utilizado não possui prescale aplicado.

Os gráficos em 7.5 exibem as curvas de eficiência estimadas utilizando o método ortogonal. O numerador e o denominador, que possibilitam calcular a eficiência, possuem os seguintes requerimentos:

■ **Numerador:**

- eventos com 1 elétron, com $p_T > 20$ GeV e com critério de identificação **forte** (*tight*), em que esse critério possui uma eficiência média de 70% e baseia-se em corte aplicados sobre as seguintes variáveis cinemáticas: η , ϕ , isolamento, conversão e número esperado de *hits* perdidos;
- o *trigger* de elétrons HLT_Ele27_eta2p1_WPLoose_Gsf;
- o *trigger* HLT_PFMET170_HBHECleaned.

■ **Denominador:**

- todos os requerimentos definidos no numerador exceto o *trigger* HLT_PFMET170_HBHECleaned.

¹**Prescale** é o termo utilizado no contexto do estudo de *triggers* para se referir ao fator aplicado na redução das taxas de saída (*output rates*) dos *triggers*. Por exemplo, dizer que um dado *trigger* possui prescale 50, significa dizer que a cada 50 eventos selecionados apenas 1 evento é armazenado para posterior análise. É válido mencionar que o fator de prescale é variável, dependendo da luminosidade instantânea na qual os dados estão sendo coletados.

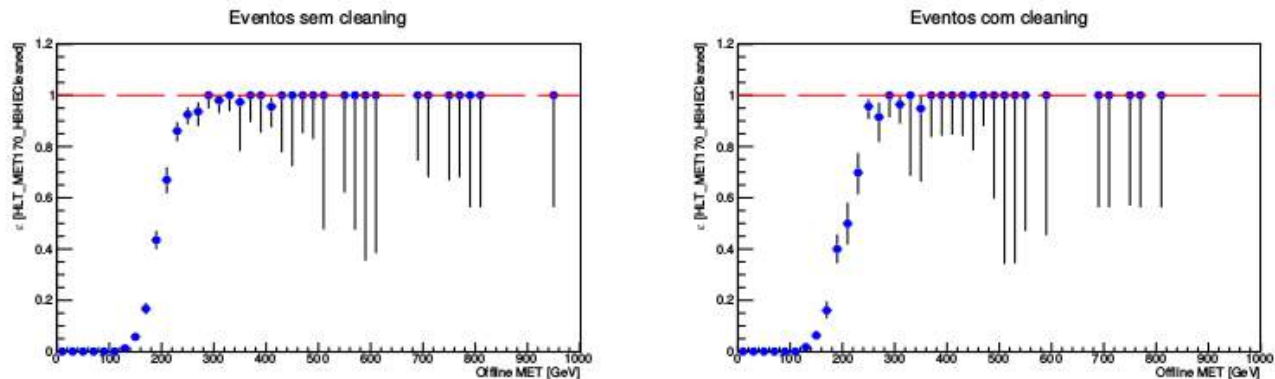


Figura 7.5: *Curvas de eficiência para o trigger $HLT_PFMET170_HBHECleaned$ versus a variável de referência calculada offline (MET) medidas em uma amostra de MC de $W+Jatos$ utilizando um trigger de elétron de limiar em 27 GeV sem prescale. O primeiro gráfico com o título **Eventos sem cleaning** refere-se à medida de eficiência sem a aplicação dos requerimentos cinemáticos em 7.3.1 nos elétrons enquanto que o gráfico entitulado **Eventos com cleaning** indica a medida de eficiência incluindo TODOS os requerimentos anteriormente descritos em 7.3.1.*

No primeiro gráfico de 7.5 — **Eventos sem cortes de “limpeza” (cleaning)** — observa-se uma pequena ineficiência em direção a região de *plateau*. Após a aplicação dos requerimentos cinemáticos — **Eventos com cortes de “limpeza” (cleaning)** — a perda de eficiência é parcialmente recuperada. Essas duas denominações **com** ou **sem** limpeza, basicamente, são utilizadas para diferenciar quando o conjunto de cortes anteriormente mencionado é aplicado. A ineficiência observada é esperada devido à uma correlação [155] existente entre o momento transversal do elétron (p_T) e a quantidade de MET presente no evento; ou seja, quanto maior o momento do elétron originado do decaimento do bóson W, maior é a quantidade de MET, que nesse caso representa uma MET genuína associada ao neutrino do elétron, necessária para balancear o evento. De modo a minimizar essa correlação que representa um erro sistemático para a medida da eficiência do trigger de MET, um corte superior no momento transversal do elétron é aplicado, ou seja, $p_T < 50$ GeV. Assim, o requerimento no momento transversal do elétron em 7.3.1, elétrons com $p_T > 20$ GeV, é substituído por $p_T < 50$ GeV.

O gráfico em 7.6 exibe a medida de eficiência com o corte superior no momento transversal do elétron presente nos eventos selecionados.

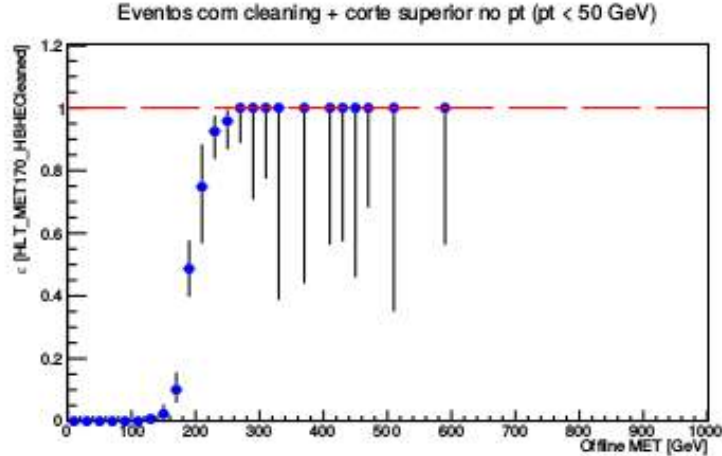


Figura 7.6: Curva de eficiência para o trigger $HLT_PFMET170_HBHECleaned$ versus a variável de referência calculada offline (MET) medida em uma amostra de MC de $W+Jatos$ aplicando TODOS os requerimentos em 7.3.1. O corte superior no momento transversal do elétron foi introduzido para minimizar a correlação entre o p_T do elétron e MET .

Em 7.6, nota-se que a curva de eficiência do *trigger* de MET se comporta de acordo com as expectativas, ou seja, essa curva é bem definida, apresenta boa resolução (curva com alta inclinação) e atinge a região de *plateau* em 100%. De fato, como verificado, o corte superior no p_T do elétron recuperou efetivamente o comportamento esperado para a curva de eficiência do *trigger* de MET. Devido aos requerimentos adicionais às seleções realizadas pelos *triggers* ortogonal (*trigger* de elétron) e de MET, fica evidenciado pelas grandes barras de erros (somente incertezas estatísticas), a falta de estatística na região de alta MET.

De 7.6, extrai-se que para $MET > 300$ GeV, o *trigger* é 100% eficiente.

- **Amostra $t\bar{t}+Jatos$: Método Ortogonal**

O estudo descrito acima para a amostra de $W+Jatos$ foi também executado em uma amostra de $t\bar{t}+Jatos$ por motivo de comparação. Os primeiros gráficos mostrados em 7.7 exibem curvas de eficiência calculadas a partir de eventos selecionados **sem “limpeza”**, ou seja, sem os requerimentos cinemáticos sobre os elétrons no evento, e **com “limpeza”**, ou seja, em que todos os requerimentos são aplicados. Como destacado no

estudo de eficiência na amostra de W+Jatos, para $MET > 300$ GeV, o *trigger* é também 100% eficiente. Nota-se ao longo da *turn-on* e durante uma parte inicial da região de *plateau* (~ 500 GeV) a presença de uma quantidade significativa de estatística (barras de erros pequenas); acima de 500 GeV, região de alta MET, o decréscimo de estatística é evidenciado.

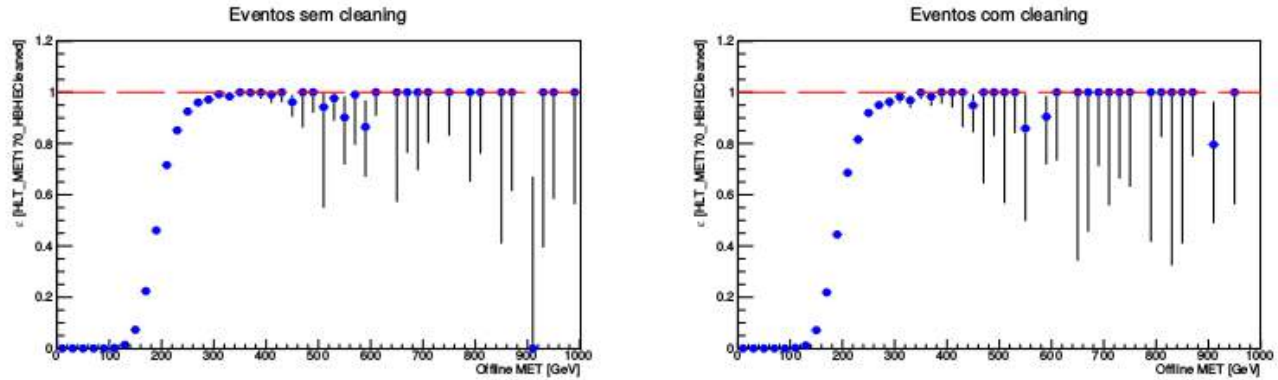


Figura 7.7: *Curvas de eficiência para o trigger $HLT_PFMET170_HBHECleaned$ versus a variável de referência calculada offline (MET) medidas em uma amostra de MC de $t\bar{t}+Jatos$ utilizando um trigger de elétron de limiar em 27 GeV sem prescale. O primeiro gráfico com o título **Eventos sem cleaning** refere-se à medida de eficiência sem a aplicação dos requerimentos cinemáticos nos elétrons definidos em 7.3.1 enquanto que o gráfico entitulado **Eventos com cleaning** indica a medida de eficiência incluindo TODOS.*

De modo similar ao descrito quando a amostra utilizada foi W+Jatos, a fim de reduzir uma potencial correlação existente entre o p_T do elétron e MET na medida de eficiência, um corte superior no momento do elétron, $p_T < 50$ GeV, foi aplicado nos eventos da amostra de $t\bar{t}+Jatos$. A curva de eficiência com o requerimento de corte superior é exibida em 7.8.

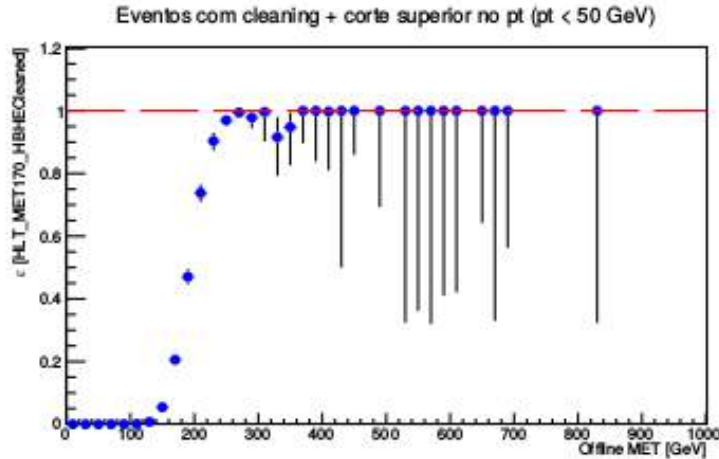


Figura 7.8: Curva de eficiência para o trigger $HLT_PFMET170_HBHECleaned$ versus a variável de referência calculada *offline* (MET) medida em uma amostra de MC de $t\bar{t}+Jatos$ aplicando TODOS os requerimentos em 7.3.1. O corte superior no momento transversal do elétron foi introduzido para minimizar uma potencial correlação entre o p_T do elétron e MET .

De 7.8, observa-se uma curva de eficiência bem definida e de boa resolução. Na figura 7.7, nota-se que para $MET > 300$ GeV, a região de *plateau* se encontra em 100% de eficiência. Devido à excelente medida da eficiência no último caso, nota-se que a região de *plateau* é alcançada mais cedo, ou seja, $MET \sim 260$ GeV. Entretanto, de modo *conservador*, estabelece-se como corte *offline* a ser aplicado na seleção de eventos da análise, $MET > 300$ GeV.

■ Método Ortogonal: Comparação entre $W+Jatos$ e $t\bar{t}+Jatos$

Até o momento, no contexto desta seção, foi explicitada a metodologia e os cortes *offlines* estabelecidos a partir das medidas de eficiência do *trigger* de MET em amostras de MC com os seguintes processos: $W+Jatos$ e $t\bar{t}+Jatos$. O gráfico a seguir, 7.9, exhibe a comparação entre as curvas de eficiências obtidas a partir da amostra de $W+Jatos$ e $t\bar{t}+Jatos$, em que todos os requerimentos foram aplicados no numerador e denominador, destacando a presença do corte superior no p_T do elétron de modo a minimizar a presença de correlação entre MET e o p_T do elétron. Como pode ser notado, o corte *offline* conservador estabelecido em $MET > 300$ GeV, onde o *trigger* é 100% eficiente, está de acordo com os resultados individuais fornecidos pelo estudo em cada amostra.

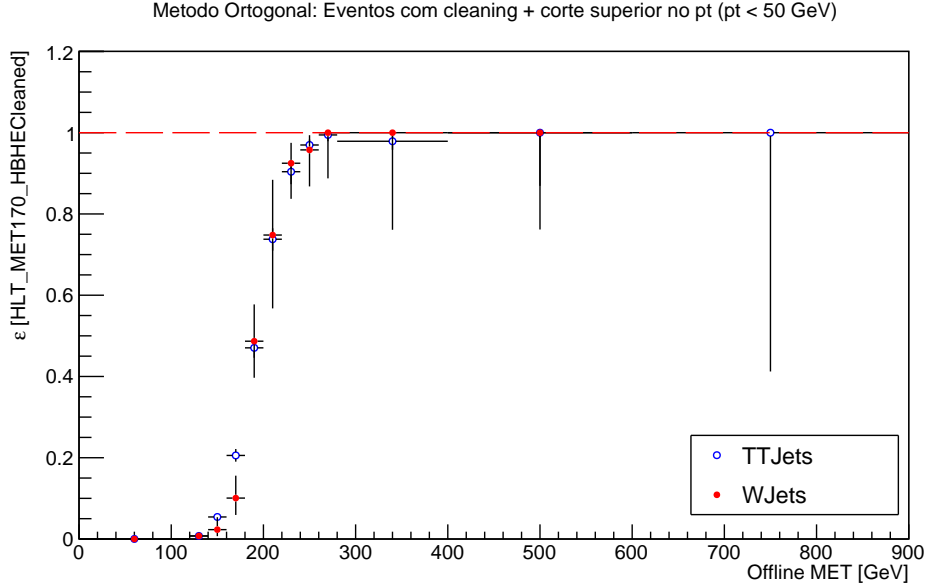


Figura 7.9: Comparação das curvas de eficiência obtidas para o trigger $HLT_PFMET170_HBHECleaned$ versus a variável de referência calculada offline (MET) medidas nas amostra de MC: $W+Jatos$ e $t\bar{t}+Jatos$ aplicando TODOS os requerimentos em 7.3.1. Essa comparação exibida entre as curvas obtidas indicam o funcionamento apropriado do método, uma vez que o acordo no valor do corte offline estabelecido ($MET > 300$ GeV) é verificado.

7.3.2 Método da Contagem: $W+Jatos$ e $t\bar{t}+Jatos$

Na sub-seção 7.3.1, apresentou-se os resultados obtidos com o método ortogonal utilizando um *trigger* ortogonal baseado na seleção de elétrons com $p_T > 27$ GeV com requerimentos cinemáticos. Por razão de comparação, estudos de eficiência utilizando as mesmas amostras de MC, $W+Jatos$ e $t\bar{t}+Jatos$, foram realizados utilizando o método de medida de eficiência de *trigger* denominado **contagem**. A descrição desse método em detalhe pode ser encontrada em 7.2.2.

As definições do numerador e denominador empregadas nas medidas de eficiência no âmbito do método da contagem são:

■ **Numerador:**

- eventos com MET reconstruída acima de 170 GeV selecionados pelo *trigger*

HLT_PFMET170_HBHECleaned;

■ **Denominador:**

- eventos com MET reconstruída.

É importante recordar que o método da contagem é usado na validação de outros métodos de medida de eficiência de *triggers* e que a mínima aplicação de cortes é realizada de modo a evitar a introdução de erros sistemáticos. Desse modo, as amostras em que as curvas de eficiência foram medidas foram produzidas sem a aplicação de nenhum corte de seleção especial e são estatisticamente limitadas, uma vez que o processamento de todos os arquivos com extensão **.root**², sem a presença de nenhum corte como mencionado, seria inviável devido à falta de espaço de armazenamento.

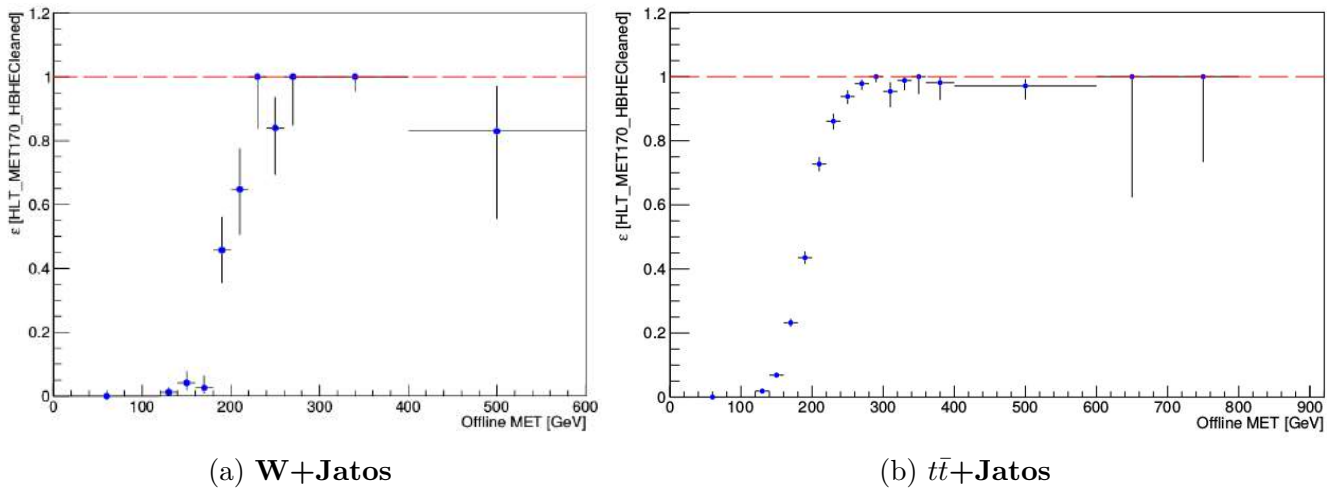
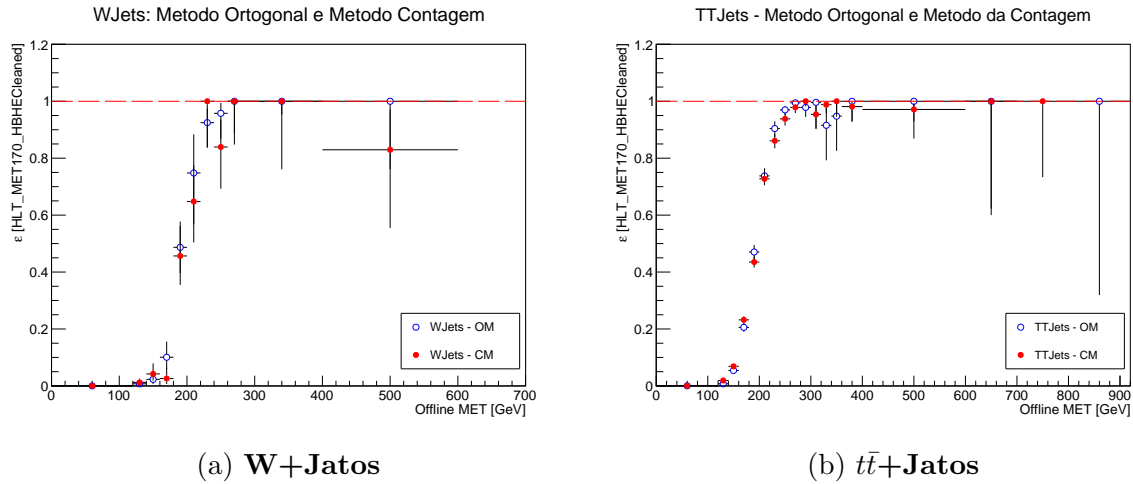


Figura 7.10: *Curvas de eficiência para o trigger HLT_PFMET170_HBHECleaned versus a variável de referência calculada offline (MET) utilizando o método da Contagem. As eficiências foram medidas nas amostras de W+Jatos e tt+Jatos sem nenhum requerimento especial em sua produção. O gráfico em (7.10a) é a medida da eficiência na amostra de W+Jatos e (7.10b), a medida de eficiência na amostra de tt+Jatos.*

■ **Comparação entre os métodos Ortogonal e da Contagem em curvas de eficiência obtidas a partir de amostras de W+Jatos e tt+Jatos**

²Arquivos de extensão .root são os arquivos que contêm dados reais e as amostras de simulação Monte Carlo utilizados dentro dos principais experimentos do LHC.

Os gráficos da figura 7.11 comparam as curvas de eficiência para o *trigger* de MET obtidas pelos métodos ortogonal e da contagem. No método ortogonal, um *trigger* de elétron de limiar em 27 GeV foi utilizado como *trigger* ortogonal e todos os requerimentos apontados em 7.3.1 mais o corte superior no p_T do elétron foram levados em conta nas medidas dessas eficiências. Quanto ao método da contagem, como já destacado, foram utilizadas amostras de MC de processos similares às utilizadas pelo método ortogonal, entretanto sem cortes de seleções especiais no momento de criação das amostras, de modo a reduzir a introdução de potenciais erros sistemáticos. Ainda com relação a esse método, os requerimentos utilizados foram aqueles mencionados em 7.3.2.



(a) $W+Jatos$

(b) $t\bar{t}+Jatos$

Figura 7.11: Comparação dos métodos ortogonal e da contagem em uma amostra de $W+jatos$ (7.11a) e $t\bar{t}+Jatos$ (7.11b).

Como pode-se notar, dentro das incertezas estatísticas, o acordo entre os dois métodos é verificado.

7.3.3 Comparação entre os métodos Ortogonal e da Contagem: Procedimento de ajuste (*fits*)

A fim de se comparar de modo quantitativo as curvas de eficiências obtidas por meio dos métodos ortogonal e da contagem, o procedimento de ajuste *fits* das curvas e extração dos parâmetros relevantes foi realizado. Tais parâmetros que desempenham um papel importante nessa comparação são: região de máxima eficiência (*plateau*), inclinação da *turn-on* (*slope*) e o valor central da *turn-on* (ponto de virada da *turn-on*). Os gráficos que serão mostrados a seguir foram fitados com a seguinte função:

$$f(x) = \frac{a}{1 + e^{-b(x-x_0)}}, \quad (7.6)$$

em que \mathbf{a} é o parâmetro correspondente ao *plateau*, \mathbf{b} à inclinação da *turn-on* e \mathbf{x}_0 ao valor central da *turn-on*. Tal função se assemelha à função de Fermi aplicada na descrição da ocupação de níveis de energia eletrônicos para um sistema de elétrons em equilíbrio térmico.

Os gráficos obtidos a partir da aplicação do método ortogonal em amostras de W +Jatos e $t\bar{t}$ +Jatos com o fit da função descrita em 7.6 são exibidos em 7.12.

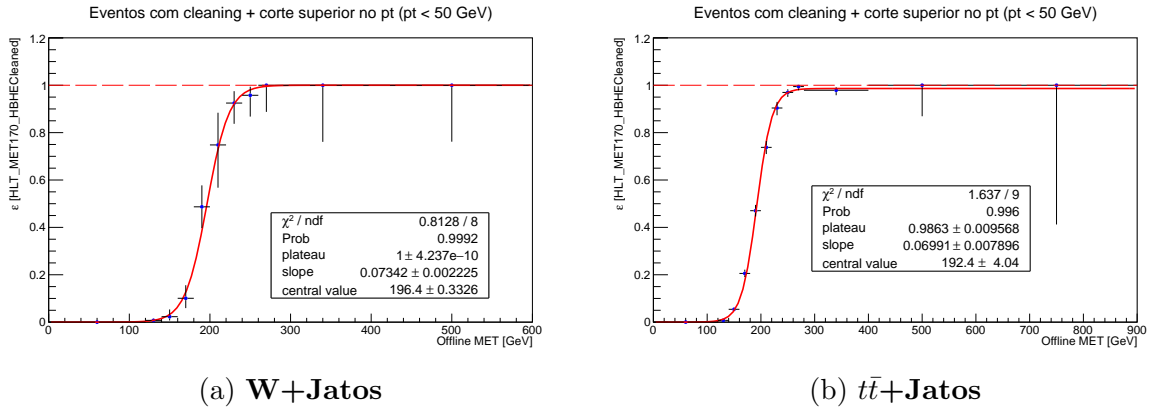


Figura 7.12: Procedimento de ajuste (*fit*) aplicado às curvas de eficiência obtidas por meio do método ortogonal em uma amostra de W +jatos (7.13a) e em uma amostra de $t\bar{t}$ +Jatos (7.13b).

De modo similar, os gráficos com o procedimento de ajuste (*fit*) aplicado às curvas obtidas por meio do método da contagem são expostos em 7.13.

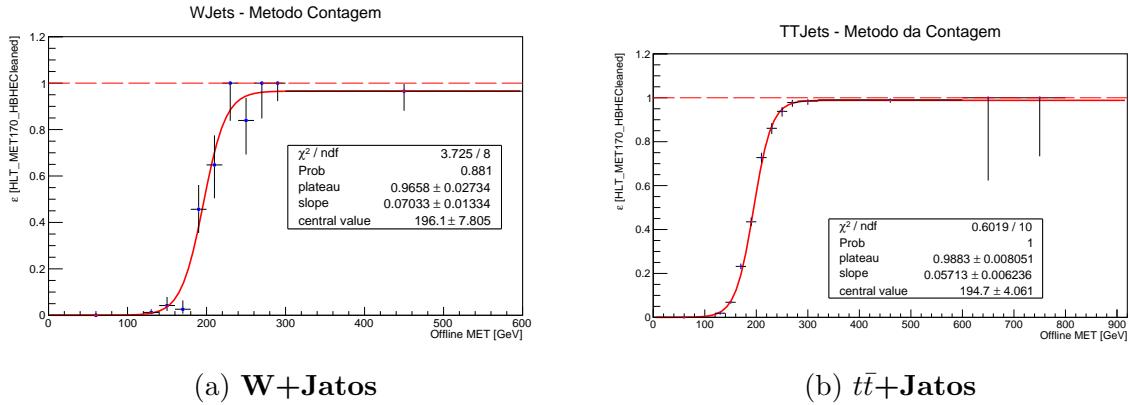


Figura 7.13: Procedimento de ajuste (*fit*) aplicado às curvas de eficiência obtidas por meio do método da contagem em uma amostra de W +jatos (7.13a) e em uma amostra de $t\bar{t}$ +Jatos (7.13b).

Os parâmetros obtidos a partir do procedimento de ajuste (*fit*) no método ortogonal e da contagem estão organizados e dispostos na tabela 7.1.

Tabela 7.1: Comparação entre os métodos ortogonal e da contagem a partir dos parâmetros obtidos pelo procedimento de ajuste (*fit*) aplicado em curvas de eficiência oriundas de amostras de W +Jatos e $t\bar{t}$ + Jatos.

Parâmetros	W+Jatos		$t\bar{t}$ +Jatos	
	Método Ortogonal	Método da Contagem	Método Ortogonal	Método da Contagem
Plateau	$1. \pm 0.00$	0.97 ± 0.03	0.99 ± 0.01	0.99 ± 0.01
Inclinação	0.073 ± 0.002	0.070 ± 0.013	0.069 ± 0.008	0.057 ± 0.006
Valor central	196.4 ± 0.3	196.1 ± 7.8	192.4 ± 4.0	194.7 ± 4.1

Como pode ser verificado na tabela 7.1, dentro de 1σ de compatibilidade, todos os parâmetros — *plateau*, inclinação e valor central da *turn-on* — acordam entre si quando os resultados dos métodos são comparados dentro do contexto de uma das amostras. Como pode ser notado, um excelente acordo é observado para os resultados obtidos a partir da amostra de $t\bar{t}$ + Jatos, para o parâmetro *plateau*. Discrepâncias em ordem de magnitude nas incertezas estatísticas são observadas nos resultados provenientes do método da contagem para a amostra de W+Jatos. Isso decorre da limitada quantidade

de eventos e impacta na qualidade do procedimento de ajuste (*fit*) na obtenção de tais parâmetros.

Como o conhecimento da eficiência máxima do *trigger — plateau* — é importante, uma vez que essa informação contribui para a definição do valor do corte *offline*, necessário para garantir a seleção de eventos de MET com máxima eficiência, a seguir será calculada e determinada a eficiência média “pesada” pelas incertezas a partir dos valores na tabela 7.1 para o método ortogonal:

■ Eficiência média “pesada” pelas incertezas é calculada pela expressão:

$$\varepsilon_m = \frac{\sum_{i=1}^N w_i \varepsilon_i}{\sum_{i=1}^N w_i}, \quad (7.7)$$

em que w_i é o peso, calculado como $w_i = 1/\sigma_i^2$, em que σ_i é o valor das respectivas incertezas estatísticas das medidas. O valor da incerteza “média” é calculado como:

$$\sigma_m = \frac{1}{\sum_{i=1}^N w_i}. \quad (7.8)$$

Aplicando os valores para o método ortogonal mostrados na tabela 7.1 nas equações 7.7 e 7.8, obtém-se o importante resultado de que a partir de MET > 300 GeV, a eficiência determinada pelas medidas é $\varepsilon = 1.0 \pm 4.2 \times 10^{-10}$.

7.3.4 Comparação procedimento de ajuste (*fit*) entre amostras de MC e dados para o método ortogonal

Anteriormente comparou-se os resultados provenientes do procedimento de ajuste (*fit*) aplicado nas curvas de eficiência obtidas pelos métodos ortogonal e da contagem em amostras de W+Jatos e $t\bar{t}$ + Jatos. Desse modo, o passo seguinte baseia-se na comparação dos resultados do procedimento de ajuste (*fit*) obtidos pelo método ortogonal com os aqueles obtidos a partir de uma amostra de dados coletados, em 2016, pelo experimento CMS. A amostra de dados coletados é denominada **era C** e a luminosidade integrada associada é de 2.64 fb^{-1} em uma energia de centro de massa de 13 TeV. O gráfico da

curvas de eficiência produzidas a partir da aplicação do método ortogonal, com definições para o numerador e denominador em 7.3.1 e corte superior no p_T do elétron, exibido em 7.14:

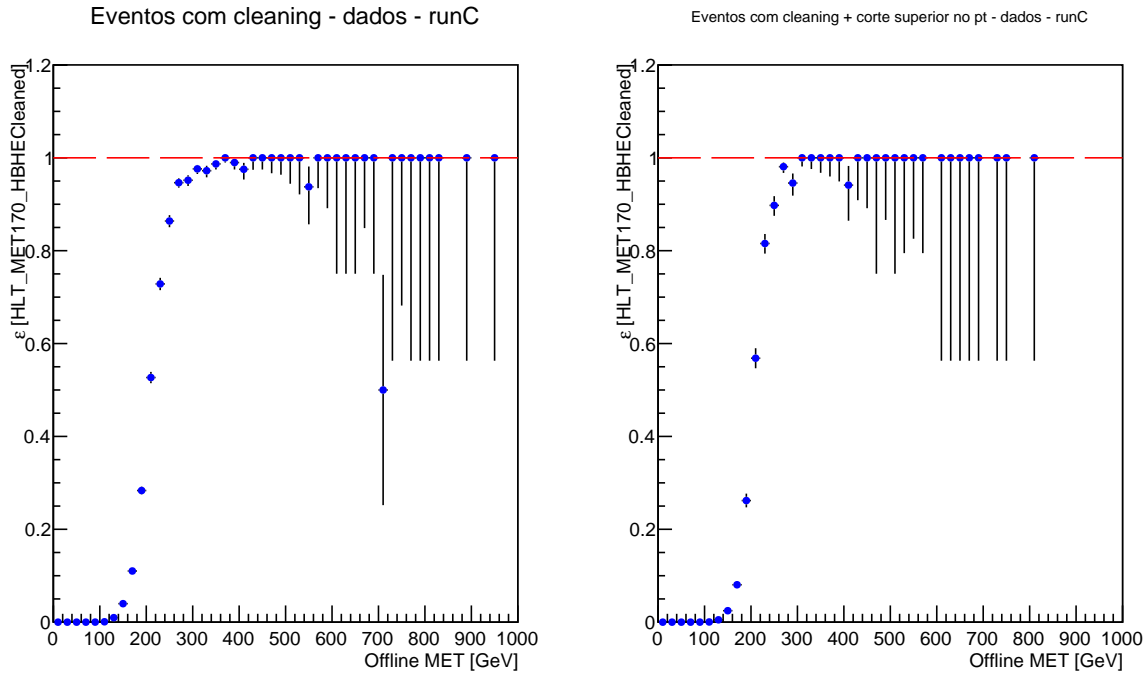


Figura 7.14: *Curvas de eficiência para o trigger $HLT_PFMET170_HBHECleaned$ versus a variável de referência calculada offline (MET) medidas em uma amostra de dados (Era C) coletados em 2016 a uma luminosidade integrada de 2.64 fb^{-1} em $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ pelo experimento CMS utilizando um trigger de elétron de limiar em 27 GeV sem prescale. O primeiro gráfico com o título **Eventos com cleaning** refere-se a medida de eficiência com a aplicação dos requerimentos em 7.3.1 enquanto que o gráfico entitulado **Eventos com cleaning + corte superior no pt** indica a medida de eficiência incluindo TODOS os requerimentos em 7.3.1 + corte superior no p_T do elétron.*

No gráfico **Eventos com “limpeza”** em 7.14, observa-se uma similaridade na região de *turn-on* em direção ao *plateau*. Tal efeito, assim como apontado no caso das curvas produzidas a partir das amostras de MC, ocorre devido à uma correlação entre o p_T do elétron e MET. Em **Eventos com “limpeza” + corte superior no pt**, nota-se que com a introdução do corte superior no p_T do elétron, esse efeito é fortemente suprimido.

A fim de se comparar as curvas de eficiência obtidas pelo método ortogonal nas amostras de MC e nos dados, o seguinte gráfico 7.15 foi produzido:

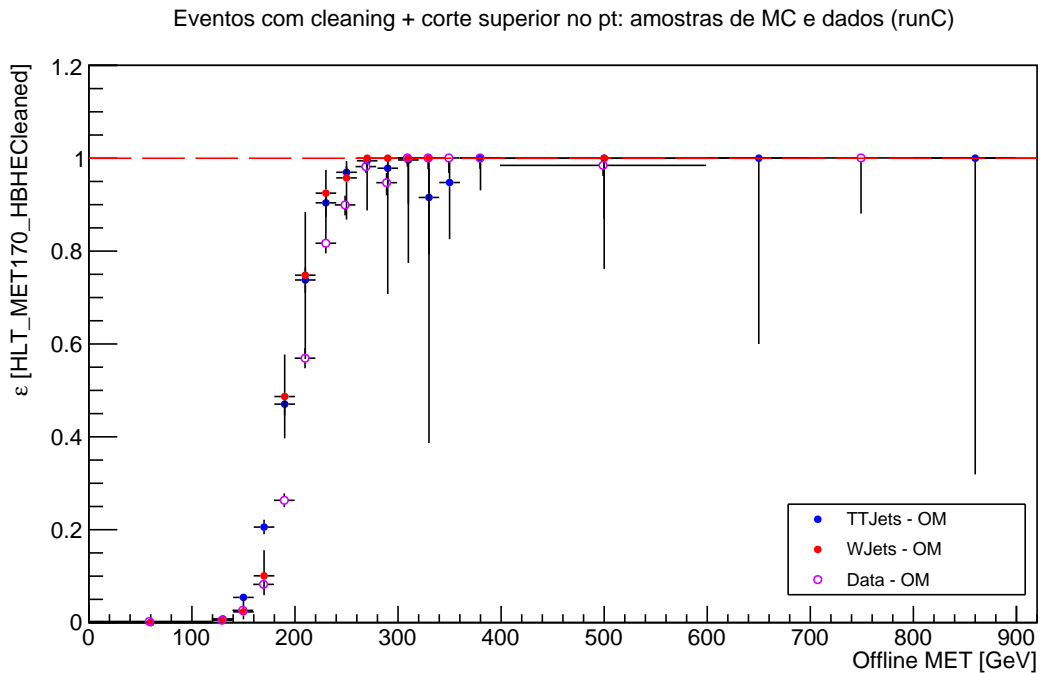


Figura 7.15: Comparação entre as curvas de eficiência obtidas por meio das amostras de MC e dados (Era C) para o trigger $HLT_PFMET170_HBHECleaned$ versus a variável de referência calculada offline (MET).

No gráfico 7.15, observa-se que dentro das incertezas estatísticas, um acordo razoável entre as curvas de MC e dados é verificado até aproximadamente 600 GeV. Nas regiões de alta MET, devido à limitação em estatística da amostra de W+Jatos, nenhuma ponto associado a eficiência calculada para essa amostra é observado no gráfico. De forma a realizar uma comparação quantitativa, como aquela apresentada previamente para as amostras de MC, o procedimento de ajuste (*fit*) é empregado. O procedimento de ajuste (*fit*), função definida em 7.6, aplicado na curva de eficiência obtida pelo método ortogonal na amostra de dados é mostrado a seguir:

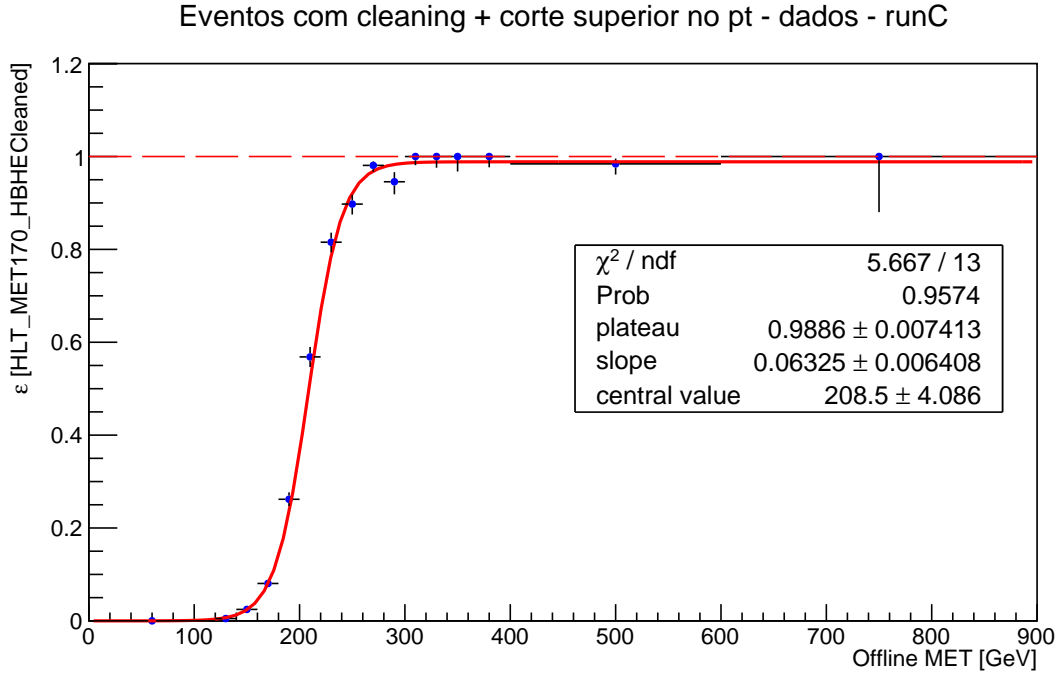


Figura 7.16: Procedimento de ajuste (*fit*) aplicado a curva de eficiência obtida por meio do método ortogonal em uma amostra de dados (Era C).

A partir de 7.16 e das informações na tabela 7.1 pode-se compor a seguinte tabela comparativa entre os parâmetros obtidos pelo procedimento de ajuste (*fit*) para as amostras de MC e dados (Era C):

Tabela 7.2: Comparação entre os valores dos parâmetros obtidos por meio do procedimento de *fit* aplicado as curvas de eficiência obtidas pelo método ortogonal em amostra de MC e dados.

Parâmetros	Método Ortogonal		
	W+Jatos	$t\bar{t}$ + Jatos	Dados (Era C)
Plateau	1. \pm 0.00	0.99 \pm 0.01	0.99 \pm 0.01
Inclinação	0.073 \pm 0.002	0.069 \pm 0.008	0.063 \pm 0.006
Valor central	196.4 \pm 0.3	192.4 \pm 4.0	208.5 \pm 4.1

Da comparação entre os parâmetros, dispostos em 7.2, obtidos a partir do procedimento de ajuste (*fit*), pode-se concluir que: no caso da inclinação da *turn-on*, como já visualizado anteriormente, entre as amostras de MC, existe acordo em 1 sigma de compatibilidade;

quando os resultados do MC são comparados com os dados, $t\bar{t}$ +Jatos e dados acordam em 1 sigma enquanto que todos acordam entre si em dois sigmas. A concordância em no máximo 2 sigmas para esse parâmetro é aceitável e razoável.

Para o parâmetro valor central, novamente observa-se um acordo em 1 sigma entre os valores para as amostras de MC. Enquanto que o acordo com o parâmetro extraído pelo procedimento de ajuste (*fit*) na amostra de dados é alcançado acima de 3 sigmas. Isso evidencia que a quantidade MET reconstruída nos dados desvia consideravelmente do valor *offline* calculado, afetando assim a resolução e conseqüentemente o valor central da curva de eficiência.

O parâmetro *plateau*, propositalmente deixado por último na discussão, desempenha um papel fundamental na comparação entre os resultados oriundos da amostra de MC e dos dados. Isso ocorre devido ao fato de que a medida da eficiência e estimativa de sua incerteza é essencial na determinação do comportamento do *trigger* e definição do corte *offline* aplicado na cadeia de seleção da análise. Assim, como pode ser observado na tabela 7.2, os valores obtidos para esse parâmetro nas amostras de MC e dados acordam muito bem em 1 sigma.

7.3.5 Estimativa da incerteza sistemática na medida das curvas de eficiência

Nessa seção que completa o estudo de medida da eficiência do *trigger* de MET170, uma breve estimativa da incerteza sistemática é apresentada. Devido à quantidade significativa de estatística da amostra de $t\bar{t}$ +Jatos com relação à amostra de W+Jatos, sua curva de eficiência produzida por meio do método ortogonal será utilizada. Nos estudos de eficiência realizados, uma potencial fonte de erro sistemático considerada é o procedimento de ajuste (*fit*). Assim, a fim de se estimar a presença e magnitude da incerteza sistemática, procede-se do seguinte modo: uma nova função será utilizada no procedimento de ajuste (*fit*) aplicado sobre a curva de eficiência produzida a partir da amostra de $t\bar{t}$ +Jatos. Os parâmetros fornecidos pelo procedimento de ajuste (*fit*) como inclinação da *turn-on*, *plateau* e valor central serão comparados com aqueles fornecidos pela função utilizada em

7.6. Os parâmetros determinados a partir do procedimento de ajuste (*fit*) com 7.6 serão tomados como referência na comparação com aqueles fornecidos pela nova função. Desse modo, a incerteza relativa será calculada e estabelecida como a incerteza sistemática para a medida das curvas de eficiência do *trigger*.

A nova função aplicada no procedimento de ajuste (*fit*) é definida como:

$$arg = x - \text{valor central} / \sqrt{x} \cdot \text{slope} \quad (7.9)$$

$$f(x) = 0.5 \cdot \text{plateau} \cdot (1 + \text{Erf}(arg)), \quad (7.10)$$

em que $\text{Erf}(arg)$ é denominada função Erro Gaussiana cujo comportamento também se assemelha à descrição da curva de eficiência de um *trigger*. Assim, aplicando o procedimento de ajuste (*fit*) com a função definida em 7.10 obtém-se:

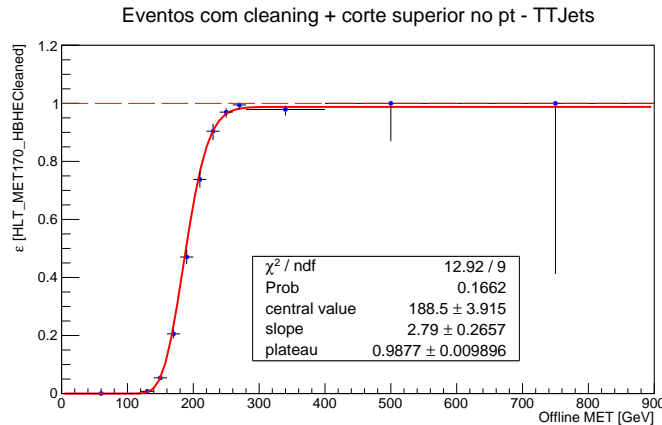


Figura 7.17: Procedimento de ajuste (*fit*) aplicado com a função Erro Gaussiana indicada em 7.10 sobre a curva de eficiência obtida por meio do método ortogonal na amostra de $t\bar{t} + \text{Jatos}$.

Dispondo os valores dos parâmetros obtidos pelo procedimento de ajuste (*fit*) pelas funções 7.6 e 7.10 em uma tabela, tem-se:

Tabela 7.3: Parâmetros extraídos pelo procedimento de ajuste (*fit*) com duas funções diferentes: função 1 (7.6) e função 2 (7.10); e incerteza relativa calculada em relação aos parâmetros obtidos pela função 1.

Parâmetros	Método Ortogonal		
	função 1	função 2	Inc. relativa (ref.: função 1)(%)
Plateau	0.9863 ± 0.0096	0.9877 ± 0.0099	0.14
Inclinação	0.0699 ± 0.0079	2.79 ± 0.27	> 100
Valor central	192.4 ± 4.0	188.5 ± 3.9	2

A partir dos valores obtidos pela aplicação da função 1 (7.6) e função 2 (7.10) apresentados na tabela 7.3 conclui-se que:

- a incerteza relativa entre as duas funções para o parâmetro *plateau* é negligenciável, assim, nenhum potencial erro sistemático na medida desse parâmetro é observado.
- Devido ao slope contribuir, matematicamente, de forma diferente em cada uma das funções utilizadas no procedimento de ajuste (*fit*), uma correspondência direta entre os resultados obtidos não é possível. Desse modo, a grande discrepância observada e caracterizada pela incerteza relativa calculada é justificada.
- Desse modo, a incerteza relativa do último parâmetro indicado na tabela, valor central, será utilizada como valor de estimativa para a incerteza sistemática na medida das curvas de eficiência. Portanto, uma incerteza sistemática de 2% é calculada e atribuída para a medida das curvas de eficiência.

7.4 Estudo de eficiência do trigger combinado MET/MHT 90 GeV

Na seção anterior foi descrita a metodologia utilizada na medida de eficiência do *trigger* de MET170, através dos métodos ortogonal e da contagem, e os seguintes resultados: determinação da eficiência do *trigger* na região de máxima eficiência e do valor do corte *offline* de MET. O corte *offline* estabelecido, que como dito, se trata de um corte con-

servador, é $MET > 300$ GeV. Devido ao fato dos eventos de sinal apresentarem objetos pouco energéticos, com o *trigger* de MET com limiar em 170 GeV, uma quantidade significativa de eventos é perdida. Assim, alternativamente, considerou-se a utilização de um *trigger* composto pelas variáveis MET e MHT, de similar limiar (*threshold*) para ambas as variáveis (90 GeV), consideravelmente mais baixo do que o limiar aplicado pelo *trigger* de MET (170 GeV), de modo a aumentar o ganho de estatística.

Esse *trigger* alternativo será referido nessa seção como **trigger combinado** e possui as seguintes versões:

1. HLT_PFMET90_PFMHT90_IDTight;
2. HLT_PFMETNoMu90/100/110/12_PFMHTNoMu90/100/110/120_IDTight

O *trigger* em (1) é um *trigger* combinado, ou seja, em sua seleção de eventos calcula *online* as quantidades MET e MHT com o algoritmo *particle flow* (PF). A primeira quantidade, MET, já foi largamente descrita nessa tese enquanto que a segunda, MHT, é uma versão de MET associada ao conteúdo de jatos (conteúdo hadrônico) de um evento e denominada como *Missing Transverse Hadronic* (MHT). A respectiva expressão matemática é dada por:

$$MHT = \left| - \sum_{i=1}^{N_{jets}} \vec{p}_T^i \right|, \quad (7.11)$$

adicionalmente em relação ao *trigger* apresentado em (1), o termo **IDTight** refere-se ao critério de qualidade dos jatos utilizados no cálculo *online* da variável MHT.

As versões dos *triggers* combinados visualizados em (2) com diferentes limiares distinguem-se de (1) apenas no fato de ignorarem os múons no momento em que MET e MHT são calculadas *online* pelo *trigger*. Em algumas situações, quando a medida de eficiência é realizada em uma amostra de eventos contendo múons, nesse caso o *trigger* ortogonal utilizado é um *trigger* de múons, algumas ineficiências podem se originar devido à presença dos múons nos eventos. Como múons são partículas que interagem fracamente com

a matéria, por conseguinte, são apropriadamente medidos apenas nas câmaras de múons. Por conta disso, múons depositam pouca ou nenhuma energia nos calorímetros; devido à essa propriedade recebem o nome de partículas de mínima ionização (MIP, em inglês).

No sistema de *trigger* L1, como já descrito em seções anteriores, MET é calculada somente a partir da energia depositada nos calorímetros (caloMET), assim uma pequena quantidade de L1 MET seria medida e o evento poderia não ser aceito pelo *trigger* L1. Nota-se então que múons, no nível L1, são considerados fontes de MET como outras partículas não detectadas, como é o caso do neutrino, que possui **MET genuína**. Como também apontado previamente, no sistema de *trigger* HLT, MET é calculada a partir dos objetos físicos reconstruídos no evento (energia visível) pelo algoritmo PF. Desse modo, eventos com múons, que não seriam aceitos pelo *trigger* L1 potencialmente poderiam ser aceitos pelo *trigger* HLT. Decorrente da descrição anterior, algumas curvas de eficiência, podem apresentar ineficiências na região de *plateau*.

O estudo apresentado a seguir foi realizado utilizando o método ortogonal cuja descrição detalhada encontra-se em 7.3.1. Os *triggers* ortogonais utilizados foram:

- *triggers* ortogonais:
 - HLT_Ele23_CaloIdL_TrackIdL_IsoVL;
 - HLT_Ele105_CaloIdVT_GsfTrkIdT;
 - HLT_Mu45_eta2p1;
- *triggers* alvos (cujas curvas de eficiência deseja-se medir):
 - HLT_PFMET90_PFMHT90_IDTight;
 - HLT_PFMETNoMu90_PFMHTNoMu90_IDTight.

Para os gráficos que serão apresentados, é importante destacar que no caso de um *trigger* combinado, a eficiência é uma função de duas variáveis simultâneas, ou seja, $\varepsilon = \varepsilon(\text{offline MET}, \text{offline MHT})$. Assim, antes de construir os gráficos unidimensionais — eficiência versus *offline* MET e eficiência versus *offline* MHT — é importante observar o

comportamento entre as variáveis e a eficiência de seleção do *trigger* alvo. Isso é alcançado por meio de um gráfico bidimensional entre *offline* MET (**eixo x**) versus *offline* MHT (**eixo y**) em que o eixo associado à **coordenada z** representa os valores de eficiência do *trigger* alvo, ilustrado pela paleta de cor.

Após a construção do gráfico bidimensional, determina-se o valor no qual uma das variáveis será fixada enquanto a outra grandeza varia, ou seja:

$$\varepsilon = \varepsilon(\text{offline MET} = \text{fixa}, \text{offline MHT}), \quad (7.12)$$

$$\varepsilon = \varepsilon(\text{offline MET}, \text{offline MHT} = \text{fixa}). \quad (7.13)$$

O valor na qual *offline* MET é fixada é determinado observando-se acima de qual valor a eficiência de *offline* MET, é constante, ou seja, se encontra na região de *plateau* de *offline* MET. O valor é identificado com a ajuda da paleta de cor que vai de 0 até 1 (máxima eficiência). O valor de *offline* MET encontrado é considerado nos requerimentos que compõem o numerador e denominador do cálculo da eficiência na aplicação do método ortogonal. A fixação de uma variável enquanto desenha-se a outra é fundamental quando lida-se com *triggers* combinado, caso contrário as curvas de eficiência produzidas não serão confiáveis, uma vez que para um mesmo valor de eficiência mais de um valor possível da outra variável pode ser considerado. No estudo dos *triggers* combinado, é usual a utilização do termo *leg* para se referir às diferentes variáveis principais utilizadas na seleção. No caso do *trigger* estudado, duas **legs** co-existem, uma para MET e a outra para MHT, cujas curvas serão exibidas ao longo dessa seção. Desse modo, espera-se observar para as duas legs, curvas de eficiência bem definidas e de boa resolução, alcançando a região de *plateau* em 100% de eficiência.

A figura 7.18 exibe ilustrativamente o gráfico bidimensional para o cenário esperado idealmente para o *trigger* combinado. Nesse cenário, como ilustrado na figura, nenhum evento nas regiões abaixo dos limiares das variáveis *offline* MET e MHT são observados. A reta pontilhada em vermelho com a indicação *Offline MET fixa* exemplifica o caso em que a variável *offline* MET é fixada em sua região de *plateau* para que a curva de eficiência ver-

sus a variável *offline* MHT seja produzida. Procedimento similar é realizado no caso em que a curva de eficiência do *trigger* combinado versus a variável *offline* MET é construída.

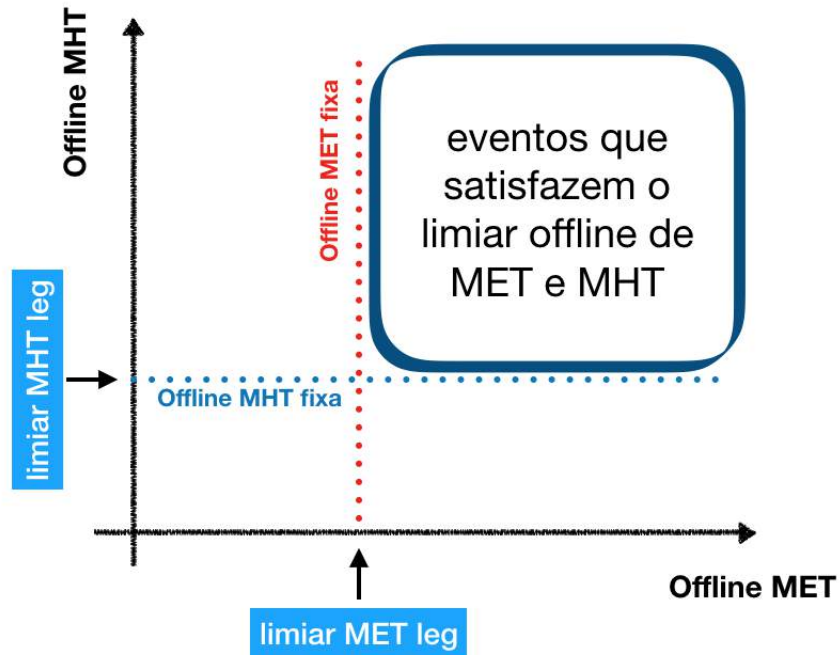


Figura 7.18: Ilustração do comportamento esperado, idealmente, no caso da utilização do *trigger* combinado $MET_{90_MHT_{90}}$ e $MET_{NoMu_{90_MHTNoMu_{90}}}$. Nenhuma entrada abaixo dos limiares das variáveis do *trigger* combinado é esperada. As retas pontilhadas separam a região que é esperada ser vazia das região que satisfaz os requerimentos sobre MET e MHT.

Os gráficos nas figuras 7.19 e 7.20 foram produzidos segundo os procedimentos descritos anteriormente. O gráfico em 7.19 foi produzido considerando $HLT_MET_{90_MHT_{90_TightID}}$ como *trigger* alvo e o *trigger* de elétron de 105 GeV como *trigger* ortogonal; nenhum requerimento cinemático foi adicionado nem no bidimensional (*offline* MHT versus *offline* MET versus eficiência) nem no unidimensional (eficiência do *trigger* versus *offline* MHT). Como relatado para o *trigger* apenas com MET, a expectativa ideal difere do observado na realidade. Desse modo, no contexto do *trigger* combinado, a expectativa de observação para o gráfico bidimensional relaciona-se à presença de poucos eventos abaixo dos limiares das variáveis *offline* MET e MHT. Esses eventos que são selecionados com *offline* MET e MHT abaixo do limiar para tais variáveis definidas no *trigger* são esperados devido ao

efeito de resolução (distinção entre o calculado *online* e *offline*) das variáveis calculadas. Entretanto, a partir de 7.19, observa-se uma quantidade significativa de eventos populando a região abaixo dos limiares do *triggers* em que, em princípio, se consideraria o caso inverso. Esses eventos, a partir do gráfico bidimensional, utilizando a paleta de cor para leitura, contribuem para altas eficiências, chegando em alguns valores de *offline* MHT a eficiências iguais a 100%.

No gráfico unidimensional, nota-se claramente o efeito da presença desses muitos eventos na região abaixo do limiar da variável *offline* MHT. Em 7.19, uma eficiência de quase 90% é alcançada (primeiro *bin* do gráfico: 0 a 20 GeV), em que se esperaria uma eficiência mínima possível. Ainda com relação à esse valor de eficiência obtido, nota-se que essa alta eficiência ocorre para o *bin* onde *offline* MHT calculada é menor que 20 GeV, ou seja, o *trigger*, de algum modo, permite a seleção de eventos que não contêm nenhuma quantidade significativa de MHT. Para o gráfico da figura 7.20, similar descrição é válida. Esse efeito observado, ou seja, altas eficiências inesperadas na região *offline* MHT < 90 GeV, será a partir do presente momento referido como uma anomalia.

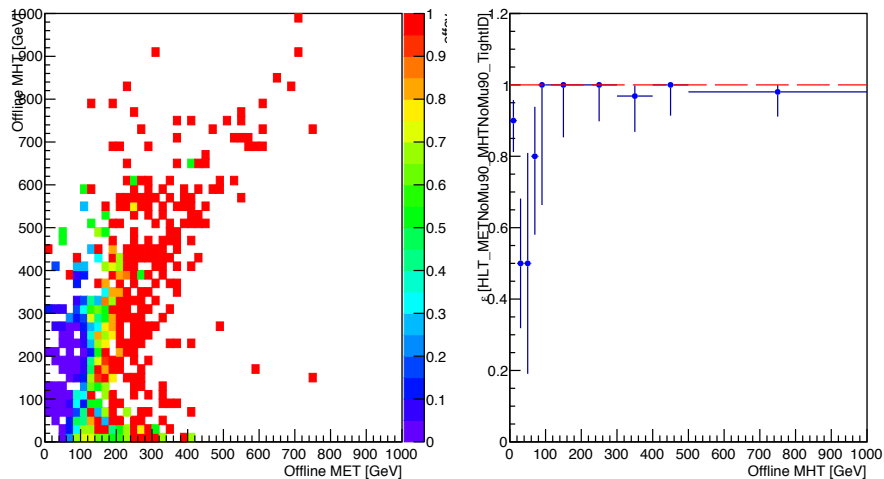


Figura 7.19: Gráficos bidimensional e unidimensional para o trigger combinado PF-MET90_PFMHT90. O gráfico bidimensional para *offline* MHT e MET é exibido (ESQUERDA) enquanto que a curva de eficiência unidimensional fixando *offline* MET em 250 GeV é visualizado em (DIREITA).

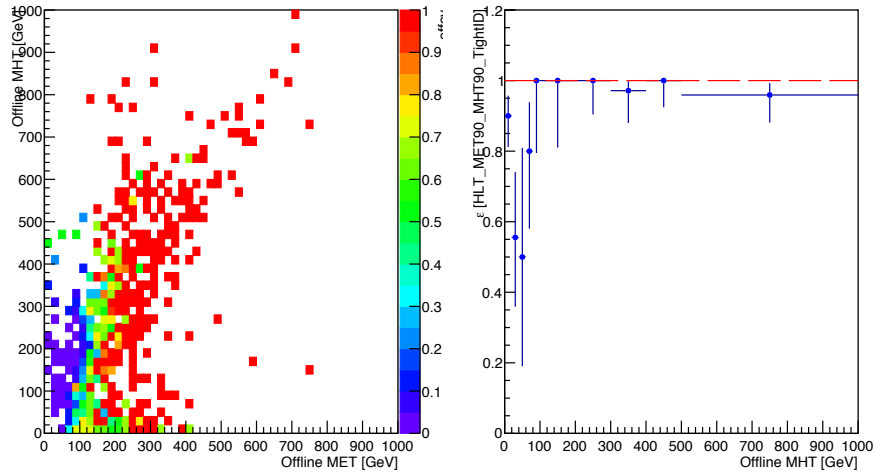


Figura 7.20: Gráficos bidimensional e unidimensional para o trigger combinado *PFMET-NoMu90_PFMHTNoMu90*. O gráfico bidimensional para offline MHT e MET é exibido à (ESQUERDA) enquanto que a curva de eficiência unidimensional fixando offline MET em 250 GeV é visualizado em (DIREITA).

Tendo identificado a anomalia apresentada anteriormente, a continuação do estudo baseou-se em compreender sua origem e conseqüente solução. Desse modo serão apresentadas todas as tentativas empregadas de modo a alcançar os objetivos previamente mencionados.

■ Curvas de eficiência versus *offline* MHT com cortes mais restritivos em CHEF e NHEF

Devido à necessidade de se calcular MET e MHT sem a preocupação que múons presentes nos eventos possam originar ineficiências para as curvas de eficiência, como mencionado no início dessa seção, o *trigger* alvo utilizado foi *PFMET90_PFMHT90*. E como explicado, o termo **IDTight** refere-se aos cortes relacionados à qualidade dos jatos selecionados e considerados no cálculo da variável MHT. Desse modo, para esse estudo, os cortes associados aos PF jatos IDTight são aqueles na twiki de recomendação para jatos em 2015 [157]:

- todo domínio de $|\eta|$:

- Fração de energia eletromagnética neutra < 0.99 ;
- Multiplicidade de candidatos > 0 ;
- Fração de energia hadrônica neutra (NHEF, em inglês) < 0.90 ;
- somente $|\eta| < 2.4$:
 - Multiplicidade carregadas > 0 ;
 - Fração de energia hadrônica carregada (CHEF, em inglês) > 0 ;
 - Fração de energia eletromagnética carregada < 0.99 .

Nesse estudo, os valores dos cortes de CHEF e NHEF foram modificados para 0.1 e 0.8, respectivamente. A motivação dessa alteração objetiva a redução de eventos com *pile-up*, considerados ruídos para as medidas, uma vez que esses eventos poderiam potencialmente estar associados às entradas observadas na região *offline* $MHT < 90$ GeV. Assim, os cortes mais restritivos funcionam como uma espécie de filtro — *Noise-Cleaning* — contra os eventos de *pile-up*. Vale salientar que filtros de MET são aplicados na seleção de eventos a fim de também reduzir contribuições espúrias de eventos de *pile-up*. Tais filtros são aplicados no momento de criação das amostras de MC e dados.

Desse modo, a variável *offline* MHT foi computada a partir de IDTight jatos com os novos requerimentos de CHEF e NHEF, em que esses jatos deveriam satisfazer os requerimentos adicionais de $p_T > 20$ GeV e $|\eta| < 5.2$ (esses últimos dois requerimentos correspondem a cortes empregados *online* pelo algoritmo PF no cálculo de MHT). Os *triggers* ortogonais utilizados foram o *trigger* de elétron com limiar em 105 GeV e o *trigger* de múons com limiar em 45 GeV. O numerador e denominador são descritos como:

■ Numerador:

- eventos selecionados pelos *trigger* de elétrons com limiar em 105 GeV, *trigger* combinado PFMET90_PFMHT90 e $MET > 200$ GeV (MET fixa na região de *plateau*);

■ Denominador:

- o todos os requerimentos anteriores, exceto *trigger* combinado PFMET90_PFMHT90.

No caso em que o *trigger* ortogonal é o *trigger* de seleção de eventos com múons acima de 45 GeV, o numerador e denominador são similares, com exceção do *trigger* ortogonal utilizado e do corte em $MET > 250$ GeV. O estudo foi realizado em eventos da amostra de W+Jatos Exclusiva em intervalos de H_T , em que H_T se estende de $H_T = 100$ GeV até $H_T = \text{Infinito}$. Como essa amostra será utilizada em outros estudos futuramente apresentados, por motivo de simplicidade, ela será referida como W+Jatos Exclusiva. Na figura 7.21, os gráficos das curvas de eficiência para a *leg* de MHT são apresentados, tendo utilizado o *trigger* ortogonal de elétrons 105 GeV em (7.21a) e o *trigger* ortogonal de múons em (7.21b).

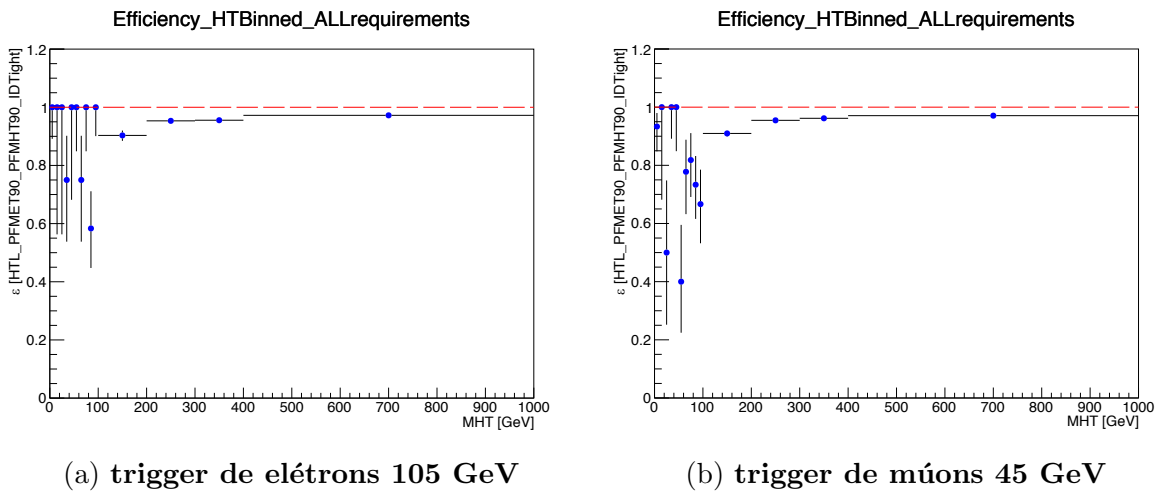


Figura 7.21: Curvas de eficiência produzidas a partir do método ortogonal para o *trigger* ortogonal de elétron 105 GeV (7.21a) e para o *trigger* de múons 45 GeV (7.21b). Cortes restritivos em CHEF e NHEF foram aplicados de modo a reduzir potenciais contribuições de eventos de *pile-up* e alternativa para solucionar a anomalia observada na região *offline* $MHT < 90$ GeV.

Da comparação entre os gráficos em 7.21a e 7.21b com os gráficos em 7.19 e 7.20, não observa-se nenhuma melhoria em relação à anomalia destacada na região de MHT *offline* < 90 GeV. Entretanto, nota-se que houve um aumento de entradas com altas eficiências nos últimos gráficos. Na comparação entre os gráficos de 7.21a e 7.21b, nota-se, no caso em que o *trigger* ortogonal é o de elétron 105 GeV, que todas as entradas abaixo de *offline* $MHT < 90$ GeV localizam-se em $\varepsilon = 100\%$ incluindo o caso de *offline* $MHT = 0$ GeV.

Desse modo, conclui-se para o estudo apresentado, que nenhuma melhoria — redução das entradas não esperadas na região abaixo do limiar da *leg* de MHT — é verificada.

■ **Curvas de eficiência versus *offline* MHT considerando IDLoose Jatos**

O estudo seguinte foi a produção das curvas de eficiência versus *offline* MHT com os requerimentos de qualidade dos Jatos apresentados na seguinte nota de análise [158]. As definições para os jatos utilizados correspondem a IDLoose + uma modificação no valor do corte da fração de energia hadrônica neutra (< 0.90). Explicitamente, as definições para os cortes IDLoose segundo a nota de análise são:

● **Requerimentos I**

- todo domínio de $|\eta|$:
 - Fração de energia eletromagnética neutra < 0.99 ;
 - Número de constituintes > 1 ;
 - **Fração de energia hadrônica neutra (NHEF, em inglês) < 0.90 ;**
- somente $|\eta| < 2.4$:
 - Multiplicidade carregadas > 0 ;
 - Fração de energia hadrônica carregada (CHEF, em inglês) > 0 ;
 - Fração de energia eletromagnética carregada < 0.99 .

As recomendações documentadas na twiki em 2015[157] para os jatos utilizados em 13 TeV segundo os critérios IDLoose Jatos são:

● **Requerimentos II**

- todo domínio de $|\eta|$:
 - Fração de energia eletromagnética neutra < 0.99 ;
 - Número de constituintes > 1 ;
 - **Fração de energia hadrônica neutra (NHEF, em inglês) < 0.99 ;**

- somente $|\eta| < 2.4$:
 - Multiplicidade carregadas > 0 ;
 - Fração de energia hadrônica carregada (CHEF, em inglês) > 0 ;
 - Fração de energia eletromagnética carregada < 0.99 .

Para a produção das curvas de eficiência exibidas a seguir, *offline* MHT foi calculada a partir da soma vetorial dos jatos cujas definições estão dispostas em Requerimentos I e Requerimentos II, adicionalmente com $p_T > 20$ GeV e $|\eta| < 5.2$. A amostra utilizada para a medida das curvas de eficiência foi W+Jatos Exclusiva.

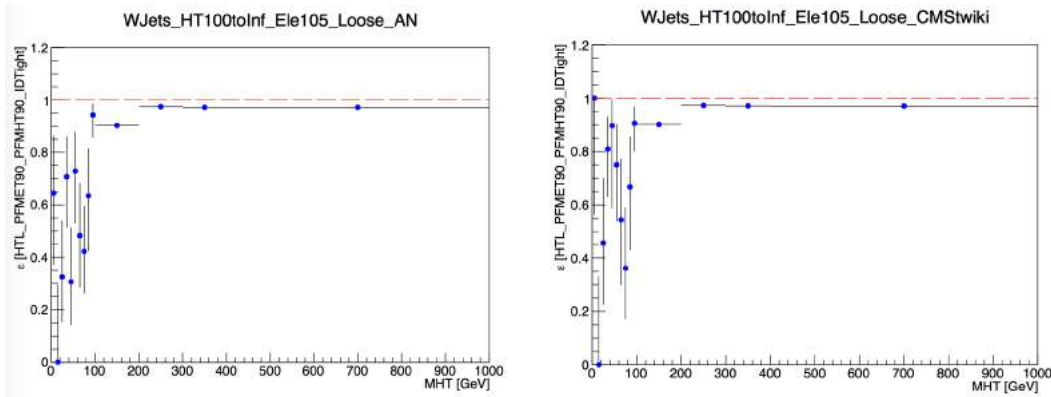


Figura 7.22: Curvas de eficiência versus *offline* MHT para o trigger combinado PF-MET90_PFMHT90. À **esquerda**, a curva produzida utilizando o trigger ortogonal de elétrons 105 GeV e *offline* MHT calculada a partir das definições em [158] e à **direita** com as definições em [157].

Em comparação ao gráfico unidimensional na figura 7.19, observa-se novamente a presença de mais entradas na região *offline* MHT < 90 GeV. Da comparação entre os gráficos em 7.22, observa-se que ambos apresentam comportamento similar associado às entradas em *offline* MHT < 90 GeV. No gráfico em que MHT é calculado utilizando os jatos selecionados com as definições apresentadas na twiki[157], eficiências acima de 90% alcançando até 100% são visualizadas. No gráfico em que MHT é calculada a partir das definições apresentadas na nota de análise [158], embora a anomalia seja evidente, as eficiências são relativamente menores em comparação com as definições da twiki. Portanto, conclui-se que nenhuma melhoria significativa é observada.

■ **Curvas de eficiência versus função do mínimo entre *offline* MET e MHT e aplicação de cortes de qualidade sobre as variáveis cinemáticas dos léptons**

O *trigger* combinado HLT_PFMET90_PFMHT90_IDTight é utilizado como *trigger* principal para a seleção de eventos na nota de análise descrita em [158]. Nessa nota, o método da medida de eficiência ocorre por meio do mínimo entre as duas variáveis *offline* calculadas no evento, MET e MHT. Segundo a descrição na nota, a medida da curva de eficiência versus o mínimo entre as duas variáveis decorre do fato do limiar do *trigger* ser o mesmo (90 GeV).

Os procedimentos que compõem o estudo são descritos a seguir:

- *offline* MHT é computada utilizando ambas as definições descritas em [157, 158];
- O *trigger* ortogonal de elétron 105 GeV é utilizado para a seleção de eventos em uma amostra de W+Jatos Exclusiva.

Adicionalmente, o numerador e denominador são definidos como:

■ Numerador:

- eventos devem satisfazer o *trigger* de elétrons 105 GeV, o *trigger* alvo PFMET90_PFMHT90 e o corte MET > 200 GeV (MET fixa na região de *plateau*);

■ Denominador:

- eventos que satisfazem todos os requerimentos anteriores, exceto o *trigger* alvo PFMET90_PFMHT90.

Nos eventos que são selecionados a partir dos requerimentos no numerador ou denominador, o mínimo entre as variáveis *offline* MET e MHT é calculado e os respectivos histogramas preenchidos, e posteriormente, a eficiência é calculada. Assim, o resultado

encontrado são as seguintes curvas de eficiência como função do mínimo entre *offline* MET e MHT.

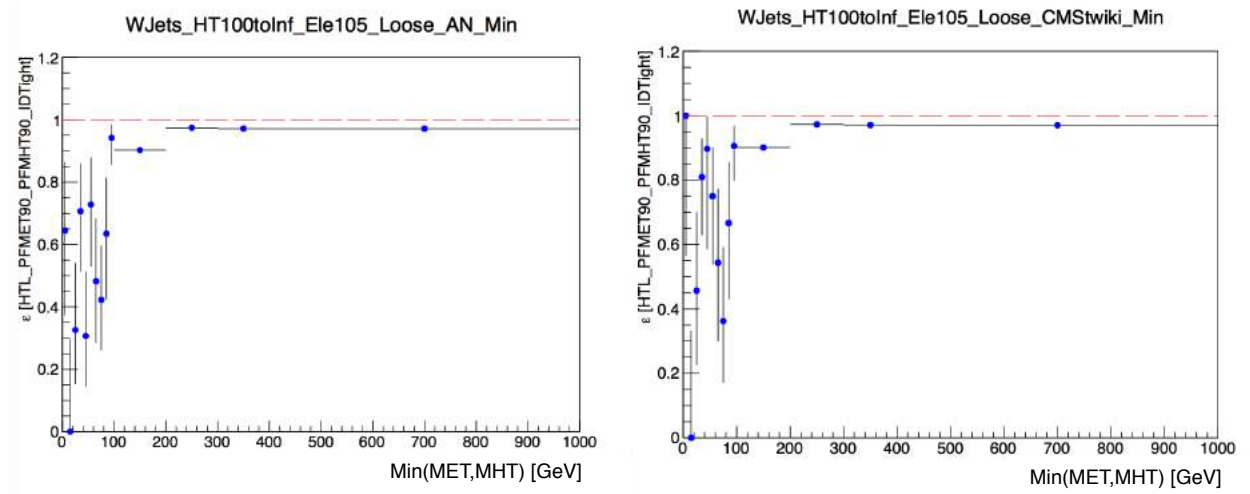


Figura 7.23: *Curvas de eficiência versus offline MHT para o trigger combinado PF-MET90_PFMHT90. À esquerda, a curva produzida utilizando o trigger ortogonal de elétrons 105 GeV versus o mínimo entre offline MHT e MET em que, offline MHT é calculada a partir das definições em [158] e à direita com as definições em [157].*

Nota-se similaridade entre os gráficos em 7.22 e em 7.23. Essa similaridade é esperada devido aos mesmos requerimentos aplicados para 7.22 e à correlação existente entre as duas variáveis. Desse modo, como anteriormente destacado, nenhuma melhoria significativa com relação a anomalia é verificada. Por razão de referência, as curvas de eficiência produzidas na nota de análise são exibidos em 7.24.

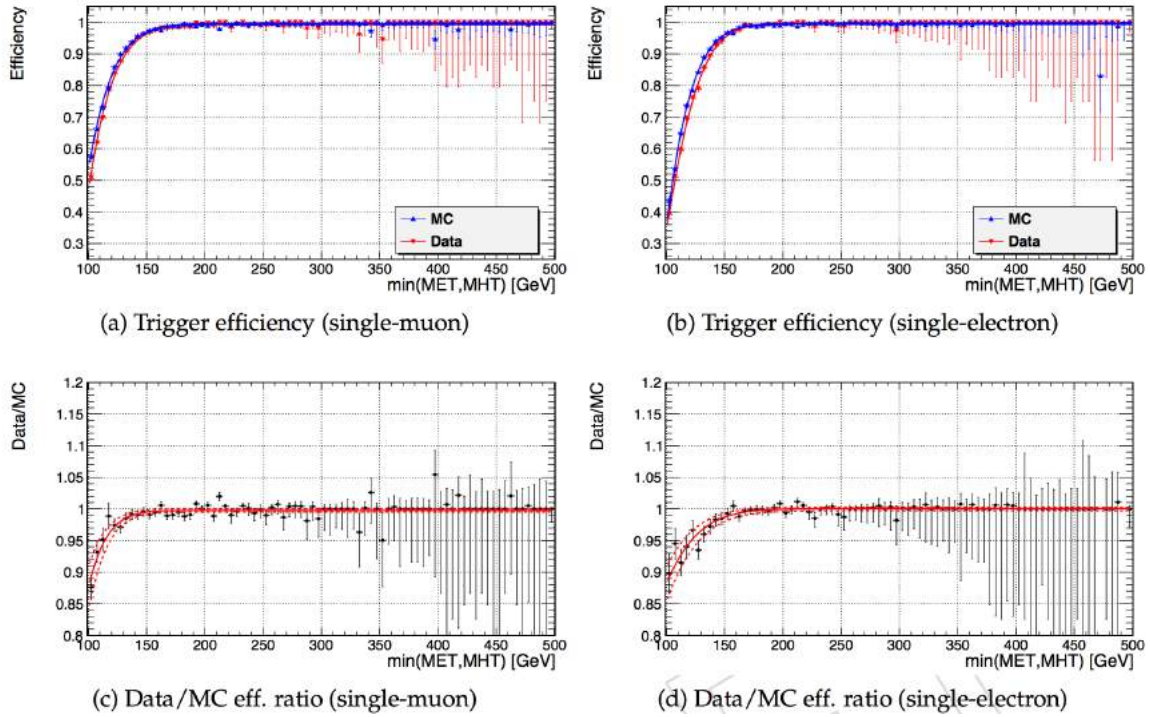


Figura 7.24: Curvas de eficiências extraída da referência [158] versus o mínimo entre *offline* MET e MHT. Os gráficos exibem uma comparação entre MC e dados e o gráfico inferior corresponde à razão entre MC e dados.

A comparação direta entre 7.23 e 7.24 não é possível devido às diferentes definições utilizadas para a construção de 7.24. Entretanto, se esperaria curvas de eficiências próximas daquelas exibidas em 7.24. Outro fator importante de ser destacado é que os requerimentos aplicados na construção das curvas em 7.24, o corte de $\text{MET} > 200$ GeV não é aplicado, ou seja, as duas variáveis variam sem nenhuma restrição. Esse fator contrasta com o procedimento de medida de eficiência explicado no início dessa seção, ou seja, a necessidade de fixar uma das variáveis quando se projeta a curva de eficiência na outra variável *offline*. Isso justifica a aplicação do corte de $\text{MET} > 200$ GeV na construção da curva de eficiência versus o mínimo entre *offline* MET e MHT. Novamente nenhuma melhoria quanto à anomalia foi observada em 7.23.

Além da tentativa descrita anteriormente, foram aplicados cortes de qualidades sobre as variáveis cinemáticas dos léptons. Tais requerimentos sobre os léptons — elétrons e múons

— são necessários de modo a obter curvas de eficiência bem definidas e sem ineficiências. Assim, sugeriu-se selecionar eventos contendo um lépton *offline* (elétron, muon) com $20 \text{ GeV} < p_T < 60 \text{ GeV}$ com cortes adicionais de qualidade sobre o lépton. As motivações apontadas para a aplicação desses requerimentos são:

- diminuir potenciais correlações entre os léptons e as variáveis *offline* MET e MHT.
- alguns ruídos no ECAL, denominados *spikes*, podem ser identificados como elétrons, e tais eventos devem ser removidos.

Desse modo, tendo em mente a discussão anterior, na produção dos gráficos de eficiência apresentados em 7.25, as seguintes definições de numerador e denominador são apresentadas:

■ Numerador:

- eventos com no mínimo 1 elétron com $20 \text{ GeV} < p_T < 60 \text{ GeV}$, isolado (iso³ < 0.1) e TightID; satisfazendo o *trigger* de elétron 23 GeV (com prescale) , o *trigger* principal combinado PFMET90_PFMHT90 e MET > 200 GeV;

■ Denominador:

- eventos que satisfazem todos os requerimentos descritos no numerador, exceto do *trigger* combinado.

³Isolamento (Iso) é uma variável de seleção baseada na quantidade de energia ao redor do cone definido ao redor do elétron. Um elétron é considerado isolado se o depósito de energia/momento em um cone de raio calculado como $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi^2) + (\Delta\eta^2)}$ ao redor do seu eixo é baixa.

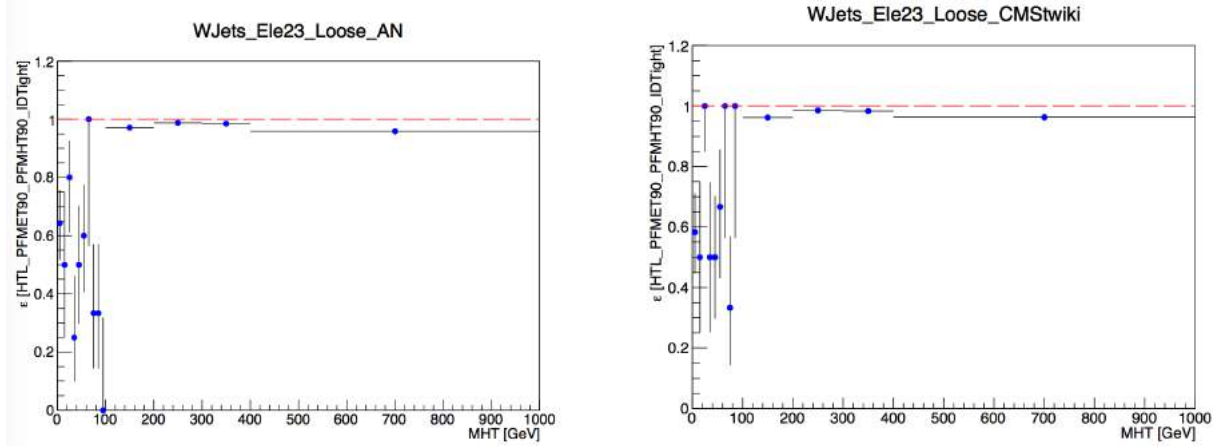


Figura 7.25: Curvas de eficiências versus *offline* MHT. *offline* MHT é calculada a partir das definições em [157] e [158].

■ Curvas de eficiência versus *offline* MHT com os requerimentos JetLooseCut e MHT/MET

Como nenhuma melhoria quanto à presença da anomalia na região abaixo do limiar do *trigger* combinado foi verificada com os estudos anteriormente apresentados, outras tentativas foram empregadas: aplicação dos requerimentos JetLooseCut e MHT/MET. O requerimento **JetLooseCut** foi aplicado sobre cada evento, junto com outros cortes cinemáticos simples (*baseline*), no momento de criação das amostras utilizadas para a análise. Esse corte está associado à qualidade dos jatos: cada jato deve satisfazer os requerimentos de qualidade do tipo IDLoose. Caso um determinado jato não satisfaça tais critérios de seleção, o evento como um todo é descartado. Desse modo, dentro das amostras produzidas, uma variável do tipo booleana foi armazenada a fim de que, posteriormente, esse corte pudesse ser aplicado. A introdução do corte **MHT/MET** é necessária, como recomendado, para evitar a presença de eventos com múltiplos jatos que não satisfaçam o limiar de E_T ou que sejam produzidos fora da região de aceitação do detector. O valor recomendado para esse corte é $MHT/MET < 5$. Em uma pesquisa realizada pelo autor dessa tese, encontrou-se que o corte previamente mencionado é referido como um filtro de cleaning.

O gráfico exibido em 7.26 foi construído por meio da aplicação do método ortogonal, em amostras de W+Jatos Exclusiva, com as seguintes definições para o numerador e denominador:

■ Numerador:

- os eventos devem satisfazer o *trigger* de elétrons 105 GeV, o *trigger* combinado PFMET90_PFMHT90, o corte de MET > 200 GeV (MET fixa na região de *plateau*) e MHT/MET < 5;

■ Denominador:

- os eventos devem satisfazer todos os requerimentos descritos no numerador, exceto o *trigger* combinado PFMET90_PFMHT90.

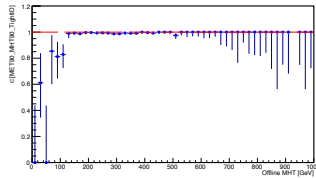


Figura 7.26: Curva de eficiência versus offline MHT sem aplicação do corte *JetLooseCut*.

Similar estudo utilizando a mesma amostra de MC foi realizado introduzindo-se o requerimento *JetLooseCut*. As definições para o numerador e denominador, nesse caso, são exatamente as apresentadas em 7.4 exceto que agora, o requerimento *JetLooseCut* é adicionado. Desse modo, a curva de eficiência produzida versus a variável *offline* MHT encontra-se em 7.26.

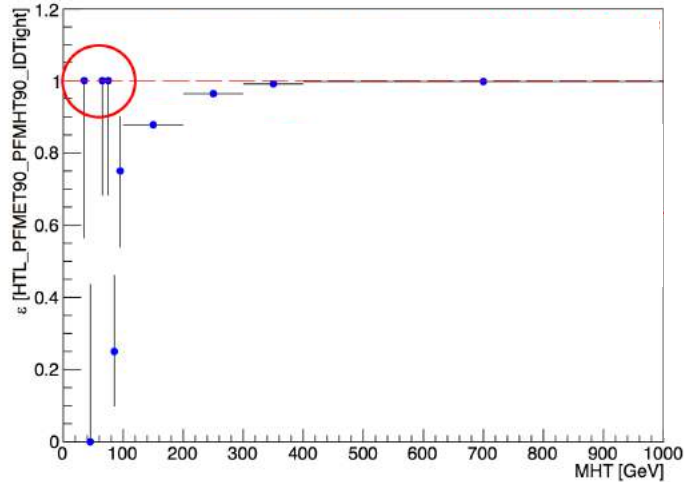


Figura 7.27: Curvas de eficiência versus *offline* MHT aplicando os cortes *JetLooseCut* e *MHT/MET*.

Comparando-se os gráficos exibidos em 7.26 e 7.27 com aqueles mostrados nas recomendações anteriores, observa-se que na região abaixo do limiar de *offline* MHT < 90 GeV, algumas entradas não esperadas (anomalia) ainda são observadas. Entretanto, ainda comparativamente aos gráficos exibidos anteriormente, esses gráficos apresentam menos entradas em relação aos demais. Assim, nota-se que os cortes *JetLooseCut* e *MHT/MET* contribuem positivamente na redução das entradas não esperadas na região de *offline* MHT < 90 GeV, mas não solucionam globalmente a presença da anomalia uma vez que as entradas remanescentes apresentam altos valores de eficiência, 100%.

A partir dos estudos realizados e dos resultados obtidos, uma conclusão preliminar pode ser delineada até o presente momento. Essa conclusão é de que a anomalia destacada prevalece na região de *offline* MHT < 90 GeV. Assim, nenhuma das tentativas anteriormente executadas efetivamente contribuiu na resolução do problema.

A partir dos estudos desenvolvidos e resultados obtidos em cada um deles, notou-se que o motivo da existência da anomalia na região MHT < 90 GeV, ainda não tinha sido realmente compreendido. Após dado hiato no estudo desse *trigger*, algumas sugestões externas de modo a compreender tal anomalia foram recebidas (CERN). Essas sugestões serão descritas a seguir.

■ Curvas de eficiência versus *offline* MHT: reprodução da curva de eficiência

versus offline MHT e corte superior no múons

As seguintes sugestões externas (CERN) foram recebidas:

- Produção da curva de eficiência do *trigger* combinado, reprodução aproximada em amostras de MC de W+Jatos Inclusiva⁴ e Exclusiva⁵, de modo a comparar com a curva obtida em [159]. Nessa curva, um corte superior no momento transversal do p_T do elétron deveria ser aplicado de modo que *offline* MHT não fosse afetada pela presença de elétrons no evento;
- O estudo da eficiência do *trigger* combinado METNoMu90_MHTNoMu90 versus *offline* MHT(NoMu) em eventos com múons com $p_T > 20$ GeV selecionados por *trigger* de múons. Com isso, a medida da curva de eficiência se tornaria insensível à presença de léptons.

■ Sugestão 1:

As definições utilizadas para o numerador e denominador no cálculo da eficiência são as seguintes:

■ Numerador:

- eventos satisfazendo: com no mínimo 1 elétron com $p_T > 20$ GeV, isolado (iso < 0.1) e MediumID; pelo menos 3 jatos satisfazendo $p_T > 30$ GeV e $|\eta| < 2.4$; o *trigger* de elétron 27 GeV, o *trigger* combinado PFMET90_PFMHT90 e $MHT/MET < 5$;

■ Denominador:

- os eventos devem satisfazer todos os requerimentos descritos no numerador, exceto o *trigger* combinado PFMET90_PFMHT90.

⁴W+Jatos Inclusiva: amostra de eventos de W+Jatos gerada sem privilegiar nenhum espaço de fase.

⁵W+Jatos Exclusiva: amostra de eventos de W+Jatos gerada de modo a privilegiar espaços de fase com baixa quantidade de eventos em relação à amostra inclusiva.

Desse modo, as seguintes curvas de eficiência versus *offline* MHT foram obtidas:

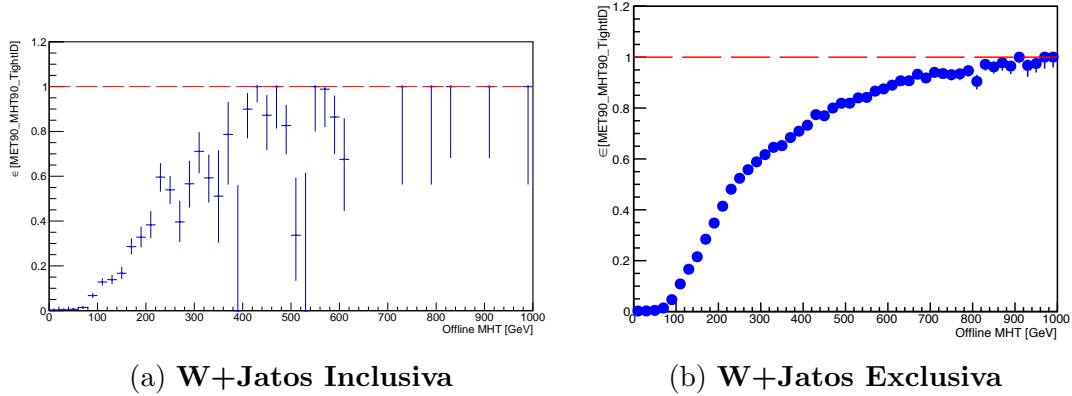
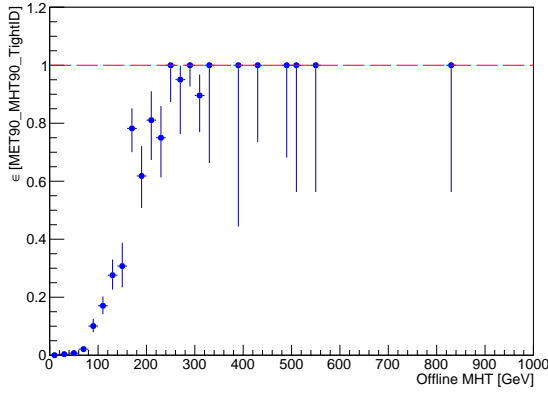


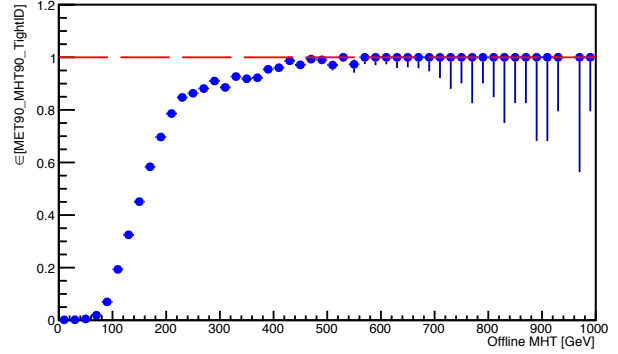
Figura 7.28: Curvas de eficiência para o trigger combinado versus *offline* MHT para a amostras (7.28a) e (7.28b). As definições para o numerador e denominador são dadas em 7.4.

O gráfico em 7.28a foi produzido a partir de uma amostra de W+Jatos Inclusiva e em 7.28b de uma amostra de W+Jatos Exclusiva, assim, a primeira constatação é a significativa falta de estatística na amostra Inclusiva em comparação com a amostra Exclusiva. Adicionalmente, nota-se que a *turn-on* da curva de eficiência é plana em ambos os casos. Com isso, até esse ponto, os gráficos produzidos distinguem-se consideravelmente do gráfico em [159]. Entretanto, na região de *offline* MHT < 90 GeV, todas as entradas associadas à anomalia observada foram minimizadas e, nessa região específica, o comportamento esperado é observado.

Nos gráficos seguintes, foi aplicado o corte superior sobre o momento transversal dos elétrons, $p_T < 50$ GeV, resultando em:



(a) **W+Jatos Inclusiva**



(b) **W+Jatos Exclusiva**

Figura 7.29: *Curvas de eficiência para o trigger combinado versus offline MHT para a amostras (7.29a) e (7.29b). As definições para o numerador e denominador são dadas em 7.4, adicionando-se o corte superior no p_T dos elétrons.*

A introdução do corte superior no p_T dos elétrons contribui positivamente para a *turn-on* da curva de eficiência e para região de *offline* MHT < 90 GeV, em que anteriormente, altos valores de eficiência não esperados eram notados. Agora, uma ineficiência é observada em direção ao *plateau*, esse efeito é percebido de forma mais nítida na amostra exclusiva devido à quantidade significativa de dados em relação à amostra inclusiva.

Na sequência, introduziu-se o corte adicional de MET > 200 GeV às definições apresentadas em 7.4 para o numerador e denominador; esse requerimento fixa MET na região de *plateau*, quando a curva de eficiência versus *offline* MHT é produzida. Os gráficos produzidos são exibidos a seguir:

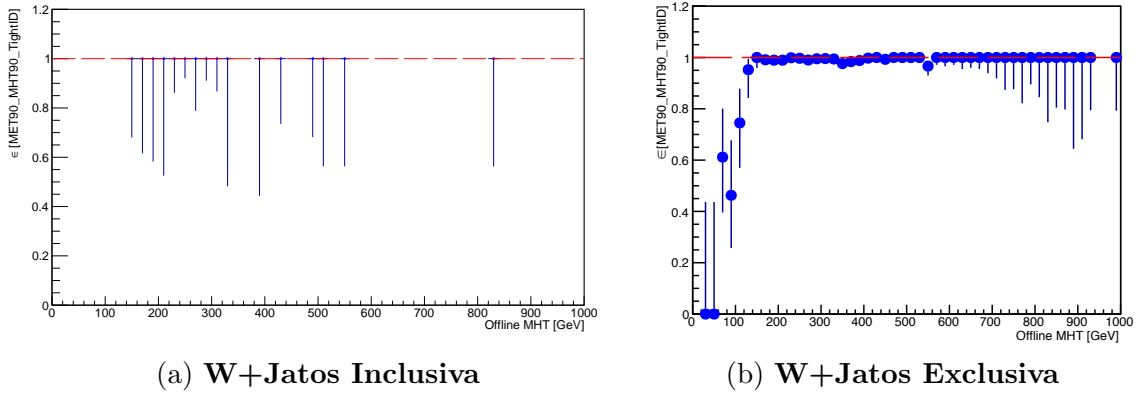


Figura 7.30: *Curvas de eficiência para o trigger combinado versus offline MHT para a amostras (7.30a) e (7.30b). As definições para o numerador e denominador são dadas em 7.4, adicionando-se o corte superior no p_T dos elétrons e $MET > 200$ GeV.*

Dado o gráfico em 7.30a, nenhuma informação pode ser extraída dada a baixa quantidade de eventos já mencionada e que se torna mais evidente, dada a presença de poucas entradas para baixos e altos valores de *offline* MHT. No gráfico em 7.30b, dada a considerável quantidade de eventos com relação à amostra Inclusiva, observa-se uma melhor descrição da *turn-on* comparado a todos os gráficos anteriores. A curva de eficiência descrita nesse gráfico é a melhor que se aproxima do comportamento esperado para a curva de eficiência da *leg* de *offline* MHT. Entretanto, nota-se a presença de duas entradas na região de *offline* MHT < 90 GeV, que a princípio, poderiam estar associadas (hipóteses): à falta de eventos naquela região e então, atuariam como flutuações estatísticas, uma vez que a menor amostra exclusiva é de $H_T = 100$ GeV; ou poderia estar associado a algum outro efeito ainda não compreendido que consequentemente contribuiu para a origem de tais entradas na região mencionada. Assim, de modo a verificar se tais entradas são devido à falta de eventos na região *offline* MHT < 90 GeV, o gráfico utilizando a amostra de $t\bar{t}$ +Jatos segundo as mesmas condições aplicadas na produção de 7.30b é exibido em 7.31.

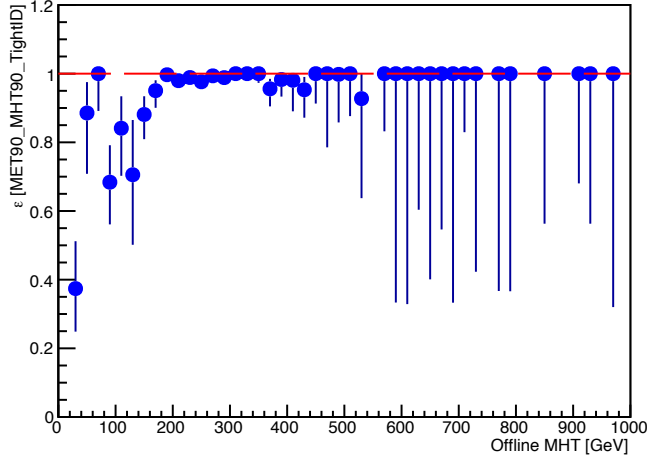


Figura 7.31: Curvas de eficiência versus *offline* MHT com as definições 7.4, adicionando-se os cortes superior no p_T dos elétrons e $MET > 200$ GeV. As seleções foram aplicadas em uma amostra de $t\bar{t}$ +Jatos.

O comportamento da curva de eficiência em 7.31, evidencia um comportamento oposto à expectativa das entradas em 7.30b estarem associadas à ausência de entradas de W+Jatos com $H_T < 100$ GeV. E como observa-se, se essa fosse à razão associada a origem das entradas mencionadas, no caso da medida utilizando a amostra inclusiva de $t\bar{t}$ +Jatos, a anomalia deveria ter sido minimizada, o que não ocorre. Assim, a segunda hipótese é considerada: o cálculo da variável *offline* MHT ainda não é bem compreendido. A ausência de um dado fator desconhecido, não levado em conta, é evidenciado por conta da permanência da anomalia observada.

■ Sugestão 2:

Serão exibidos os gráficos associado a segunda tentativa empegada de modo a solucionar tal anomalia, em que o *trigger* ortogonal utilizado é um *trigger* de múon com limiar em 45 GeV. As definições para o numerador e denominador são:

■ Numerador:

- eventos com no mínimo 1 múon com $p_T > 25$ GeV, pelo menos 3 jatos satisfazendo $p_T > 30$ GeV e $|\eta| < 2.4$, o *trigger* ortogonal de múons de limiar 45

GeV, o *trigger* principal combinado PFMETNoMu90_PFMHTNoMu90 e MET > 200 GeV;

■ Denominador:

- os eventos que satisfazem todos os requerimentos descritos no numerador, exceto o *trigger* combinado PFMETNoMu90_PFMHTNoMu90.

A curva de eficiência produzida a partir da amostra de $t\bar{t}$ +Jatos segundo as definições para o numerador e denominador especificadas acima é exibida a seguir:

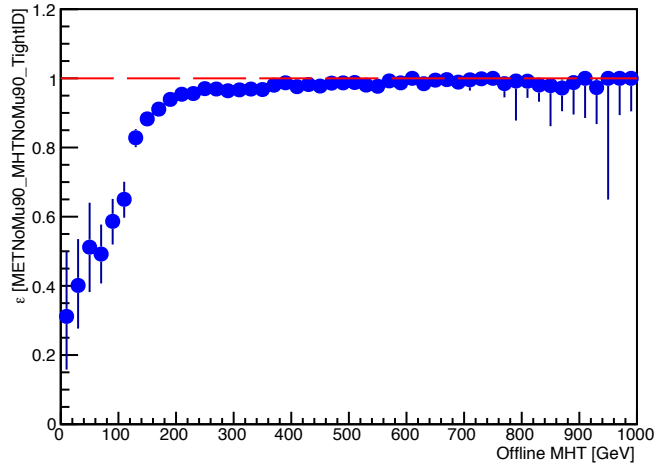


Figura 7.32: Curva de eficiência para o *trigger* combinado (NoMu) versus *offline* MHT para a amostra de $t\bar{t}$ +Jatos. As definições para o numerador e denominador são dadas em 7.4

No gráfico mostrado em 7.32, produzido a partir de uma amostra de $t\bar{t}$ +Jatos, nota-se uma presença considerável de eventos; entretanto na região *offline* MHT < 90 GeV, a anomalia largamente discutida se faz presente. Assim, delinea-se através dessa observação, que no caso em que a versão do *trigger* principal combinado é a versão que ignora múons no cálculo das variáveis *offline* MET e MHT, nenhuma grande mudança é verificada; é válido destacar que as entradas inesperadas observadas naquela região são, comparativamente aos gráficos anteriormente apresentados nessa seção, menores.

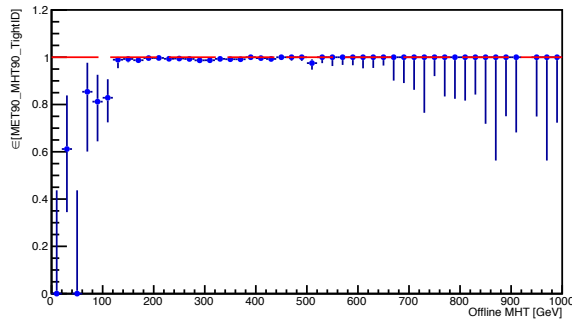
■ Curvas de eficiência versus *offline* MHT: tentativa adicional - inclusão de elétrons no cálculo de *offline* MHT

Os estudos desenvolvidos e apresentados anteriormente não resultaram na curva de eficiência bem definida e sem a presença das entradas em *offline* MHT < 90 GeV como esperado. Assim, refletindo-se um pouco mais sobre esse problema, principalmente pelo fato de existir eficiência razoavelmente alta na região abaixo de 90 GeV, o que implica que o *trigger* combinado está disparando para eventos abaixo do limiar do trigger, o que a princípio não deveria ocorrer, chegou-se na hipótese de que jatos adicionais poderiam não estar sendo levados em conta no cálculo de *offline* MHT. Se essa hipótese é válida, tais jatos deveriam contribuir para o aumento do valor de *offline* MHT, descolando os eventos que contribuem para as altas eficiências em *offline* MHT < 90 GeV para altos valores de *offline* MHT. Assim, isso explicaria o fato do *trigger* ter disparado para tais eventos.

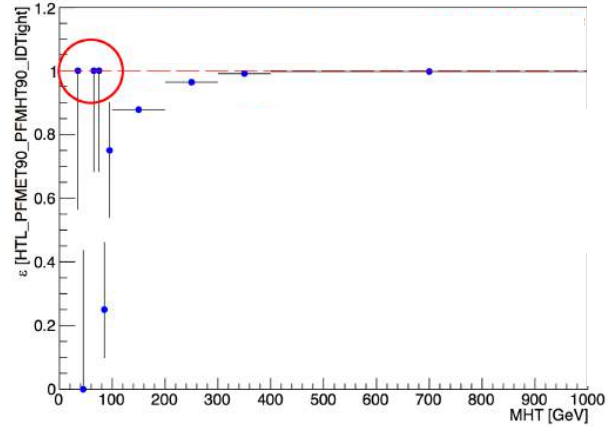
Sabe-se que jatos, a manifestação experimental de quarks e glúons, depositam a maior parte de sua energia no calorímetro hadrônico. Entretanto, alguma energia é também depositada no calorímetro eletromagnético devido às partículas carregadas que compõem os jatos. Assim, durante o processo de reconstrução de jatos, elétrons podem ser “confundidos” e então reconstruídos como jatos. Portanto, no sistema HLT, durante a tomada de dados e seleção *online* do *trigger* combinado, elétrons devem ser incluídos no cálculo de MHT. Matematicamente, a adição de elétrons à MHT seria expressa como:

$$MHT = \left| - \sum_{i=1}^{N_{\text{jets}}} \vec{p}_T^i - \sum_{j=1}^{N_{\text{elétrons}}} \vec{p}_T^j \right|. \quad (7.14)$$

De modo a verificar essa hipótese, as curvas de eficiência versus *offline* MHT, mostradas em 7.33, foram produzidas utilizando amostras com considerável quantidade de eventos, tais como: W+Jatos Exclusiva e $t\bar{t}$ +Jatos. As definições para o numerador e denominador são similares às definidas em 7.4, diferenciando-se no fato de que *offline* MHT é calculada como em 7.14 e MET é fixada em 200 GeV (W+Jatos Exclusiva) e 260 GeV ($t\bar{t}$ +Jatos).



(a) **W+Jatos Exclusiva**



(b) **$t\bar{t}$ +Jatos**

Figura 7.33: Curvas de eficiência para o trigger combinado versus offline MHT para a amostras (7.33a) e (7.33b); offline MHT é calculada incluindo elétrons, uma vez que em muitos casos são reconstruídos como jatos no sistema HLT.

Ainda que alguma anomalia seja observada, a comparação dos gráficos em 7.33 com todos os gráficos anteriormente apresentados, evidencia uma gradual melhora, pois o número de entradas é relativamente pequeno, ou seja, em ambos os gráficos apenas 3 entradas são visualizadas. E caso essas entradas não estivessem presentes, pode-se notar que uma curva de eficiência com alta resolução seria obtida, fornecendo o corte *offline*: *offline* MHT > 120 GeV (W+Jatos Exclusiva) e *offline* MHT > 100 GeV ($t\bar{t}$ +Jatos).

Assim, pode-se dizer que, a hipótese de que elétrons reconstruídos como jatos no sistema HLT contribuiriam para a minimização das entradas na região de *offline* MHT < 90 GeV é verificada, entretanto, não é suficiente para a solução global da anomalia dado que existem entradas remanescentes associadas à altas eficiências. Desse modo, suspeita-se que os elétrons considerados no cálculo de *offline* MHT não sejam os mesmos incluídos no cálculo *online*. Assim, estudos posteriores considerando os tipos de elétrons utilizados *online* pelo *trigger* no cálculo de MHT são necessários a fim de verificar se a solução global para a anomalia é alcançada.

■ Curvas de eficiência versus *offline* MET

Nas discussões realizadas anteriormente, o foco do estudo esteve associado à produção das curvas de eficiência para a *leg* de MHT. Os resultados originados desse estudo exibem a presença de uma anomalia na região *offline* MHT < 90 GeV. Nesse momento, a curva

de eficiência para a *leg* de MET será apresentada para as amostras **W+Jatos Exclusiva** e **tt+Jatos**. As definições de numerador e denominador serão apresentados a seguir, destacando que os *triggers* ortogonais utilizados para cada amostra são um *trigger* de elétrons de limiar em 27 GeV e um *trigger* de múons de limiar em 45 GeV. Uma vez que o estudo baseia-se na curva de eficiência versus *offline* MET, a variável *offline* MHT é fixada em sua região de *plateau*. Os valores nos quais *offline* MHT será fixada são definidos no numerador e denominador.

- *trigger* ortogonal de elétrons (27 GeV):

- Numerador:

- eventos com no mínimo 1 elétron com $p_T < 50$ GeV, isolado ($\text{iso} < 0.1$), MediumID; pelo menos 3 jatos satisfazendo $p_T > 30$ GeV e $|\eta| < 2.4$, o *trigger* de elétron 27 GeV, o *trigger* combinado PFMET90_PFMHT90, $\text{MHT}/\text{MET} < 5$ e $[\text{MHT} > 200 \text{ GeV (W+Jatos Exclusiva)} / > 150 \text{ GeV (tt+Jatos)}]$;

- Denominador:

- eventos que satisfazem todos os cortes descritos no numerador, exceto o *trigger* combinado PFMET90_PFMHT90

- *trigger* ortogonal de múons (45 GeV):

- Numerador:

- eventos com no mínimo 1 múon com $p_T > 25$ GeV, pelo menos 3 jatos satisfazendo $p_T > 30$ GeV e $|\eta| < 2.4$, o *trigger* ortogonal de múons de limiar 45 GeV, o *trigger* combinado PFMETNoMu90_PFMHTNoMu90 e $[\text{MHT} > 180 \text{ GeV (W+Jatos Exclusiva)} / > 200 \text{ GeV (tt+Jatos)}]$; Nesse caso, *offline* MHT e MET foram calculadas ignorando as contribuições dos múons.

- Denominador:

- eventos que satisfazem todos os cortes descritos no numerador, exceto o *trigger* combinado PFMETNoMu90_PFMHTNoMu90

Os gráficos em 7.34 exibem as curvas de eficiência versus *offline* MET obtidas pelo método ortogonal usando o *trigger* de elétrons (27 GeV) e o *trigger* combinado PF-MET90_PFMHT90 em (**esquerda**) e o *trigger* ortogonal de múons (45 GeV) com o *trigger* combinado PFMETNoMu90_PFMHTNoMu90 em (**direita**). As curvas foram produzidas a partir de eventos de uma amostra de W+Jatos Exclusiva.

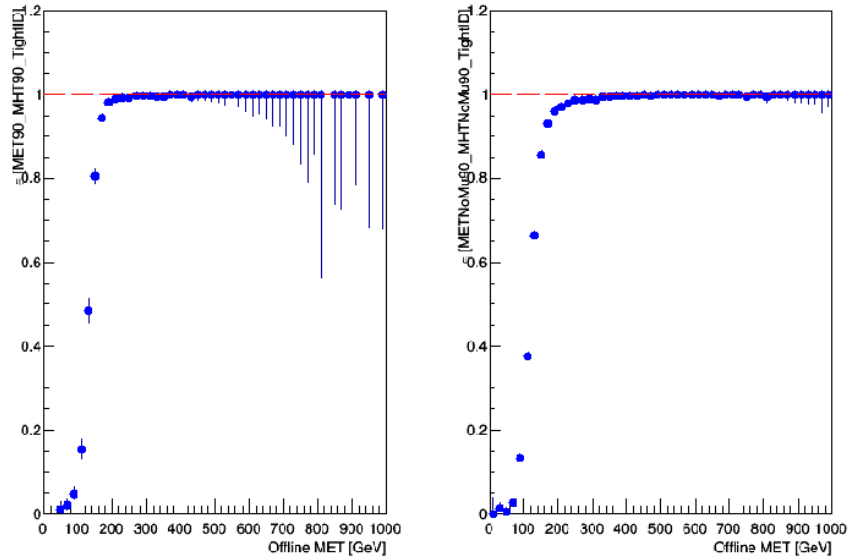


Figura 7.34: À **esquerda**, curva de eficiência obtida utilizando o *trigger* ortogonal de elétrons (27 GeV) e o *trigger* combinado PFMET90_PFMHT90; enquanto que na **direita**, exibi-se a curva de eficiência obtida utilizando o *trigger* de múons como ortogonal (45 GeV) e o *trigger* combinado PFMETNoMu90_PFMHTNoMu90.

No gráfico 7.34 (**esquerda**), que utiliza o *trigger* ortogonal de elétrons 27 GeV, a curva de eficiência exibida é bem definida e apresenta boa resolução. A partir de MET > 200 GeV, corte *offline*, a curva de eficiência já se encontra na região de *plateau*, ou seja, o *trigger* combinado é 100% eficiente. Comparando-se com o corte *offline* estabelecido a partir da medida de eficiência do *trigger* de MET 170 GeV, MET > 300 GeV, uma quantidade significativa de eventos que pode contribuir para o aumento da sensibilidade da análise pode ser poupada devido à essa diferença de 100 GeV. Em 7.34 (**direita**), é utilizado o *trigger* de múons 45 GeV. Uma curva de eficiência bem definida e boa resolução também é observada. Entretanto, a região de *plateau* é alcançada tardiamente, ou seja,

aproximadamente em $\text{MET} > 300 \text{ GeV}$. Devido à experiência obtida nos estudos dos *triggers* apresentados e em estudos realizados por outros analistas, acredita-se que esse valor do corte *offline* pode ser melhorado através da aplicação de um corte na variável $\Delta\phi$ calculada entre a direção do vetor de MET e a direção do vetor do múon. A presença de múons e MET em um mesmo evento podem gerar ineficiências nas curvas de eficiência, como já destacado, quando não considerada apropriadamente.

De modo similar à 7.34, as curvas de eficiência para a amostra de $t\bar{t}$ +Jatos foram produzidas segundo as definições em 7.4:

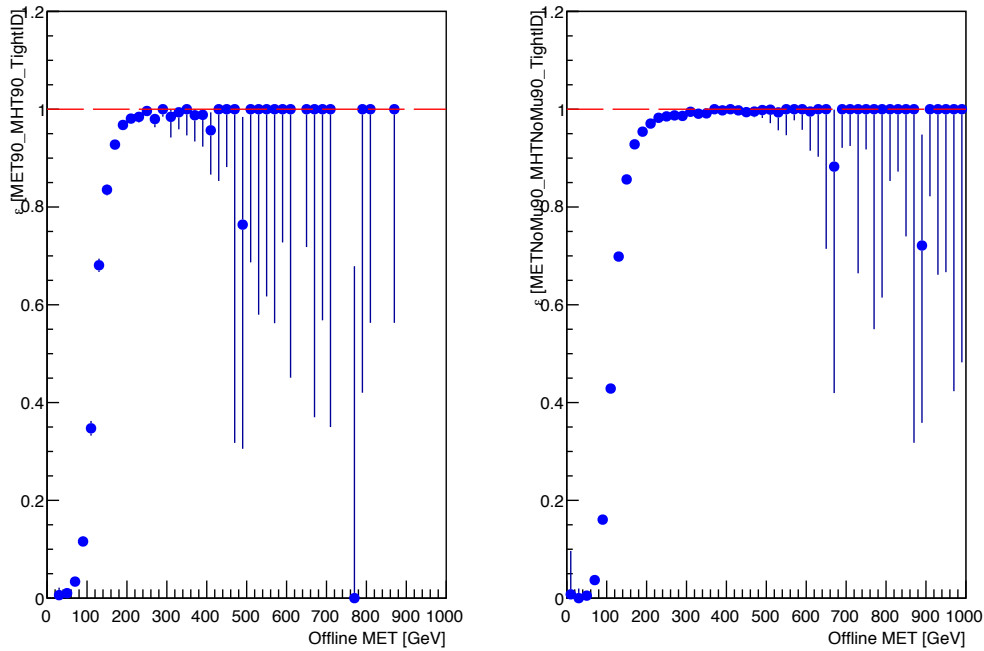


Figura 7.35: À **esquerda**, curva de eficiência obtida utilizando o trigger ortogonal de elétrons (27 GeV) e o trigger combinado PFMET90_PFMHT90; enquanto que na **direita**, exibi-se a curva de eficiência obtida utilizando o trigger de múons como ortogonal (45 GeV) e o trigger combinado PFMETNoMu90_PFMHTNoMu90.

O gráfico em 7.35 (**esquerda**), que utiliza o *trigger* ortogonal de elétrons com limiar em 27 GeV, apresenta uma curva de eficiência bem definida e com boa resolução. Entretanto na região próxima ao início da região de *plateau*, uma pequena ineficiência pode ser observada. Desse modo, a região de *plateau* é alcançada tardiamente, ou seja, $\sim \text{MET} > 240 \text{ GeV}$; ainda assim, esse resultado é positivo, no sentido de que propicia um decréscimo

de 60 GeV em relação ao corte *offline* estabelecido para o *trigger* de MET170. Supõem-se que a ineficiência apontada pode estar associada à aplicação do corte superior no p_T do elétron, $p_T < 50$ GeV. Nesse caso específico, o corte superior teria um efeito negativo, devido ao fato de haver mais objetos presentes nos decaimentos de quarks top do que nos eventos de W+Jatos. Assim, esses objetos naturalmente equilibrariam o evento, reduzindo a correlação entre o p_T do elétron e MET sem a necessidade de um corte superior. Para 7.35 (direita), é válida a mesma descrição de 7.34 (direita), com a exceção de que a região de *plateau* é alcançada em $\sim \text{MET} > 280$ GeV.

Conclusões preliminares para o estudo das legs de MHT e MET: A partir do amplo estudo realizado e descrito nessa seção para os *triggers* combinados: PF-MET90_PFMHT90_IDTight e PFMETNoMu90_PFMHTNoMu90_IDTight, pode-se concluir que ainda existe uma diferença significativa entre o modo que a variável MHT é medida *online* em relação ao seu cálculo *offline* e essa diferença é refletida pela presença de entradas - não esperadas - na região abaixo de *offline* $\text{MHT} < 90$ GeV. Vale ressaltar que com a introdução de elétrons no cálculo de MHT, uma gradual melhora foi observada. Entretanto, algumas entradas remanescentes são observadas. Suspeita-se que os elétrons levados em conta no cálculo *offline* diferem daqueles considerados no cálculo *online*. Desse modo, um estudo posterior considerando os tipos de elétrons incluídos *online* pelo *trigger* torna-se necessário a fim de verificar se a solução da anomalia é alcançada. Por outro lado, as medidas realizadas para a *leg* de MET estão em acordo com as expectativas dentro do comportamento usual de um *trigger*. O resultado obtido a partir da medida na amostra de W+Jatos Exclusiva aponta para o valor de corte *offline*, $\text{MET} > 200$ GeV, que contribuiria significativamente para a sensibilidade da análise.

7.5 Estudo de um trigger alternativo: trigger de vértices secundários

Nas seções anteriores apresentou-se o estudo das curvas de eficiência para o *trigger* de MET com limiar em 170 GeV e para o *trigger* combinado de MET_MHT com limiar em 90 GeV. No primeiro caso, determinou-se o corte *offline* (300 GeV) em que o *trigger* de MET 170 GeV é 100% eficiente. No estudo das curvas de eficiência para o *trigger*

combinado, sugestão devido ao baixo limiar nas variáveis de MET e MHT, observou-se uma ineficiência para a *leg* de MHT enquanto que a *leg* de MET apresenta boa definição e resolução. Anteriormente à sugestão recebida para utilização do *trigger* combinado, dado que o valor obtido para o corte *offline* de MET era relativamente alto considerando o sinal que se deseja observar, a proposta de um *trigger* alternativo que pudesse beneficiar a análise em termos de sensibilidade foi levantada. Essa proposta baseia-se no fato da experiência prévia adquirida pelo autor da tese em atividades associadas ao estudo de *triggers*.

Assim, a proposta investigada é focada na emulação de um *trigger* de vértices secundários (*Secondary Vertices* (SV)), uma vez que a presença de vértices secundários é uma das características principais da assinatura procurada apresentada nessa tese. Desse modo, o *trigger* emulado deve selecionar eventos com o requerimento inicial sobre a presença de vértices secundários nos eventos. Os requerimentos aplicados nesse processo de emulação serão apresentados a seguir. Diversas questões se originaram durante esse estudo, dentre elas pode-se destacar: dada a consideração do *trigger* de vértices secundários, qual seria o menor valor de MET a ser considerado? Qual seria o ganho ou melhoria em termos de limites em relação ao obtido quando o *trigger* utilizado é o *trigger* de MET 170 GeV?

Os requerimentos utilizados na emulação do *trigger* de vértices secundários são aplicados nas seguintes variáveis: **Dxy** (distância do vértice primário ao vértice secundário) e **significância de Dxy** (σ_{Dxy})⁶[97, 109]. Assim, no bloco de emulação para o *trigger* de vértices secundários, são selecionados eventos que satisfaçam os seguintes requerimentos: contenham pelo menos 1 vértice secundário com Dxy dentro da região de aceitação ($Dxy > 10\mu\text{m}$ e $Dxy < 2\text{cm}$) e $\sigma_{Dxy} > 3$. O vértice primário (*Primary Vertices* (PV)) utilizado no cálculo de Dxy é aquele que se encontra na primeira posição dos vetores preenchidos com os vértices primários reconstruídos nas amostras (esse vértice corresponde ao vértice primário reconstruído mais próximo de onde a colisão ocorreu), os outros vértices

⁶Significância de Dxy (σ_{Dxy}) é definida, por extenso, como $\frac{Dxy}{\text{erro de Dxy}}$. Nesse contexto, a significância informa a qualidade da medida de Dxy.

que são reconstruídos no evento correspondem aos vértices de *pile-up*. Ambos os requerimentos aplicados na emulação do *trigger* de vértices secundários são utilizados na seleção de vértices secundários e rejeição de vértices primários durante a reconstrução de vértices secundários pelo experimento CMS com outros cortes adicionais, como por exemplo, parâmetro de impacto e massa invariante do vértice secundário [97, 109].

As amostras utilizadas nesse estudo são aquelas definidas em A.1. A partir dessas amostras, subamostras foram produzidas sem nenhuma seleção especial de modo a evitar a introdução de erros sistemáticos (*bias*) associados aos cortes de seleção. Com exceção das amostras de $W+Jatos$ (6 milhões de eventos) e $t\bar{t}+Jatos$ (8 milhões de eventos), todas as amostras de *backgrounds* foram produzidas com aproximadamente 1 milhão de eventos. As seguintes amostras foram utilizadas:

- Amostra de sinal: (750,80);
- Amostras de *backgrounds*: $W+Jatos$, $t\bar{t}+Jatos$, DY, QCD em bins de p_T , $W+Jatos$ em bins de p_T e $Z+Jatos$ em bins de p_T .

Ambas as amostras anteriormente enumeradas foram normalizadas para $1fb^{-1}$ em que incluiu-se o peso do gerador de MC utilizado e a seção de choque do processo.

Na seleção de eventos, quanto aos *triggers* aplicados, considerou-se os seguintes casos: emulação do *trigger* de vértices secundários e o *trigger* de MET 170 GeV. A emulação foi realizada considerando os seguintes valores de MET — (200,220,240,260,280,300) [GeV] (em que o passo de 20 GeV foi escolhido devido à medida de resolução de MET obtida em [160]) — a fim de se obter o número de eventos esperados para o sinal (s) e *background* (b). Para o *trigger* de MET 170 GeV, considerou-se a seleção de eventos com o corte *offline* de MET em 300 GeV:

- Requerimento de *trigger*: **trigger de vértices secundários emulado** ou **trigger de MET 170**;
- Veto de léptons;

- Seleção do jato principal no vértice primário com $p_T > 150$ GeV;
- SV com 2 jatos com $p_T > 30$ GeV;
- MET $> \mathbf{X}$;
- massa invariante no SV > 60 GeV

■ Pontos de destaque:

- a indicação com o X no corte de MET associa-se ao valor de MET utilizado durante a seleção de eventos para a emulação do *trigger* de vértices secundários ou para o *trigger* de MET 170 GeV;
- o requerimento de MET é necessário na emulação do *trigger* de vértices secundários para a redução das taxas de *backgrounds*, uma vez que o *trigger* de vértices secundários seleciona uma grande fração de eventos de *backgrounds*;
- durante a seleção de eventos, considerando ora o *trigger* de vértices secundários emulado ou o *trigger* de MET 170 GeV, o corte sobre eventos com 2 jatos com $p_T > 30$ GeV foi mantido desativado de modo a evitar um erro sistemático adicionado por ele. Para o *trigger* de MET 170 GeV, esse corte também é desativado de modo que uma comparação mais apropriada possa ser realizada com relação aos resultados provenientes do *trigger* de vértices secundários emulado. Vale ressaltar que esse corte foi mantido fora da seleção de eventos apenas na parte inicial do estudo, de modo que não afetasse o comportamento do *trigger* de vértices secundários emulado versus os valores de MET.

Com os números obtidos anteriormente da emulação do *trigger* de vértices secundários e do *trigger* de MET 170 GeV, a fim de descobrir se o *trigger* de vértices secundários emulado possibilita algum ganho em termos de sensibilidade, a significância para ambos os cenários foi calculada e a partir disso, o gráfico versus MET foi produzido.

A significância[161] mencionada é definida como:

$$\sigma = \frac{s}{\sqrt{b}}, \quad (7.15)$$

em que s corresponde ao número esperado de eventos de sinal e b ao número esperado de eventos de *background*. Existem outras definições para o cálculo de significância, sendo a indicada em 7.15, uma das mais usadas. Essa definição é utilizada quando se deseja otimizar o tamanho do sinal esperado com relação às flutuações estatísticas do *background*.

Adicionalmente, calculou-se também a pureza associada à quantidade de sinal obtida para os dois cenários considerados: emulação do *trigger* de vértices secundários e MET 170 GeV. A pureza, nesse contexto, informa a predominância do número esperado de eventos de sinal sobre os eventos esperados de *background* + eventos de sinal.

Nas tabelas exibidas a seguir são dispostos os números esperados de eventos para o sinal e *background* bem como os valores calculados para a significância e pureza em cada um dos cenários previamente apresentados:

Tabela 7.4: *Valores obtidos para o trigger de MET 170 GeV: número esperado de eventos de sinal (s), número esperado de eventos de background (b), significância (S) e pureza.*

Valores MET [GeV]	n. esp. (s)	n. esp. (b)	sig. (σ)	pureza [%]
300	96.78	5656.04	1.29	1.68

Tabela 7.5: *Valores obtidos a partir da emulação do trigger de SV: número esperado de eventos de sinal (s), número esperado de eventos de background (b), significância (S) e pureza.*

Valores MET [GeV]	n. esp. (s)	n. esp. (b)	sig. (σ)	pureza [%]
200	153.76	17004.69	1.18	0.89
220	137.31	12468.12	1.23	1.09
240	121.06	9333.21	1.25	1.28
260	105.48	7075.27	1.25	1.47
280	90.99	5446.08	1.23	1.64
300	79.49	4232.28	1.22	1.84

A partir dos valores obtidos mostrados nas tabelas 7.4 e 7.5, os seguintes gráficos foram construídos:

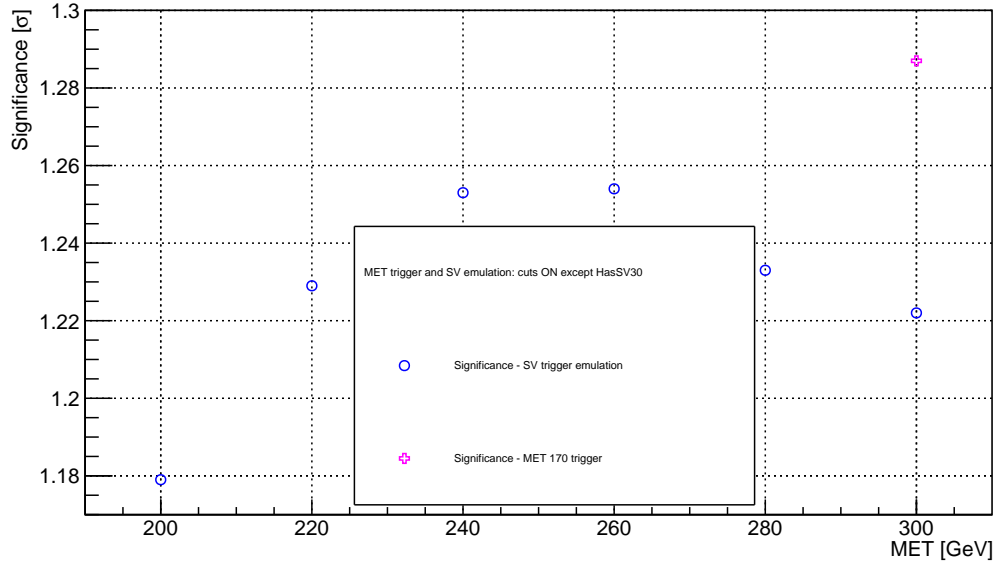


Figura 7.36: *Significância versus diferentes valores de MET para o cenário de emulação do trigger de SV (círculo aberto azul) e o trigger de MET 170 GeV (cruz aberta rosa).*

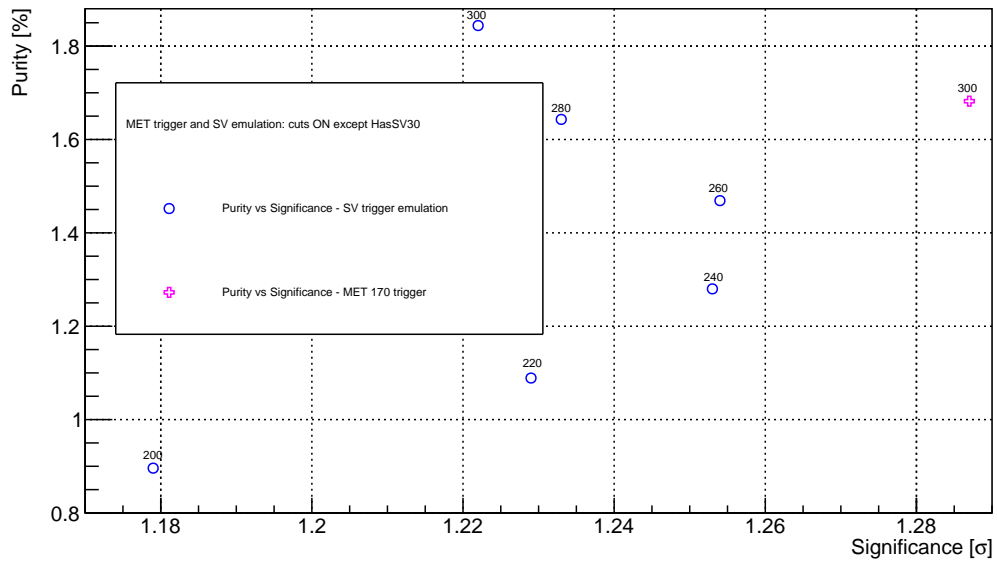


Figura 7.37: *Purezas versus significâncias calculados para ambos os cenários: emulação do trigger de SV (círculo aberto azul) e o trigger de MET 170 GeV (cruz aberta rosa).*

Dado os valores exibidos nas tabelas 7.4 e 7.5, nota-se que o número esperado de eventos de *background* obtido em ambos os cenários é grande em comparação ao número esperado de eventos de sinal. Desse modo, espera-se grandes flutuações estatísticas dos *background* e conseqüentemente baixos valores de significância. Nota-se que para os valores de MET considerados, no cenário de emulação do *trigger* de vértices secundários, as significâncias obtidas são relativamente baixas em comparação às significâncias calculadas a partir dos números esperados de sinal e *background* obtidos com *trigger* de MET 170 GeV; os pontos referentes à MET 240 GeV e 260 GeV apresentam os maiores valores de significâncias obtidos a partir da emulação do *trigger* de vértices secundários. Como os valores de significância para a emulação do *trigger* de vértices secundários são relativamente baixos em relação ao calculado para o *trigger* de MET 170 GeV, concluiu-se nesse momento, que a significância não representa a figura de mérito mais adequada para classificar se o *trigger* de vértices secundários emulado é potencialmente melhor do que o *trigger* de MET 170 GeV.

Do gráfico pureza versus significância, 7.37, observa-se que os pontos com MET 280 GeV e 300 GeV, para o *trigger* de vértices secundários emulado, apresentam pureza relativamente alta com relação ao valor exibido para o *trigger* de MET 170 GeV; por outro lado, ainda comparativamente, a significância calculada é baixa com relação à obtida para o *trigger* de MET 170 GeV. Os pontos com maiores significâncias para a emulação do *trigger* de vértices secundários são MET 240 GeV e MET 260 GeV, entretanto, apresentam baixos valores de pureza. Desse modo, a quantificação do potencial do *trigger* de vértices secundários emulado com relação ao *trigger* de MET 170 GeV novamente não é possível. Portanto, deve se estabelecer uma nova figura de mérito ou procedimento para se comparar o potencial uso e desenvolvimento do *trigger* de vértices secundários em relação ao *trigger* de MET 170 GeV.

A fim de se comparar a performance desses dois *triggers*, o passo seguinte foi o cálculo dos limites esperados de exclusão. Esse cálculo foi realizado utilizando o pacote de *softwares* denominado **Higgs Combined Tool**[162, 163]. Os valores de entrada que devem ser fornecidos são: número esperados de eventos de sinal, número de eventos de *back-*

ground e incertezas sistemáticas. Esses valores de entrada são fornecidos através de arquivos em formato `.txt` denominados *datacards* B.1. Após o devido preenchimento dos arquivos *datacards*, o passo seguinte é a determinação do método utilizado no cálculo dos limites. Como apontado na documentação, um dos métodos estatísticos mais comuns empregado para esse tipo de tarefa é o método denominado *Asymptotic CL Limits*[162, 163], esse método é baseado no cálculo de limites utilizando o método *confidence levels* (CLs). Com o *datacard* apropriadamente preenchido, pode-se executar o *software* mencionado anteriormente através do seguinte comando: **combine -M AsymptoticLimits nome do datacard**[162, 163].

Tendo em vista essa breve introdução sobre o pacote de *softwares* utilizado para o cálculo de limites esperados de exclusão, é importante destacar que os valores associados ao número esperado de eventos de sinal e *background* foram obtidos aplicando todos os cortes presentes na seleção de eventos indicada em 7.5. Como também apontado em 7.5, duas configurações de *trigger* são aplicadas: emulação do *trigger* de vértices secundários e *trigger* de MET 170 GeV. Nos gráficos de limites esperados de exclusão que serão exibidos a seguir, a coordenada **X** será denotada como configuração de *trigger* (*trigger settings* (TS)). No caso da emulação do *trigger* de vértices secundários, considera-se os requerimentos já mencionados como **Dxy** e significância de **Dxy** adicionalmente com o corte de MET. Na tabela 7.6, exibem-se as configurações de *trigger* consideradas e os respectivos valores de corte sobre MET.

Tabela 7.6: *Configurações de trigger (TS) para emulação do trigger de vértices secundários e trigger de MET 170 GeV e respectivos valores de corte de MET.*

Conf. de <i>trigger</i> (TS)	MET [GeV]
1 (trigger emulado SV)	200
2 (trigger emulado SV)	220
3 (trigger emulado SV)	240
4 (trigger emulado SV)	260
5 (trigger emulado SV)	280
6 (trigger emulado SV)	300
7 (trigger de MET 170 GeV)	300

Para a configuração de *trigger* de MET 170 GeV, a seleção em 7.5 é aplicada novamente

com o corte de SV com 2 jatos presente e o corte de MET considerado é aquele determinado pelo estudo de eficiência do *trigger* de MET 170 GeV; essa configuração de *trigger* é denominada como TS7.

Os eventos selecionados em ambas configurações de *triggers* foram normalizados incluindo as seguintes contribuições para o peso total: seção de choque do processo da amostra de MC considerada indicada em A.1, luminosidade integrada de 35.9 fb^{-1} (essa luminosidade integrada corresponde à quantidade de dados coletados em 2016 pelo experimento CMS) e peso associado ao gerador de MC. Com os números esperados de eventos de sinal e *backgrounds* normalizados B.2, e fornecidos ao *software* mencionado por meio dos *datacards*, é possível o cálculo do limite esperado de exclusão. Antes de seguir em frente e exibir os gráficos de limite esperado de exclusão, é importante entender o que é um limite. No presente contexto, limite é uma restrição superior ou inferior sobre uma dada quantidade física.

O gráfico em 7.38 exibe o limite esperado de exclusão versus configurações de *trigger* (TS). Na construção desse gráfico, nenhuma fonte de incerteza sistemática foi levada em conta. Para compreensão do conteúdo apresentado no gráfico 7.38, considere que a linha tracejada indica o valor central do limite esperado de exclusão obtido por meio do pacote de *softwares* mencionado e que as faixas amarela e verde, correspondem a 2σ (2.5% e 97.5%) e 1σ (16% e 84%), respectivamente.

O eixo das ordenadas indica o limite esperado de exclusão sobre \mathbf{r} (intensidade do sinal), definido em termos de seções de choque como: $\frac{\sigma^{exc}}{\sigma^{th}}$, em que σ^{exc} corresponde à seção de choque que será excluída e σ^{th} à seção de choque correspondente ao modelo de SUSY considerado (**Modelo com Espectro de Massa Comprimido**, com $m_{\tilde{g}} = 750 \text{ GeV}$ e $\Delta M = 80 \text{ GeV}$). Assim, de modo explícito, excluem-se seções de choque preditas para o cenário anteriormente citado maiores do que o limite calculado, ou seja: $\sigma^{exc} > \text{valor do limite calculado sobre } \mathbf{r} * \sigma^{th}$ são excluídas com 95% de confiança (CL) naquela dada configuração de *trigger*. Adicionalmente à essa discussão, é importante a apresentação do termo **poder de exclusão**. Por poder de exclusão, entende-se como a possibilidade de se excluir, ou não, uma dada seção de choque esperada tendo em vista a

seção de choque prevista pela teoria de SUSY em uma dada configuração de *trigger* (TS). No caso em que existam configurações de *trigger* em que o limite mediano apresenta valores iguais ou maiores do que 1, diz-se que nesses casos nenhum poder de exclusão é observado.

Quando o limite mediano, indicado pela linha tracejada, vai abaixo de 1, considera-se que para a configuração de *trigger* correspondente, existe poder de exclusão. O que determinará se o limite de exclusão é mais forte ou mais fraco, nessa situação, é seu valor mediano comparado com os outros limites que sejam menores do que 1.

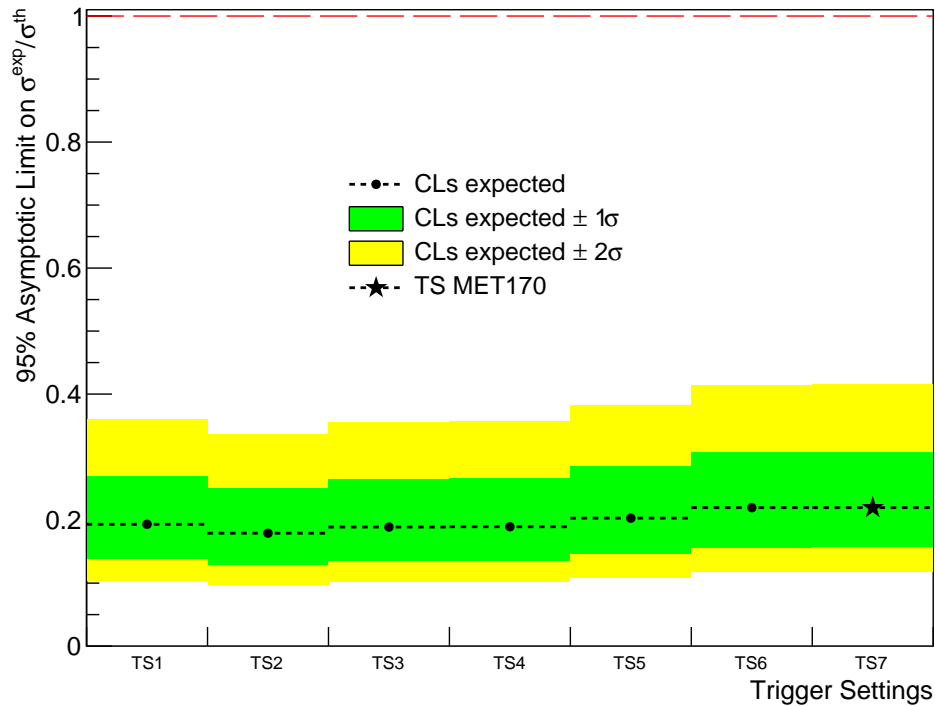


Figura 7.38: *Limites esperados de exclusão sobre a razão seção de choque excluída e seção de choque prevista pela teoria (SUSY) versus configurações de triggers: TS(1-6: vértices secundários) e TS7 (trigger de MET 170 GeV). A linha tracejada indica o limite esperado de exclusão mediano. Observa-se poder de exclusão para todas as configurações de triggers; limite levemente mais forte para TS2.*

Do gráfico exibido em 7.38, nota-se que com a estatística utilizada devido à normalização para 35.9 fb^{-1} , todas as configurações de *trigger* apresentam poder de exclusão. Nota-se que embora existam poucas flutuações nos valores dos limites entre as configurações de

trigger apresentadas, um limite levemente mais forte é obtido com a configuração de *trigger* TS2 (MET = 220 GeV). Uma vez que o limite esperado é calculado a partir do número esperado de eventos de *background*, as flutuações do *background* (incertezas estatísticas) desempenham uma papel importante no cálculo dos limites esperados de exclusão. Nesse cenário em que o gráfico mostrado em 7.38 foi produzido, as incertezas estatísticas associadas são relativamente grandes comparadas a cenários em que a quantidade de estatística seja menor, como por exemplo, para uma luminosidade integrada considerada na normalização de 1 fb^{-1} . Entretanto, a incerteza relativa calculada para 35.9 fb^{-1} é menor do que no caso de 1 fb^{-1} , desse modo observa-se poder de exclusão em 7.38 e espera-se nenhum poder de exclusão para o cenário de 1 fb^{-1} .

Ao contrário de sua ausência no cálculo dos limites esperados de exclusão do gráfico em 7.38, na realidade do dia a dia dos experimentos de altas energias, várias fontes de incertezas sistemáticas se fazem presente e desempenham um papel crucial nas medidas de propriedades de partículas conhecidas e buscas de novas partículas. Desse modo, elas devem ser apropriadamente identificadas e suas respectivas magnitudes consideradas no resultado final. Assim, os limites esperados de exclusão exibidos em 7.39 versus configurações de *triggers* foram calculados incluindo as informações já mencionada — número esperado de eventos de sinal e *backgrounds* B.3 — e agora, adicionalmente, incorporando algumas fontes de incertezas sistemáticas. Dentre elas, foram incluídas: incerteza sistemática devido à limitada quantidade de eventos nas amostras de MC B.1 e luminosidade medida no experimento CMS B.1. Essas informações foram inseridas nos *datacards* e processados pelo pacote de *softwares* **Higgs Combined Tool**, resultado em 7.39.

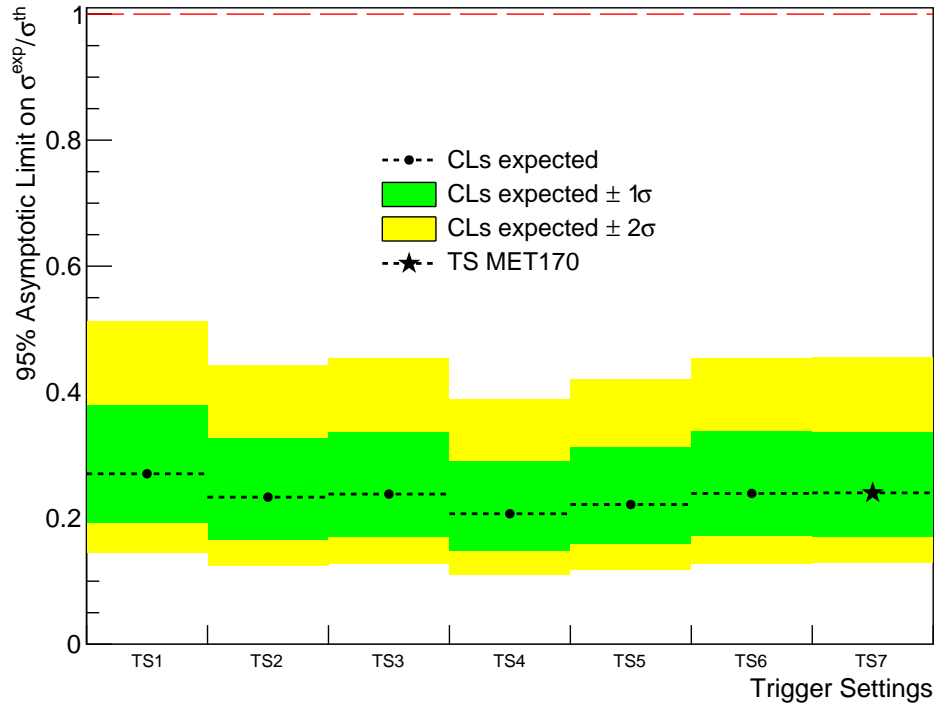


Figura 7.39: *Limites esperados de exclusão sobre a razão seção de choque excluída e seção de choque prevista pela teoria (SUSY) versus configurações de triggers: TS(1-6: vértices secundários) e TS7 (trigger de MET 170 GeV). Fontes de incertezas sistemáticas associadas a limitação estatística das amostras de MC e medida da luminosidade no experimento CMS foram consideradas no cálculo dos limites esperados de exclusão. A linha tracejada indica o limite esperado de exclusão mediano. Observa-se poder de exclusão para todas as configurações de triggers; limite levemente mais forte para TS4.*

Como pode ser observado em 7.39, com a inclusão das incertezas B sistemáticas — limitada quantidade de eventos nas amostras de MC e luminosidade — os limites calculados aumentam, se tornam mais fracos comparados com o resultado visualizado em 7.38. Esse relaxamento nos limites é esperado, uma vez que as incertezas sistemáticas degradam o cálculo do limite. Ainda em comparação com o 7.38, nota-se que nesse caso, a configuração de *trigger* que resulta em um melhor limite esperado em comparação ao limite associados às outras configurações de *trigger* é TS4 (MET = 260 GeV). Com base em 7.39, dada as condições estabelecidas, o *trigger* de vértices secundários apresenta um potencial favorável de uso em relação ao *trigger* de MET 170 GeV dado o limite levemente mais

forte e o corte *offline* mais baixo em MET (260 GeV). Entretanto, sob novas condições de luminosidade integrada e novas fontes de incertezas sistemáticas espera-se que os limites se tornem mais relaxados e conseqüentemente mudanças no poder de exclusão das diferentes configurações de *trigger*.

Capítulo 8

Conclusões e perspectivas futuras

As principais contribuições do autor da presente tese dentro da análise de dados desenvolvida dentro do grupo da colaboração CMS no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF) e para o experimento CMS foram: estudo de eficiência de *triggers* (*trigger* de MET 170 GeV e *trigger* combinado PFMET90.PFMHT90), emulação de um potencial *trigger* de vértices secundários; testes e validação dos *mezzanine cards* utilizados no sistema de calibração (eletrônica *front-end*) do calorímetro frontal (HF) do experimento CMS, plantões realizados na sala de controle do experimento CMS (P5) no sistema de *trigger* L1 e um dos contatos responsáveis por documentação e execução de tarefas associadas ao banco de dados do calorímetro hadrônico (HCAL) do experimento CMS.

As principais conclusões delineadas para cada uma das contribuições mencionadas anteriormente são:

- No estudo de eficiência do *trigger* de MET 170 GeV, foi constatado inicialmente através do gráfico da curva de eficiência versus MET, que ambos os *triggers* de MET disponíveis nas amostras, **NoiseCleaned** e **HBHECleaned**, apresentam similar performance. Por conseguinte, através das medidas de eficiência em amostras de W+Jatos e $t\bar{t}$ + Jatos empregando os métodos ortogonal e da contagem, determinou-se o corte *offline* a ser utilizado na seleção de eventos da análise: MET > 300 GeV (ressaltando que acima desse valor de MET, o *trigger* é 100% eficiente). De

modo a determinar a presença e magnitude da incerteza sistemática introduzida nas medidas de eficiência, aplicaram-se diferentes funções para o procedimento de *fit* de forma a obter os seguintes parâmetros de interesse: *plateau*, inclinação da *turn-on* e valor central. Da comparação dos parâmetros obtidos com essas diferentes funções, constatou-se que: nenhuma incerteza sistemática é introduzida na determinação do *plateau*, a diferença observada para a inclinação da *turn-on* é devido ao fato de não haver uma correspondência direta entre as definições de inclinação da *turn-on* nas diferentes funções, desse modo, a comparação não é possível de ser realizada; assim, o valor de incerteza sistemática obtido é devido ao parâmetro valor central e corresponde a 2%.

- A curva de eficiência do *trigger* combinado PFMET90.PFMHT90 foi medida. As medidas das curvas de eficiência desse *trigger* versus a *leg* de MHT indicam a presença de uma anomalia na região de *offline* MHT < 90 GeV. As várias iterações apresentadas de modo a solucionar tal anomalia foram discutidas; cada uma delas evidencia tal anomalia na região de *offline* MHT < 90 GeV, sendo que algumas apresentam mais ou menos entradas inesperadas. Vale destacar que a iteração correspondente a inclusão de elétrons, reconstruídos como jatos no sistema de *trigger* HLT, no cálculo de MHT evidencia uma gradual melhora na curva de eficiência produzida. Desse modo, suspeita-se que os elétrons levados em conta no cálculo *offline* diferem daqueles considerados no cálculo *online*. Assim, um estudo posterior considerando os tipos de elétrons incluídos *online* pelo *trigger* torna-se necessário a fim de verificar se a solução da anomalia é alcançada. A medida da curva de eficiência da *leg* de MET exibe uma curva de eficiência bem definida e de boa resolução; nota-se que para *offline* MET > 200 GeV, o *trigger* é 100% eficiente.
- Tendo em vista a experiência adquirida nos estudos associados a *triggers*, a emulação de um *trigger* de vértices secundários foi realizada utilizando amostras de MC. Os resultados obtidos através dos gráficos de significância versus MET e pureza versus MET, não permitiram concluir o potencial impacto do uso do *trigger* de vértices secundários emulado em relação ao usual *trigger* de MET 170 GeV. Desse modo,

calculou-se através do pacote de *softwares Higgs Combined Tool* os limites de exclusão sobre as seções de choque. Os valores de entrada considerados foram o número de eventos esperados de sinal e *backgrounds* determinados pela seleção de eventos utilizando cada uma das configurações de *triggers*: emulação do *trigger* de vértices secundários e os cortes em MET (TS1 = 200 GeV, TS2 = 220 GeV, TS3 = 240 GeV, TS4 = 260 GeV, TS5 = 280 GeV, TS6 = 300 GeV) e para o *trigger* de MET 170 GeV (TS7 = 300 GeV). No cenário em que nenhuma incerteza sistemática é considerada e a luminosidade integrada é aquela correspondente aos dados coletados pelo experimento CMS no ano de 2016 (35.9 fb^{-1}), nota-se que ambas as configurações de *trigger* apresentam poder de exclusão, sendo TS2 (MET = 220 GeV) aquela com limite levemente mais forte. No cenário em que a normalização é obtida considerando a luminosidade integrada mencionada anteriormente obtida no ano de 2016 e incluindo-se fontes de incertezas sistemáticas, ou seja, um cenário mais próximo da realidade, é observada mudança nos limites. Desse modo, considerando as incertezas sistemáticas associadas à limitada quantidade de eventos nas amostras de MC e a luminosidade medida pelo experimento, observam-se limites mais relaxados; ainda assim, todas as configurações de *trigger* apresentam poder de exclusão. Entretanto, a configuração de *trigger* que apresenta limite relativamente mais forte é a TS4 (MET = 260 GeV). Assim, observa-se um potencial favorável no emprego do *trigger* de vértices secundários dado o limite levemente mais forte e o corte *offline* mais baixo.

- Em relação ao serviço no calorímetro frontal (HF), pode-se enumerar: inspeção visual dos *QIE boards* e desenvolvimento de um *script* em Python para estudo dos capacitores dos *QIE chips*. O principal projeto desenvolvido para esse subsistema refere-se às medidas, testes e validações dos *mezzanine cards* disponíveis no laboratório. Os testes empregados realizados foram: funcionalidade, linearidade e estabilidade. A maioria dos *cards* foram bem-sucedidos nos testes e sua consequente instalação ocorreu durante o *EYETS* de Dezembro de 2016 e início de 2017.
- As contribuições devido aos plantões no sistema L1 de *trigger* foram altamente

bem-sucedidas. O autor da presente tese, dado o aprendizado adquirido, supervisionou novos plantonistas no fim da sua temporada de plantões no experimento e oportunamente tomou um conhecimento mais realístico do funcionamento do experimento CMS. As contribuições associadas ao banco de dados do calorímetro hadrônico (HCAL) também foram realizadas de modo altamente satisfatório, de modo que as tarefas e documentação foram executadas e atualizadas dentro do período de tempo estabelecido.

Considerando as contribuições destacadas, como **perspectivas futuras** pode-se propor:

- continuação dos estudos associados à compreensão e posterior solução da anomalia apontada para o *trigger* combinado de PFMET90_PFMHT90 versus *offline* MHT, uma vez que, espera-se observar uma curva de eficiência bem definida e de boa resolução assim como aquela observada para a *leg* de *offline* MET.
- continuação do estudo de emulação do *trigger* de vértices secundários na presença de todas as incertezas sistemáticas estimadas para análise de dados. Assim, será possível observar claramente o efeito das incertezas sistemáticas sobre o cálculo dos limites, e conseqüentemente, concluir se o *trigger* de vértices secundários apresenta um maior poder de exclusão em comparação ao *trigger* de MET 170 GeV. Outro aspecto interessante que pode ser abordado é o cálculo das taxas de seleção de eventos e estudo de *timing* para o *trigger* de vértices secundários. Essas duas quantidades são importantes para caracterização e comparação de *triggers*.

Referências Bibliográficas

- [1] Burgess, C.; Moore, G. *The standard model: A primer*. Cambridge University Press, 2006.
- [2] Arnison, G., et al. *Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $s= 540$ GeV*. Physics Letters B 122.1 (1983).
- [3] Banner, M., et al. *Observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the CERN pp collider*. Physics Letters B 122.5-6 (1983).
- [4] Abachi, So, et al. *Observation of the top quark*. Physical Review Letters 74.14 (1995).
- [5] Abe, F., et al. *Observation of top quark production in p p collisions with the Collider Detector at Fermilab*. Physical review letters 74.14 (1995).
- [6] Chatrchyan, Serguei et al. *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*. Physics Letters B 716 (2012).
- [7] AAD, Georges et al. *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*. Physics Letters B 716 (2012).
- [8] Ellis, J. *Outstanding questions: physics beyond the Standard Model*. Phil. Trans. R. Soc. A 370.1961 (2012).
- [9] Martin, S. P. *A supersymmetry primer*. Perspectives on supersymmetry II, 2010.

- [10] Baer, H.; Tata, X. *Weak scale supersymmetry: From superfields to scattering events*. Cambridge University Press, 2006.
- [11] Martin, S. P. *Compressed supersymmetry and natural neutralino dark matter from top squark-mediated annihilation to top quarks*. Physical Review D 75 (2007).
- [12] Lecompte, T. J.; Martin, S.P. *Compressed supersymmetry after 1 fb⁻¹ at the Large Hadron Collider*. Physical Review D 85 (2012).
- [13] Novaes, S. F. *Standard model: An introduction*. ArXiv preprint hep-ph/0001283 (2000).
- [14] Perkins, D. H., et al. *Introduction to high energy physics*. Reading, Massachusetts, 1987.
- [15] Straessner, A. *The LEP Experiments. Electroweak Physics at LEP and LHC*. Berlin Heidelberg, 2010.
- [16] Lefevre, C. *LHC: the guide*. CERN, 2008.
- [17] Weinberg, S. *A Model of Leptons*. Physical Review Letters 19.21 (1967).
- [18] Abdus, S.; Strathdee, J. *Elementary Particle Theory: Relativistic Groups and Analyticity*. Nobel Symposium 8, Almqvist & Wiksell, Stockholm (1968).
- [19] Glashow, S. L.; Iliopoulos, J.; Maiani, L. *Weak interactions with lepton-hadron symmetry*. Physical Review D 2.7 (1970).
- [20] CERN web page - accelerating science:
https://cds.cern.ch/record/1473657/files/SMinfographic_image.png?version=1 (Acessado 02/05/2017).
- [21] Taubes, G. *Carlo Rubbia and the discovery of the W and the Z*. Physics world 16.1 (2003)
- [22] CERN web page - accelerating science:
<https://home.cern/about> (Acessado 21/05/2018).

- [23] The Economist Group Limited, *Worth the wait*, The Economist, 2012.
- [24] Djouadi, A. *The anatomy of electroweak symmetry breaking: Tome I: The Higgs boson in the Standard Model*. Physics reports 457.1 (2008).
- [25] Quigg, C. *The electroweak theory. Flavor Physics for the Millennium (TASI 2000)*. (World Scientific, Singapore), 2001.
- [26] Brock, I.; Schörner-Sadenius, T. *Physics at the Terascale*. John Wiley Sons, 2011.
- [27] Buchmüller, W.; Lüdeling, C. *Field theory and standard model*. CERN, 2006.
- [28] Cottingham, W. N.; Greenwood, D. A. *An introduction to the standard model of particle physics*. Cambridge university press, 2007.
- [29] Wilson, B. *A Brief Introduction to the Development, Theory and High Precision Tests of Quantum Electrodynamics*. Physics 400 Essay, 2000.
- [30] More Feynman Diagrams:
[MoreFeynmanDiagrams:https://www.quantumdiaries.org/2010/03/07/more-feynman-diagrams-momentum-conservation/](https://www.quantumdiaries.org/2010/03/07/more-feynman-diagrams-momentum-conservation/)
 (Accessado 03/07/2018).
- [31] Morii, T.; Lim, C. S.; Mukherjee, S. N.; *The Physics of Standard Model and Beyond*. World Scientific, 2004.
- [32] Skands, P. *Introduction to QCD. Proceedings, Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics: Searching for New Physics at Small and Large Scales*. (TASI 2012), 2013.
- [33] Nason, P. *Introduction to QCD*. Cern European Organization for Nuclear Research-Reports-CERN, 1998.
- [34] Wilczek, F. *QCD made simple*. Physics Today 53.8 (2000).
- [35] Pich, A. *Quantum chromodynamics*. ArXiv preprint hep-ph/9505231 (1995).

- [36] Handout 7: Symmetries and the Quark Model:
http://www.hep.phy.cam.ac.uk/~thomson/lectures/partIIIparticles/Handout7_2009.pdf/ (Acessado 11/05/2017).
- [37] Hypercharge and U(1):
<http://math.ucr.edu/~huerta/guts/node10.html/> (Acessado 11/05/2017).
- [38] Fundamental Forces:
<http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/Forces/funfor.html/>
(Acessado 11/05/2017).
- [39] Wit, B. de. *Lectures series for postgraduates students: Introduction to Gauge Theories and the Standard Model*. Academic Training Programme, 1995.
- [40] Hollik, W. *Electroweak theory*. Journal of Physics: Conference Series 53 (2006).
- [41] Pich, A. *The Standard model of electroweak interactions*. ArXiv preprint:1201.0537 (2012).
- [42] Romão, J. C; *Particle Physics*. Physics Department, Técnico Lisboa (2017).
- [43] Higgs, P. W. *Broken symmetries and the masses of gauge bosons*. Physical Review Letters 13.16 (1964).
- [44] Englert, F.; Brout, R. *Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons*. Physical Review Letters 13.9 (1964).
- [45] Guralnik, G. S.; Hagen, C. R.; Kibble, T. *Global conservation laws and massless particles*. Physical Review Letters 13.20 (1964).
- [46] Leutwyler, L. *Goldstone Bosons*. ArXiv:hep-ph/9409422v1 (1994).
- [47] Vulpen, I. van; Angelozzi, I. *Part of the Lecture Particle Physics II: The Standard Model Higgs Boson*. UvA Particle Physics Master, 2013.
- [48] Alves, F. L. *O Modelo Padrão das Interações Eletrofracas: aspectos fenomenológicos do setor escalar e sua extensão supersimétrica*, *Dissertação de Mestrado*. UNESP(SP), 2013.

- [49] Sirunyan, A. M., et al. *Measurements of properties of the Higgs boson decaying into the four-lepton final state in pp collisions at $s = 13\sqrt{s} = 13$ TeV*. Journal of High Energy Physics 2017.11 (2017).
- [50] ATLAS collaboration. *Measurement of the Higgs boson coupling properties in the $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ decay channel at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector*. ArXiv preprint:1712 (2017).
- [51] Schellekens, A. N. *Beyond the standard model*. Lecture Notes, 2007.
- [52] Djouadi, A. *The anatomy of electroweak symmetry breaking Tome II: The Higgs bosons in the Minimal Supersymmetric Model*. Physics reports 459 (2008).
- [53] Peskin, M. E. *Dark matter and particle physics*. Journal of the Physical Society of Japan 76.11 (2007).
- [54] Lisanti, M. *Lectures on dark matter physics. New Frontiers in Fields and Strings: TASI 2015 Proceedings*. Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics, 2016.
- [55] Dark Matter ilustration:
<https://www.cefns.nau.edu/geology/naml/Meteorite/Book-GlossaryS.html>
 (Acessado 22/05/2018).
- [56] Dias, S. A.; Nogueira, A. L. M. A. *Notas de Aulas do Curso de Métodos Teóricos para Física de Altas Energias*. CBPF, 2014.
- [57] Alves, F. L. *Essay referente ao curso de Supersimetria: Violação de Paridade R: discutindo o excesso eejj no detector CMS*. CBPF, 2015.
- [58] Rodriguez, M. C. *Notas sobre Supersimetria*. UFRRJ, 2015.
- [59] Quevedo, F.; Krippendorff, S.; Schlotterer, O. *Cambridge lectures on supersymmetry and extra dimensions*. ArXiv preprint/1011.1491 (2010).
- [60] Vempati, S. K. *Introduction to MSSM*. ArXiv preprint/1201.0334 (2012).

- [61] Fayet, P. *About the origins of the supersymmetric standard model*. Nuclear Physics B-Proceedings Supplements 101.1-3 (2001).
- [62] Fayet, P. *About R-parity and the supersymmetric standard model*. The Many Faces of the Superworld: Yuri Golfand Memorial 2000 (1999).
- [63] Aitchison, I. J. R. *Supersymmetry and the MSSM: An Elementary introduction*. Oxford and SLAC, 2005.
- [64] Djouadi, A. *Phenomenology of SM and SUSY Higgs bosons at the LHC*. ArXiv preprint hep-ph/0412238 (2004).
- [65] Allanach, B. C., et al. *Precise determination of the neutral Higgs boson masses in the MSSM*. Journal of High Energy Physics 2004.09 (2004).
- [66] Supersymmetry - Taking a closer look at LHC:
https://www.lhc-closer.es/takingacloserlook_at_lhc/0.supersymmetry/
(Acessado 12/05/2017).
- [67] Duerr, M.; Perez, P. F.; Wise, M. B. *Gauge theory for baryon and lepton numbers with leptoquarks*. Physical review letters 110 (2013).
- [68] Girardello, L.; Grisaru, M. T. *Soft breaking of supersymmetry*. Nuclear Physics B 194 (1982).
- [69] Drees, M.; Godbole, R.; Roy, P. *Theory and phenomenology of sparticles: An account of four-dimensional $N=1$ supersymmetry in high energy physics*. World Scientific Publishing, Singapore, 2005.
- [70] Godbole, R. M. *Higgs and SUSY searches at future colliders*. Pramana J. Phys 54.4 (2000).
- [71] Allanach, B. C., et al. *The Snowmass points and slopes: Benchmarks for SUSY searches*. The European Physical Journal C-Particles and Fields 25.1 (2002).
- [72] Khachatryan, V., et al. *Phenomenological MSSM interpretation of CMS searches in pp collisions at 7 and 8 TeV*. Journal of High Energy Physics 2016.10 (2016).

- [73] AbdusSalam, S. S., et al. *Fitting the phenomenological MSSM*. Physical Review D 81.9 (2010).
- [74] Aad, G., et al. *Summary of the searches for squarks and gluinos using $s = 8$ TeV pp collisions with the ATLAS experiment at the LHC*. Journal of High Energy Physics 2015.10 (2015).
- [75] Chatrchyan, S., et al. *Interpretation of searches for supersymmetry with simplified models*. Physical Review D 88.5 (2013).
- [76] Alves, D., et al. *Simplified models for LHC new physics searches*. Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics 39.10 (2012).
- [77] Schnell, W. *Design study of a large electron-positron colliding beam machine-LEP*. IEEE Transactions on Nuclear Science 26.3 (1979).
- [78] LHC accelerator chain:
<http://bigscience.web.cern.ch/bigscience/Objects/LHC/accelerator.jpg/>
(Accessado 16/05/2017).
- [79] Myers, S. *The large hadron collider 2008-2013*. International Journal of Modern Physics A 28.25 (2013).
- [80] Chatrchyan, S. et al. *The CMS experiment at the CERN LHC*. Journal of Instrumentation 3 (2008).
- [81] Aad, G.; et al. *The ATLAS experiment at the CERN large hadron collider*. Journal of Instrumentation 3 (2008).
- [82] Alves Jr, A. A.; et al. *The LHCb detector at the LHC*. Journal of instrumentation 3.08 (2008).
- [83] Aamodt, K.; et al. *The ALICE experiment at the CERN LHC*. Journal of Instrumentation 3.08 (2008).
- [84] Evans, L.; Bryant P. *LHC machine*. Journal of Instrumentation 3.08 (2008).

- [85] Lamont, M. *Status of the LHC*. Journal of Physics: Conference Series 455 (2013).
- [86] Bruce, R.; et al. *LHC Run 2: results and challenges*. CERN ACC-2016-0103 (2016).
- [87] LHC Performance 2016:
<https://lhc-commissioning.web.cern.ch/lhc-commissioning/performance/2016-performance.htm> (Acessado 16/05/2017).
- [88] LHC Performance 2017:
<https://lhc-commissioning.web.cern.ch/lhc-commissioning/performance/2017-performance.htm> (Acessado 16/05/2017).
- [89] LHC Experiments Committee. *CMS, the Compact Muon Solenoid: technical proposal*. CERN, Geneva (1994).
- [90] CMS detector:
https://cms-docdb.cern.ch/cgi-bin/PublicDocDB/RetrieveFile?docid=11514&version=1&filename=cms_120918_03.png/ (Acessado 16/05/2017).
- [91] Schott, M.; Dunford M. *Review of single vector boson production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*. The European Physical Journal C 74.7 (2014).
- [92] A graphic showing the relationship between angle and pseudorapidity:
<https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Pseudorapidity2.png>.
(Acessado em 22/05/2017)
- [93] Wulz, C. E. *The CMS experiment at CERN, Congress on Optics and Optoelectronics*. International Society for Optics and Photonics, 2005.
- [94] CMS pixel tracker transplant: everything went well so far:
<https://home.cern/cern-people/updates/2017/03/cms-pixel-tracker-transplant-everything-went-well-so-far>.
(Acessado em 22/05/2017).

- [95] Open-heart surgery for CMS:
<https://home.cern/cern-people/updates/2017/02/open-heart-surgery-cms>.
 (Acessado em 22/05/2017)
- [96] Friedl, M. *The CMS silicon strip tracker and its electronic readout*. Dissertation, Vienna Tech. U., 2001.
- [97] CMS collaboration. *CMS Physics Technical Design Report Volume I: Detector Performance and Software. Technical Design Report CMS*. CERN/LHCC, Geneva, 2006.
- [98] Benaglia, A. *The CMS ECAL performance with examples*. Journal of Instrumentation 9.02 (2014).
- [99] Kim, M. S. *CMS reconstruction improvement for the muon tracking by the RPC chambers*. Journal of Instrumentation 8.03 (2013).
- [100] Dasu, S.; and CMS Collaboration. *CMS. The TriDAS project. Technical design report, vol. 1: The trigger systems*. CERN LHCC-2000-038 (2000).
- [101] Cittolin, S.; Rácz, A.; Sphicas P. *CMS The TriDAS Project: Technical Design Report, Volume 2: Data Acquisition and High-Level Trigger*. CMS trigger and data-acquisition project: Technical Design Report CMS 190 (2002).
- [102] Khachatryan, V.; et al. *The CMS trigger system*. Journal of Instrumentation 12 (2017).
- [103] CMS collaboration. *Particle-flow event reconstruction in CMS and performance for jets, taus and MET*. CMS-PAS-PFT-09-001, 2009.
- [104] CMS collaboration. *Commissioning of the particle-flow event reconstruction with the first LHC collisions recorded in the CMS detector*. CMS Physics Analysis Summary 30 (2010).
- [105] Low, J. F. *Higgs searches with bottom quarks and invisible particles*. University of Florida, 2015.

- [106] CMS collaboration. *Description and performance of track and primary-vertex reconstruction with the CMS tracker*. Journal of Instrumentation 9.10 (2014).
- [107] Rose, K. *Deterministic annealing for clustering, compression, classification, regression, and related optimization problems*. Proceedings of the IEEE 86.11 (1998).
- [108] Frühwirth, R.; Vanlaer P.; Waltenberger W. *Adaptive vertex fitting*. CMS-NOTE-2007-008, 2007.
- [109] Müller, T.; et al. *Inclusive secondary vertex reconstruction in jets*. CMS-NOTE-2006-027, 2006.
- [110] Galtieri, A. B.; Margaroli F.; Volobouev I. *Precision measurements of the top quark mass from the Tevatron in the pre-LHC era*. Reports on Progress in Physics 75.5 (2012).
- [111] Speer, T.; et al. *Vertex fitting in the cms tracker*. CMS-NOTE-2006-032, 2006.
- [112] D’Imperio, G. *Search for narrow resonances in dijet final states at the LHC with $s = 13$ TeV*. Sapienza Università di Roma, 2015 .
- [113] Atkin, R. *Review of jet reconstruction algorithms*. Journal of Physics: Conference Series 645 (2015).
- [114] Cacciari, M.; Salam G. P.; Soyez, G. *The anti-kt jet clustering algorithm*. Journal of High Energy Physics 2008.04 (2008).
- [115] Eusebi, R.; and CMS collaboration. *Jet energy corrections and uncertainties in CMS: reducing their impact on physics measurements*. Journal of Physics: Conference Series 404 (2012).
- [116] CMS Collaboration. *Jet energy scale and resolution in the CMS experiment in pp collisions at 8 TeV*. ArXiv preprint/1607.03663, 2016.
- [117] CMS collaboration. *Determination of jet energy calibration and transverse momentum resolution in CMS*. Journal of Instrumentation 6.11 (2011).

- [118] CMS collaboration. *Missing transverse energy performance of the CMS detector*. Journal of Instrumentation 6.09 (2011).
- [119] MET picture:
<https://indico.ads.ttu.edu/getFile.py/access?contribId=76&sessionId=6&resId=0&materialId=slides&confId=3>
(Accessado 17/05/2017).
- [120] CMS collaboration. *Performance of the CMS missing transverse momentum reconstruction in pp data at $\sqrt{s} = 8$ TeV*. Journal of Instrumentation 10.02 (2015).
- [121] Verbeke, W. *Data driven WZ background estimation for SUSY searches with multiple leptons at the energy frontier,LHC*. University of Ghent, 2015-2016.
- [122] Halkiadakis, E.; Redlinger, G.; Shih D. *Status and implications of beyond-the-standard-model searches at the LHC*. Annual Review of Nuclear and Particle Science 64 (2014).
- [123] Kramer, Michael; et al. *Supersymmetry production cross sections in pp collisions at sqrt s= 7 TeV*. ArXiv preprint/1206.2892 (2012).
- [124] Dankers, R. J. *The Physics Performance of and level 2 trigger for the inner detector of Atlas*. Universiteit Twente, 1998.
- [125] Paige, F. E. *SUSY signatures at LHC*. ArXiv preprint hep-ph/0211017 (2002).
- [126] Melzer-Pellmann, I.; Pralavorio P. *Lessons for SUSY from the LHC after the first run*. The European Physical Journal C 74.5 (2014).
- [127] CMS collaboration. *Search for gluino mediated bottom-and top-squark production in multijet final states in pp collisions at 8 TeV*. Physics Letters B 725.4 (2013).
- [128] Ancu, L. S. *SUSY searches with the ATLAS detector*. ArXiv preprint/1412.2784 (2014).

- [129] Chatrchyan, Serguei; et al. *Search for top-squark pair production in the single-lepton final state in pp collisions at $\sqrt{s} = 8\text{TeV}$* . The European Physical Journal C 73.12 (2013).
- [130] Aad, G.; et al. *Search for direct third-generation squark pair production in final states with missing transverse momentum and two b-jets in $\sqrt{s} = 8\text{TeV}$ pp collisions with the ATLAS detector*. Journal of High Energy Physics 2013.10 (2013).
- [131] Aad, G.; et al. *Search for direct production of charginos and neutralinos in events with three leptons and missing transverse momentum in $\sqrt{s} = 8\text{TeV}$ pp collisions with the ATLAS detector*. Journal of High Energy Physics 2014.4 (2014)
- [132] Sirunyan, A. M.; et al. *Search for supersymmetry in multijet events with missing transverse momentum in proton-proton collisions at 13 TeV*. Physical Review D 96.3 (2017).
- [133] CMS collaboration. *Search for supersymmetry in the multijet and missing transverse momentum final state in pp collisions at 13 TeV*. Physics Letters B 758 (2016).
- [134] Belforte, S.; et al. *Search for direct production of supersymmetric partners of the top quark in the all-jets final state in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$* . Journal of High Energy Physics 2017.10 (2017).
- [135] Sirunyan, Albert M.; et al. *Searches for pair production of third-generation squarks in $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$ pp collisions*. The European Physical Journal C 77.5 (2017).
- [136] Farrar, G. R.; Fayet, P. *Phenomenology of the production, decay, and detection of new hadronic states associated with supersymmetry*. Physics Letters B 76.5 (1978).
- [137] Farrar, G. R.; Fayet, P. *Bounds on R-hadron production from calorimetry experiments*. Physics Letters B 79.4-5 (1978).
- [138] Dreiner, H. K.; Krämer, M.; Tattersall, J. *How low can SUSY go? Matching, monojets and compressed spectra*. Europhysics Letters 99 (2012).

- [139] Barnett, R. M.; Gunion, J. F.; Haber, H. E. *Gluino decay patterns and signatures*. Physical Review D 37 (1988).
- [140] Krippendorff, S.; et al. *Hidden SUSY from precision gauge unification*. Physical Review D 88 (2013).
- [141] Mühlleitner, M.; Djouadi, A.; Manbrini, Y. *SDECAY: A Fortran code for the decays of the supersymmetric particles in the MSSM*. Computer physics communications 168 (2005).
- [142] Allanach, B. C. *SOFTSUSY: a program for calculating supersymmetric spectra*. Computer Physics Communications 143 (2002).
- [143] Alwall, J.; et al. *MadGraph 5: going beyond*. Journal of High Energy Physics 2011 (2011).
- [144] Sjöstrand, T.; Mrenna, S.; Skands, P. *A brief introduction to PYTHIA 8.1*. Computer Physics Communications 178 (2008).
- [145] Standard Model processes - Feynman Diagrams:
https://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/top/top_public_web_pages/top_feynman_diagrams.html. (Acessado em 21/06/2018)
- [146] GEANT-4:
<https://geant4.web.cern.ch/>. (Acessado em 21/06/2018)
- [147] Data driven background estimation:
http://www.desy.de/~csander/Talks/120223_SFB_DataDrivenBackgrounds.pdf. (Acessado em 21/06/2018)
- [148] ATLAS collaboration. *Search for electroweak production of supersymmetric particles in final states with at least two hadronically decaying taus and missing transverse momentum with the ATLAS detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV*. ATLAS-CONF-2013-028, 2013.

- [149] Chatrchyan, S.; et al. *Search for new physics with jets and missing transverse momentum in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*. Journal of High Energy Physics 2011.8 (2011).
- [150] Arguin, J. F.; et al. *Experimental interplay between the top quark and Supersymmetry at the LHC and Tevatron*. Journal of Physics: Conference Series (2013).
- [151] Dräger, A. R. *Prediction of the tt and W+ Jets Background in a Search for New Physics with Jets and Missing Transverse Energy at CMS*. PhD Thesis. DESY (Hamburg), 2016.
- [152] Hofestädt, J. *Muon triggers for Searches for Supersymmetry in Multi-Lepton Final States with the ATLAS Detector*. Master's Thesis. Georg-August-Universität (Göttingen), 2012.
- [153] Kohn, F. *ATLAS High-Level Muon Trigger Studies Development of a Method to Extract Trigger Efficiencies from Data*. Diploma Thesis. Georg-August-Universität (Göttingen), 2008.
- [154] Mann, A. *Calorimeter-based Triggers at the ATLAS Detector for Searches for Supersymmetry in zero leptons final states*. PhD Thesis. Georg-August-Universität (Göttingen), 2012.
- [155] Behnke, O.; et al.; eds. *Data analysis in high energy physics: a practical guide to statistical methods*. John Wiley & Sons, 2013.
- [156] CMS Web Based Monitoring:
https://vocms0186.cern.ch/cmsdb/servlet/TriggerMode?KEY=l1_hlt_collisions2016/v143 (Acessado em 21/06/2018)
- [157] Jet Recommendations:
https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/JetIDRecommendations_for_13_TeV_2015 (Acessado em 21/06/2018)
- [158] Analysis Note - CMS. *Search for the Standard Model Higgs Boson Produced in Association with W and Z and Decaying to Bottom Quarks*. CMS AN-15-168 (2015).

- [159] Combined trigger curves:
https://indico.cern.ch/event/525395/contributions/2192784/attachments/1286804/1914446/16-06-07_manuelf_triggers_ra2b.pdf
(Acessado em 25/06/2018)
- [160] Apresyan, A.; and CMS Collaboration. *Performance of MET reconstruction in CMS*. Journal of Physics: Conference Series 587 (2015).
- [161] Data Analysis Basics:
http://www.phys.ufl.edu/~korytov/tmp4/lectures/note_A13_statistics.pdf (Acessado em 21/06/2018)
- [162] Higgs Combined Tool Twiki-page:
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/SWGuideHiggsAnalysisCombinedLimit> (Acessado em 21/06/2018)
- [163] Higgs Combined Tool support page:
<https://wiki.physik.uzh.ch/cms/limits:limits> (Acessado em 21/06/2018)
- [164] CMS luminosity measurements for the 2016 data-taking period:
<https://cds.cern.ch/record/2257069/files/LUM-17-001-pas.pdf>
(Acessado em 21/06/2018)
- [165] Penzo, A.; Onel, Y.; and CMS collaboration. *The CMS-HF quartz fiber calorimeters*. Journal of Physics: Conference Series 160 (2009).
- [166] Gülmez, E. *CMS-HF Calorimeter Upgrade for Run II*. ArXiv preprint/1705.00362 (2017).
- [167] Is there an equivalent of the sonic boom for light?:
<http://math.ucr.edu/home/baez/physics/Relativity/SpeedOfLight/cherenkov.html> (Acessado 24/07/2017)
- [168] ROBOX Modification Plans (Ianos Schmidt):
<https://indico.cern.ch/event/114921/> (Acessado 25/05/2017).

- [169] Images of CMS HCAL Forward Calorimeter (HF): (CMS-PHO-HCAL-2008-003-2) <https://cds.cern.ch/record/1431489> (Acessado 24/05/2017).
- [170] Concepts in Digital Imaging Technology: <https://micro.magnet.fsu.edu/primer/digitalimaging/concepts/photomultipliers.html> (Acessado em 24/05/2017).
- [171] Eletronic Components: <http://www.radio-electronics.com/info/data/thermionic-valves/photomultiplier/what-is-a-photomultiplier-basics.php> (Acessado em 24/05/2017).
- [172] Hamamatsu Photonics, K. K. *Photomultiplier tubes: basics and applications*, (2006).
- [173] Yarema, R. J.; et al. *A high speed, wide dynamic range digitizer circuit for photomultiplier tubes*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 360.1-2 (1995).
- [174] Yarema, R. J.; et al. *A fast, wide range charge integrator and encoder ASIC for photomultiplier tubes*. IEEE transactions on nuclear science 40.4 (1993).
- [175] Quality assurance testing for HF phase-I frontend electronics: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/HFphaseOneUpgradeQA> (Acessado em 04/06/2017).
- [176] Tosi, N.; et al. *The CMS Beam Halo Monitor electronics*. Journal of Instrumentation 11.02 (2016).
- [177] Cirolia, F. E. *Power needs for the Micro Telecommunications Computing Architecture*. Applied Power Electronics Conference and Exposition Twenty-Fourth Annual IEEE (2009).
- [178] HCAL uHTR Specifications and Operational Documentation: <https://cms-docdb.cern.ch/cgi-bin/PublicDocDB/ShowDocument?docid=12306&version=12> (Acessado 07/06/2017).

- [179] CMS HCAL next generation Front End Controller (ngFEC):
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/HCALngFEC>
(Acessado 07/06/2017).
- [180] Jeitler, M.; and CMS collaboration. *The upgrade of the CMS trigger system*. Journal of Instrumentation 9.08 (2014).
- [181] The Light Emitting Diode:
https://www.electronics-tutorials.ws/diode/diode_8.html
(Acessado 21/06/2018).
- [182] Mora, C. *Hcal offline DB crew at CBPF*:
[https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/HCAL/
HcalOfflineDBInstructions#Hcal_offline_DB_instructions_for](https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/HCAL/HcalOfflineDBInstructions#Hcal_offline_DB_instructions_for)
(Acessado 21/06/2018).

Apêndice A

Amostras de dados para os eventos de fundo

A tabela disposta a seguir exibe as amostras de eventos de fundo (MC) utilizadas na presente análise apresentada no capítulo 6.

Tabela A.1: Amostras simuladas para processos de eventos de fundo para a assinatura estudada.

Amostra de eventos de fundo	σ [pb]	Número efetivo de eventos (●)
WJetsToLNu_TuneCUETP8M1_13TeV-amcatnloFXFX-pythia8	61526.72	3731977463789.123
WJetsToLNu_HT-100To200_TuneCUETP8M1_13TeV-madgraphMLM-pythia8	1627.45	10205377
WJetsToLNu_HT-200To400_TuneCUETP8M1_13TeV-madgraphMLM-pythia8	435.237	4949568
WJetsToLNu_HT-400To600_TuneCUETP8M1_13TeV-madgraphMLM-pythia8	59.181	1943664
WJetsToLNu_HT-600ToInf_TuneCUETP8M1_13TeV-madgraphMLM-pythia8	22.72	1041358
TTJets_TuneCUETP8M1_13TeV-madgraphMLM-pythia8	831.76	10215131
TTJets_TuneCUETP8M1_13TeV-amcatnloFXFX-pythia8	831.76	81531516683.8
ST_tW_top_5f_inclusiveDecays_13TeV-powheg-pythia8_TuneCUETP8M1	35.6	1000000
ST_tW_antitop_5f_inclusiveDecays_13TeV-powheg-pythia8_TuneCUETP8M1	35.6	999400
ST_t-channel_4f_leptonDecays_13TeV-amcatnlo-pythia8_TuneCUETP8M1	70.69	1342561484.3315
DYJetsToLL_M-50_TuneCUETP8M1_13TeV-madgraphMLM-pythia8	4895.0	9056998
DYJetsToLL_M-50_TuneCUETP8M1_13TeV-amcatnloFXFX-pythia8	6025.2	451513899298.66
DYJetsToLL_M-10to50_TuneCUETP8M1_13TeV-amcatnloFXFX-pythia8	18610	931772063666.876
QCD_Pt_15to30_TuneCUETP8M1_13TeV_pythia8	1837410000.0	38425945
QCD_Pt_30to50_TuneCUETP8M1_13TeV_pythia8	140932000.0	9808025
QCD_Pt_50to80_TuneCUETP8M1_13TeV_pythia8	19204300.0	9775360
QCD_Pt_80to120_TuneCUETP8M1_13TeV_pythia8	2762530.0	6953590
QCD_Pt_120to170_TuneCUETP8M1_13TeV_pythia8	471100.0	6848223
QCD_Pt_170to300_TuneCUETP8M1_13TeV_pythia8	117276.0	6918748
QCD_Pt_300to470_TuneCUETP8M1_13TeV_pythia8	7823.0	5968960
QCD_Pt_470to600_TuneCUETP8M1_13TeV_pythia8	648.2	3977770
QCD_Pt_600to800_TuneCUETP8M1_13TeV_pythia8	186.9	3979884
QCD_Pt_800to1000_TuneCUETP8M1_13TeV_pythia8	32.293	3973224
QCD_Pt_1000to1400_TuneCUETP8M1_13TeV_pythia8	9.4183	2953982
QCD_Pt_1400to1800_TuneCUETP8M1_13TeV_pythia8	0.84265	395725
QCD_Pt_1800to2400_TuneCUETP8M1_13TeV_pythia8	0.114943	393760
QCD_Pt_2400to3200_TuneCUETP8M1_13TeV_pythia8	0.00682981	398452
QCD_Pt_3200toInf_TuneCUETP8M1_13TeV_pythia8	0.000165445	391108
ZJetsToNuNu_HT-100To200_13TeV-madgraph	280.35	5240199
ZJetsToNuNu_HT-200To400_13TeV-madgraph	77.67	5135542
ZJetsToNuNu_HT-400To600_13TeV-madgraph	10.73	954435
ZJetsToNuNu_HT-600ToInf_13TeV-madgraph	4.116	1033818

Apêndice B

Valores de entrada para os *datacards*

Na figura B.1 ilustra-se um *datacard*, de onde o *software Higgs Combined Tool* recebe as informações associadas ao canal estudado (análise), número de fontes de *backgrounds* e fontes de incertezas sistemáticas e respectivas magnitudes. Com essas informações, limites e significâncias podem ser calculados.

Exemplo de Datacard

```
#Simple counting experiment, with one signal and a few background processes
#Datacard for SV trigger emulation studies in the trigger setting (TS) = MET 200 GeV
imax 1 number of channels
jmax 5 number of backgrounds
kmax 9 number of nuisance parameters (sources of systematical uncertainties)

# one channel, 0 observed events
bin bin1
observation 0

-----
bin      bin1      bin1      bin1      bin1      bin1      bin1
process  signal  ttbar    Wjets    QCDpT    WjetsHT  Zjets
process  0        1        2        3        4        5
rate     11.03   12.50    7.45     6.73     8.10     6.15

-----
#lumi    lnN  1.11  -  1.11  -  Luminosity; lnN = lognormal

signal   lnN  1.30  -  -  -  -  -
ttbar    lnN  -  1.28  -  -  -  -
Wjets    lnN  -  -  1.36  -  -  -
QCDpT    lnN  -  -  -  1.39  -  -
WjetsHT  lnN  -  -  -  -  1.35  -
Zjets    lnN  -  -  -  -  -  1.40
JES      lnN  1.05  1.05  1.05  1.05  1.05  1.05
ISR      lnN  1.20  1.20  1.20  1.20  1.20  1.20
Algo_SV  lnN  1.10  1.10  1.10  1.10  1.10  1.10

#as I did not find the systematic related to the SV reconstruction, I assigned conservatively 10%, in order to make the estimation of the limits.
#bg_others lnN  -  -  -  1.30  30% uncertainty on the rest of the backgrounds
```

imax: número de canais estudados;
jmax: número de backgrounds presentes no canais estudados;
kmax: número de parâmetros associados as incertezas sistemáticas presentes no canais estudados

Identificação dos canais (label) e quantidade de eventos observados

Definição dos processos estudados: sinal e fontes de backgrounds
 A rate está associada a quantidade de eventos esperados de sinal e backgrounds

Esta parte destina-se a definição de todas as fontes de incertezas sistemáticas presentes no canal estudado e respectivas magnitudes; As distribuições utilizadas no tratamento de cada uma das incertezas sistemáticas é apresentada na segunda coluna. Ex: log-normal.

Figura B.1: Ilustração do *datacard* processado pelo *software Higgs Combined Tool* para o cálculo do limite esperado de exclusão. Os campos que devem ser preenchidos com informações oriundas da seleção de eventos (número esperado de eventos de sinal e backgrounds) e incertezas sistemáticas são destacados por meios das “boxes” coloridas.

Os valores de entrada fornecidos aos *datacards* e processados pelo *software Higgs Combined Tool* são descritos a seguir em B.2, em que exibem-se os números esperados de eventos de sinal e *backgrounds* normalizados para $35.9fb^{-1}$. Nessa tabela nenhuma fonte de incerteza sistemática é considerada.

Valores de entrada para o Datacard: número esperado de eventos de sinal e backgrounds normalizados para 35.9 fb-1						
	Sem a inclusão de incertezas sistemáticas					
	Signal	tt+Jatos	W+jatos	QCD_pT	W+Jatos_HT	Z+Jatos_HT
TS1	396.03	448.91	267.394	241.51	290.93	220.79
TS2	363.96	336.68	267.39	122.46	227.88	105.58
TS3	318.64	231.47	267.39	77.46	177.18	149.38
TS4	271.92	184.71	133.69	55.81	154.81	125.1
TS5	230.09	135.61	133.69	37.13	126.81	102.47
TS6	198.71	109.89	133.69	29.76	106.16	84.38
TS7	198.71	107.55	133.69	28.65	107.72	88.1
TS1 - TS6: emulação do trigger de vértice secundários						
TS7: trigger de MET 170 GeV						

Figura B.2: *Valores de entrada para os datacards utilizados no cálculo de limites esperados de exclusão. Para cada um dos seguintes cenários, emulação do trigger de vértices secundários e trigger de MET 170 GeV, os números esperados de eventos de sinal e backgrounds são apresentados.*

O número esperado de eventos de sinal e *backgrounds* normalizados para $35.9fb^{-1}$ bem como fontes de incertezas sistemáticas — limitação devido a estatística da amostra de MC e luminosidade — são apresentados em B.3.

Valores de entrada para o Datacard: número esperado de eventos de sinal e backgrounds normalizados para 35.9 fb ⁻¹						
Incertezas sistemáticas incluídas						
	Signal	tt+Jatos	W+jatos	QCD_pT	W+Jatos_HT	Z+Jatos_HT
TS1	396.03	448.91	267.394	241.51	290.93	220.79
TS2	363.96	336.68	267.39	122.46	227.88	105.58
TS3	318.64	231.47	267.39	77.46	177.18	149.38
TS4	271.92	184.71	133.69	55.81	154.81	125.1
TS5	230.09	135.61	133.69	37.13	126.81	102.47
TS6	198.71	109.89	133.69	29.76	106.16	84.38
TS7	198.71	107.55	133.69	28.65	107.72	88.1
Aplicação incertezas sistemáticas						
	Limitação estatística MC		Luminosidade			
Sinal		0.003		0.025		
tt+Jatos		0.0004		0.025		
W+Jatos		0.0004		0.025		
QCD_pT		0.001		0.025		
W+Jatos_HT		0.001		0.025		
Z+Jatos_HT		0.001		0.025		

Figura B.3: Valores de entrada para os datacards utilizados nos cálculos de limites esperados. Para cada um dos seguintes cenários, emulação do trigger de vértices secundários e trigger de MET 170 GeV, os números esperados de eventos de sinal e backgrounds são apresentados. Adicionalmente, exibe-se também, os valores associadas as incertezas sistemáticas oriundas da limitação estatística das amostras de MC e luminosidade.

Dado que várias fontes de incertezas sistemáticas se fazem presentes no desenvolvimento de uma análise, assim, todas devem ser levadas em conta no cálculo dos limites. No gráfico em 7.39, as incertezas sistemáticas consideradas foram: incerteza sistemática devido à limitação estatística das amostras de MC (cujo procedimento de como a incerteza foi determinada é apresentado a seguir) e luminosidade (obtido da documentação interna do CMS[164]). Para a determinação da incerteza sistemática devido à limitação estatísticas das amostras de MC procedeu-se: o número de eventos de MC na amostra é conhecido, e será denominado como n^{MC} ; o peso total utilizado na normalização é o produto dos seguintes pesos e calculado como:

$$w_{\text{total}} = w_{\text{lum. integrada e sc}} \times w_{\text{ger. MC}}, \quad (\text{B.1})$$

em que $w_{\text{lum. integrada e sc}}$ é o peso calculado através da luminosidade integrada alvo, no caso, 35.9 fb⁻¹ e seção de choque do processo em questão; $w_{\text{ger. MC}}$ é o peso devido ao gerador de MC utilizado. Assim, o número de eventos observado nessa luminosidade

integrada alvo é calculado como:

$$n_{\text{obs}} = n^{\text{MC}} \times w_{\text{total}}. \quad (\text{B.2})$$

A incerteza sistemática devido à limitação estatística das amostras de MC é obtida como $\sqrt{n^{\text{MC}} \times w_{\text{total}}}$, considerando w_{total} igual para todos os eventos. A incerteza relativa calculada, considerada como valor de entrada para o *software* utilizado no cálculo do limite, é obtida através de $\sqrt{n^{\text{MC}} \times \sum w_{\text{total}}^2} / n^{\text{MC}} \times w_{\text{total}}$. O valor da incerteza sistemática associada à luminosidade dos dados coletados em 2016 é 2.5%[\[164\]](#).

Apêndice C

Service Work no subdetector

Hadronic Forward Calorimeter (HF)

C.1 Front-end and Back-end electronic devices

The present chapter intend to give an overview of the service work developed at CERN during the PhD sandwich period. This work was performed in the CERN's Preveessin site (France) in the laboratory based on the 904 building. Throughout this chapter will be presented in more detail the hadronic forward calorimeter (HF), its aims and some related elements, like the PhotoMultipliers tubes (PMTs). In the sequence, the electronic elements as Front-ends and Back-ends, QIE chips and QIE boards are also briefly touched. Then, the work indeed is described: the visual inspection during the assembly of the QIE cards, initial preparation of a Python code to study the default pedestals from the QIE chips and then the commissioning and execution of tests for the calibration module (maily the pulser mezzanine cards) where additional elements as the mezzanine cards, pin diodes, optical mixer are also explained. The results from those tests are then presented.

The Hadronic Forward Calorimeter (HF) aims to increase the acceptance and measure very high energy jets (up to few TeV energies) and particles scattered by detecting

the Cherenkov¹ light emitted by shower particles in the quartz fibers[165]. It is located very close to the beams in the forward regions of the CMS detector. There are two HF calorimeters units - cylindrical with 1.65 meters long and 1.4 meters of radius - each is placed at the end of the CMS detector (± 11 meters) covering a range in pseudorapidity of $3.0 < |\eta| < 5.0$. It worths to say that this type of calorimeter is highly non-compensating, the ratio is $\frac{e}{h} \approx 5^2$. In this case it shows that the calorimeter is more sensitive for the electromagnetic shower than for the hadronic showers. This subdetector lies in a region of very high levels of radiation, thus the need of resistant materials against the radiation becomes necessary. As a result the HF components are built with radiation hard components: steel absorbers with longitudinal quartz fibers (around 1000 *km* with 0.8 *mm* for the two HF units weighting (250 *tons*) each) vide figure C.1. This quartz fibers are optical fibers with quartz core and cladded by plastic. They are are active³ material. The longer fibers (1.65 m) provide light from eletromagnetic (EM) and hadronic showers in the absorber while the shorter (1.43 m) ones provide light from the hadronic showers. The light produced by the passage of the particles in the fibers are transported by the same fibers and read out by separate photomultiplier tubes (PMTs)(it will be explained in more detail in the following). These PMTs are attached to the end of the fibers using a light guide[166].

¹**Cherenkov radiation** is the eletromagnetic radiation emitted by charged particles passing through a medium with speed higher than the light speed in that medium. As an example consider charged particles in water, where they excites the water molecules afterwards returning to their normal state by emitting photons of blue light[167].

²this ratio says how well a calorimeter responds to electrons and photons versus hadrons - ideally it would be 1 (compensating case)

³**Active elements** mean they produce the light.

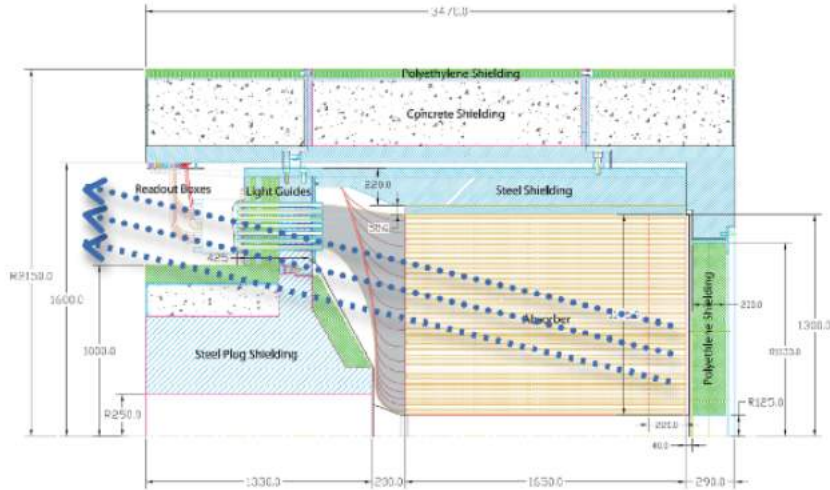


Figura C.1: A side drawing of one HF unit. The dotted arrows is representing stray muons passing through the PMTs[166].

In each HF unit the organization is the follow: the absorber weighting 108 tons are azimuthally arranged in 20-degree modular Fe wedges assembled in 2-half cylinders vide figure C.2; 36 wedges make up the HF unit (18 on either side of the interaction point). Each absorber edge has a matrix of longitudinal grooves spaced 5 mm horizontally and vertically; in each groove, quartz fibers are inserted as can be seen in figure C.3. Fibers have a diameter of 0.8 mm; half of them are run over the full depth of the absorber while the other half starts at a depth of 22 cm from the front of the detector. These two set of fibers are read out separately. The arrangement described previously for the fibers helps to distinguish EM showers from the hadronic showers. It is referred as long fiber section (L) - the measurement of total signal and short fiber section (S) - the measurement of signal after 22 cm of steel. These fibers extend behind the back of the absorber and are wrapped together (fiber bundles) separately from L and S fibers corresponding to (η, ϕ) towers. Then, the fiber bundles are directioned from the back of the calorimeter to air-core light guides which goes through a steel-lead-polyethylene shielding matrix which protects the PMTs stored in the read out boxes (ROBOX). Each wedge has 2 ROBOXs, each housing 24 PMTs[165].

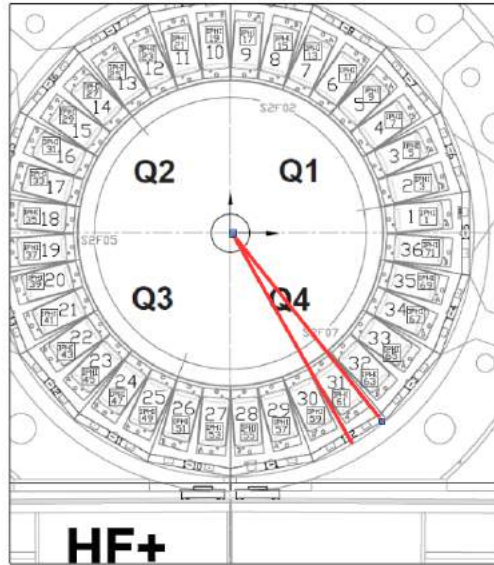


Figura C.2: *Sketch of a HF unit in the positive side. It is showed the wedges and the angle between the red line is 20 degrees[168].*



Figura C.3: *HF wedges during assembly and the longitudinal quartz fibers with the light guides[169].*

■ **What is photomultiplier tubes (PMTs) and how does it work?**

A photomultiplier tube (PMT)[170, 171, 172] are devices used for very weak signals (light) detection like: visible light, ultraviolet light and near the infrared region. They basically convert photons in electrical signal. The advantages for the PMTs use are: The high sensitivity, that means, gains around 100 million; low noise level (low background to the signal); high frequency response and large collection area. The design of this detector and its elements are exhibited in the following: the photomultipliers are based on within a glass tube where it made vacuum. Inside the glass tube there are three main elements: 1 Photocathode, several dynodes and 1 anode. **Photocathode** is photosensitive surface, usually a mixture of alkali metals; **Dynodes** are metallic electrodes⁴ and **Anode** is also a metallic electrode but used to the collection of the amplified signal in the end of the chain. Both dynodes and anode have the coated surface. The surface composition and geometry of the dynodes is direct related to the ability to serve as electron multipliers.

PMTs has their working as follow: incident light (incoming photon) is collected by a quartz or glass window that covers the photocathode. Electrons⁵ are then emitted from the photocathode in the the dynodes chain direction which can contain up to 14 elements. These dynodes have different voltages applied on them. Each next dynode is more positive than the previous one in such way to produce the desired electron multiplication effect. These electrons move towards to the first dynode. In this path they are accelerated by the electric field and arrive with much more energy than when they left the photocathode releasing more low energy electrons. Then those low energy electrons are attracted by the greater positive field of the next dynode and are then accelerated by the greater positive potential of the second dynode and this process occurs on all dynodes until the electrons reach the anode where they are collected. The collected amount of electrons in the anode corresponds to an amount of electrical signal which is a sharp current pulse for the arrival of each photon at the photocathode. An illustrative picture of the process is displayed in the figure C.4.

⁴**Electrodes** are conductors in which electricity enters ou leave an object, substance or region.

⁵or also known as photoelectrons, because they are - more precisely speaking - released from photoelectron effect

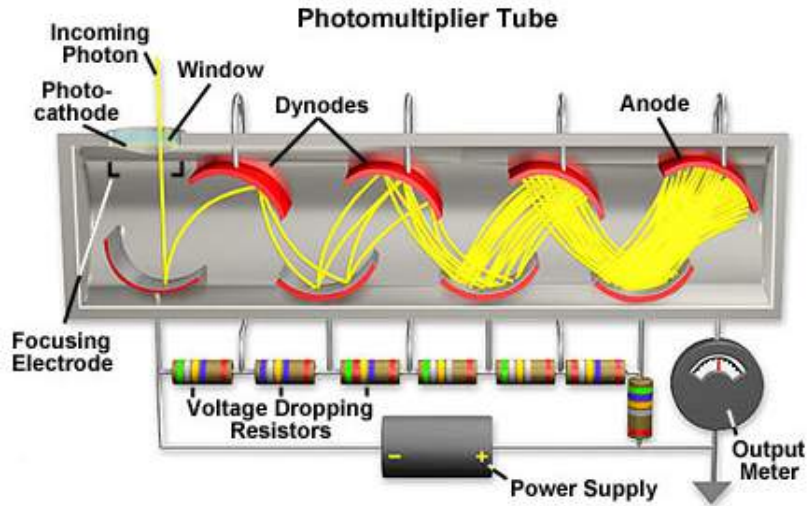


Figura C.4: *Illustration of an photomultiplier tube (PMT) with the main elements: photocathode, dynodes and anode. In addition, the multiplication of the electrons in the chain is displayed[170].*

■ Front-end (FE) crate devices

In the experimental cavern all electronic stuff for receiving and processing the signal is settled. The front-end crates stores the following electronics devices: QIE chips, QIE boards and ngCCM.

- **Charge integrator and encoder (QIE) chips**[173, 174] are integrator circuits⁶ customized for a particular use, rather than intended for general-purpose use. It is used for integrating and digitizing detector electric signals in a point floating format⁷ at a very high rate. The QIEs are small and dissipate little power. The working of a QIE chip will be basically described in the following. For this, it will be shown how to to encode “regular” (decimal) numbers in binary⁸, in other words, to convert binary numbers in decimal numbers. As an example, consider the binary number 101010, or conventionally indicated as, 0b101010, to make the conversion,

⁶ASIC stands for application-specific integrated circuit - basically is a circuit that fits into a chip.

⁷Point floating format is a computer number format that occupies 4 bytes (32 bits) in computer memory and represent a wide dynamic range of values by using a floating point [from **Wikipedia**].

⁸Binary number is a number expressed in the base-2 numeral system which represents numeric values using 0 and 1.

multiply each binary digit by two to the power of its place number. That means:

$$[1 \times 2^5][0 \times 2^4][1 \times 2^3][0 \times 2^2][1 \times 2^1][0 \times 2^0], \quad (\text{C.1})$$

then get the result of each multiplication and add them like here:

$$[32] + [0] + [8] + [0] + [2] + [0] = 42, \quad (\text{C.2})$$

as seen the binary number 0b101010 corresponds to the number 42 (decimal-base).

QIE chip works with 4 different ranges: 0, 1, 2, 3. Each range is used to hold and measure charge and is divided up to 64 measurements, that means, between 0 and 63. This charge measurement performed by the QIE chip can be called **mantissa**. In the process of hold charge, if one range fills up, one starts filling up the next range. As a clarification of this, the following example is given: Suppose a 150 ADC amount of charge is integrated. For this, the first range (range 0) is filled up with 64 ADC, as there is 86 ADC left, the next range (range 1) is filled up with 64 ADC more, after this 22 ADC is still left, then the next range (range 2) is filled up. Now, this compose the final measurement. This measurement has two parts:

1. The range was the last one filled up (answer: range 2)
2. How much charge was put into this range only (answer: 22)

The next step is encode those values into binary. The range (2) is encoded in 2 bits (because 2 bits can represent decimal numbers between 0 and 3). The decimal number 2 in binary is 0b10. The charge measurement is encoded in 6 bits (because 6 bits can represent decimal numbers between 0 and 63). The decimal number 22 is 0b010110 in binary representation. This two numbers then is put together and correspond to 8 bits in total; the range and charge measurement [10|010110]. This two data information together correspond to 10010110. As can be seen, the two information is given as an unique data. This data is that one sent from the QIE

for the Data Acquisition System (DAQ). This data, as binary, can be retrieved and converted back to decimal: 0b10010110 (binary) \rightarrow 150 ADC (decimal).

■ **QIE cards (modules)** are electronic boards[175] which comprise 24 QIE10⁹ chips. The analog signals will be integrated and digitized by 24 QIE10 chips. These chips will be connected to one of two FPGA¹⁰ which provide functions as data alignment across the channels on the same fiber link. The idea for the original design was that: each FPGA would be connected to three GBT¹¹ link chips for the final data transmission, for a total of six GBT link chips on each card and three VersaLink dual optical transmitters (VTRx). On the final design, the GBT serial link protocol is implemented in the Igloo2 firmware, this way there is no any GBT chips in the QIE cards. There are 5 power modules (VDC¹²) of [1.5, 2.5, 1.2, 3.3, 5] GeV placed in this order on the board. For example, 1.5 VDC means that the power supplied is 1.5 volts DC. In addition, there are two Winchester (female) in charge to receive signals from the Winchester thick cables (male) coming from the ROBOXs.

■ **Next Generation Clock, Control and Monitor (ngCCM)** provides clock synchronization to the QIE10 readout modules in the backplane; that means the signals arrive at the same time at the readout modules in the backplane. Provides a conduit for control and give the status of the QIE10s and calibration modules in the backplane: power enable, card temperature and backplane voltages. Which means roughly how the system ‘speaks’ to the QIE10s.

In the figure C.5 one sees the electronic components described until the present moment.

⁹In **QIE10**, the 10 means generation 10. This generation of chips differ from the previous ones because that incorporates TDC (time to digital converter) information in the digital output.

¹⁰**FPGA** stands for Field-programmable gate array. It is a integrated circuit designed to be customized by a customer or a designer after manufacturing [from **Wikipedia**].

¹¹**GBT** stands for Gigabit Transceiver which is an hard radiation tolerant chip for high speed data communication. It packs the data from detector and transmitting it in GBT standard.

¹²**VDC** stands for Volts DC and DC means Direct Current - which means the voltage is constant.

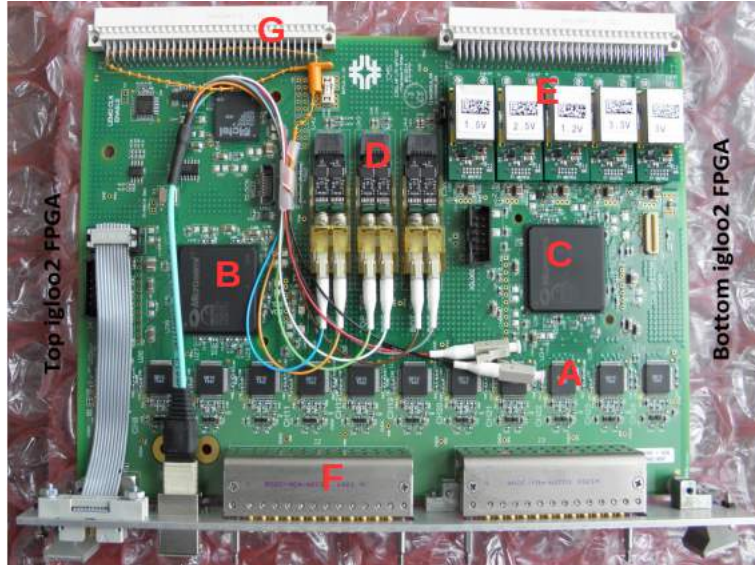


Figura C.5: *The picture exhibits a QIE card board. In (A) there are a row of QIE10 chips, (B) the top igloo2 FPGA, (C) the bottom igloo2 FPGA, (D) the VTRx, (E) power modules (VDC), (F) winchester connectors (females) and (G) backplane connectors.*

- **Calibration Module** is a QIE module with additional components like pins diodes, optical mixer and pulser mezzanine card. This module will be explained in detail later on because the service work developed was based on this module.

It was described previously the FE crates devices. They are organized in the FE crate in the following manner as presented in the figure C.6.

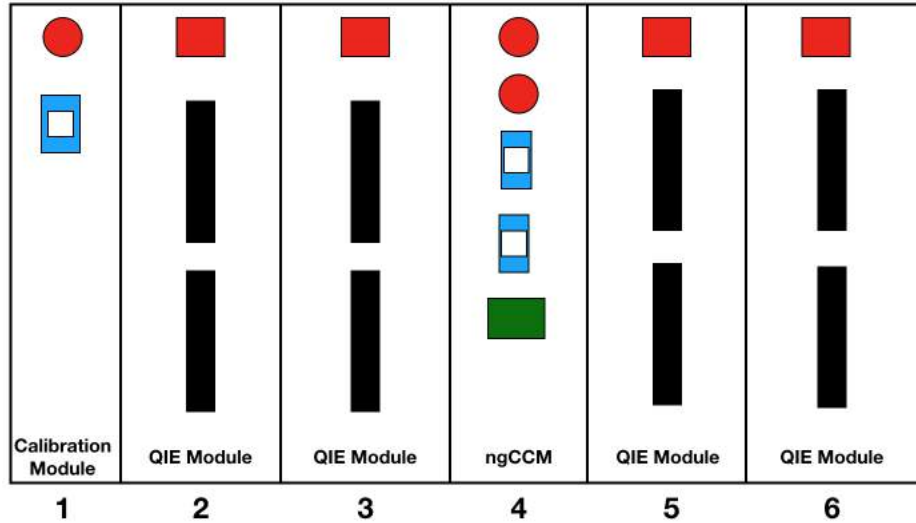


Figura C.6: *Illustrative version of the front-end crate with reduced number of slots and the organization of the components: Calibration Module, QIE modules, ngCCM and QIE modules. The numbers are used to indicate the position where each module is placed.*

■ Back-end (BE) crate devices

In the following it will be explained briefly the main Back-end devices as: μ TCA, MCH, AMC13, μ HTR and ngFEC.

- The back-end comprise a **Micro Telecommunications Computing Architecture** (μ TCA) crate and **MicroTCA Carrier Hub** (MCH)[176]. The former - μ TCA - defines the general mechanical, electrical, thermal, and management properties[177] of a microTCA shelf necessary to support **Advanced Mezzanine Cards13** (AMC13) modules which task is decoding commands from the **Trigger, Control and Distribution System** (TCDS). The latter - (MCH) - provides system control. In addition, there is a power module to provide 12 V payload and 3.3 V management bus.
- The Hcal **μ TCA Trigger and Readout Module** (μ HTR)[176] is equipped with two Virtex6 FPGAs and 24 optical links receivers, which task is handles the data coming from the QIE10 cards and provide the output for the AMC13[178].
- The **next generation Front End Controller** (ngFEC) is a FC7 board in the

μ TCA crate responsible for driving control and clocking links to the the Front End ngCCM[176, 179].

The figure C.7 show a μ TCA crate and the devices described previously.

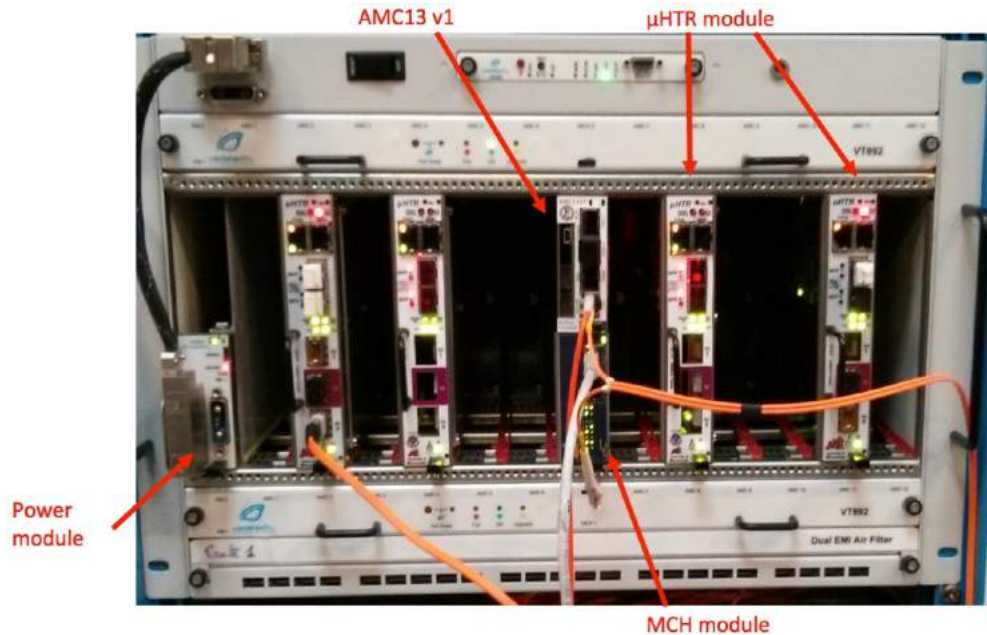


Figura C.7: Back-end crate and the organization of the components: power module, μ HTR modules, AMC13 and MCH module and additional μ HTR modules[180].

In the figure C.8 one can see all the electronic devices previously described. It shows how they are organized in the system chain. The front-end crate is in the UXC cavern (the experimental cavern) close to CMS detector. Signal produced in the CMS detector is sent out to the FE crates (black lines/arrow), then, they are converted in digital signal and sent out to the μ HTR (purple lines/arrow) that is based on in the USC cavern (service cavern - counting room) next to the UXC, that means, where the back-end crates is located. The controlling and communication of the QIE board is made by the ngCCM device. It receive commands from the FC7 also based on the USC cavern (azure lines/arrow). Then, signal is sent out from the μ HTR to the AMC13 devices (red lines/arrow) and in turns the output is sent out to the Reconstruction (RECO)/HLT softwares in the surface (indigo lines/arrow) (CMS control room) where the signal is compared with RECO/HLT

thresholds and stored for further analysis. A set of commands are sent to the FC7 in the USC cavern from computers located in the surface (CMS control room) (blue lines/arrow).

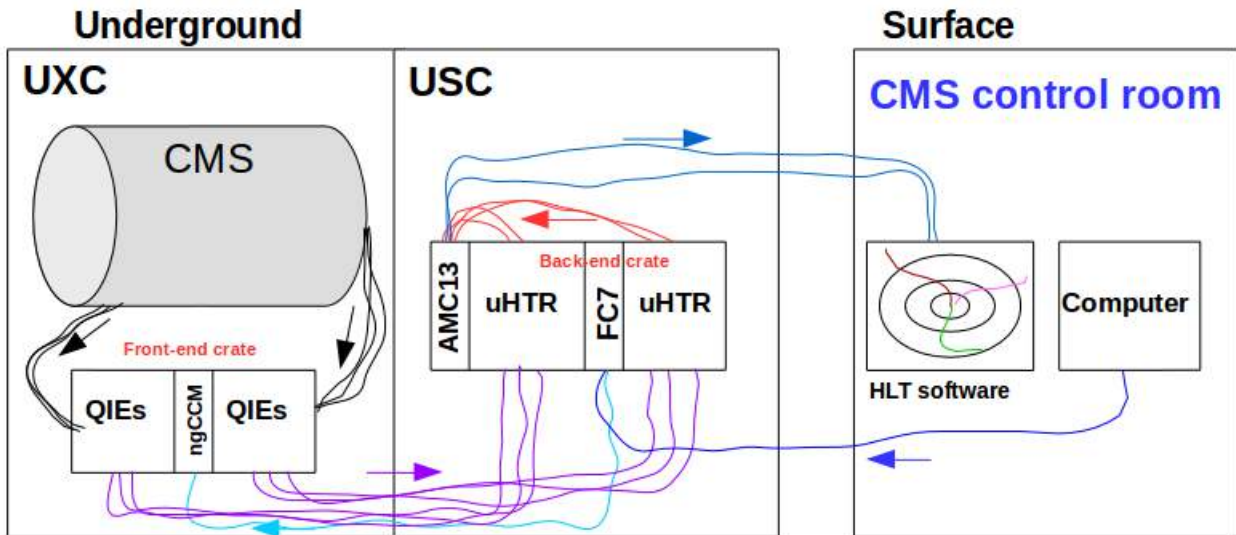


Figura C.8: *Electronic chain system with the front-end and back-end devices. The lines intend to indicate the cables/optical links that transmit data. The arrows intend to mean the direction of data/signal flux.*

Up to the present moment all the main objects and ideas were described in preparation for the description of the main tasks developed during the PhD sandwich at CERN. In the next, briefly it will be said about the assembly of QIE cards and initial writing of a Python code to study the QIE chips pedestals.

■ Assembly QIE boards task

The initial work developed was done along with other PhD students, and this comprised in assembling QIE boards. In the building 904 - building that host the laboratory for studying the electronic components and behaviour aspects of the HF calorimeter and other subdetectors - the electronic stuff was available. This electronic stuff were the QIE board with the QIE10 chips and printed circuits. All other electronic components as the VTRx, Winchester cables, power modules are decoupled. They need to be set on the board. Then, some students were in charge to assembly the mentioned electronic devices on board, others for checking the presence

of a short on the board and I particularly did the visual inspection. That means I looked at closely the board checking if the welding was good and the electronic component were well adjusted. If everything was OK with the board the cards were given to the next step of the assembly chain. A database referring to each step of the assembly chain was filled up where a description of the test/step were given and the status: approved or failed.

■ Python code to study behaviour of the QIE chips pedestal

As I got familiarized with the electronic components and devices one could to try to help and learn things. A task was designated: to write a Python code to study the behaviour of the pedestals. As mentioned when describing the QIE boards, it has 24 QIE chips, and as additional information, each chip has 4 capacitors¹³ where they are identified as **cap ids 0, 1, 2, 3**.

Before describing briefly what was developed, it is necessary to define what a pedestal is. The pedestal is the measurement made by the digitizer when there is no signal present. In general the pedestal value is non-zero due to the presence of a DC current on the input of the digitizer. Each chip has 4 cap ids and a QIE card has 24 chips, thus one has 96 cap's available. The default value for the pedestal in each cap id for a QIE chip is 4 ADC¹⁴. In a graphic of the mean (ADC) versus the number of cap ids, marking the default value by a line, it shows that the pedestal values for most of the cap ids are not close the default value (4ADC) but there are some fluctuations. The idea is minimize this fluctuations in a way the pedestal values get closer the default value. Then a python script was written to study this behaviour and try to diminishes the variations. Basically the procedure put it on the Python script was: started with only one cap id. Using the ngFEC tool (software), the register file for the cap id pedestal provides the value in ADC. Then the value is compared with the default value and the difference calculated. If a big difference

¹³Capacitors are electronic components that store electrical energy in a electric field [from **Wikipedia**].

¹⁴ADC is analog-to-digital units

is calculated, let's say 2 ADC, the cap id value were recalculated in order to bring it close the default value. For the difference less than the default value the same procedure was performed. The initial proposed task was not concluded due to the arriving the pulser mezzanine cards used in the HF calibration module and need of prompting study of this electronic components.

In section that follows, the HF front-end calibration module is discussed as well the contribution of the student in testing the pulser mezzanine cards and validation of them.

C.2 HF Calibration Module

C.2.1 Components

As already mentioned previously in the last section, the front-end crates are composed by the Calibration Module unit, QIE cards, ngCCM and a QIE cards. A calibration unit is a QIE board as a main board supporting a **Pulser mezzanine card** (LED¹⁵ pulser mezzanine card) and the **Light mixer** (optics modules). It is visualized in the figure C.9. Before explain the global chain working of the Calibration Module unit, a description of the Light mixer and Pulser mezzanine card is given.

¹⁵LED stands for Light Emission Diodes.



Figura C.9: *HF calibration unit. The additional components are exhibited: the pulser mezzanine card and the light mixer.*

■ Pulser mezzanine card

This card provides: fine control of the time of the occurrence of the pulse and control of the pulse width (elapsed time between the rising and falling edges of a single pulse) and pulse amplitude. LED driver, necessary for delivering a stable constant current to the LEDs and Bias Voltages for the monitoring pin diodes.

■ Light mixer

The light mixer also known as optical module is compound by two LEDs (LED A and LED B) of blue light (the LEDs peak at approximately 465nm). There are 3 PIN

diodes, that will be classified as PIN diode front/middle/back. PIN diodes are electronic components used to convert optical signal into an electrical signal. Its working is very similar to a diode¹⁶ where the difference is that between pn junction there is an additional layer (intrinsic), such layer is undoped while the p and layers are doped to ensure excess of the holes in the former and an excess of electrons in the latter. A scintillator to convert UV light from laser to blue light, 9 optical fan-out (that means, 9 optical cables inputs to the light mixing) and light mixing to distribute light homogeneously over the scintillator.

After the description of the components of the calibration unit as the light mixer and the pulser mezzanine card, the working of the system considering the calibration unit is illustrated in the figure C.10. As one can see there are coloured lines and arrow, which aim to differentiate the paths in the sequence while the arrow intend to indicate the data signal direction of flowing. The illustration is explained in detail in the following.

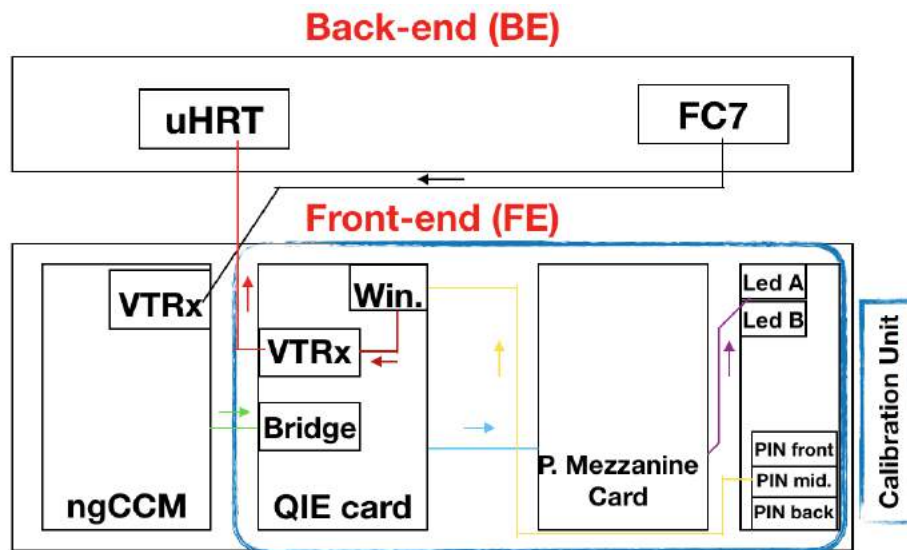


Figura C.10: Illustration of the Front-end and Back-end system working at 904. The components that make up the calibration unit is also shown in the FE crate. The colored lines aim to distinguish between the path of the signal in the sequence and the arrow the direction of the signal.

First starting with the signal from the trigger system, it is sent out from the FC7 to the ngCCM (black arrow/line). The signal sent out is light traveling into an optical

¹⁶**Diode** is a electronic component made up from semiconductor material with a pn junction.

fiber. This signal in the VTRx component is converted into digital electrical signal, that is, signal traveling into wires. The digital electrical signal is in turn send out to the bridge (green arrow/line), whose main function is to direct the signal to the mezzanine card (light blue arrow/line). In the pulser mezzanine card, the digital electrical signal is sent out to the LEDs in the optical module (purple arrow/line). In the LEDs the signal is converted into analogical optical signal (PULSE). The LED light is guided to the pin diodes by a big crystal (LED driver). Still in this stage, the pin diodes convert the PULSE into analog electrical signal which is sent to the Winchester connectors in the QIE cards (gold arrow/line). The signal that goes into the Winchester connectors is analog electrical signal (gold arrow/line). In the QIE card, the QIE chip converts that signal into digital electrical signal where this is sent out to the VTRx component which converts the signal into digital optical signal (dark red arrow/line). Then, just in the end of the chain, the digital optical signal gets to the uHRT. In the uHRT the signal is collected to further data analysis. When in the uHRT the data are used to several studies like: pedestal, Vb scans and so on.

C.2.2 Commissioning of the Pulser mezzanine card

In this section it will be described the commissioning for the pulser mezzanine cards. Before the tests were performed some account settings were necessary like: to get access to the 904 computers (cms904usr.cern.ch). This computers have access to the internet. With this credential enabled was possible to communicate to the local HCAL computers (hcal904daq01.cern.ch) were the scripts that controls the system can be manipulated and where measurements took place. With this at hand, it is time to understand how to communicate with the systems and for that one uses some softwares. The software that communicates with the Front-End is called ngCCM server. So, running the command line (`ngFEC.exe -z -c -p 4342`) inside the local HCAL computer and then applying the Linux command `ls` it is possible to access all the **registers** available. Registers are memory locations in the hardware which store system configuration parameters. As an example, PedestalDAC is a system configuration parameter which adjust the level of the pedestal for each QIE chip, so each QIE chip has a 'PedestalDAC' register which stores this value.

In the beginning of the studies there was only 1 calibration unit assembled. In that time the first test thought was to check if the appropriate communication with the pulser mezzanine cards through the registers: delay_CR0_delay (“delay setting” - $dt0$), delay_CR1_delay (“width setting” - $dt1$) and ledA-bias (Bias voltage¹⁷). To check this out, data were taking using: 1 PMT output, using a representative pulse viewed with the oscilloscope. The measurements were performed using an oscilloscope where area and width of the pulse together with their uncertainties were extracted.

During the measurements, the communication with the pulser mezzanine card was verified. With the data taken the follow graphs were built up. They can be seen in the figures C.11, C.12, C.13, C.14.

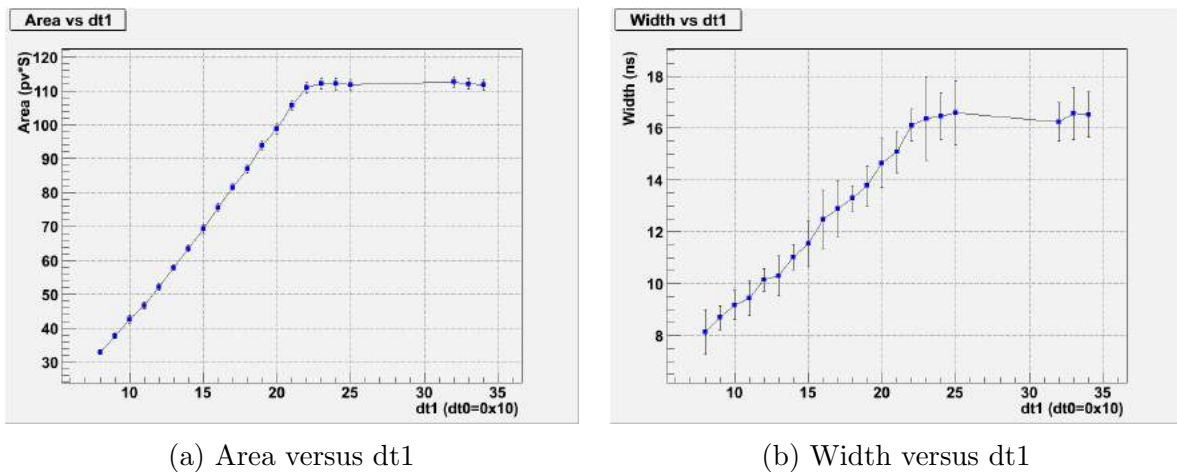
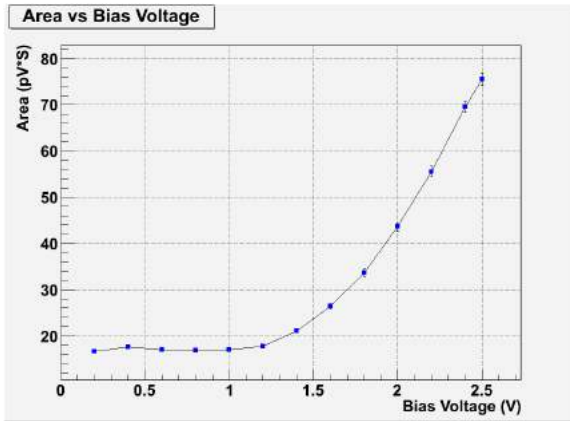
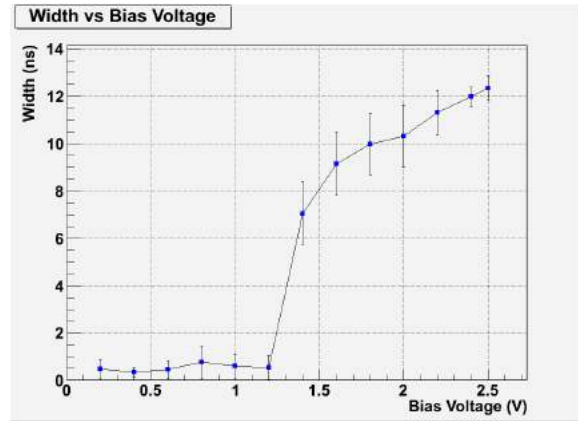


Figura C.11: Area and width versus dt1

¹⁷**Bias voltage** is the amount of voltage necessary for an device to power on and function.

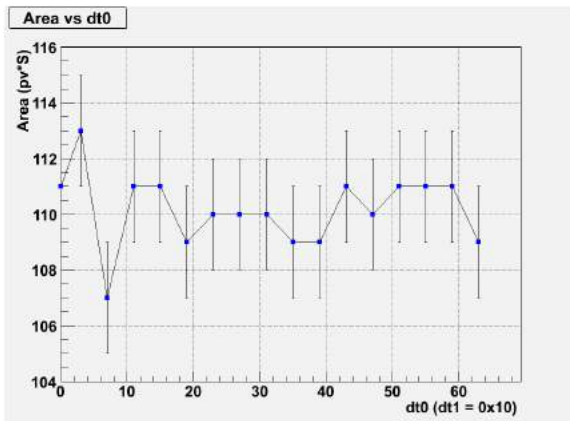


(a) Area versus Bias voltage

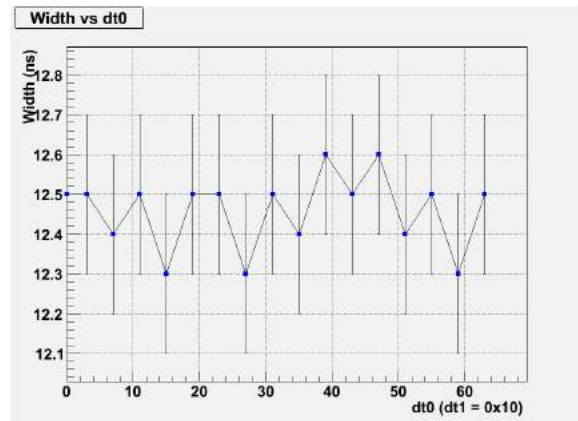


(b) Width versus Bias voltage

Figura C.12: Area and width versus Bias voltage



(a) Area versus dt0



(b) Width versus dt0

Figura C.13: Area and width versus dt0

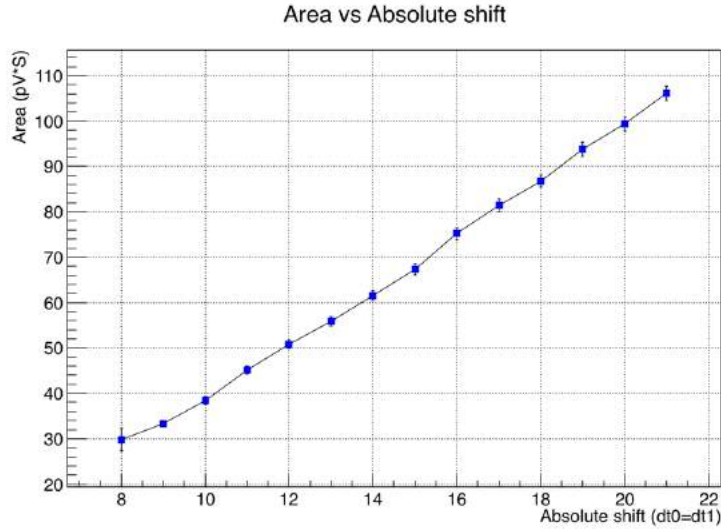


Figura C.14: *Area versus absolute shift*

The expectations for the figure C.11 were based on the analysis of the expression $A = h * (dt1 - dt0)$, where A is area and h is height of the pulse. The height is a constant thus the area depends only on the difference $(dt1 - dt0)$ that means, a linear behaviour as seen in this figure. The same linear behaviour is seen for width versus $dt1$, but here the width of the pulse is directly proportional to the $dt1$. Notice the absolute delay register is fixed to the $dt0 = 0 \times 10$; the choice of this particular value does matter too much.

The expectations for the figure C.12 were based on the well known behaviour of an Light Emitting Diode (LED), in the behaviour curve of I (current) versus V (voltage) as can be seen in the following:

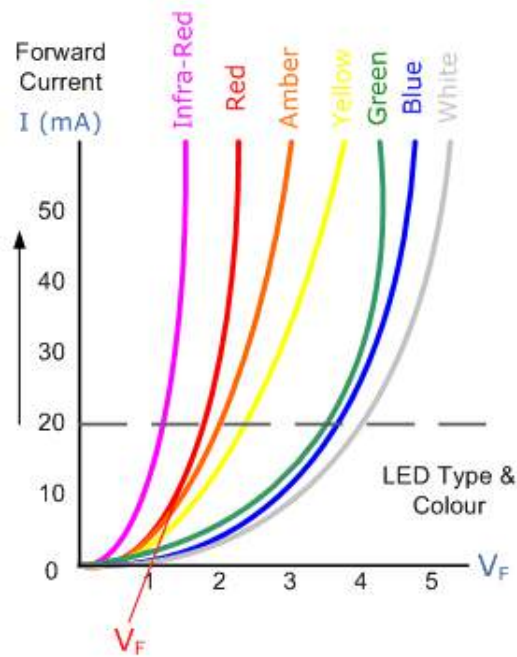


Figura C.15: *Light emitting diode (LED) curve behaviour for Forward current (I_F) versus Forward voltage (V_F)*[181].

Still concerning about the C.12, in sub figure C.12a the curve is very similar to the figure C.15, one can see the bias voltage starts around 1.5 GeV, that means, the LED starts to emits from this voltage value. In the sub figure C.12b, the behaviour is closer but not so much similar, as can be noticed it is not continuous as the previous one.

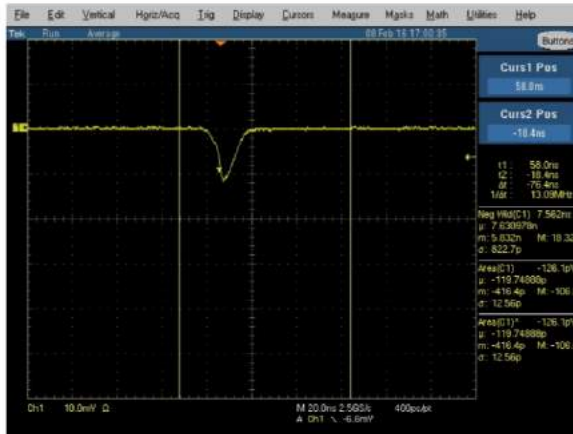
In the figure C.13, it was keep fixed the pulse width register ($dt1$) and based on the expression of the area mentioned previously it is expected to get that flat behaviour (the movement of the pulse). The behaviour is seen in both sub figures C.13a and C.13b.

In the figure C.14 keeping the pulse width register ($dt1$) and absolute delay register ($dt0$) the same, as these values get large the area gets larger too. Thus, a linear behaviour is expected as seen the graph.

In the following is shown two snapshots from the pulse visualization in the oscilloscope where the data were taken to built the graphs up. There are two configurations been shown. The first one is a pulse where the absolute delay ($dt0$) was kept fixed to 0×10

and the pulse width started in the value 0×8 . In second configuration the absolute delay is still fixed to the previous mentioned value while the pulse width is at the value 0×20 .

CRO: 0X10 (FIXED) CR1: 0X8



CRO: 0X10 (FIXED) CR1: 0X20

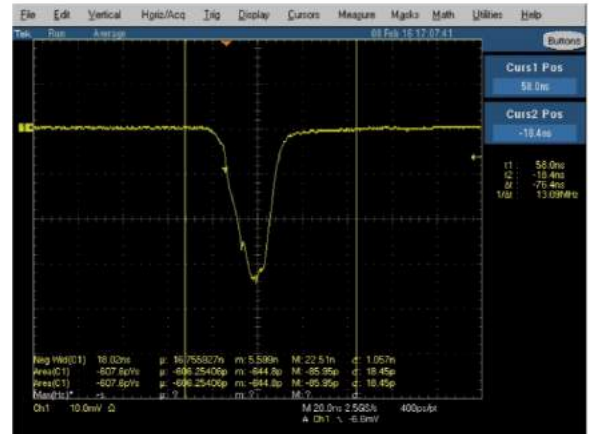


Figura C.16: *Snapshots taken from the oscilloscope where the measurements were taken to produce the graphs presented above.*

As shown a good agreement between the measurements and expectations was reached. It is worth remind that the data were got using the oscilloscope. The next results that will be show are graphs exhibiting the same quantities presented previously. The difference is that the data were acquired using the system called **XDAQ**. For these measurements it was used: 100 events, the LED A was kept **ON** while the LED B was kept **OFF**, 1 PMT output. The two stages were performed: (Absolute delay, bias voltage) fixed and pulse width varying **and** (Absolute delay, pulse width) fixed and bias voltage varying. This number of events taken, from the statistics point of view, is proper to this sort of study. Another important thing is that the previous register names used were change for the following names the way to avoid problems of misidentification: HF1-pulser-ledA-delay (absolute delay), HF1-pulser-ledA-bias (bias voltage) and HF1-pulser-ledA-width (pulse width).

The set of graphs will be shown in the following intend to compare the results got with those from the oscilloscope and show that the data can be appropriately taken with the

XDAQ system. The explanations between data and comparisons still hold those in the oscilloscope measurements.

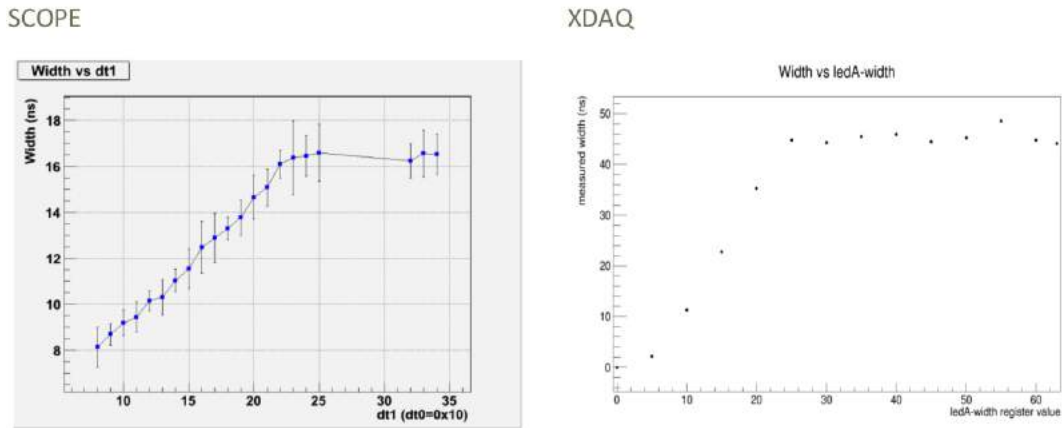


Figura C.17: Comparison between data took with the oscilloscope and XDAQ system. The graph shows the width pulse versus the ledA-width register value. Good agreement between the two measurements is seen.

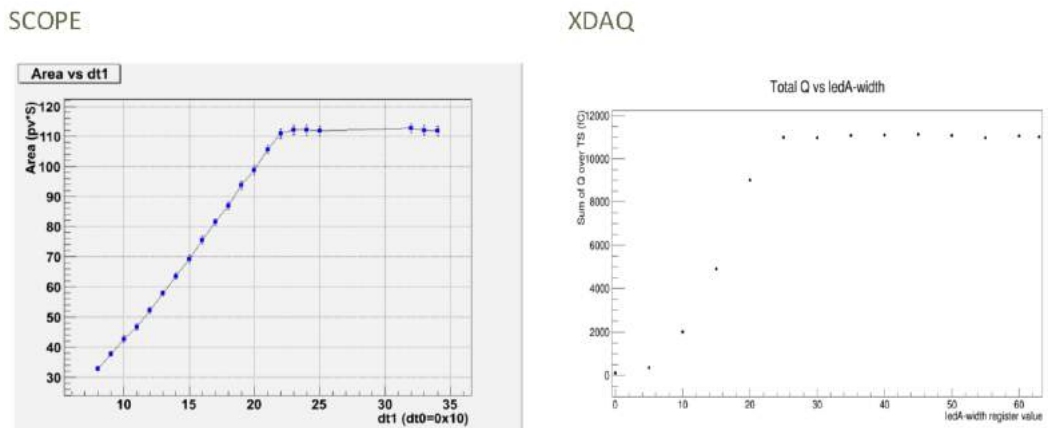
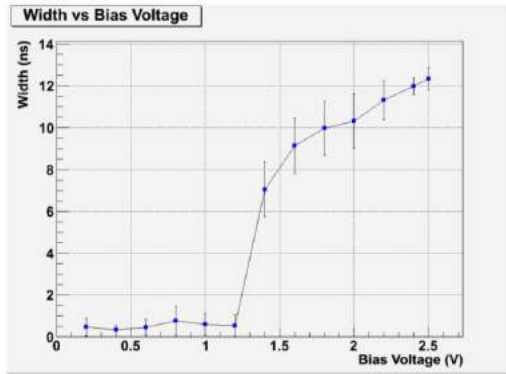


Figura C.18: Comparison between data took with the oscilloscope and XDAQ system. The graph shows the pulse area versus ledA-width register value. Good agreement between the two measurements is seen.

SCOPE



XDAQ

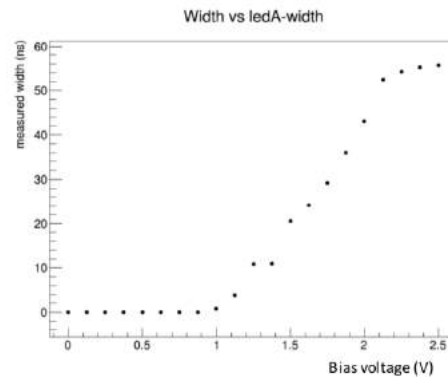
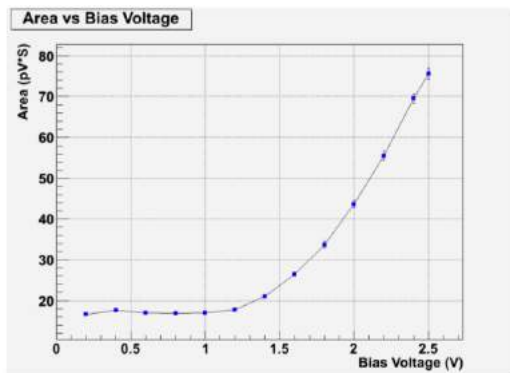


Figure C.19: Comparison between data took with the oscilloscope and XDAQ system. The graph shows the pulse width versus bias voltage register. Good agreement between the two measurements is seen.

SCOPE



XDAQ

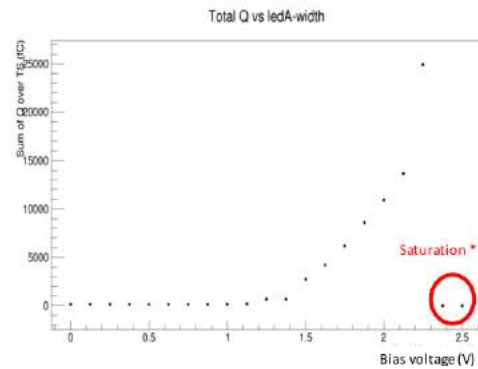


Figure C.20: Comparison between data took with the oscilloscope and XDAQ system. The graph shows the pulse area versus bias voltage register. Good agreement between the two measurements is seen. The two points inside the red circle - saturation region - were got due to a small bug in the code but nothing that could affect the interpretation of the graph.

In the figure C.18 as can be seen, in the graph for the measurements taken with XDAQ system, the Y axis corresponds to the sum of the charge (fC) (integrated charge) over time slice¹⁸ (TS) versus ledA-width register. Basically it is being plotted now the amount of collected electrical charge over a period of time (1 TS). The same happens in the figure C.20, where the X axis is the bias voltage.

¹⁸TS stands for time slice. Usually 1 TS corresponds to 25 nano seconds (time of the 1 Bunch crossing (BC)).

As noticed the agreement between measurements taken with oscilloscope and XDAQ is very nice. That means the XDAQ can be used to the future measurements over the oscilloscope. In addition, it will be shown in the sequence three snapshots from the pulse in the PIN diodes.

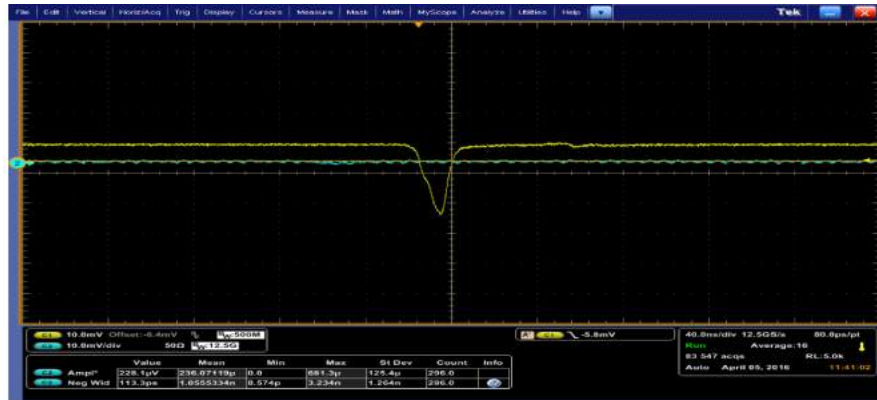


Figura C.21: Snapshot of the pulse generated from the **front** PIN diode.

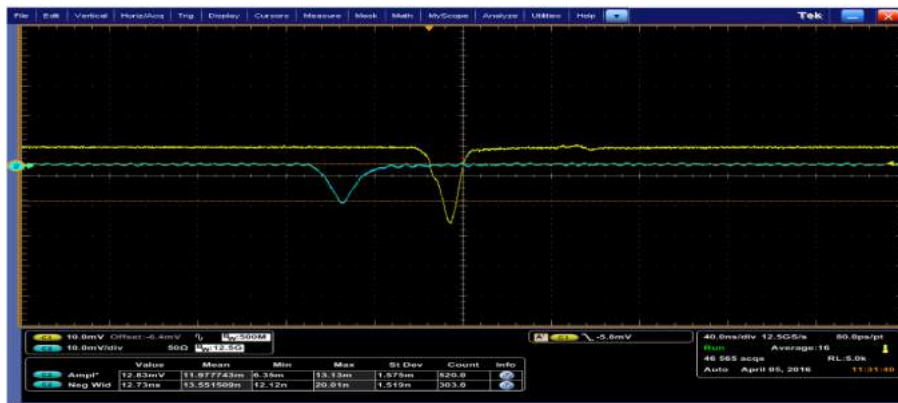


Figura C.22: Snapshot of the pulse generated from the **middle** PIN diode.

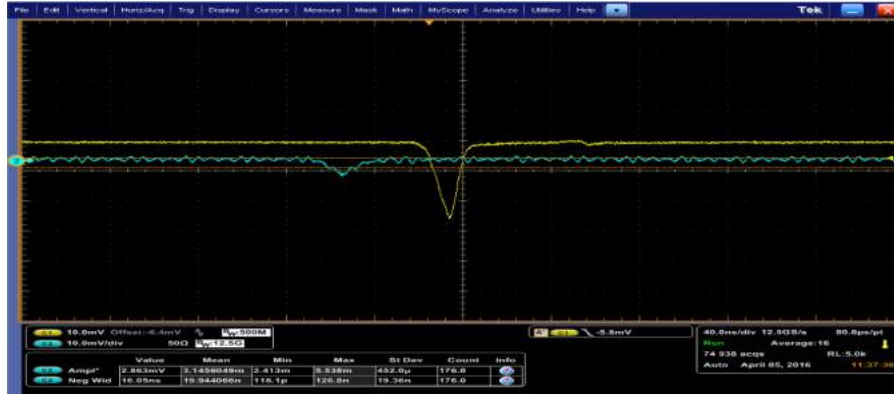


Figura C.23: Snapshot of the pulse generated from the **back PIN diode**.

The figures in C.21, C.22 and C.23 show in principle that the communication with the pin diodes and what they are supposed to do - generate light pulse - is what it is expected.

At this point, all measurements were done using 1 PMT output. However most of the studies developed in the 904 building depends on the PMTs setup. In a way to set the PMTs free for other studies, tests were done to check if the measurements could be performed with the pin diodes in order to replace the PMTs. Then, for the pulse studies, the following configuration was used: firstly it was measured the integrated charge (IC) versus bias voltage using the middle pin diode. Also, a measurement of integrated charge (IC) versus bias voltage was done using the PMT output. In turn the ratio between the IC from the PMT over the IC from the pin diode was calculated. From that, one expects to see something similar to the illustration below:

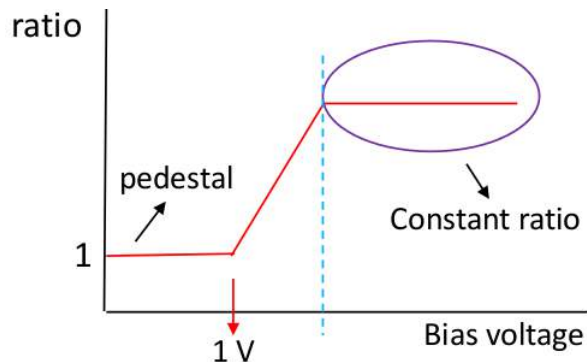


Figura C.24: Illustration of the ratio of the integrated charge from PMT output versus bias voltage over the integrated charge versus bias voltage from the middle pin diode. The first region is labelled *pedestal* followed by the transition (slope) region and the constant region, where the measurements from PMT are compatible with those from the middle pin diode.

In the figure C.24 one sees the behaviour of the ratio of the IC from PMT over IC from the pin diode measurements. It is seen the ratio equal 1 in the first region indicated by the label *pedestal*. This is followed by the turn on region where there is a slope until the light blue line. The region under the label *constant ratio* is reached (region inside the purple circle). This region shows that after the LED turns on, the ratio is constant. Which in turn means that measurements performed with pin diode are compatible with measurements made with the PMT output. The integrated charge versus LED bias voltage from the middle pin diode and from the PMT output is viewed in the figure C.25.

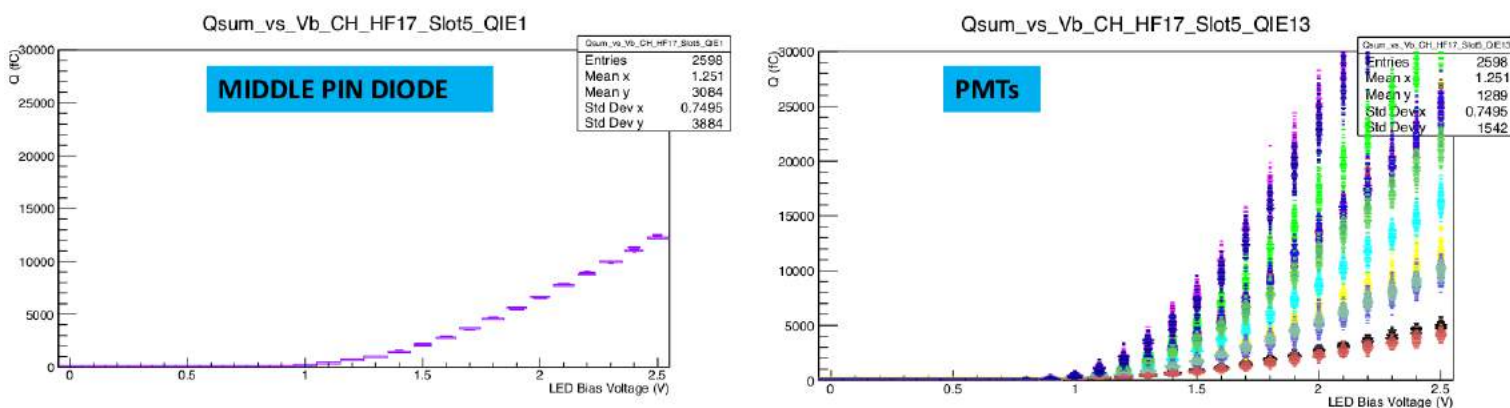


Figura C.25: Two graphs exhibiting the integrated charge (IC) versus LED bias voltage for measurements took with the PMT output and the middle pin diode.

As can be noticed the results from the C.25 are as the expectation description in the figure C.24. The graph for the ratio versus bias voltage is showed in figure C.31.

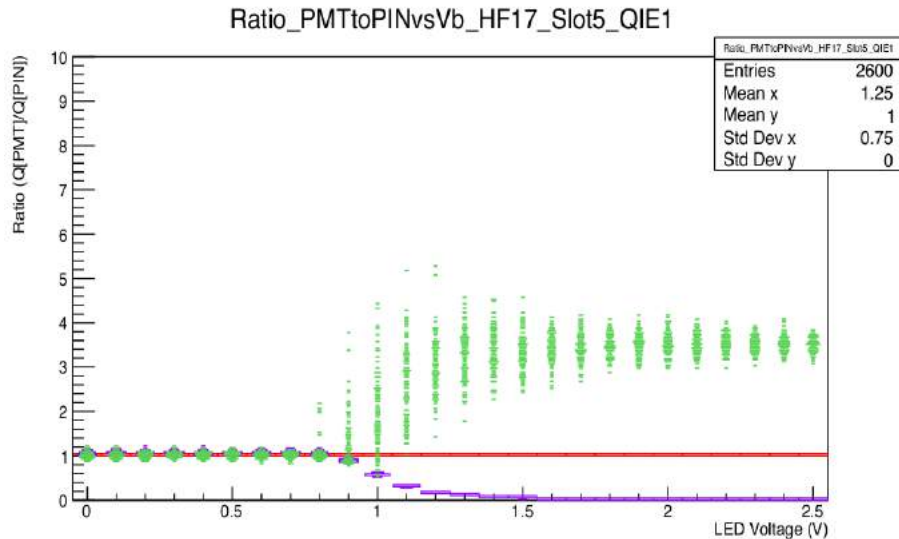


Figura C.26: $Ratio (IC[PMT]/IC[pin])$ versus LED bias voltage. 3 channels are presented: red, green and purple.

In figure C.31, three channels are indicated by the colors red, green and purple. The ratio in the *red channel* is at 1 due to the fact it is being taken over the same channel and only over the pin diode. In the *purple channel*, the ratio until around 1 V is at 1 because it dividing pedestal from PMT output over pedestal from the pion diode. Then the ratio decreases once the signal from PMT output extinguish and there is only signal from the pin diode. For the *green channel*, ratio is at 1 again (pedestal (PMT)/pedestal (pin diode)), around 1 V up to 1.5 V is present the turn-on region, which means that signal from PMT and pin diode is present and around 1.5 V up to 2.5 V, the ratio is constant (measurement from PMT is compatible with measurement from the pin diode). Additionally, the graph in the following show another graph of the ratio versus LED bias voltage where the constant region is in the (1.6,2.5)V interval and the respective ratio is around 3.4.

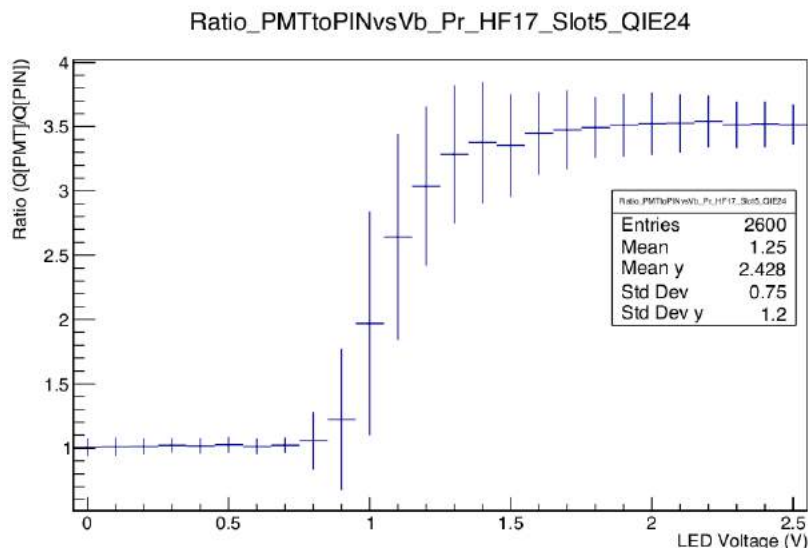


Figura C.27: Graph of the ratio versus LED bias voltage, where it is possible to observe the constant region (1.6,2.5)V with the respective ratio value of around 3.4.

With the last few results, it was confirmed the possibility to go ahead with the commissioning of the pulser mezzanine cards using the pin diodes and letting the PMT outputs free to another studies. That result with the constant region indicate the compatibility between the measurements from PMTs and from pin diodes.

As a follow-up is presented in the sequence the three tests used to classify a pulser mezzanine card as **GOOD** and validate it as ready to be use in the calibration unit part. The three tests are:

- **Functionality test:** this test intends to show that the communication with the pulser mezzanine card works properly. In other words, it is possible to send commands through the ngFEC tool like set the value for the register as bias voltage and retrieve the outputs to making the graphs.
- **Linearity test:** For this test the ratio $\frac{LEDA(IC)+LEDB(IC)}{LEDAB(IC)}$ was calculated, in this expression LED A (IC) is the integrated charge from the pulse generated with LED A, LED B (IC) is the integrated charge from the pulse generated with LED B and LEDAB (IC) is the integrated charge from the pulse generated with the two LEDs

ON (A + B). It intends to show that in the region where the LEDs turn on the ratio is close to 1. In other words, the pulse from LED A is just like the pulse from LED B and over the region where they turn on there is no fluctuations about the amount of the integrated charge. What it is a good observation, because the otherwise case, non-linearity, that means, each time in that region getting different values for the integrated charge result in a misunderstood measurement.

- Stability test:** For the stability test the ratio $\frac{\sigma(IC)}{\mu(IC)}$ is calculated, in this expression sigma is the standard deviation and in this study is interpreted as how spread the pulse is and μ is the mean. It is expected that the standard deviation be small - good generate pulse - in way the ratio is stable (does not fluctuates). In other words, the idea is to show the pulse size does not change too much (each time the pulse fires, the amount of integrated charge is the same).

The configuration used for the test was: measurements were taken using the pin diodes, the value register width was fixed to a value that gives a 10 ns pulse. The bias voltage register was varied from 0 up to 2.5 V stepping at 0.1 V. For all tests the LED A, LED B and LEDAB register values received were 1 (meaning ON). The results obtained that indicates a pulser mezzanine card approved are given in the following:

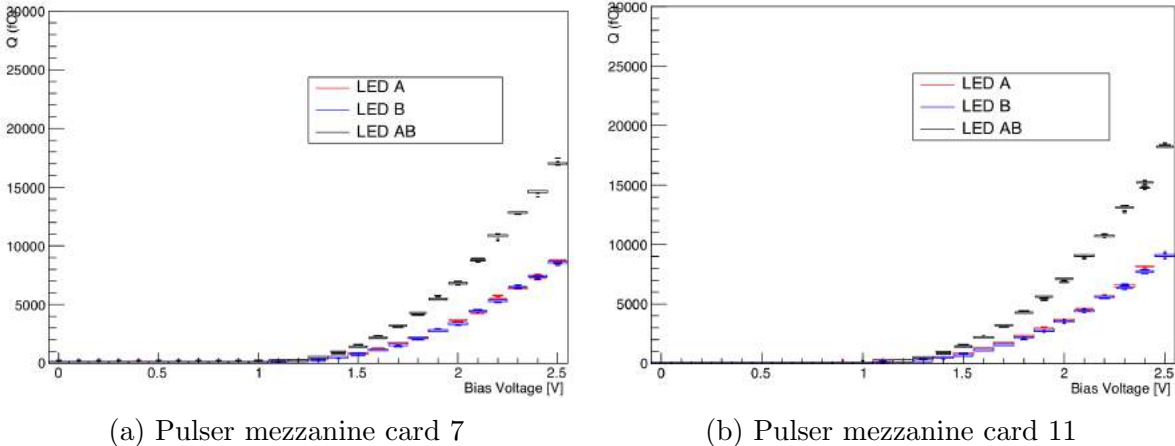
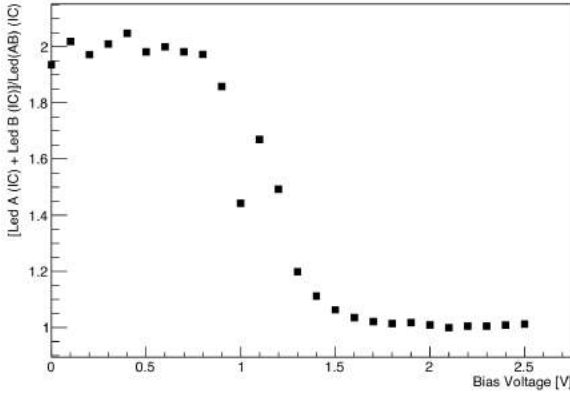
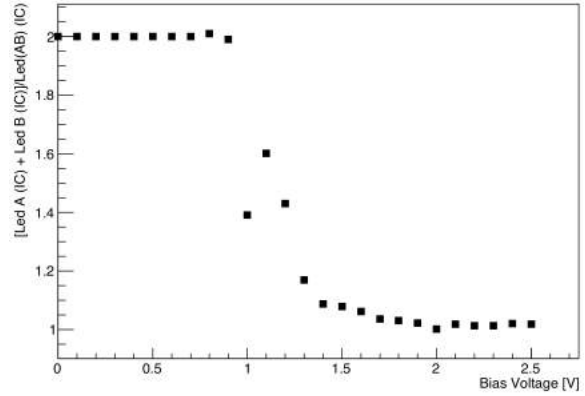


Figura C.28: **Functionality test:** first test performed. The pulse signal from LED A, LED B and LED AB is shown. It validates the pulser mezzanine cards as good ones.

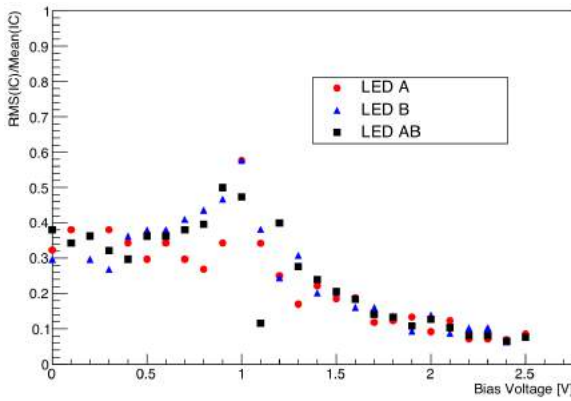


(a) Pulser mezzanine card 7

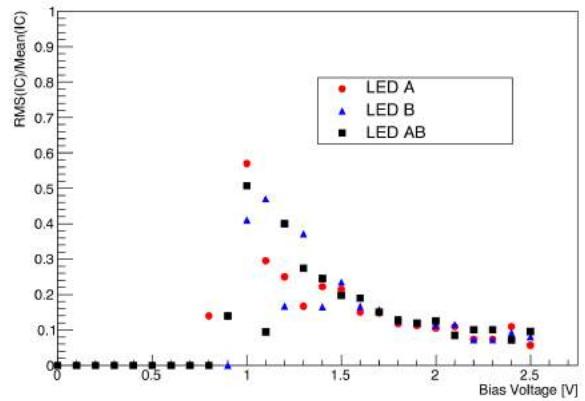


(b) Pulser mezzanine card 11

Figure C.29: **Linearity test**: second test performed. The ratio calculated with the input of the integrated charge from LED A, LED B and LED AB is shown. It validates the pulser mezzanine cards as good ones.



(a) Pulser mezzanine card 7



(b) Pulser mezzanine card 11

Figure C.30: **Stability test**: third test performed. The ratio calculated using as input the integrated charge from LED A, LED B and LED AB. It validates the pulser mezzanine cards as good ones.

In the figure C.28 is shown the two graphs obtained from the measurements for functionality test as described in C.2.2. The graph in figure C.28a is the results using the pulser mezzanine card 7 and the figure C.28b is the results for the pulser mezzanine card 11. It can be seen the results are very similar for the two different pulser mezzanine cards. That means the communication with the pulser mezzanine cards was successfully done and therefore validates the two pulser mezzanine cards as ready ones to the HF Phase1 Upgrade installation.

In the figure C.29, the outputs from the measurements for the linearity test are presented. It is shown again the results obtained for the pulser mezzanine cards 7 (figure C.29a) and 11 (figure C.29b). As can be seen, both of them have similar behaviour, from the graph in C.29a one sees some small fluctuations in the region around $[0,1]V$ compared with the graph in C.29b. This is expected once the integrated charge output can vary a little bit. Also it can be noted both ratio in this region is at 2, which is expected because in this region the pedestal sums up. In the turn on region also a small fluctuations can be observed in both graphs but this does not matter too much. Actually, the important region is above around 1.5 V, the region where the LEDs turn on. In this region one observes a constant region with the ration at 1 over the entire bias voltage range plotted above 1.5 V. Both graphs have the same behaviour on this region, showing the absence of non-linearity which is very important because points to the fact the integrated charge over the time does not change every time the pulser fires.

In the figure C.30, the results from third test used to characterize the pulser mezzanine card as good ones is shown. As for the previous tests, the results are shown for pulser mezzanine card 7 (figure C.30a) and pulser mezzanine card 11 (figure C.30b). In the region of interest, above around 1.5 GeV, where the LEDs turn on, the behaviour is very similar between the results from pulser 7 and pulser 11. It shows the stability of the pulse signals from the LEDs. That is really important once indicates the size of the pulse signals does not change too much along the interesting bias voltage range where the LEDs is kept on.

Previously the results from the commissioning tests were presented mainly for the pulser mezzanine cards 7 and 11. However, at the building 904 there will was around 11 pulser mezzanine cards. Out of them, 7 pulser mezzanine cards have been successfully passed all the tests including visual inspection. This way, 2 mezzanine cards have failed the visual inspection test due to the LED connector problem and the other 2 pulser mezzanine cards have been used in other HF crates that could not be changed in the time of the tests. In addition to the activities, the HF calibration module database was filled with all the available information and results for each pulser mezzanine card tested. In the following

figure is possible to observe all the results and pulser mezzanine cards validated and ready to HF Phase1 Upgrade installation.

S/N	Tests Remaining	Tests Passed	Tests Failed
1	<ul style="list-style-type: none"> IntChargeVsBiasVoltage Stability test 	<ul style="list-style-type: none"> Linearity test 	<ul style="list-style-type: none"> Visual Inspection
3	<ul style="list-style-type: none"> IntChargeVsBiasVoltage Stability test 	<ul style="list-style-type: none"> Linearity test 	<ul style="list-style-type: none"> Visual Inspection
4		<ul style="list-style-type: none"> IntChargeVsBiasVoltage Linearity test 	<ul style="list-style-type: none"> Visual Inspection Stability test
5		<ul style="list-style-type: none"> IntChargeVsBiasVoltage Linearity test 	<ul style="list-style-type: none"> Visual Inspection Stability test
7		<ul style="list-style-type: none"> IntChargeVsBiasVoltage Linearity test 	<ul style="list-style-type: none"> Visual Inspection Stability test
8		<ul style="list-style-type: none"> IntChargeVsBiasVoltage Linearity test 	<ul style="list-style-type: none"> Visual Inspection Stability test
9		<ul style="list-style-type: none"> IntChargeVsBiasVoltage Linearity test 	<ul style="list-style-type: none"> Visual Inspection Stability test
10		<ul style="list-style-type: none"> IntChargeVsBiasVoltage Linearity test 	<ul style="list-style-type: none"> Visual Inspection Stability test
11		<ul style="list-style-type: none"> IntChargeVsBiasVoltage Linearity test 	<ul style="list-style-type: none"> Visual Inspection Stability test

Figura C.31: Table exhibiting the results for each pulser mezzanine card. It is possible to see those ones that have been successfully passed all tests in green color and those that have been failed or not tested in red color.

In the time writing this chapter I have been informed that all the pulser mezzanine cards tested and validated have been installed at the CMS detector during the Extended Year End Technical Stop (EYETS) starting at last December and lasting until May 2017. So, it is very exciting for the student that helped with those tests and studies. His contribution now is present in the CMS detector.

Apêndice D

Service Work no experimento CMS: plantões no sistema de trigger

O experimento CMS está localizado na cidade de *Cessy*, na França, em um dos oito pontos experimentais do LHC, mais especificamente no ponto 5 (P5). Nessa área estão localizados a entrada para a caverna onde o experimento está hospedado a 100 metros de profundidade e o prédio onde se encontra a sala de controle do experimento (*CMS Control Room*). No P5 diariamente circulam um grande número de pessoas responsáveis por manter o funcionamento do experimento e a tomada de dados dentro do esperado. Esse time de pessoas referido anteriormente são em sua maioria físicos, engenheiros e técnicos.



Figura D.1: *Entrada da sala de controle do experimento CMS em Cessy na França.*

A sala de controle possui dois setores: no primeiro reside os *experts* que trabalham nos diferentes subdetectores do experimento. Eles são responsáveis por sinalizar algum mau funcionamento e solucionar eventuais problemas durante os períodos de tomadas de dados e testes dos diversos subdetectores do experimento. Tais *experts*, quando não estão no P5, podem ser acionados via telefone (*experts on-call*) na maior parte do tempo. Deste modo, eles visualizam os erros e as possíveis causas do mau funcionamento desse subdetector específico e enviam soluções de uma forma rápida e eficiente estando fora do P5. No segundo setor está o time responsável por monitorar em tempo real o funcionamento do experimento CMS. Esse time é composto por: um **Shift Leader**, o supervisor responsável por todas as tomadas de decisões dentro da sala de controle, como permissão para retirar a chave para entrar na caverna, início e término de um *Run* (tomada de dados) e etc. O plantonista de **Data Acquisition (DAQ)**, cuja responsabilidade é iniciar e terminar os *Runs* (as tomadas de dados), iniciar os subsistemas e comunicar ao *Shift Leader* sobre possíveis erros nos subsistemas durante os *Runs*. O plantonista de **Data Quality Monitoring (DQM)** cuja função é monitorar a aquisição da qualidade dos dados que estão sendo coletados e emitir uma primeira validação sobre tais dados. O plantonista de **Beam Radiation Instrumentation and Luminosity (BRIL)** monitora os backgrounds para

o feixe de prótons e as medidas de luminosidades. O plantonista de **Detector Control System (DCS)** gerencia os sistemas de controle de todos os subdetectores e serviços de apoio. O plantonista de **Trigger (L1 trigger)** que monitora em tempo real as taxas de produção de eventos, a taxa de coleta pelo sistema de trigger do CMS que será novamente descrito a seguir entre outras tarefas descritas na sequência.



Figura D.2: *Trigger workstation na sala de controle em Cessy na França e o plantonista responsável pelo monitoramento do sistema L1.*

O trabalho dentro da sala de controle é bastante entusiasmante uma vez que o plantonista está em contato direto com as ferramentas utilizadas para a tomada de dados e observa este procedimento ocorrendo em tempo real. O fato de se ter muitas pessoas que sabem bastante de determinado assunto e subsistema dentro da sala de controle encoraja ao questionamento e esclarecimento de possíveis temas dentro do ambiente da sala de controle.

Uma vez que o detector CMS alcança seu pico de performance em alta luminosidade, é esperado ao redor de 1 bilhão de interações próton-próton por segundo dentro do detector. A maior parte desses eventos produzidos não são fisicamente interessantes, ou seja,

representam eventos de baixo momento transverso que não conduziriam à observação de novos fenômenos. A taxa de colisão de grupos de prótons no LHC é de 40 milhões de vezes por segundo, de uma forma mais explícita, grupos de prótons colidem frontalmente com a cada 25 nanosegundos. O sistema de trigger do experimento CMS é composto do sistema L1 (*Level 1 trigger*), o qual é o primeiro sistema de seleção de eventos, sendo responsável por selecionar dentre os bilhões de interações por segundos, os 100.000 eventos mais interessantes a cada segundo. O segundo sistema de seleção de eventos é o chamado HLT (*High Level Trigger*) - em uma tradução direta seria Trigger de Alta performance - uma vez que o tempo de processamento desse sistema é maior que no sistema de L1 e a utilização de algoritmos de reconstrução mais sofisticados do que no primeiro nível, ao redor de 100 eventos a cada segundo são armazenados para posterior análises físicas.

Deste modo, durante a coleta de dados é fundamental que todo o sistema de seleção funcione apropriadamente. Essa é a tarefa-chave dos plantonistas que trabalham e acompanham o funcionamento desse sistema. Geralmente, os plantões são disponibilizados em blocos de 3 ou mais dias em sequência. Esses blocos são oferecidos na forma de períodos (manhã/tarde/noite). Dependendo do período escolhido, existe uma pontuação específica. Por exemplo, plantões durante os fins de semana e madrugadas possuem pontuação maior do que durante dias de semana. Em cada dia, o plantão possui uma duração de 8 horas, em que o plantonista tem como funções:

- Acompanhar e verificar que todo o sistema de trigger durante a coleta está funcionando apropriadamente. Tal tarefa é realizada através de uma série de computadores disponibilizados na Sala de Controle destinada apenas ao sistema de trigger. Esses computadores rodam algoritmos que produzem vários gráficos que permitem o plantonista comparar esses resultados em tempo real com valores esperados. Por exemplo, durante a preparação das colisões quando o feixe alcança o estado de *STABLE BEAMS*, o plantonista deve modificar o fator de *prescale* para o valor especificado pelos *experts* do sistema de trigger antes do começo das colisões;
- Em caso de problemas, um menu de contatos está à disposição do plantonista, de modo que ele deve comunicar imediatamente os *experts* responsáveis para a solução

em tempo breve do problema;

- Verificar com os outros plantonistas de outros sistemas do detector se tudo está funcionando dentro do esperado; Ao final de cada plantão, um relatório detalhado é escrito e submetido no banco de dados do grupo de plantonistas em trigger (*E-logs*). Nesse relatório é descrito todos os procedimentos realizados pelo plantonista durante todo o período de plantão.

Por se tratar de um experimento de alta complexidade, muitas pessoas trabalham para sua manutenção e melhorias de performance. Deste modo, muitas instituições ao redor do mundo são responsáveis por determinadas partes do detector, garantindo melhorias e ótimo desempenho durante o período de coleta de dados. Outras tarefas também são desempenhadas pelas instituições, como por exemplo, as participações dos membros dos grupos nos plantões. Dessa forma, organiza-se a participação das instituições e membros dos grupos na lista de autores da colaboração. Cada instituição recebe uma cota de plantões que devem ser cumpridos. Assim, esse valor é distribuído entre os seus membros de forma a cumprir o montante requerido. No caso da nossa instituição (CBPF), necessitamos realizar em média ao redor de 9 plantões por membro do grupo, que serão escolhidos dentre as opções disponibilizadas. Ressalto que o estudante realizou um total de 27 plantões no sistema de trigger equivalente a 31.5 pontos de créditos, três vezes o valor requerido, devido a oportunidade única de interagir com *experts* de vários subsistemas, tais como *experts* que trabalham no desenvolvimento do sistema L1 de trigger e do calorímetro hadrônico. Com a experiência obtida no sistema de trigger devido as várias horas de plantão, o estudante teve a oportunidade de treinar dois novos plantonistas. O resumo geral da quantidade/dias/períodos e número de créditos obtidos pelo estudante é indicado na figura seguir:

Your shift assignment history:

Shift start	Shift end	Shift type	Weight
29-JUN-2016 07:00h	29-JUN-2016 15:00h	TRG - Shifter	1
28-JUN-2016 07:00h	28-JUN-2016 15:00h	TRG - Shifter	1
27-JUN-2016 07:00h	27-JUN-2016 15:00h	TRG - Shifter	1
22-JUN-2016 07:00h	22-JUN-2016 15:00h	TRG - Shifter	1
21-JUN-2016 07:00h	21-JUN-2016 15:00h	TRG - Shifter	1
20-JUN-2016 07:00h	20-JUN-2016 15:00h	TRG - Shifter	1
Monthly weight sum			6.0
31-MAY-2016 07:00h	31-MAY-2016 15:00h	TRG - Shifter	1
30-MAY-2016 07:00h	30-MAY-2016 15:00h	TRG - Shifter	1
22-MAY-2016 07:00h	22-MAY-2016 15:00h	TRG - Shifter	1.5
08-MAY-2016 07:00h	08-MAY-2016 15:00h	TRG - Shifter	1.5
07-MAY-2016 07:00h	07-MAY-2016 15:00h	TRG - Shifter	1.5
06-MAY-2016 07:00h	06-MAY-2016 15:00h	TRG - Shifter	1
05-MAY-2016 07:00h	05-MAY-2016 15:00h	TRG - Shifter	1
01-MAY-2016 15:00h	01-MAY-2016 23:00h	TRG - Shifter	1.5
Monthly weight sum			10.0
30-APR-2016 07:00h	30-APR-2016 15:00h	TRG - Shifter	1.5
29-APR-2016 07:00h	29-APR-2016 15:00h	TRG - Shifter	1
28-APR-2016 07:00h	28-APR-2016 15:00h	TRG - Shifter	1
17-APR-2016 15:00h	17-APR-2016 23:00h	TRG - Shifter	1.5
16-APR-2016 15:00h	16-APR-2016 23:00h	TRG - Shifter	1.5
15-APR-2016 15:00h	15-APR-2016 23:00h	TRG - Shifter	1
10-APR-2016 15:00h	10-APR-2016 23:00h	TRG - Shifter	1.5
09-APR-2016 15:00h	09-APR-2016 23:00h	TRG - Shifter	1.5
08-APR-2016 15:00h	08-APR-2016 23:00h	TRG - Shifter	1
Monthly weight sum			11.5
11-MAR-2016 15:00h	11-MAR-2016 23:00h	TRG - Shifter	1
10-MAR-2016 15:00h	10-MAR-2016 23:00h	TRG - Shifter as trainee	1
08-MAR-2016 15:00h	08-MAR-2016 23:00h	TRG - Shifter as trainee	1
07-MAR-2016 15:00h	07-MAR-2016 23:00h	TRG - Shifter as trainee	1
Monthly weight sum			4.0

Total weight sum: 31.5

Figura D.3: Planilha exibindo as datas e horários de início e término do plantão, o tipo de plantão destinado e o peso (diferentes valores são atribuídos para dias de semana ou finais de semana e madrugadas).

Apêndice E

Service Work no experimento CMS: banco de dados do calorímetro hadrônico (HCAL)

O calorímetro hadrônico (HCAL) discutido na seção 4.2.4 possui um banco de dados em que várias condições (denominadas *tags*) associadas a diferentes tipo de objetos do HCAL como *Gains*, *QIEData*, *Pedestals*, estão armazenadas. Essas *tags* passam por diversas atualizações devido a novas medidas tomadas ou inclusão de fatores que devem ser incluídos para um dado objeto do HCAL. As principais tarefas desenvolvidas pelo autor da presente tese para o serviço de banco de dados do HCAL são:

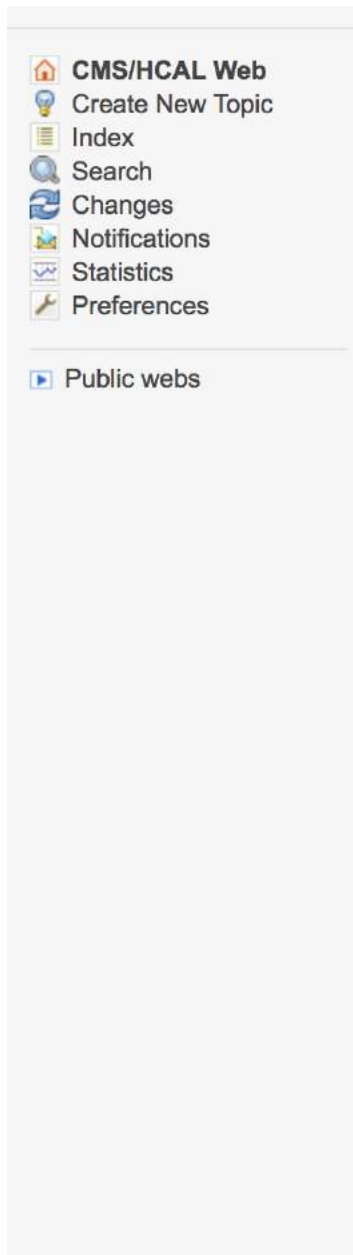
- Criação de novas *tags* dado a liberação de novas medidas ou cálculo de novos fatores para um dado objeto do HCAL que devem ser incluídos nas *Global Tags* (GT) consideradas nas tomadas de dados; GTs configuram um conjunto de *tags* de diversos subsistemas, como HCAL, ECAL, Tracker, entre outros. Por conseguinte, essas GTs são consideradas em diferentes e importantes *workflows* : *HLT*, *Express* e *Prompt*.
 - A produção e digamos, efetiva aplicação das *tags* criadas nas GTs consideradas nos *workflows* online, pode ser brevemente descrita a seguir como: os arquivos com as modificações e atualizações para uma dada condição é liberada por um

determinado grupo responsável por estudar e acompanhar as mudanças ocorridas para aquele determinado objeto do HCAL. Com os arquivos em mãos, as *tags* são criadas dentro de uma dada versão do CMSSW (coleção de *softwares* utilizado pelo experimento CMS para simulação, alinhamento e calibração, reconstrução de eventos destinados a diversas análises físicas.). Após a criação da *tag*, ela é transferida para o banco de dados do HCAL. Em geral todas as *tags* produzidas necessitam ser validadas pelo grupo de Alinhamento e Calibração (AlCa) antes de efetivamente serem aplicadas nas GTs consideradas *online*. O processo de validação considera como requisitos os seguintes itens: pedido de criação de uma nova *tag* associado ao *trigger* L1, pois a *tag* de *trigger* considera um conjunto específico de *tags*, assim, caso uma das *tags* que é atualizada e associada ao *trigger*, a *tag* de *trigger* deve também ser atualizada para dar conta dessa nova atualização; um bom *run*, ou seja, um *run* onde todos os subsistemas foram considerados e que durante toda a sua extensão nenhum erro ou problema ocorreu; resumindo, um período de tempo onde tudo relacionado a tomada de dados funcionou bem. Em posse dessas informações, um pedido é escrito e enviado ao grupo do AlCa; após análise e validação, conseqüentemente o pedido é liberado pelo grupo do AlCa e as mudanças são aplicadas de forma sincronizada com o pessoal presente na sala de controle do experimento CMS no ponto 5 (P5). Por fim, um sumário com as *tags* criadas e os respectivos *Interval of Validations* (IOVs) é escrito e postado na página do grupo do AlCa hospedado na *web page HyperNews* (*HyperNews* é uma página *online* que organiza fóruns associados a diferentes tópicos e grupos do experimento CMS).

- Após criação e efetiva aplicação das *tags*, outra tarefa de extrema importância é a respectiva documentação. A documentação é realizada através do preenchimento de páginas da colabração denominadas *twikis*. Cada objeto do HCAL possui uma *twiki* de forma a organizar e registrar todas as ações realizadas, no contexto de *tags*, para um dado objeto do HCAL.

- Grande parte das *tags* criadas necessitam ser adicionadas as respectivas GTs. Em outras palavras, se a campanha de criação de *tags* de MC é liberada, um conjunto de *tags* para diversos objetos do HCAL são criadas para a campanha considerada. O passo seguinte é adicionar todas as *tags* produzidas nas GTs de MC necessárias. Tendo adicionado as *tags* selecionadas para as GTs especificadas, o passo seguinte é o envio de um pedido para o grupo do AICa solicitando a atualização das GTs especificadas de modo a incluir as novas *tags* adicionadas. Caso os procedimentos realizados e a necessidade das atualizações estejam bem justificados, o pedido é aceito e as GTs requeridas são atualizadas.
- Uma outra importante tarefa é a criação das *tags offline* para a campanha de *re-reco*. *Re-reco* é basicamente uma nova reconstrução dos dados já reconstruídos, em que as condições mais recentes e atualizadas de diversos objetos do HCAL, por exemplo, são considerados. Nessa campanha, diversas *tags* são criadas e novos IOVs associados as mudanças incorporadas são adicionadas a nova *tag offline* criada. Uma *tag offline* contem o histórico da *tag offline* anterior e os novos IOVs adicionados (novas atualizações). Após a criação das novas *tags offline*, elas são adicionadas as respectivas e específicas GTs. A figura a seguir exibe a página principal de documentação associada a tarefa de organização e manutenção do banco de dados do HCAL. Instruções a respeito do procedimento de criação das *tags* e validação são encontrados ao longo de sua extensão bem como outras informações extremamente úteis para a execução das tarefas. É muito importante ressaltar a disponibilidade e receptividade dos membros do grupo para eventual esclarecimentos sobre determinado trabalho que deve ser executado. Os membros com quem o autor da tese teve o prazer e a gratidão em trabalhar são: doutorando Gilson Correia, Dr. Walter Aldá, Prof. Dr. Kenichi Hatakeyama, Dr. Federico de Guio, Dr. Maxim Azarkin, Dr. Salavat Abdoulline.

Na figura E.1, exibi-se a *twiki* principal de documentação utilizada no desenvolvimento das atividades relacionadas ao banco de dados do HCAL.



Hcal offline DB crew at CBPF

- Walter Aldá Jr., Fábio Lucio Alves, Gilson Correia

Contents

- ↓ [Hcal offline DB crew at CBPF](#)
- ↓ [Subscribe to the HCAL DB egroup](#)
- ↓ [Requesting right to upload to DB](#)
- ↓ [Monitoring Dropbox activities](#)
 - ↓ [Upload scripts for releases after 8X \(8X, 9X, ...\)](#)
 - ↓ [Upload scripts for releases before 8X \(7X, 6X, ...\)](#)
- ↓ [How to clear the user DB cache](#)
- ↓ [First DB instructions](#)
- ↓ [Hcal DB accounts](#)
- ↓ [Hcal offline DB instructions for 2017 \(900pre5\)](#)
 - ↓ [Geometry](#)
 - ↓ [Creating SQLite file from a text file](#)
 - ↓ [Dump the content from the SQLite file or from the DB \(prep/prod accounts\)](#)
 - ↓ [Comparing Files](#)
- ↓ [Hcal offline DB instructions for 2016 \(8X\)](#)
 - ↓ [Working with tags](#)
 - ↓ [Creating SQLite File for text file](#)
 - ↓ [Dumping](#)
 - ↓ [Comparing Files](#)
 - ↓ [Uploading to DB](#)
 - ↓ [Full example:](#)
- ↓ [Hcal offline DB instructions for 2015 \(75X\)](#)
 - ↓ [How to manually update or create new tags in offline DB](#)
 - ↓ [How to check what's in the DB using new conddb command line tools](#)
 - ↓ [How to export content from frontier to sqlite](#)
 - ↓ [How to Dump HcalConditions with CMSSW_7_3_3](#)
- ↓ [HCal offline DB instructions for the CBPF Group \(2013-2014\)](#)
 - ↓ [How to change or make new tags in the offline DB](#)
 - ↓ [Especial instructions to create a new tag from an older one](#)

Figura E.1: Screenshot da twiki principal de documentação utilizada nas atividades desenvolvidas para o service work no banco de dados do HCAL[182].