



**Universidade Estadual de Campinas
Instituto de Física Gleb Wataghin**

Thiago Victor Moreno

**Comparação entre produção de múons nos
chuveiros atmosféricos extensos observados no
Observatório Pierre Auger e nos detetores do
experimento CMS do CERN, a partir de colisões
próton-próton**

Campinas, fevereiro de 2014

**Universidade Estadual de Campinas
Instituto de Física Gleb Wataghin**

Thiago Victor Moreno

**Comparação entre produção de múons nos chuueiros
atmosféricos extensos observados no Observatório Pierre
Auger e nos detetores do experimento CMS do CERN, a
partir de colisões próton-próton**

Dissertação apresentada ao Instituto de Física Gleb Wataghin da Universidade Estadual de Campinas como parte dos requisitos exigidos para a obtenção do título de Mestre em Física.

Orientador: Prof. Dr. José Augusto Chinellato

ESTE EXEMPLAR CORRESPONDE À VERSÃO FINAL
DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO DEFENDIDA PELO
ALUNO THIAGO VICTOR MORENO, E ORIENTADA PELO
PROFESSOR DR. JOSÉ AUGUSTO CHINELLATO



Campinas, Fevereiro de 2014

Ficha catalográfica
Universidade Estadual de Campinas
Biblioteca do Instituto de Física Gleb Wataghin
Valkíria Succi Vicente - CRB 8/5398

M815c Moreno, Thiago Victor, 1988-
Comparação entre produção de múons nos chuveiros atmosféricos extensos observados no Observatório Pierre Auger e nos detetores do experimento CMS do CERN, a partir de colisões próton-próton / Thiago Victor Moreno. – Campinas, SP : [s.n.], 2014.

Orientador: José Augusto Chinellato.
Dissertação (mestrado) – Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física Gleb Wataghin.

1. Observatório Pierre Auger. 2. Múons. 3. Raios cósmicos. 4. Experimento CMS. 5. Interações próton-próton. I. Chinellato, José Augusto, 1950-. II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física Gleb Wataghin. III. Título.

Informações para Biblioteca Digital

Título em outro idioma: Comparison between muon production in extensive air showers observed at Pierre Auger Observatory and at the detectors of CMS experiment at CERN, from proton-proton collisions

Palavras-chave em inglês:

Pierre Auger Observatory

Muons

Cosmic rays

CMS experiments

Proton-proton interactions

Área de concentração: Física

Titulação: Mestre em Física

Banca examinadora:

José Augusto Chinellato [Orientador]

Luiz Martins Mundim Filho

Edmilson José Tonelli Manganote

Data de defesa: 27-02-2014

Programa de Pós-Graduação: Física



MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO DE **THIAGO VICTOR MORENO - RA 134036** APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA "GLEB WATAGHIN", DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 27/02/2014.

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. José Augusto Chinellato - Orientador do Candidato
DRCC/IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. Luiz Martins Mundim Filho – DFNAE/IF/UERJ

Prof. Dr. Edmilson José Tonelli Manganote – DRCC/IFGW/UNICAMP

Resumo

Neste trabalho o programa CORSIKA foi utilizado para gerar eventos de colisão próton-próton e chuveis atmosféricos extensos com partícula primária sendo próton ou ferro. Como modelo de interações hadrônicas usou-se o EPOS LHC, QGSJET 01c, QGSJET II-4 e SIBYLL 2,1. As colisões $p - p$ foram simuladas com energia igual a 7 TeV no referencial centro de momenta e foi estudada a distribuição de multiplicidade de hádrons carregados e a densidade em pseudorapidez. Comparando estes observáveis com dados do CMS escolheu-se os modelos que melhor reproduzissem os dados para posteriormente, simular chuveis atmosféricos extensos. Estes chuveis foram gerados com partícula primária de energia igual a 10^{19} eV no referencial do laboratório. Observou-se a densidade de múons na altitude do Detetor de Superfície do Observatório de raios cósmicos Pierre Auger. O objetivo é estudar a possibilidade de usar esta densidade para sondar modelos de interações hadrônicas e identificar a partícula primária dos eventos detetados pelo Observatório Pierre Auger.

Abstract

In this work CORSIKA program was used to generate events from proton-proton collision and extensive air showers with primary particle being proton or iron. The hadronic interaction models used was EPOS LHC, QGSJET 01c, QGSJET II-4 and SIBYLL 2,1. The $p - p$ collisions were simulated with energy equal to 7 TeV in the center of momenta reference system and the charged hadron multiplicity and the pseudorapidity density was studied. Comparing this with data collected by the CMS detector at the LHC it was chosen the best models to generate air showers. The extensive air showers were generated with primary particle energy equal to 10^{19} eV in the laboratory frame. It was observed the muon density in the altitude of the Surface Detector of the Pierre Auger Observatory. The objective is to study the possibility of using this density to probe the model and the primary particle of the events detected by the Pierre Auger Observatory.

Sumário

Resumo	vii
Abstract	ix
Agradecimentos	xvii
Lista de Figuras	xix
Lista de Tabelas	xxv
1 Introdução	1
2 Visão Geral	3
2.1 O Modelo Padrão	3
2.2 A Física Experimental de Altas Energias	6
2.2.1 Aceleradores de partículas	6
2.2.2 Experimentos de raios cósmicos	7
2.3 Variáveis cinemáticas	8
2.3.1 Momento	8
2.3.2 Quadrimomento	8
2.3.3 Variáveis de Mandelstam	9
2.3.4 Rapidez e Pseudorapidez	10
2.4 Colisões Relativísticas	10
2.4.1 Colisões próton-próton ($p - p$)	10
2.4.2 Colisões núcleo-núcleo ($N - N$)	12
2.4.3 Colisões próton-núcleo ($p - N$)	13

2.5	Processos de produção de partículas	13
2.6	Multiplicidade de Hádrons Carregados	14
2.7	CORSIKA	15
2.8	Conexão entre a física de colisores e Raios Cósmicos	16
3	O Acelerador de Partículas LHC e o Detetor CMS	17
3.1	O acelerador LHC	17
3.1.1	Complexo de Aceleradores	19
3.1.2	Luminosidade	21
3.1.3	Os Experimentos do LHC	23
3.1.3.1	ALICE (<i>A Large Ion Collider Experiment</i>)	23
3.1.3.2	ATLAS (<i>A Toroidal LHC ApparatuS</i>)	24
3.1.3.3	CMS (<i>Compact Muon Solenoid</i>)	24
3.1.3.4	LHCb (<i>The Large Hadron Collider beauty experiment</i>)	24
3.1.3.5	LHCf <i>Large Hadron Collider forward experiment</i>	25
3.1.3.6	TOTEM (<i>TOTAL Elastic and diffractive cross-section Measurement</i>)	25
3.2	O detetor CMS	25
3.2.1	Visão Geral	25
3.2.2	Magneto Supercondutor	28
3.2.3	Sistema de Trajetografia	29
3.2.4	Calorímetro Eletromagnético	31
3.2.5	Calorímetro Hadrônico	35
3.2.6	Sistema de Identificação de Múons	38
3.2.7	Detecção de Partículas	40
4	Colisões próton-próton a $\sqrt{s} = 7$ TeV	45
4.1	Seleção de eventos NSD	45
4.2	Geração de eventos	45
4.3	Amostra de dados	46
4.4	Distribuição de multiplicidade de hádrons carregados	46
4.5	Densidade em pseudorapidez	47

5	O Observatório Pierre Auger	49
5.1	Detetor de Superfície	52
5.1.1	Calibração e Monitoramento	54
5.2	Detetor de Fluorescência	54
6	Chuveiros Atmosféricos Extensos	57
6.1	Geração de Eventos	57
6.2	Densidade de Múons	58
6.2.1	Densidade a 1000 metros do núcleo do CAE	59
6.2.2	Adição de Erro Experimental	60
6.2.3	Probabilidade	63
6.3	Sinal nas Estações do SD	69
7	Conclusão	75
	Referências Bibliográficas	77
A	Parâmetros de entrada do CORSIKA	83
A.1	Colisões próton-próton	83
A.1.1	EPOS LHC	83
A.1.2	QGSJET 01c	84
A.1.3	QGSJET II-04	85
A.1.4	SIBYLL 2.1	85
A.2	Chuveiros Atmosféricos Extensos	86
A.2.1	EPOS LHC	86
A.2.2	QGSJET II-04	87

Dedico este trabalho à melhor família, meus pais Santiago e Tania e minhas irmãs Tatiana e Talita. Dedico também à minha atual namorada e futura esposa, Evellen.

Agradecimentos

Agradeço à minha família. Meus pais, Santiago e Tania, por terem me dado educação, respeito e o apoio necessário para eu chegar aqui. Às minhas irmãs, Tatiana e Talita, pela amizade e companheirismo.

Agradeço a Evellen Lima pela paciência, compreensão e carinho.

Ao professor Dr. José Augusto Chinellato pela dedicação e paciência durante a orientação deste trabalho.

Ao professor Dr. Edmilson Manganote pela revisão da dissertação e ajudas prestadas nestes anos. À professora Dra. Carola Chinellato pelas sensacionais aulas de física de partículas e ao professor Dr. Antonio Rubens Britto de Castro pelas incríveis aulas de mecânica quântica. Ao pessoal da CCJDR, Fábio e Sidney, pelo auxílio prestado na parte computacional. E gostaria também de agradecer todo o pessoal da secretária, Armando, Luciana, Miguel e Alessandra por resolver todos os problemas burocráticos que surgiram nestes dois anos.

Não poderia esquecer dos colegas da pós, Julio, Lucas, Raul, Graciely, Lisan, Vanessa, Miguel e Priscila pela companhia nas aulas, ajuda com o trabalho e discussões físicas em momentos oportunos.

Quero agradecer também à Heineken por fazer cerveja de qualidade e proporcionar alegria nos momentos difíceis.

Quero agradecer o apoio financeiro prestado pelo CNPQ, Capes e Fapesp, e por fim à Unicamp e ao IFGW pela oportunidade de desenvolver este trabalho.

Enfim, agradeço a todos que diretamente ou indiretamente contribuíram para este trabalho e para minha formação pessoal e acadêmica.

Muito Obrigado!

Lista de Figuras

2.1	As partículas elementares do Modelo Padrão. Figura retirada de [4].	4
2.2	Esquema de um Chuveiro Atmosférico Extenso e array de detetores. Figura retirada de [6].	7
2.3	Esquema de uma colisão $A + B \rightarrow C + D$	9
2.4	A estrutura do próton. Figura retirada de [13].	11
2.5	Ilustração esquemática de uma colisão relativística de íons pesados. Os núcleons participantes da colisão formam um estado de alta densidade e temperatura, enquanto os núcleons espectadores não são afetados. Figura retirada de [15].	12
2.6	Esquema de um evento de difração simples (SD) e de difração dupla (DD). Figura retirada de [13].	14
3.1	Túnel do LHC. Figura retirada de [29].	18
3.2	Complexo de aceleradores pré-LHC e LHC. Figura retirada de [30].	19
3.3	(a) Fonte de prótons e (b) fonte de íons do LHC. Figuras retiradas de [31].	20
3.4	O detetor CMS. Figura retirada de [41].	26
3.5	Sistema de referência do detetor CMS. Figura retirada de [42].	28
3.6	Esquema do sistema de trajetografia do CMS. Figura retirada de [37].	30
3.7	(a) Resolução de traços de múons com diferentes valores de momento transverso. (b) Eficiência na reconstrução de traços para múons. Gráficos retirados de [37].	31
3.8	Cristais de $PbWO_4$ com as fotomultiplicadoras conectadas. (a) Cristal do barril com a cápsula APD na face superior. Inserido no canto superior direito vê-se a cápsula com duas APDs. (b) Cristal do EE e VPT. Figura retirada de [37].	32
3.9	Esquema do Calorímetro Eletromagnético do CMS. Figura retirada de [37].	33
3.10	Aceitação do Calorímetro Eletromagnético do CMS. Figura retirada de [42].	34

3.11	Resolução em energia do ECAL em função da energia medida de elétron durante o teste com feixe. Figura retirada de [37].	34
3.12	Esquema do corte longitudinal do CMS identificando os subdetetores do HCAL. Figura retirada de [37].	35
3.13	Resolução de energia transversa dos jatos em função da energia para jatos na região dos barris ($ \eta < 1,4$), tampas ($1,4 < \eta < 3,0$) e na região frontal ($3,0 < \eta < 5,0$). Figura retirada de [37].	37
3.14	Resolução do momento transverso dos múons como função do momento transverso usando o sistema de identificação de múons apenas (preto), o sistema de trajetografia apenas (azul), e ambos (vermelho). (a) $ \eta < 0,8$ e (b) $1,2 < \eta < 2,4$. Gráficos retirados de [37].	39
3.15	Arranjo de um quarto do sistema de múons do CMS, caracterizando-se as regiões em termos de η . Figura retirada de [43].	40
3.16	Esquema das câmaras de múons no barril do CMS. Figura retirada de [37].	41
3.17	Corte do detetor CMS e trajetórias de diferentes partículas. Figura retirada de [41].	42
3.18	Reconstrução de um evento real de colisão próton-próton ocorrida em 2011. Figura retirada de [41].	43
4.1	Distribuição de multiplicidades de hádrons carregados em diferentes intervalos de pseudorapidez. Os círculos pretos correspondem aos dados medidos pelo CMS e as a linhas aos eventos gerados pelo CORSIKA com os modelos de interações hadrônicas EPOS LHC (azul), QGSJET 01c (verde), QGSJET II-4 (preto) e SIBYLL 2,1 (vermelho).	47
4.2	Densidade em pseudorapidez de hádrons carregados. Os círculos pretos correspondem aos dados medidos pelo CMS e as a linhas aos eventos gerados pelo CORSIKA com os modelos de interações hadrônicas EPOS LHC (azul), QGSJET 01c (verde), QGSJET II-4 (preto) e SIBYLL 2,1 (vermelho).	48
5.1	Esquema do complexo de detecção do Observatório Pierre Auger. Os pontos em azul representam os detetores de superfície e as linhas em cor-de-rosa representam o campo de visão dos telescópios de fluorescência, que estão localizados nos pontos nomeados pelos quadros de fundo amarelo. Figura retirada de [47].	50
5.2	Esquema ilustrativo de complementariedade dos tanques Cherenkov e telescópios de fluorescência do Observatório Pierre Auger. Figura retirada de [48].	51

5.3	(a) Tanque Cherenkov em funcionamento e (b) esquema do tanque usado pelo Observatório Pierre Auger. Figuras retiradas de [49] e [50].	53
5.4	Um dos edifícios do detetor de fluorescência do Observatório Pierre Auger. Figura retirada de [49].	55
5.5	(a) Câmera de fotomultiplicadoras e o espelho de um dos telescópios. A luz de fluorescência incide da direita para a esquerda na figura. (b) Desenho esquemático de um telescópio de fluorescência do Observatório Pierre Auger. Figuras retiradas de [49] e [51].	56
6.1	Densidade de múons em intervalos de 50 metros para chuviros gerados por proton (círculos) e ferro (triângulos) com energia igual a 10^{19} eV, primeira interação a 50 km de altitude, $\theta = 60^\circ$ e limiar dos múons em 50 MeV. Foram usados os modelos EPOS LHC (azul) e QGSJET II-4 (preto) como modelos de interações hadrônicas a altas energias.	58
6.2	Densidade de múons a 1000 metros para chuviros gerados por (a) proton e (b) ferro com energia igual a 10^{19} eV, primeira interação a 50 km de altitude, $\theta = 60^\circ$ e limiar dos múons em 50 MeV. Foram usados os modelos EPOS LHC (azul) e QGSJET II-4 (preto) como modelos de interações hadrônicas a altas energias. . . .	59
6.3	Densidade de múons a 1000 metros para chuviros gerados por próton (azul) e ferro (preto) com energia igual a 10^{19} eV, primeira interação a 50 km, $\theta = 60^\circ$ e limiar dos múons em 50 MeV. O modelo de interações hadrônicas usado é o EPOS LHC. As curvas em vermelho representam gaussianas do tipo da equação 6.2, considerando o efeito do aparato experimental. Os valores de σ encontram-se nos quadros e σ_2 é igual a (a) 0.05, (b) 0.1, (c) 0.15, (d) 0.2, (e) 0.25 e (f) $0.3 m^{-2}$	61
6.4	Densidade de múons a 1000 metros para chuviros gerados por próton (azul) e ferro (preto) com energia igual a 10^{19} eV, primeira interação a 50 km, $\theta = 60^\circ$ e limiar dos múons em 50 MeV. O modelo de interações hadrônicas usado é o QGSJET II-4. As curvas em vermelho representam gaussianas do tipo da equação 6.2, considerando o efeito do aparato experimental. Os valores de σ encontram-se nos quadros e σ_2 é igual a (a) 0.05, (b) 0.1, (c) 0.15, (d) 0.2, (e) 0.25 e (f) $0.3 m^{-2}$	62

- 6.5 ρ_μ a 1000 metros para chuueiros gerados por próton com energia do primário de 10^{19} eV, primeira interação a 50 km, $\theta = 60^\circ$ e limiar dos μ em 50 MeV. Os modelos de interações hadrônicas são EPOS LHC (azul) e QGSJET II-4 (preto). As curvas em vermelho representam gaussianas do tipo da equação 6.2, considerando o efeito do aparato experimental. Os valores de σ encontram-se nos quadros e σ_2 é igual a (a) 0.05, (b) 0.1, (c) 0.15, (d) 0.2, (e) 0.25 e (f) $0.3 m^{-2}$ 64
- 6.6 ρ_μ a 1000 metros para chuueiros gerados por ferro com energia do primário de 10^{19} eV, primeira interação a 50 km, $\theta = 60^\circ$ e limiar dos μ em 50 MeV. Os modelos de interações hadrônicas são EPOS LHC (azul) e QGSJET II-4 (preto). As curvas em vermelho representam gaussianas do tipo da equação 6.2, considerando o efeito do aparato experimental. Os valores de σ encontram-se nos quadros e σ_2 é igual a (a) 0.05, (b) 0.1, (c) 0.15, (d) 0.2, (e) 0.25 e (f) $0.3 m^{-2}$ 65
- 6.7 Probabilidade do evento ser de primário de próton (círculos em azul) ou ferro (triângulos em preto) em função da densidade de múons a 1000 metros do núcleo do chuueiro para valores de σ_2 iguais a (a) 0.05, (b) 0.1, (c) 0.15, (d) 0.2, (e) 0.25 e (f) $0.3 m^{-2}$. Os eventos possuem energia do primário igual a 10^{19} eV, primeira interação a 50 km, $\theta = 60^\circ$ e limiar dos múons em 50 MeV. O modelo de interações hadrônicas usado é o EPOS LHC. 67
- 6.8 Probabilidade do evento ser de primário de próton (círculos em azul) ou ferro (triângulos em preto) em função da densidade de múons a 1000 metros do núcleo do chuueiro para valores de σ_2 iguais a (a) 0.05, (b) 0.1, (c) 0.15, (d) 0.2, (e) 0.25 e (f) $0.3 m^{-2}$. Os eventos possuem energia do primário igual a 10^{19} eV, primeira interação a 50 km de altitude, $\theta = 60^\circ$ e limiar dos múons em 50 MeV. O modelo de interações hadrônicas usado é o QGSJETII. 68
- 6.9 Probabilidade segundo os modelos de interações hadrônicas EPOS LHC (azul) e QGSJET II-4 (preto) para eventos de primário de próton em função da densidade de múons a 1000 metros do núcleo do chuueiro para valores de σ_2 iguais a (a) 0.05, (b) 0.1, (c) 0.15, (d) 0.2, (e) 0.25 e (f) $0.3 m^{-2}$. Os eventos possuem energia do primário igual a 10^{19} eV, primeira interação a 50 km, $\theta = 60^\circ$ e limiar dos múons em 50 MeV. 70

- 6.10 Probabilidade segundo os modelos de interações hadrônicas EPOS LHC (azul) e QGSJET II-4 (preto) para eventos de primário de ferro em função da densidade de múons a 1000 metros do núcleo do chuveiro para valores de σ_2 iguais a (a) 0.05, (b) 0.1, (c) 0.15, (d) 0.2, (e) 0.25 e (f) 0.3 m^{-2} . Os eventos possuem energia do primário igual a 10^{19} eV, primeira interação a 50 km, $\theta = 60^\circ$ e limiar dos múons em 50 MeV. 71
- 6.11 Sinal dos múons nas estações do SD em intervalos de 50 metros para chuveiros gerados por proton (círculos) e ferro (triângulos) com energia igual a 10^{19} eV, primeira interação a 50 km de altitude, $\theta = 60^\circ$ e limiar dos múons em 50 MeV. Foram usados os modelos EPOS LHC (azul) e QGSJET II-4 (preto) como modelos de interações hadrônicas a altas energias. Os eventos foram reconstruídos usando o software *offline* da colaboração Auger 72

Lista de Tabelas

3.1	Propriedades dos estágios de aceleraao do complexo de aceleradores LHC para prótons.	20
3.2	Propriedades dos estágios de aceleraao do complexo de aceleradores LHC para íons de chumbo.	21
3.3	Parâmetros de operaao nominal do LHC.	23
3.4	Parâmetros de operaao do solenoide do CMS.	29
4.1	Quantidade de ocorrência de eventos <i>Non-single Diffractive</i> para um total de 100000 eventos gerados com cada um dos modelos de iteraoes hadrônicas.	46

Capítulo 1

Introdução

Quais são os menores constituintes da matéria? Como eles interagem uns com os outros? Certamente a busca da comunidade científica por estas respostas, bem como pela compreensão do Universo, possibilitou e guiou o desenvolvimento da ciência e da tecnologia disponível nos dias de hoje. É fato que o conhecimento da mecânica quântica possibilitou grande parte do desenvolvimento de produtos que a sociedade dispõe para o bem-estar e em particular, o desenvolvimento de detalhes da física de partículas levou à produção de equipamentos de diagnósticos e tratamento de grande uso na medicina. Neste cenário, a insaciedade da comunidade científica em saber cada vez mais e a ambição em obter-se uma total compreensão do Universo, levam esta comunidade a investir massivamente recursos financeiros, humanos e tempo na elaboração de teorias, experimentos cada vez mais custosos e grandes para testá-las e na análise de dados dos mesmos.

Nessa busca pelo conhecimento da física das partículas elementares que formam o Universo, há dois grandes grupos de experimentos: os experimentos de aceleradores de partículas e os experimentos de raios cósmicos. Ambos tem em comum o fato de uma partícula com grande energia cinética colide com outra e estuda-se então o resultado desta colisão. Há diferenças fundamentais nestes experimentos que serão discutidas ao longo do trabalho. Serão considerados neste trabalho dois grandes experimentos em funcionamento: o acelerador de partículas LHC e o Observatório de raios cósmicos Pierre Auger. Ambos serão descritos e discutidos nos capítulos que seguem.

É um fato conhecido no ambiente de física de partículas elementares que as conexões entre resultados de experimentos de aceleradores e de física de raios cósmicos podem trazer resultados conceituais interessantes. O primeiro desafio é escolher grandezas (ou partículas)

que são observadas nos dois ambientes e procurar uma forma de apresentá-las conjuntamente, no mesmo cenário de física. Essa última etapa pode tornar-se difícil, tendo em vista os diferentes modos de detecção, as diferentes regiões de energia cobertas e outros fatores que não serão enumerados nesta introdução.

Sendo assim, este trabalho tem como proposta fazer uma conexão entre resultados de experimentos de aceleradores e de física de raios cósmicos. A primeira etapa será simular eventos de colisões próton-próton com energia das interações igual a 7 TeV no referencial centro de momenta, energia esta igual a colisões ocorridas no LHC, utilizando diferentes modelos de interações hadrônicas. Em seguida os resultados destas simulações serão comparados com dados de colisões reais medidos pelo detetor CMS. Desta comparação, serão escolhidos os modelos que melhor reproduzirem os dados para com eles gerar chuveis atmosféricos extensos com energia da partícula primária igual a 10^{10} eV no referencial do laboratório, com partícula primária sendo próton ou ferro. Por fim será estudada a densidade de múons na altitude do Observatório Pierre Auger para uso como sonda do modelo e identificação da partícula primária. Para isto, no capítulo seguinte deste trabalho, capítulo 2, será apresentada uma visão geral de tópicos fundamentais para o entendimento do mesmo. Nele será inicialmente dada uma breve introdução ao Modelo Padrão das Partículas Elementares, que atualmente é a teoria melhor aceita e abrangente da física das partículas. Há modelos que vão além desta teoria mas não serão tratados neste trabalho. Em seguida será brevemente introduzida a física experimental de altas energias com rápidas descrições dos dois grupos de experimentos. Serão também introduzidas as variáveis cinemáticas utilizadas no trabalho, a física das colisões relativísticas, os processos de produção de partículas nestas colisões e a multiplicidade de hádrons carregados. Por fim será introduzido o software CORSIKA que é um gerador de eventos, de física de altas energias, pelo método de Monte Carlo.

No capítulo 3 serão descritos com detalhes o acelerador LHC e o detetor CMS para então, no capítulo 4, mostrar resultados de multiplicidade de hádrons carregados para colisões próton-próton a $\sqrt{s} = 7$ TeV, simuladas com o CORSIKA utilizando diferentes modelos de interações hadrônicas e medidos pelo detetor CMS. Uma breve descrição do Observatório Pierre Auger será feita no capítulo 5 e então no capítulo 6 serão apresentados os resultados da densidade de múons no solo para chuveis atmosféricos extensos simulados com o CORSIKA. A densidade de múons será usada como uma sonda para identificar os modelos de interações hadrônicas e a massa da partícula primária dos chuveis. Para finalizar, no capítulo 7 será apresentada as conclusões do trabalho.

Capítulo 2

Visão Geral

2.1 O Modelo Padrão

O século passado, século XX, presenciou uma evolução sem precedentes na ciência, principalmente no que concerne à física de partículas. Já no fim do século anterior a este, século XIX, J.J Thomson descobriu o elétron[1] e iniciou-se então a física de partículas com, inicialmente, a descoberta da composição do átomo em elétrons, prótons e nêutrons[2]. Deve-se mencionar aqui que tais descobertas contaram com a contribuição de físicos como Rutherford, Chadwick, Bohr, entre outros.

Acreditou-se então que estes seriam os menores constituintes da matéria ao invés dos átomos, no entanto, novamente viu-se que o que considerava-se elementar é na verdade composto de constituintes ainda menores, que é o caso dos prótons e nêutrons que são constituídos de quarks e glúons[3]. O elétron até o momento mostra-se elementar. De fato, os físicos sempre perguntam-se o que é elementar e testam os seus conhecimentos continuamente.

Diante da capacidade tecnológica dos dias atuais e resultados científicos até então, o *status* atual da física de partículas é que os quarks e os léptons são as partículas elementares e a teoria que descreve o seu comportamento é o chamado *Modelo Padrão das Partículas Elementares*. Estas partículas possuem spin $\frac{1}{2}$, em unidades de \hbar , e são chamadas de férmions.

O *Modelo Padrão* foi desenvolvido na segunda metade do século XX por muitos físicos. Neste modelo os elementos, ou "tijolos", são partículas pontuais e carregam spin $\frac{1}{2}$. Elas são agrupadas em três famílias e cada uma consiste de dois léptons e dois quarks, cada par formando os chamados dubletos. Para cada partícula existe a correspondente anti-partícula, que possui a mesma massa mas com números quânticos opostos. Estas partículas e suas

deve-se ao fato desta interação ser menos intensa comparada às interações eletromagnética e forte. Os "mensageiros" da força forte são os glúons, há no total oito destes mediadores, eles são todos de massa nula e sua ação tem alcance finito. De fato, a força forte tem uma atuação a distâncias muito curtas, da ordem de 10^{-15} metros. Por fim, as interações gravitacionais são intermediadas pelos grávitons que possuem, teoricamente, spin 2 porém até os dias atuais não foram observadas evidências experimentais de sua existência. Todos estes bósons e suas características, com exceção do gráviton, estão ilustrados na figura 2.1. O Modelo Padrão incorpora as interações forte, fraca e eletromagnética. A força gravitacional não é considerada.

Os léptons podem interagir por meio de forças fraca e eletromagnética (nesta segunda apenas caso possuam carga elétrica), já os quarks além das interações fraca e eletromagnética também interagem via força forte. Os quarks carregam carga de "cor"¹ o que significa que eles participam da interação forte. Existem três cargas de cor, usualmente denotadas por verde (G), vermelho (R) e azul (B)². Experimentalmente todos os estados observados na Natureza são "neutros de cor" ou "brancos", esta propriedade tem o nome de *confinamento de cor* e é um postulado na QCD³. Isto garante que os quarks não podem ser vistos livres na Natureza, mas apenas em grupos chamados *hádrons*, que são neutros de cor. Os *hádrons* observados em laboratório são classificados como *bárions* e *mésons*. Os primeiros são constituídos por três quarks (qqq) ou três anti-quarks ($\bar{q}\bar{q}\bar{q}$) e as cores destes quarks são necessariamente RGB ($R + G + B = \text{branco}$) ou $\bar{R}\bar{G}\bar{B}$, que satisfaz o confinamento de cor. Os segundos são compostos por um quark e um anti-quark ($q\bar{q}$) e as cores destes podem ser $R\bar{R}$, $G\bar{G}$ e $R\bar{R}$, pois a soma de uma cor com a respectiva anti-cor será neutra de cor.

O Modelo Padrão é uma teoria quântica de gauge[5] e possui uma lagrangeana que o descreve. Esta deve ser invariante sob transformações de gauge de diversos grupos de simetria: $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. Além do mais a conservação dos números quânticos é imposição experimental do modelo.

A Eletrodinâmica Quântica (QED)⁴ é a teoria que descreve as interações eletromagnéticas entre partículas com carga elétrica. Ela foi a primeira teoria quântica de campos desenvolvida e é considerada por muitos a melhor teoria física até o momento. É uma teoria

¹Note que "cor" neste contexto representa um número quântico e não uma propriedade visual destas partículas.

²Do inglês *Green, Red e Blue*.

³Do inglês *Quantum Chromodynamics* e em português Cromodinâmica Quântica, é a teoria que descreve as interações fortes.

⁴Do inglês *Quantum Electrodynamics*.

de gauge do grupo abeliano que significa que os mediadores, os fótons, não carregam carga elétrica e não interagem entre si.

A Teoria das interações fracas foi unificada a QED originando a teoria Eletrofraca que é uma teoria de gauge. Esta teoria inclui a dinâmica de interação de neutrinos e descreve os bósons W^\pm e Z^0 .

A Cromodinâmica Quântica (QCD) é a teoria que descreve as interações fortes. É uma teoria onde há auto-interação entre os glúons e estes carregam carga de cor. Por exemplo, enquanto nas interações eletromagnéticas as cargas elétricas das partículas envolvidas permanecem inalteradas pois o fóton não carrega carga elétrica, nas interações fortes um quark inicialmente verde pode transformar-se em um quark azul emitindo um glúon com cargas de cor verde e anti-azul, de forma a conservar a carga de cor na interação.

2.2 A Física Experimental de Altas Energias

A física experimental de altas energias é a física que procura descobrir as partículas e interações em dimensões subnucleares. Os experimentos em física de altas energias podem ser divididos em dois grandes grupos, os de aceleradores de partículas e os experimentos de raios cósmicos. A seguir uma breve explicação sobre estes experimentos será dada.

2.2.1 Aceleradores de partículas

Aceleradores de partículas são máquinas construídas pelo homem⁵ cujo objetivo é acelerar partículas carregadas, usualmente prótons, anti-prótons, elétrons, pósitrons ou íons, e fazê-los colidir para então detetar as partículas resultantes e estudar os mecanismos envolvidos nesta colisão. Há dois tipos de aceleradores: os lineares e os colisores de partículas. Os primeiros aceleram as partículas em uma trajetória linear e as colidem em um anteparo, enquanto os segundos aceleram dois feixes de partículas em trajetórias circulares, em sentidos opostos, e os fazem cruzar em algum ponto com o intuito de obter colisões entre as partículas dos feixes.

Uma grande vantagem deste tipo de experimento reside no fato de se produzirem eventos controlados onde se conhece com grande exatidão as partículas interagentes e suas energias, além de proporcionarem grande estatística de eventos.

⁵De fato há os aceleradores construídos pelo homem e os naturais. Uma estrela é um acelerador de partículas natural. No entanto, neste trabalho será tratado apenas dos aceleradores construídos pelo homem.

2.2.2 Experimentos de raios cósmicos

Os raios cósmicos são partículas⁶ vindas do espaço que atingem a Terra. Essas partículas, ao entrarem em contato com a atmosfera terrestre, colidem com algum átomo ou molécula desta e produzem partículas secundárias, que por sua vez colidirão com outras partículas da atmosfera formando mais partículas que colidirão também e assim sucessivamente. Tem-se então um efeito cascata em que há múltiplas interações de diversas partículas. O que se vê é a formação do chamado chuva atmosférico extenso, ilustrado na figura 2.2[6].

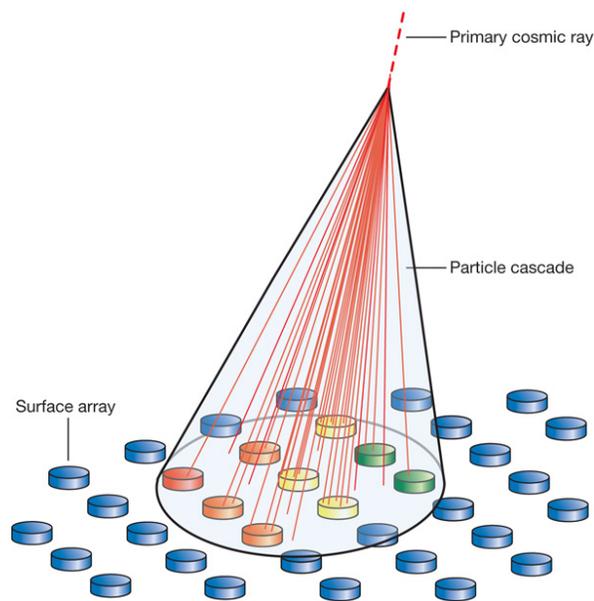


Fig. 2.2: Esquema de um Chuveiro Atmosférico Extenso e array de detetores. Figura retirada de [6]

Experimentos de raios cósmicos geralmente consistem em detectar estes chuueiros o que pode ser feito de duas formas. Uma forma seria detectar as partículas que incidem no solo, para isto usa-se um conjunto de detectores distribuídos em uma grande área, ou então detectar a fluorescência gerada pela excitação das moléculas de nitrogênio da atmosfera por elétrons e pósitrons gerados neste chuueiro, para isto usa-se telescópios de fluorescência. O Observatório Pierre Auger tem usado ambas as técnicas, a primeira fornece uma medida do perfil lateral do chuueiro, enquanto a segunda fornece uma medida do perfil longitudinal do mesmo.

Comparados com os aceleradores, a interação entre um raio cósmico e uma partícula da atmosfera pode ter energia, no referencial do centro de momenta, duas ordens de grandeza

⁶Num sentido amplo estas partículas podem ser núcleos, elétrons, fótons, prótons, ferro, etc.

maior. No entanto não há um controle destes eventos e sabe-se que o fluxo é baixo, chegando a ser de uma partícula por quilômetro quadrado por ano para partículas de maiores energias. De fato, monta-se o experimento e espera a detecção de um evento. Outra desvantagem dos experimento de raios cósmicos é a dificuldade na reconstrução destes chuveiros e determinação da energia do primário e da composição de massa, ou seja, identificação da partícula incidente.

2.3 Variáveis cinemáticas

Esta seção tem por objetivo introduzir algumas variáveis cinemáticas empregadas em física de partículas e em experimentos de física de altas energias.

2.3.1 Momento

O momento de uma partícula é expresso por $\vec{p}=(p_x, p_y, p_z)$, onde p_x , p_y e p_z são as componentes do momento nas direções x , y e z . O momento pode ser dividido em duas componentes, o momento longitudinal p_l e o momento transversal p_t que são definidos como:

$$p_l = p_z \quad (2.1)$$

$$p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (2.2)$$

Define-se também a massa transversa como:

$$m_t = \sqrt{m^2 + p_t^2} \quad (2.3)$$

2.3.2 Quadrimento

Para uma partícula com um momento \vec{p} e energia E , será definido neste trabalho o quadri-momento como

$$P = \left(\frac{E}{c}, p_x, p_y, p_z \right) \quad (2.4)$$

onde P é o quadrimomento no espaço-tempo e c é a velocidade da luz no vácuo. O quadrimomento é um quadrivetor no espaço-tempo e obedece as transformações de Lorentz.

A massa própria da partícula (m) pode ser expressa por

$$m^2 = \frac{|P|^2}{c^2} = E^2 - |\vec{p}|^2 \quad (2.5)$$

que é um invariante sob uma transformação de Lorentz.

2.3.3 Variáveis de Mandelstam

Em 1958 Staney Mandelstem introduziu as variáveis s , t e u para descrever processos de espalhamento[7].

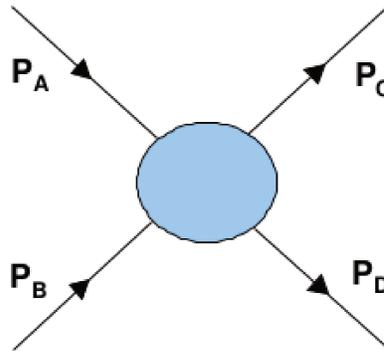


Fig. 2.3: Esquema de uma colisão $A + B \rightarrow C + D$.

Em processos onde a colisão de duas partículas resultam em outras duas, tipo $A + B \rightarrow C + D$ ilustrado em 2.3, as variáveis de Mandelstem são definidas por:

$$s = (P_a + P_b)^2 = (P_c + P_d)^2 \quad (2.6)$$

$$t = (P_a - P_c)^2 = (P_b - P_d)^2 \quad (2.7)$$

$$u = (P_a - P_d)^2 = (P_b - P_c)^2 \quad (2.8)$$

onde \sqrt{s} é usualmente conhecida como a energia no centro de massa e \sqrt{t} é conhecido como o momento transferido.

2.3.4 Rapidez e Pseudorapidez

A rapidez y é uma alternativa à velocidade em relatividade e é definida por:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_l c}{E - p_l c} \right) \quad (2.9)$$

Experimentalmente, a energia de uma partícula, não identificada, usualmente não é medida. Alternativamente, a pseudorapidez η é definida por:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p + p_l}{p - p_l} \right) = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] \quad (2.10)$$

que pode ser determinada pela medida da trajetória da partícula e pode ser usada para caracterizar o ângulo de emissão (θ), com relação à direção do feixe, da partícula. No limite relativístico, onde $|p| \gg m$, a pseudorapidez se aproxima da rapidez[8].

2.4 Colisões Relativísticas

Em colisões relativísticas a energia e o momento do sistema são sempre conservados, em outras palavras, todas as componentes do quadrimomento conservam-se. Em física de altas energias pode-se colidir qualquer partícula em qualquer outra partícula. Neste trabalho serão abordadas as colisões do tipo próton-próton, próton-núcleo(íon) e núcleo-núcleo(íon-íon).

2.4.1 Colisões próton-próton ($p - p$)

Este tipo de colisão é comumente observado e estudado em colisores de partículas. Colisões entre prótons é um dos focos do programa de operação do acelerador de partículas LHC⁷. O objetivo desse tipo de colisão é estudar os constituintes da matéria e suas interações. Recentemente, as colaborações ATLAS e CMS, ambas com detectores operando no LHC, anunciaram a descoberta do bóson de Higgs[9, 10].

De experimentos de espalhamento elétron-próton[11, 12], considera-se atualmente que prótons são objetos extensos e compostos de quarks e glúons(figura 2.4). Logo, no estudo de espalhamento próton-próton, deve-se levar em conta a estrutura desse objeto. Neste cenário de física, os constituintes do próton, quando estudados por um espalhamento do tipo *hard*,

⁷Do inglês *Large Hadron Collider* e em português Grande Colisor de Hádrons. É um acelerador de partículas que será descrito no próximo capítulo.

podem ser descritos por funções de estrutura $F(x, Q^2)$, onde x é a fração de momento do quark ou glúon em relação ao momento total do próton. A função de estrutura do próton é determinada por ajustes de dados de colisões $e - p$ e $p - \bar{p}$. Deste ponto de vista, colisões $p - p$ são na verdade interações entre dois conjuntos de quarks e glúons.

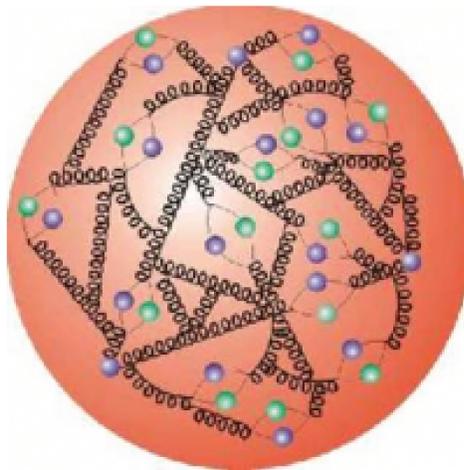


Fig. 2.4: A estrutura do próton. Figura retirada de [13].

No entanto, os constituintes espalhados devem combinar-se com outros quarks e glúons para formar um estado final neutro de cor. Porém, este processo não é bem compreendido de primeiros princípios e pode apenas ser modelado fenomenologicamente⁸. Além disso, em colisões $p - p$ a altas energias, o momento inicial dos prótons é alto o suficiente que permite a ocorrência de várias interações entre os constituintes em uma única colisão. Colisões a altas energias também envolvem interações entre quarks e glúons de baixo x ($x < 10^{-4}$) onde as incertezas na função de estrutura são grandes.

À parte de alguns modelos teóricos que descrevem as propriedades gerais das colisões, não há nenhuma forma analítica de cálculo que dê uma completa descrição das colisões $p - p$. Praticamente, a descrição da produção de partículas recaem em geradores de eventos pelo método de Monte Carlo que baseiam-se em modelos fenomenológicos. Baseado nestas razões, medidas da produção de partículas carregadas são testes importantes da física de altas energias e fornecem um bom guia na produção de modelos.

⁸Modelos fenomenológicos são modelos baseados na observação e em princípios gerais da física. Como exemplo, Maxwell sintetizou as observações experimentais do eletromagnetismo em uma linguagem matemática avançada, seguindo o caminho experimental-teórico.

2.4.2 Colisões núcleo-núcleo ($N - N$)

Colisões entre núcleos são observadas e estudadas em colidores de partículas e em raios cósmicos. O acelerador LHC dedica parte de seu tempo de operação a acelerar e colidir íons de chumbo, que é o foco principal de estudo da colaboração ALICE⁹. Os resultados de colisões $N - N$ também são de grande interesse dos estudiosos de raios cósmicos, estes resultados podem ajudar a compreender melhor a produção de partículas neste tipo de colisão e possibilita ajustar os modelos de Monte Carlo[14].

Em colisões de núcleos tem-se uma situação em que diversos núcleons (prótons e nêutrons), que são objetos compostos, interagem. Na figura 2.5 uma colisão relativística de núcleos, no referencial do laboratório, é mostrada. Cada núcleo possui a forma achatada devido à contração de Lorentz ao longo da direção de movimento.

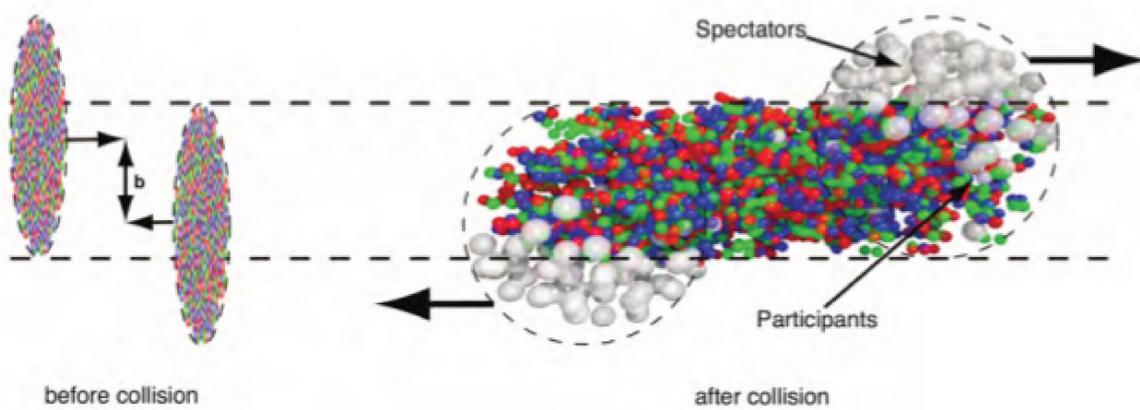


Fig. 2.5: Ilustração esquemática de uma colisão relativística de íons pesados. Os núcleons participantes da colisão formam um estado de alta densidade e temperatura, enquanto os núcleons espectadores não são afetados. Figura retirada de [15].

Os núcleons diretamente envolvidos na colisão são chamados de participantes. Eles interagem fortemente resultando num volume extremamente denso, conhecido como "*fireball*". Núcleons fora da região sobreposta entre os núcleos, e que não colidem entre si, são chamados espectadores. Eles não são afetados pela colisão exceto por interações coulombianas e eles mantêm o seu momento inicial, viajando para longe da *fireball*.

⁹Do inglês *A Large Ion Collider Experiment* é um dos experimentos do LHC e será mencionado no capítulo seguinte.

2.4.3 Colisões próton-núcleo ($p - N$)

Este tipo de colisão assimétrica é observada em colisores e também em raios cósmicos. O LHC dedica parte do seu tempo de operação para colidir próton com núcleos de chumbo. A comunidade que estuda raios cósmicos tem grande interesse nestes resultados. Assim como colisões $N - N$, estas colisões assimétricas podem ajudar a compreender a produção de partículas e ajustar os modelos de Monte Carlo. Além do mais, o confronto destes resultados, $N - N$ e $p - N$, podem ajudar no estudo da composição de massa dos raios cósmicos, ou seja, podem contribuir na identificação da partícula primária.

2.5 Processos de produção de partículas

O maior volume de partículas produzidas em colisões $p - p$ origina-se de interações do tipo *soft* que contém espalhamentos elástico e inelástico¹⁰. O espalhamento elástico envolve a troca de mésons virtuais ou fótons e, experimentalmente, devido ao pequeno momento transferido e alta energia do feixe, prótons espalhados usualmente passam por uma região muito próxima ao feixe e não são detetados.

As interações do tipo *soft* tipicamente são classificadas em processos difrativos e não difrativos. Durante o espalhamento próton-próton, o projétil interage com o alvo e pode dissociar-se difrativamente em uma coleção de partículas. Este sistema difrativo tem os mesmos números quânticos intrínsecos que o próton original. O alvo recebe um pequeno momento transferido do próton incidente e permanece inalterado, como ilustrado na figura 2.6 à esquerda. Entre o sistema difratado e o alvo há um *gap* em pseudorapidez. Este processo é chamado de difração simples (SD). Em alguns casos, ambos os prótons são transformados em sistemas difrativos, como ilustrado à direita em 2.6. Este evento é chamado de difração dupla (DD).

Em análises de dados experimentais, são consideradas amostras contendo todas as colisões inelásticas ou amostras contendo colisões do tipo *non-single-diffractive* (NSD), onde considera-se todos os eventos menos eventos de difração simples. O motivo desta escolha reside no fato de o *trigger* dos detetores serem menos sensíveis a eventos SD devido à sua topologia[16]. Nestas interações poucas partículas são detetadas na região central e apenas

¹⁰O espalhamento é elástico quando as partículas resultantes da colisão são as mesmas que colidiram apenas com energia e momento alterados. Do contrário, o espalhamento é dito inelástico.

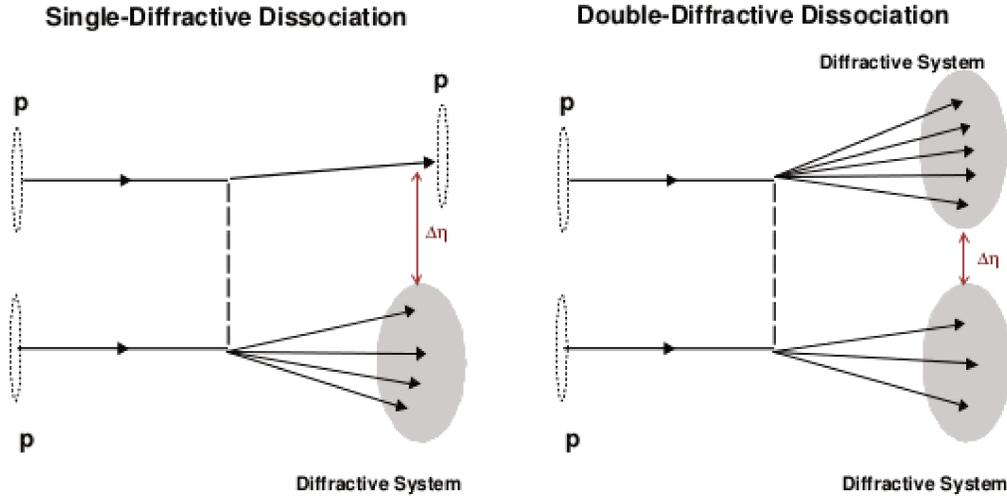


Fig. 2.6: Esquema de um evento de difração simples (SD) e de difração dupla (DD). Figura retirada de [13].

o próton incidente é encontrado em um lado do detetor, o que dificulta o *trigger* do experimento.

2.6 Multiplicidade de Hádrons Carregados

No estudo da produção de partículas em colisões relativísticas, a abundância de partículas carregadas e sua distribuição angular são os observáveis mais simples. Ao invés do ângulo θ , a rapidez é uma variável melhor para ser usada pois é uma quantidade aditiva sob uma transformação de Lorentz. Entretanto, é difícil realizar a medida da energia, ou da massa, de cada partícula carregada. Alternativamente, a pseudorapidez é usada para caracterizar o ângulo de emissão de cada partícula carregada pois ela é aproximadamente a rapidez no limite de altas energias. Tem-se então que a multiplicidade de partículas carregadas é uma propriedade básica de colisões a altas energias e tem sido estudada por vários experimentos em várias energias.

Os observáveis são a densidade de pseudorapidez, por exemplo a multiplicidade de hádrons carregados como função da pseudorapidez $dN_{ch}/d\eta \times N_{ch}$, e a distribuição de multiplicidade de partículas carregadas $P_{N_{ch}} \times N_{ch}$, normalmente em um limitado intervalo em pseudorapidez dependendo da aceitação do detetor.

2.7 CORSIKA

COsmic Ray Simulation for KAScade, ou simplifcadamente CORSIKA[17], é um programa para simulações detalhadas de chuviros atmosféricos extensos iniciados por raios cósmicos altamente energéticos. Ele foi desenvolvido para simulações para o experimento KASCADE em Karlsruhe, Alemanha.

Várias partículas, como prótons, núcleos leves até ferro e fótons, podem ser tratados como partículas primárias com energia até alguns 10^{20} eV. Estas partículas são seguidas pela atmosfera até que elas sofram interações com núcleos presentes na mesma ou, em caso de partículas instáveis, até o seu decaimento. O programa fornece o tipo de partícula, sua energia, localização e tempo de chegada para cada partícula secundária no nível de observação definido pelo usuário.

O programa é um conjunto de códigos escritos na linguagem FORTRAN, com poucas rotinas escritas em C++. Há um arquivo de configuração em linguagem Perl que seleciona os módulos a serem usados, assim como alguns parâmetros, que serão compilados dando origem a um arquivo executável. Estas configurações são todas selecionadas pelo usuário e referem-se aos modelos de interações hadrônicas a altas energias, a baixas energias, eletromagnética, etc, que serão usados, a geometria do detetor, a informações sobre múons e diversas outras opções. Sendo assim, é possível criar várias configurações do mesmo programa.

O maior problema dos programas de simulação de chuviros atmosféricos extensos é a extrapolação dos modelos de interações hadrônicas para energias elevadas e dentro de intervalos de rapidez que não são cobertos pelos dados experimentais provenientes de aceleradores, pelo menos até a construção do LHC. A direção "para frente" não era acessível pelos colisores pois as partículas seguiam próximas ao feixe e não eram detetadas. Mas justamente estas partículas são de grande importância no desenvolvimento dos chuviros, uma vez que são as partículas secundárias mais energéticas, que trazem a maior fração de energia de cada colisão na atmosfera. Uma das características do LHC é a presença de detetores frontais com o intuito de detetar partículas nesta região. Além do mais, colisores são limitados a energias muito menores que as obtidas em raios cósmicos. Portanto, é preciso confiar em extrapolações baseadas em modelos teóricos.

O software consiste basicamente de quatro partes. A primeira é de caráter geral e responsável por manipular a entrada e a saída do programa, decaimento das partículas instáveis, e

rastreamento de partículas levando em conta a energia perdida por ionização e deflexão por múltiplos espalhamentos no campo magnético terrestre. A segunda parte trata das interações hadrônicas dos núcleos e hádrons com os núcleos da atmosfera a altas energias. A terceira simula as interações hadrônicas a baixas energias e a quarta parte descreve o transporte e interação de elétrons, pósitrons e fótons. O CORSIKA contém vários modelos para as últimas três partes que são selecionados pelo usuário. Na versão 73700, que será utilizada ao longo deste trabalho, o CORSIKA dispõe dos modelos de interações hadrônicas DPMJET 2.55[18], EPOS LHC[19], NEXUS 3.97[20], QGSJET 01c[21], QGSJET II-04[22], SIBYLL 2.1[23] e VENUS 4.12[24], e dispõe dos modelos de interações a baixas energias GHEISHA 2002d[25], FLUKA[26] e URQDM 1.3cr[27].

Neste trabalho serão utilizados os modelos de interações hadrônicas EPOS LHC, QGSJET 01c, QGSJET II-04 e SIBYLL 2.1. Estes modelos são frequentemente atualizados de forma a reproduzirem os dados experimentais, ou seja, os estes dados permitem fixar parâmetros básicos dos modelos e compreender melhor a teoria e os processos básicos envolvidos. Dos quatro citados neste parágrafo, o EPOS LHC destaca-se por ser o mais recente atualizado, tendo alguns parâmetros fixados para os resultados ajustarem-se aos dados do LHC. Como modelo de interações a baixas energias será utilizado apenas o GHEISHA 2002d.

2.8 Conexão entre a física de colisores e Raios Cósmicos

Sabe-se que em experimentos de raios cósmicos tem-se energias das colisões até duas ordens de grandeza maiores que as obtidas em experimentos de aceleradores. Neste cenário, a comparação direta entre os resultados destes experimentos torna-se impraticável. Sendo assim o uso dos geradores de eventos por Monte Carlo, no caso o CORSIKA, torna-se necessário. No entanto, como dito na seção anterior, é necessário confiar em extrapolações baseadas em modelos teóricos.

Neste trabalho serão simulados eventos com energia das colisões iguais às produzidas pelo LHC, para possibilitar a comparação com os dados deste experimento. Os modelos de interações hadrônicas que apresentarem os melhores resultados nesta comparação serão utilizados para gerar eventos de raios cósmicos de energia igual a 10^{19} eV no referencial do laboratório, equivalente a mais de 10 vezes a energia das colisões do LHC.

Capítulo 3

O Acelerador de Partículas LHC e o Detetor CMS

Em experimentos de física de partículas, do tipo colisores, coexistem o uso de aceleradores e detetores. Os primeiros são responsáveis por produzir e acelerar as partículas até a energia desejada para então colidir-as em um alvo, no caso de aceleradores lineares, ou fazer um feixe cruzar com outro para obter a colisão entre duas partículas destes feixes, no caso de aceleradores circulares, que é o caso do LHC. Os detetores são máquinas compostas de materiais sensíveis à interação das partículas e tem por objetivo detetar as partículas resultantes das colisões.

3.1 O acelerador LHC

O *Large Hadron Collider* (LHC)[28] é um acelerador de partículas do CERN projetado para colidir prótons e também íons pesados, mais precisamente íons de chumbo, à energia no centro de massa por par de núcleons que crescerão continuamente até valores máximos de 14 TeV e 5.5 TeV respectivamente, e com luminosidade podendo chegar a $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ e $10^{27}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. O acelerador localiza-se na fronteira entre a França e a Suíça, tem um perímetro circular de 26,659 quilômetros e encontra-se a aproximadamente 100 metros abaixo do solo. O LHC foi construído no mesmo túnel do antigo *Large Electron Positron* (LEP). Na figura 3.1 vê-se o interior do túnel do LHC.

Composto por 1232 dipolos magnéticos que mantém a trajetória circular do feixe e 392 setores com quadrupolos magnéticos que mantém o feixe focado, todos feitos de material



Fig. 3.1: Túnel do LHC. Figura retirada de [29].

supercondutor, um dos grandes desafios do LHC foi o emprego da tecnologia de supercondutores em larga escala. Estes magnetos supercondutores operam a uma temperatura de 1,9 K, sendo assim, o desenvolvimento de um sistema de criogenia em hélio líquido foi necessário para manter os magnetos resfriados a esta temperatura. Em números, são necessários em torno de 120 toneladas de hélio líquido para o LHC operar a esta temperatura.

Os dipolos operam com uma corrente elétrica de 11,85 kA e geram um campo magnético de 0,54 T durante a injeção de prótons e um campo de intensidade 8,33 T durante a operação em regime nominal, para manter o feixe de partículas na trajetória de aproximadamente 27 quilômetros do acelerador LHC. Cavidades de radio frequência (RF) são responsáveis por acelerar as partículas a uma taxa de 0,5 MeV/volta.

Os prótons (ou núcleos de chumbo) são agrupados em pacotes cilíndricos com raio de 16,6 (15,9) μm e comprimento de 7,95 (7,94) cm com espaçamento entre pacotes de 25 (100) ns na operação nominal em que o acelerador foi projetado. A quantidade de partículas em cada pacote é de $1,15 \times 10^{11}$ para prótons e 7×10^7 para íons de chumbo quando o LHC operar com luminosidade máxima. A quantidade máxima de pacotes contida no interior do anel do LHC é 2808 (592) para o regime de operação nominal em colisões próton-próton ($Pb - Pb$).

3.1.1 Complexo de Aceleradores

O complexo de aceleradores do qual o LHC faz parte é composto por diversos aceleradores dos tipos lineares e circulares. Há diferenças nos estágios iniciais de aceleração dependendo se a partícula acelerada é próton ou íon de chumbo. A seguir será dada uma breve descrição destes estágios de aceleração. A figura 3.2 mostra um esquema desse complexo de aceleradores.

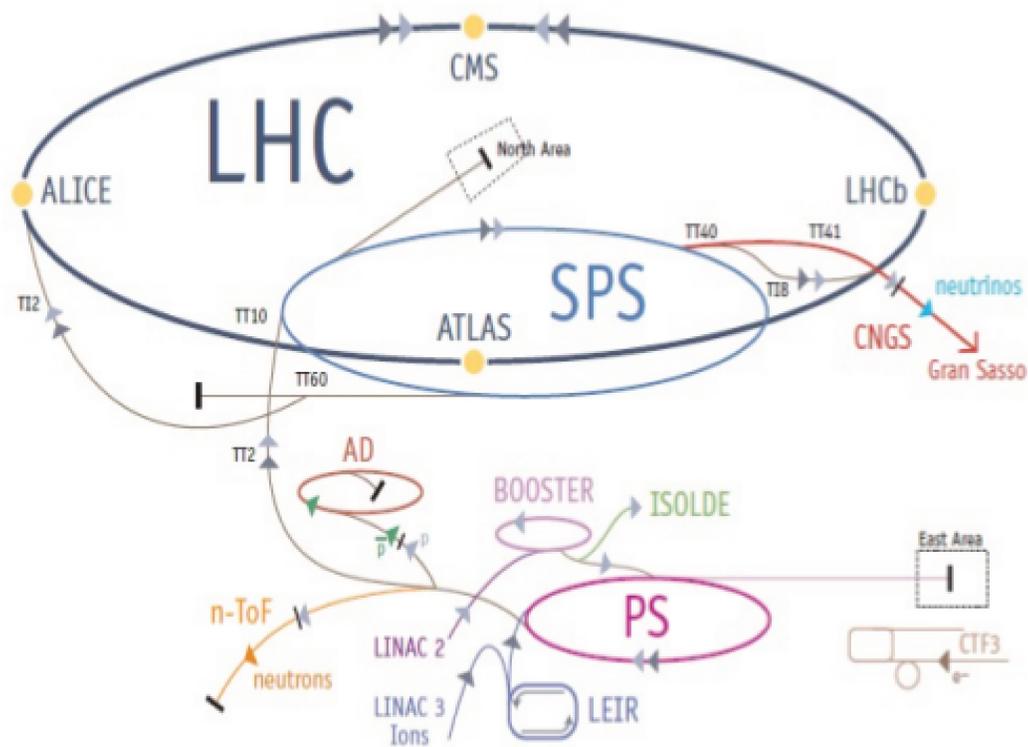


Fig. 3.2: Complexo de aceleradores pré-LHC e LHC. Figura retirada de [30].

Para acelerar prótons, o primeiro estágio é a fonte de prótons do LHC denominada *Duo-plasmatron* (figura 3.3a) no qual um intenso campo elétrico é aplicado para separar os elétrons do gás hidrogênio. Há um sistema de lentes magnéticas que confina os prótons resultantes formando um estado plasmático que em seguida é ejetado por um ânodo com energia cinética de aproximadamente 90 KeV.

Em seguida os prótons são acelerados à energia de 750 KeV por uma cavidade de radiofrequência chamada RFQ e então são ejetados no LINAC 2 (*LI*Near *AC*celerator), onde adquirem a energia de 50 MeV. Após este estágio os prótons são ejetados no PSB (*Pro*

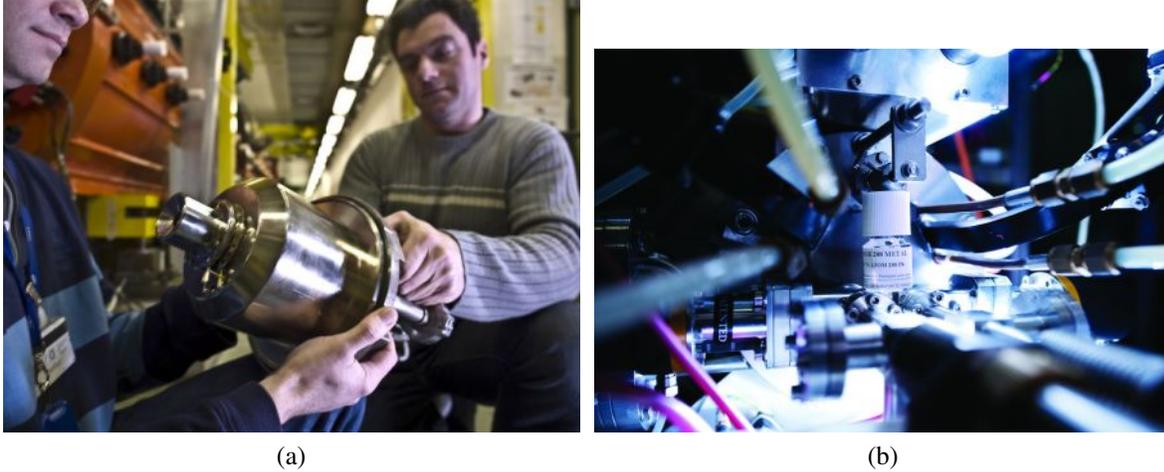


Fig. 3.3: (a) Fonte de prótons e (b) fonte de íons do LHC. Figuras retiradas de [31].

ton Synchrotron Booster) e são acelerados até obterem a energia de 1,4 GeV. Atingida esta energia, os prótons são lançados no PS (*Proton Synchrotron*) onde são formados os pacotes separados por 25^1 ns e atingem a energia de 25 GeV. Por fim as partículas deslocam-se para o SPS (*Super Proton Synchrotron*) que acelera-as até a energia de 450 GeV[32]. Finalmente os prótons são injetados no LHC em sentidos opostos e precisam circular por volta de 10 horas até adquirirem a energia de 7 TeV em cada um dos feixes. Um resumo destes estágios encontra-se na tabela 3.1.

Estágio de Aceleração	Energia	Tamanho
<i>Duoplasmatron</i>	92 KeV	$\simeq 40$ cm
RFQ	750 KeV	$\simeq 1$ m
LINAC2	50 MeV	$\simeq 30$ m
PSB	1,4 GeV	157 m
PS	25 GeV	628 m
SPS	450 GeV	$\simeq 7$ km
LHC	7 TeV	$\simeq 27$ km

Tab. 3.1: Propriedades dos estágios de aceleração do complexo de aceleradores LHC para prótons.

Para acelerar íons de chumbo, aquece-se uma amostra extremamente pura deste mate-

¹Na verdade até o momento o LHC produziu feixes com pacotes separados por 50 ns. Feixes com pacotes separados por 25 ns serão produzidos a partir de 2015.

rial a 500°C para evaporar uma pequena parte do número de átomos da amostra. O vapor de chumbo é ionizado por uma corrente elétrica, que remove parte de seus elétrons. Todo este processo é realizado na fonte de íons chamada ECR (*Electron Cyclotron Resonance ion source*), que pode ser vista na figura 3.3b. Vários estados de carga elétrica são produzidos com um máximo em torno de Pb^{29+} . Estes íons são selecionados e o ECR injeta-os com energia aproximada de 2,5 KeV/u (energia por núcleon) numa outra cavidade da radiofrequência também chamada RFQ, que acelera-os até 250 KeV/u. A RFQ injeta-os no LINAC3, onde eles serão acelerados até 4,2 MeV/u. Com esta energia, estes são jogados em uma folha de carbono que retira mais elétrons e eleva a carga a 54+. Os íons são então acumulados para formar o feixe e são acelerados a 72 MeV/u no LEIR (*Low Energy Ion Ring*). Estes três primeiros estágios são exclusivos para íons. Após saírem do LIER, estes são injetados no PS e seguem o mesmo caminho que os prótons. No PS o feixe é acelerado a 5,9 GeV/u e enviado ao SPS após passar por uma segunda folha de carbono que aumenta a carga para 82+ retirando os elétrons restantes. O SPS acelera o feixe para 177 GeV/u e então injeta-o no LHC, que irá acelera-lo até 2,76 TeV/u[33]. Um resumo destes estágios encontra-se na tabela 3.2.

Estágio de Aceleração	Energia por núcleon	Tamanho
ECR	2.5 KeV/u	$\simeq 18$ cm
RFQ	250 KeV/u	$\simeq 2,7$ m
LINAC3	4,2 MeV/u	$\simeq 8$ m
LEIR	72 MeV/u	$\simeq 78$ m
PS	5,9 GeV/u	628 m
SPS	177 GeV/u	$\simeq 7$ km
LHC	2.76 TeV/u	$\simeq 27$ km

Tab. 3.2: Propriedades dos estágios de aceleração do complexo de aceleradores LHC para íons de chumbo.

3.1.2 Luminosidade

Para colisores de partículas, os parâmetros de performance mais importantes são a energia do feixe e a luminosidade. Este último descreve a habilidade do colisor de produzir um requerido número de interações ou eventos úteis. A luminosidade instantânea é definida

como o fator de proporção entre a taxa de eventos, medida pelos experimentos, e a seção de choque do evento observado. Sendo assim, a relação entre o número de eventos de um dado processo e a luminosidade do experimento é dada por:

$$\frac{dN_{processo}}{dt} = \mathcal{L}\sigma_{processo} \quad (3.1)$$

onde \mathcal{L} é a luminosidade instantânea, $N_{processo}$ o número de eventos medido pelo experimento de um dado processo, $\sigma_{processo}$ a seção de choque deste processo e t é o tempo. Um absoluto conhecimento da luminosidade permite que os experimentos façam medidas precisas das seções de choque.

Diferentemente de colisores de elétron-pósitron, processo do qual a seção de choque pode ser calculada com precisão por um espalhamento *Bhabha*, não há nenhum processo cuja seção de choque é bem conhecida e possa ser usada para fazer medida e controle da luminosidade. No entanto a luminosidade pode ser expressa em função de parâmetros do feixe, ou seja, da máquina LHC. Desta forma, a luminosidade é dada por:

$$\mathcal{L} = \frac{N_p^2 k_b f_{rev} \gamma}{4\pi \epsilon_n \beta^*} F \quad (3.2)$$

onde N_p é o número de partículas por pacote, k_b o número de pacotes por feixe, f_{rev} a frequência de revolução, γ o fator de Lorentz, ϵ_n a emitância transversa do feixe, β^* a função beta no ponto de interação e F é o fator de redução devido ao ângulo entre os feixes no cruzamento. Para ângulos de cruzamento diferentes de zero, o fator F é definido por:

$$F = \left(1 + \left(\frac{\theta_c \sigma_z}{2\sigma^*} \right)^2 \right)^{-1/2} \quad (3.3)$$

com θ_c sendo o ângulo de cruzamento, σ_z o desvio padrão do tamanho do pacote na direção z e σ^* o desvio padrão do tamanho do pacote na direção transversal. Por fim, a luminosidade integrada L é relacionada ao total de \mathcal{L} em um intervalo de tempo t por:

$$L = \int \mathcal{L} dt = \frac{N_{processo}}{\sigma_{processo}} \quad (3.4)$$

Uma compilação dos parâmetros do feixe em operação nominal para colisões $p-p$ e $Pb-Pb$ encontra-se na tabela 3.3. Um trabalho detalhado sobre a determinação da Luminosidade no LHC encontra-se na referência [34].

Parâmetro	Símbolo	Valor $p - p$	Valor $Pb - Pb$	Unidade
Energia máxima total	E	14	1150	TeV
Energia máxima por núcleon	E_N	7	2,76	TeV/u
Campo do Dipolo	B	8,33	8,33	T
Luminosidade Instantânea	\mathcal{L}	10^{34}	10^{27}	$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Separação dos Pacotes	-	25^2	100	ns
Nº de Pacotes por feixe	k_b	2808	592	
Nº de Partículas/íons por pacote	N_p	$1,15 \times 10^{11}$	7×10^7	
Nº de Colisões por cruzamento	n_c	20	-	
RMS longitudinal do pacote	σ_z	7,95	7,94	cm
RMS transversal do pacote	σ^*	16,7	15,9	μm
Fator de Lorentz	γ	7460	2963,5	
Ângulo de cruzamento	θ_c	285	-	μrad
Frequência de cruzamento	f	40^2	-	MHz
Frequência de revolução	f_{rev}	14,2	-	KHz

Tab. 3.3: Parâmetros de operação nominal do LHC.

3.1.3 Os Experimentos do LHC

Ao longo do anel do LHC existem oito cavernas cujo propósito é abrigar os experimentos e equipamento de controle do feixe. Em quatro delas, pontos 1, 2, 5 e 8, há experimentos operando sendo um total de seis: ALICE[35], ATLAS[36], CMS[37], LHCb[38], LHCf[39] e TOTEM[40]. Nos pontos 3 e 7 há colimadores para manter o feixe limpo, no ponto 4 há dois sistemas de RF, um para cada feixe, responsáveis por acelerar as partículas, e por fim no ponto 6 há um sistema de aborto do feixe. Adiante uma breve descrição de cada experimento será apresentada.

3.1.3.1 ALICE (A Large Ion Collider Experiment)

O experimento ALICE encontra-se no ponto 2 e é dedicado a investigar colisões entre núcleos de chumbo à energia no centro de massa igual a 2,76 TeV por núcleon. Ele é pro-

²Serão produzidos feixes com separação de pacotes de 25 ns e frequência de cruzamento de 40 MHz a partir de 2015. Até o momento o LHC operou com feixes com separação de pacotes de 50 ns e frequência de cruzamento de 20 MHz para colisões $p - p$.

jetado para estudar a física de partículas em condições de extrema densidade de partículas e energia. A alta densidade de partículas em colisões de íons pesados requer extrema resistência à radiação por parte dos componentes do detetor, principalmente os próximos do ponto de interação, e um adequado sistema de reconstrução de traços para milhares de partículas em um único evento.

3.1.3.2 ATLAS (*A Toroidal LHC ApparatuS*)

Localizado no ponto 1, o detetor ATLAS é o maior dos experimentos do LHC e mais volumoso detetor de colisões já construído. Este experimento é um detetor de propósitos gerais designado a cobrir a mais larga faixa de física do LHC, desde a busca pelo bóson de Higgs à física além do modelo padrão, como por exemplo novas partículas pesadas postuladas por extensões supersimétricas (SUSY) do modelo padrão e evidências de dimensões extras. O ATLAS estuda colisões $p - p$, $p - Pb$ e $Pb - Pb$. O seu enorme sistema magnético permite obter boa resolução na detecção de partículas com alto momento transversal.

3.1.3.3 CMS (*Compact Muon Solenoid*)

O detetor CMS situa-se no ponto 5 e, assim como o ATLAS, é um experimento de propósitos gerais que possui as mesmas metas, mas diferentes soluções tecnológicas e geometria. O CMS é um detetor compacto, tem tamanho menor que o ATLAS mas maior massa, é a máquina mais pesada já construída para detetar colisões de partículas. Foi construído no entorno de um grande solenoide supercondutor. Tem a forma cilíndrica, é simétrico e possui poucas regiões não ativas de detecção, já que é compacto. Mais detalhes serão apresentados na próxima seção.

3.1.3.4 LHCb (*The Large Hadron Collider beauty experiment*)

O LHCb é especializado no estudo da assimetria entre matéria e anti-matéria presente nas interações de partículas contendo o quark b (*bottom*). O foco central encontra-se em obter a melhor resolução possível na identificação de vértices secundários ao longo do feixe que são assinaturas típicas do decaimento do quark b . O detetor LHCb situa-se no ponto 8.

3.1.3.5 LHCf *Large Hadron Collider forward experiment*

O experimento LHCf é um experimento pequeno comparado aos anteriores e localiza-se próximo ao ATLAS, no ponto 1, mais precisamente a 140 metros do ponto de interação do ATLAS. Este detetor é destinado a medir partículas criadas na direção "para frente", na região próxima ao feixe, em colisões próton-próton.

3.1.3.6 TOTEM (*TOTAL Elastic and diffractive cross-section Measurement*)

Dividindo a mesma caverna que o CMS, o detetor TOTEM tem por objetivo medir a seção de choque total, espalhamento elástico e processos difrativos em colisões próton-próton. Para realizar esta tarefa o detetor deve ser capaz de detetar partículas espalhadas muito próximas ao feixe do LHC. Para isto o TOTEM utiliza detetores localizados em câmaras de vácuo especiais chamadas "Roman pots", que são conectadas aos tubos do feixe do LHC. Oito destes Roman pots estão localizados próximo ao ponto de interação do detetor CMS na região frontal.

3.2 O detetor CMS

3.2.1 Visão Geral

O detetor *Compact Muon Solenoid* (CMS)[37, 41] é um experimento de propósitos gerais em operação no acelerador LHC, ou seja, é um detetor projetado para observar uma grande quantidade de partículas e fenômenos produzidos nas colisões a altas energias providenciadas por este acelerador. Como uma cebola cilíndrica, diferentes camadas de detetores medem diferentes partículas, e usa-se esses dados para reconstruir uma "imagem" da física no ponto da colisão. Na figura 3.4 tem-se um esquema do CMS onde é possível ver as camadas de detecção e os subsistemas do detetor.

Localizado no CERN a aproximadamente 8,5 km do sítio de Meyrin em Genebra na Suíça e perto da aldeia de Cessy na França, o CMS está instalado no chamado ponto 5 a 100 metros abaixo da superfície. Sua massa é de aproximadamente 14000 toneladas, possui em torno de 28,7 metros de comprimento e 15 metros de altura. Nesse experimento prótons e íons de chumbo irão colidir a energias no centro de massa iguais a 14 TeV e 5.5 TeV por pares de núcleons e com luminosidade de 10^{34} e $10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ respectivamente.

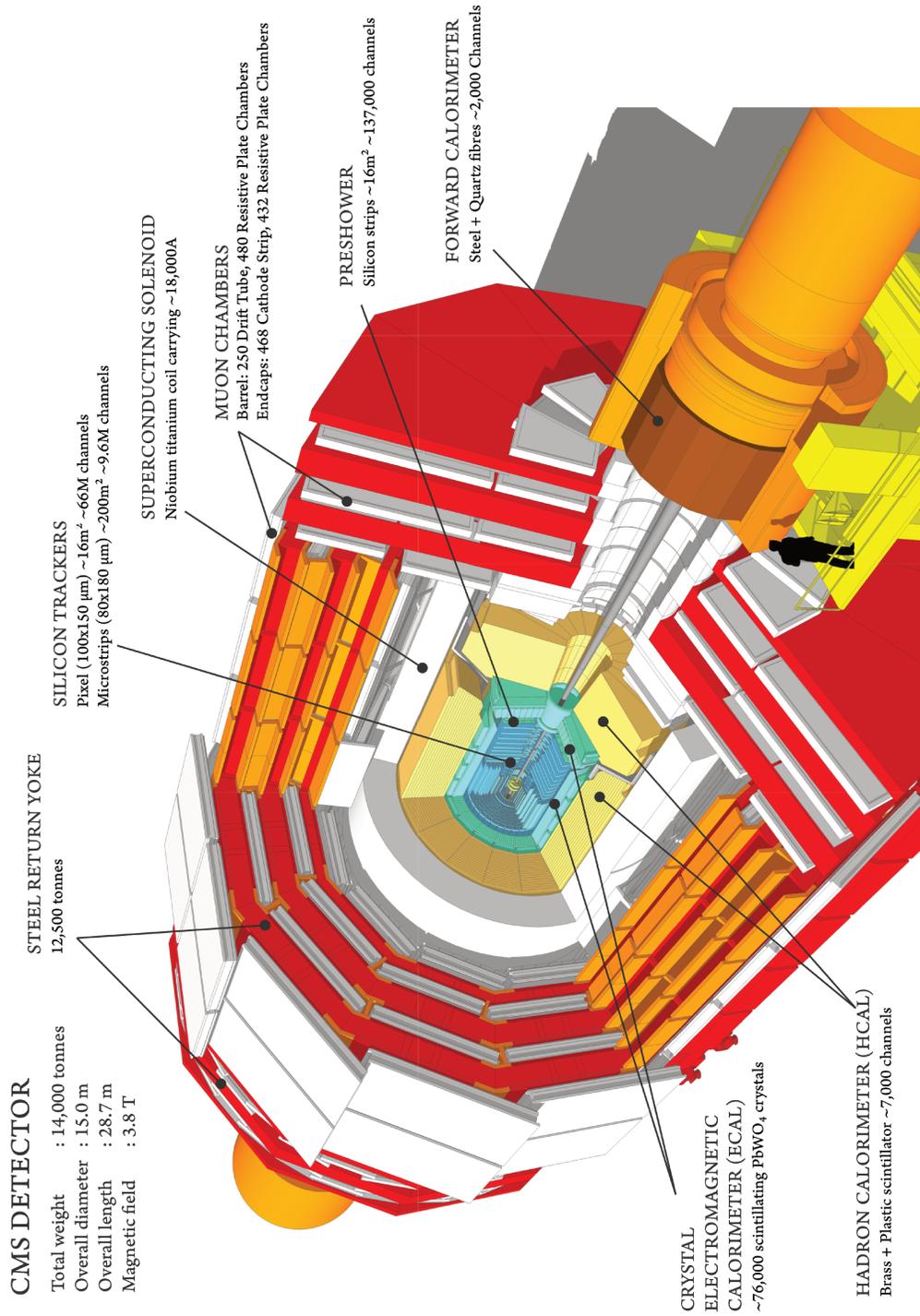


Fig. 3.4: O detetor CMS. Figura retirada de [41].

Estima-se que a seção de choque total para colisões próton-próton a \sqrt{s} igual a 14 TeV seja da ordem de 100 mb. Na luminosidade nominal de operação, espera-se uma taxa de eventos da ordem de 10^9 colisões inelásticas por segundo. Isto implica em diversos desafios experimentais: a seleção de eventos (*trigger*) deve reduzir esta enorme taxa a algo em torno de 100 eventos por segundo para armazenamento e análise posterior; o curto intervalo de tempo entre cada cruzamento de pacotes, 25 ns, implica que o sistema de leitura e de *trigger* tenham resposta rápida. Detetores de alta granularidade e boa resolução temporal são necessários para operar em ambiente altamente denso. Isto requer um grande número de canais com muito boa sincronização. Além do mais, o grande fluxo de partículas provenientes da região de interação cria um ambiente de altos níveis de radiação, logo, os detetores e a eletrônica empregada devem ser resistentes à mesma.

Para estudar a física proveniente das colisões proporcionadas pelo LHC, os requisitos que o CMS deve ter são:

- Boa resolução na identificação de múons, seu momento e carga, e também boa resolução da massa de dimúons ($\approx 1 \text{ GeV}/c^2$ para um espectro de até $100 \text{ GeV}/c^2$);
- Boa resolução na medida do momento de partículas carregadas e na reconstrução de traços;
- Boa resolução da massa de difótons e di-elétrons ($\approx 1 \text{ GeV}/c^2$ para um espectro de até $100 \text{ GeV}/c^2$), rejeição de π^0 , grande cobertura geométrica e eficiência no isolamento de fótons e elétrons em ambiente de alta luminosidade;
- Boa resolução na media de energia transversa e massa de di-jatos, que implica na necessidade de um calorímetro hadrônico com geometria hermética, para cobrir toda a colisão e evitar que partículas escapem.

Para cumprir todas estas especificações, o CMS tem como principal característica um intenso campo magnético solenoidal. Quanto maior for o momento de uma partícula carregada, menos ela é defletida pelo campo magnético, portanto, conhecendo esta trajetória pode-se medir o momento. Um campo intenso permite realizar medidas precisas desta grandeza, até das partículas de maior valor do momento. Outras características importantes são: a existência de um sistema de trajetografia interno a base de silício e um calorímetro eletromagnético a base de cristais cintiladores.

Uma visão global do CMS pode ser vista na figura 3.4. No núcleo do detetor situa-se um solenoide supercondutor. Internamente ao solenoide tem-se o sistema de trajetografia e os calorímetros eletromagnético e hadrônico. Externamente tem-se os detetores de múons. Uma descrição mais detalhada sobre cada um destes subdetetores será dada nas subseções que seguem.

O sistema de coordenadas do CMS possui origem no ponto de interação (PI). O eixo-z e o eixo-x, constituem o plano do horizonte, coplanar à crosta terrestre. O eixo-z aponta no sentido oeste, tangenciando o feixe. Esse eixo é paralelo ao campo magnético resultante no PI. Em contrapartida, o eixo-x aponta para o centro do LHC (Sul). O eixo-y é o eixo vertical, ou seja é o eixo da normal. As coordenadas angulares, azimutal (ϕ) e polar (θ), são definidas de modo que ϕ igual a zero corresponde ao eixo-x e ϕ igual a $\pi/2$ ao eixo-y. O ângulo polar é reescrito na variável pseudorapidez (η) definida pela equação 2.10. A figura 3.5 ilustra este sistema de referência.

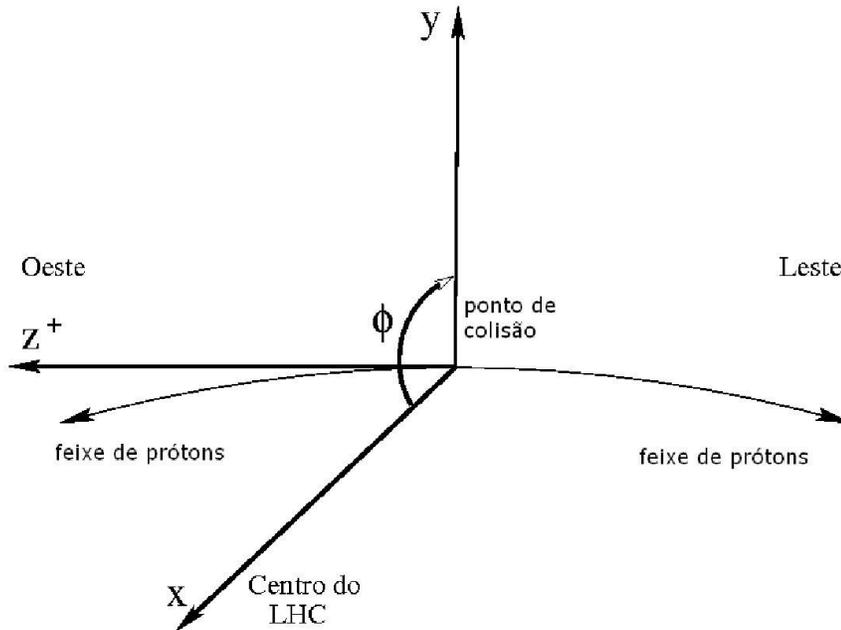


Fig. 3.5: Sistema de referência do detetor CMS. Figura retirada de [42].

3.2.2 Magneto Supercondutor

Para gerar um campo magnético de intensidade 3,8 T, o CMS dispõe de um solenoide supercondutor de 6 metros de diâmetro e 12,5 metros de comprimento capaz de armazenar

uma energia de 2,6 GJ ao operar com máxima corrente elétrica. O fluxo magnético retorna por um cabeçote de ferro de massa igual a aproximadamente 12500 toneladas. Um dos grande avanços tecnológicos para a construção do solenoide foi o uso de um alumínio com alto grau de pureza e estabilidade. O solenoide adquire características supercondutoras a temperaturas extremamente baixas, sendo assim, o CMS dispõe de um sistema de criogenia que resfria o solenoide até uma temperatura aproximada de 4 K usando hélio no estado líquido. Na tabela 3.4 encontra-se resumidamente os parâmetros de operação do solenoide supercondutor do CMS.

Parâmetro	Valor	Unidade
Intensidade do campo magnético	4	T
Diâmetro interno	6,3	m
Comprimento	12,5	m
Número de voltas	2168	
Corrente elétrica	19,14	kA
Energia armazenada	2,6	GJ

Tab. 3.4: Parâmetros de operação do solenoide do CMS.

Devido à existência deste intenso campo, gerado por este solenoide, o CMS dispõe de uma rápida resposta instrumental requerida para a identificação de múons e boa resolução na medida do momento das partículas na região central.

3.2.3 Sistema de Trajetografia

O sistema de trajetografia é o subdetetor mais interno do CMS. Projetado para realizar uma medida precisa e eficiente de trajetórias das partículas carregadas emanadas das interações, este sistema circunda o ponto de interação, localiza-se próximo ao feixe e possui formato cilíndrico de dimensões iguais a 5,8 metros de comprimento e 2,5 metros de diâmetro. Certamente é o sistema que recebe o maior fluxo de radiação e, portanto, seus componentes devem ser resistente à mesma. O solenoide supercondutor do CMS fornece um campo magnético homogêneo de intensidade 3,8 T sobre todo o volume deste detetor. Logo, a reconstrução de traços, associado ao campo, permite determinar com precisão o momento das partículas. Além do mais, a interseção dos traços reconstruídos permite a reconstrução de

vértices com boa eficiência. O sistema de trajetografia opera a uma temperatura em torno de -20°C .

Na figura 3.6 tem-se um esquema do sistema de trajetografia e suas subdivisões. Na parte mais interna tem-se o detetor de *pixel*. Este subsistema tem formato cilíndrico e é composto por células de dimensão de $100 \times 150 \mu\text{m}^2$, distribuídas em três camadas com raios iguais a 4,4 cm, 7,3 cm e 10,2 cm respectivamente. O uso deste tipo de detetor nesta região é necessário para garantir uma boa ocupação haja visto que, devido à proximidade do ponto de interação, esta região recebe o maior fluxo de partículas. Circundando o sistema de *pixel* e cobrindo a região radial entre 20 e 55 cm, tem-se o *Tracker Inner Barrel* (TIB). Como o fluxo de partículas nesta região é ordens de grandeza menor, são usados detetores de microtiras de silício de dimensão $10 \text{ cm} \times 80 \mu\text{m}$ dispostas em quatro camadas. Cada uma das células das microtiras possui aproximadamente $300 \mu\text{m}$ de espessura e são fixadas em estruturas de fibra de carbono. Complementando o TIB, tem-se o *Tracker Inner Disk* (TID), que é composto por microtiras de silício de mesma dimensão que o anterior e estão dispostas em três discos de cada lado. Na parte mais externa, para $r > 55 \text{ cm}$, tem-se o *Tracker Outer Barrel* (TOB) composto também por microtiras de silício, porém com dimensão de $25 \text{ cm} \times 180 \mu\text{m}$, dispostas em seis camadas. No TOB os módulos de detetores de silício possuem $500 \mu\text{m}$ de espessura.

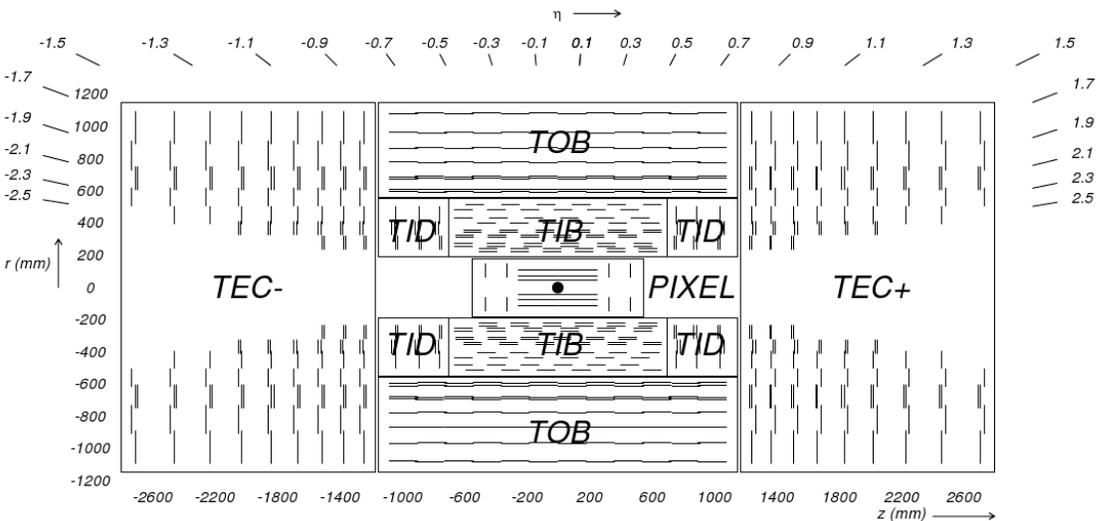


Fig. 3.6: Esquema do sistema de trajetografia do CMS. Figura retirada de [37].

Os subdetetores até aqui mencionados compreendem uma região em z entre $\pm 118 \text{ cm}$. Além desta região, tem-se as *Tracker EndCaps* (TEC) que cobre a região $124 \text{ cm} < |z| < 282$

cm e $22,5 \text{ cm} < r < 113,5 \text{ cm}$. As TEC são compostas por nove discos e cada disco contém sete anéis de detectores de microtiras de silício com espessuras de 320 e 500 μm . O sistema de trajetografia tem aceitação em pseudorapidez de $|\eta| < 2,4$. Sua estrutura é feita em fibra de carbono e o sistema todo é composto por 66 milhões de *pixels* e 9,6 milhões de células de microtiras de silício.

Essa grande granularidade deste subdetetor permite a medida de múons, hádrons e elétrons isolados com ótima resolução do momento e com eficiência maior que 98% na região de aceitação do sistema de trajetografia $|\eta| < 2,5$. No gráfico da figura 3.7 tem-se à esquerda a eficiência na reconstrução de traços para múons e à direita a resolução dos traços de múons para diferentes valores de p_t .

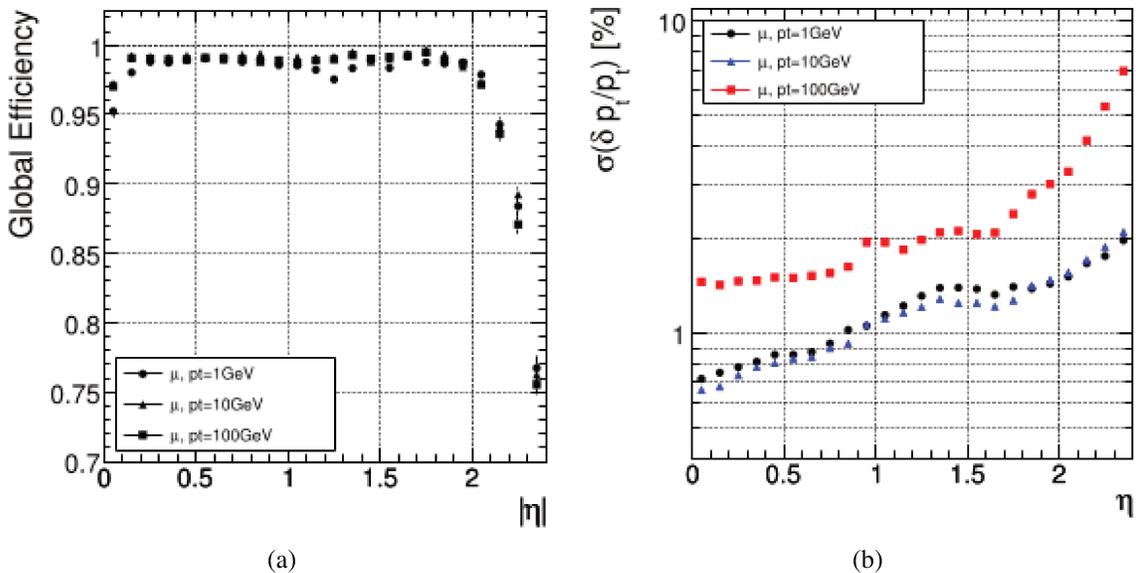


Fig. 3.7: (a) Resolução de traços de múons com diferentes valores de momento transverso. (b) Eficiência na reconstrução de traços para múons. Gráficos retirados de [37].

3.2.4 Calorímetro Eletromagnético

O Calorímetro Eletromagnético (ECAL) é um calorímetro hermético de formato cilíndrico, composto basicamente de cristais de tungstato de chumbo (PbWO_4). Trata-se de um material de alta densidade ($\rho = 8,23 \text{ g/cm}^3$), curto comprimento de radiação³ ($X_0 = 0,89 \text{ cm}$)

³O comprimento de radiação (X_0) de um material é uma medida da distância média (em cm) necessária para reduzir a energia de um elétron a aproximadamente 36,8 % do seu valor inicial.

e pequeno raio de Molière⁴ (2,2 cm). Tais características possibilitam uma grande probabilidade de absorção dos chuveiros eletromagnéticos com pequena quantidade do material e, portanto, tem-se um calorímetro com boa granularidade e compacto. A detecção das partículas eletromagnéticas⁵ ocorre por um processo de cintilação, onde o comprimento de onda da luz emitida tem um máximo em torno de 420-430 nm. O tempo de resposta à radiação destes cristais é da mesma ordem de magnitude do espaçamento entre os pacotes de partículas do LHC, em torno de 80% da luz é emitida em um intervalo de tempo de 25 ns. No entanto, este processo de cintilação produz pouca luz, em torno de 30 fótons/MeV, implicando na necessidade do uso de fotodetetores de ganho alto e que operam com campo magnético externo elevado. Os fotodetetores usados são os fotodiodos de avalanche (APD) e fototriodos a vácuo (VPT). Na figura 3.8 tem-se fotos dos cristais acoplados aos APDs e VPTs.

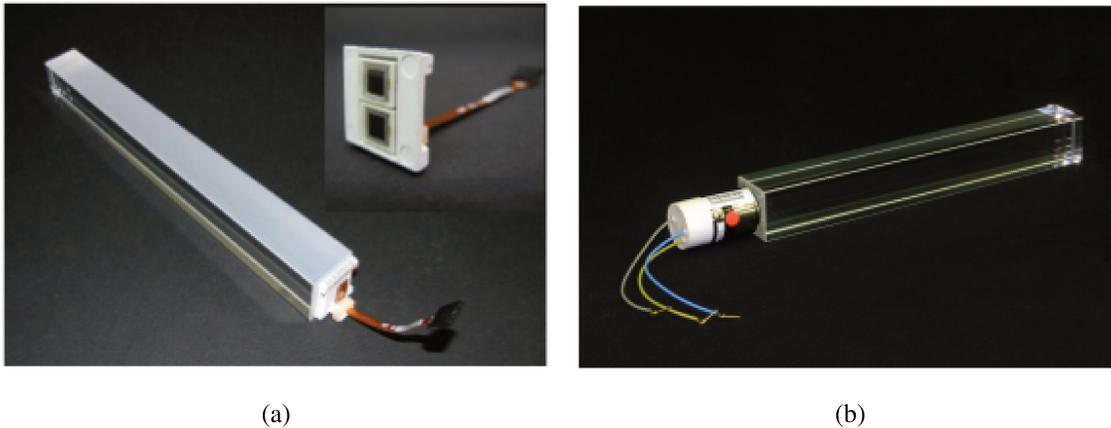


Fig. 3.8: Cristais de PbWO_4 com as fotomultiplicadoras conectadas. (a) Cristal do barril com a cápsula APD na face superior. Inserido no canto superior direito vê-se a cápsula com duas APDs. (b) Cristal do EE e VPT. Figura retirada de [37].

A figura 3.9 traz um esquema da montagem do ECAL. Este calorímetro tem formato cilíndrico e circunda o sistema de trajetografia. O barril central (EB) é composto por 61200 cristais de tungstato de chumbo, enquanto as tampas, chamadas de *EndCaps* (EE), possuem 7324 cristais cada uma. No EB, os cristais possuem seção transversal de aproximadamente

⁴O raio de Molière (R_M) de um material é uma medida que fornece a distância do eixo do chuveiro no qual estão confinadas 90 % da energia total deste. Este chuveiro é gerado pela passagem de um elétron, pósitron ou fóton pelo material. Este raio relaciona-se com o comprimento de radiação pela equação: $R_M = 0,0265 X_0(Z + 1,2)$ com Z sendo o número atômico do material.

⁵Por partículas eletromagnéticas entendam-se elétrons, pósitrons e fótons.

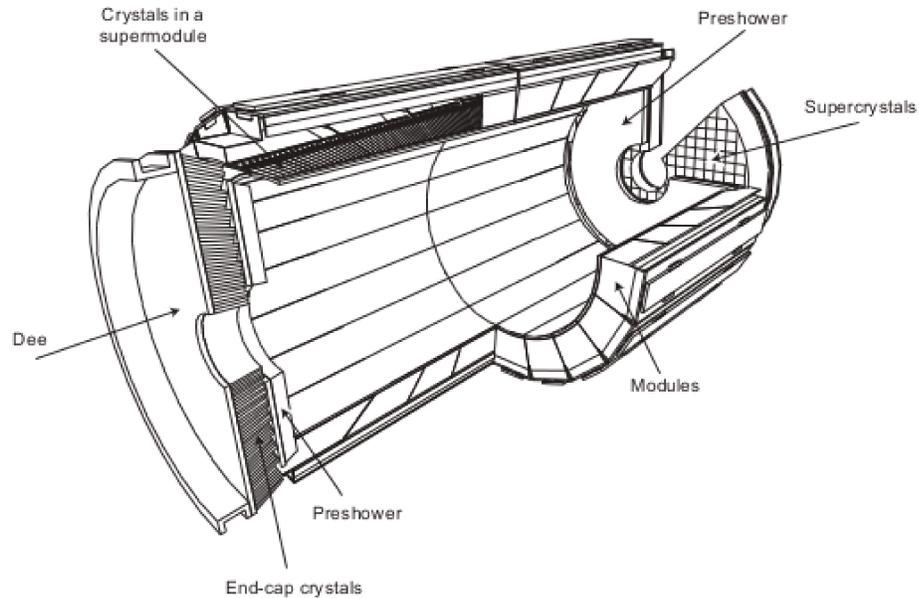


Fig. 3.9: Esquema do Calorímetro Eletromagnético do CMS. Figura retirada de [37].

0,0174×0,0174 em η - ϕ ou 22×22 mm² na face frontal e 26×26 mm² na face traseira. O comprimento dos cristais é de 23 cm, que equivale a 25,8 X₀. O barril possui um raio interno de 129 cm, tem uma massa de 67,4 toneladas e cobre uma região de $|\eta| < 1,749$. O EE possui uma aceitação de 1,479 < $|\eta|$ < 3,0 e as tampas estão localizadas a aproximadamente 315 cm do ponto de interação. Em cada uma delas há dois semidiscos contendo cristais dispostos em matrizes 5×5 denominadas supercristais. A seção transversal na face frontal é de 28,62×28,62 mm² e na face traseira é de 30×30 mm², e os cristais tem comprimento de 22 cm, equivalente a 24,7 X₀. As fotomultiplicadoras usadas no EE são do tipo VPT. Os *EndCaps* possuem uma massa total de 24 toneladas. A figura 3.10 mostra a aceitação do ECAL.

Há ainda um sistema de Pré-chuveiro (*Preshower*) disposto na frente das EE e com aceitação de 1,653 < $|\eta|$ < 2,6. O objetivo deste subdetetor é identificar fótons provenientes do decaimento de π^0 , evitando uma possível confusão com fótons provenientes de outros decaimentos, como por exemplo o decaimento do Higgs em fótons. Este detetor consiste em dois discos atenuadores de chumbo de 2X₀ e 1X₀ respectivamente, e atrás de cada um destes discos há planos detetores de tiras de silício.

A resolução de energia do ECAL, para elétrons incidente é medida a partir de um ajuste gaussiano durante um teste com feixe, resultando nos pontos do gráfico da figura 3.11. Os

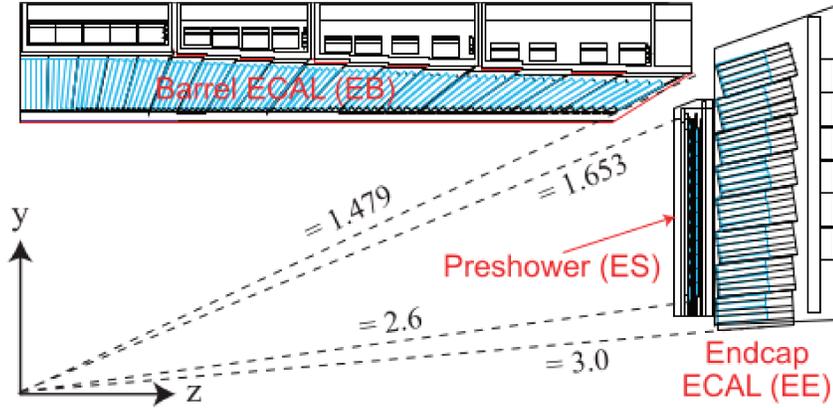


Fig. 3.10: Aceitação do Calorímetro Eletromagnético do CMS. Figura retirada de [42].

pontos são então ajustados por uma curva da forma:

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{S}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{N}{E}\right)^2 + C^2 \quad (3.5)$$

onde S é o erro estocástico, N é o ruído e C um termo constante. Os valores destes parâmetros encontram-se no gráfico.

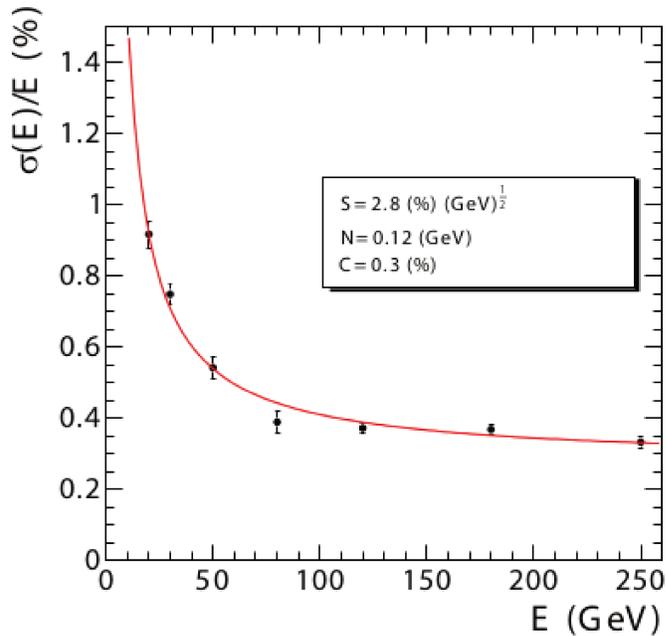


Fig. 3.11: Resolução em energia do ECAL em função da energia medida de elétron durante o teste com feixe. Figura retirada de [37].

3.2.5 Calorímetro Hadrônico

O detetor CMS foi projetado para estudar uma grande variedade de processos a altas energias envolvendo diversos estados finais de diversas topologias e partículas. O Calorímetro Hadrônico (HCAL) tem fundamental importância na medida de jatos de hádrons e neutrinos ou partículas exóticas que resultam em um aparente desbalanço da energia transversa. O HCAL funciona de modo similar ao ECAL, absorvendo energia das partículas de modo a produzir chuveiros hadrônicos. A grande maioria dos hádrons atravessam o ECAL e depositam quase que totalmente a energia no Calorímetro Hadrônico, alguns poucos colidem no ECAL. A energia absorvida no HCAL é detetada através de cintiladores plásticos e fibras de quartzo. As partículas dos chuveiros hadrônicos, ao passarem por estes equipamentos, produzem luz Cherenkov⁶ que é transformada em sinal elétrico por dispositivos conhecidos como HPDs (fotodiodos híbridos).

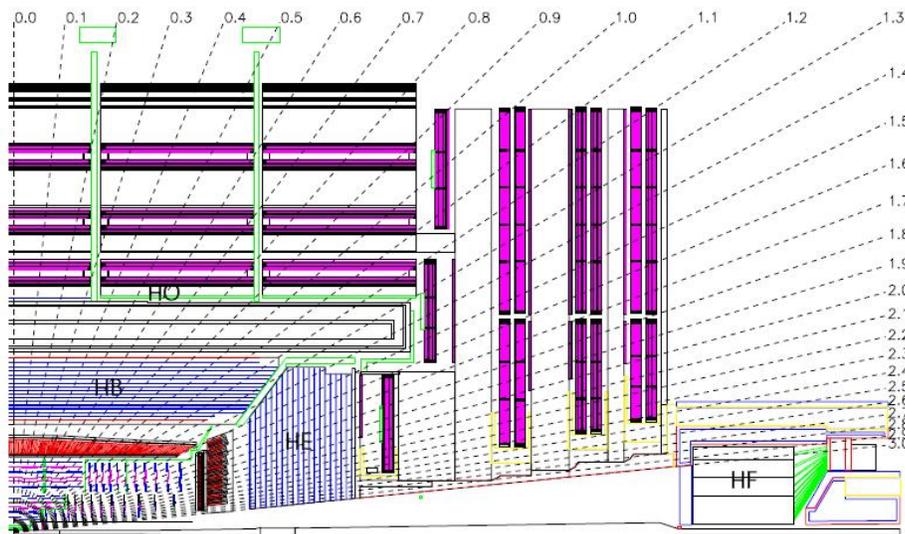


Fig. 3.12: Esquema do corte longitudinal do CMS identificando os subdetetores do HCAL. Figura retirada de [37].

A figura 3.12 mostra uma vista longitudinal do detetor CMS, onde pode-se ver as subpartes do HCAL que são: o barril HB (*Hadron Barrel*), as tampas laterais HE (*Hadron End Cap*), as frontais HF (*Hadron Forward*) e o barril externo HO (*Hadron Outer*). O barril e as tampas laterais situam-se atrás do sistema de trajectografia e do calorímetro eletromagnético

⁶A radiação Cherenkov é produzida quando uma partícula carregada eletricamente atravessa um meio isolante a uma velocidade superior à da luz neste meio.

como pode ser visto a partir do ponto de interação. O HB está radialmente restrito entre o raio externo do ECAL ($r=1,77$ m) e o raio interno do solenoide supercondutor ($r=2,95$ m). Isto delimita o total de material que pode ser posto para absorver os chuveiros hadrônicos. Portanto, o HO é posto externamente ao solenoide para absorver a energia restante dos chuveiros hadrônicos e completar o barril. Para a região frontal, próxima à linha do feixe, localiza-se o HF a 11,2 metros do ponto de interação.

O HB cobre a região em pseudorapidez $|\eta| < 1,3$ e possui dimensões de aproximadamente nove metros de comprimento, um metro de espessura e seis metros de diâmetro externo. É composto por repetidas camadas de um denso material absorvedor e cintiladores plásticos. Quando uma partícula hadrônica colide com a placa absorvedora ocorre uma interação produzindo várias partículas secundárias, que colidirão com as placas das camadas seguintes formando um chuveiro de partículas. Entre as camadas absorvedoras há material cintilante que emite luz quando estas partículas passam por ele. Essa luz é transportada por fibras ópticas até as HPDs que a converte em sinal elétrico. As camadas absorvedoras são compostas por aço ou latão e tem espessura variando de 4 a 5,5 centímetros, num total de dezesseis camadas. Na região central estas camadas tem espessura equivalente a 5,82 comprimentos de interação⁷ (λ_I) e a espessura de absorção efetiva tem um crescimento com o inverso do seno do ângulo polar ($1/\sin\theta$), resultando $10,6 \lambda_I$ em $|\eta|=1,3$. Os cristais do calorímetro eletromagnético posicionados em frente ao HB adicionam em torno de $1,1 \lambda_I$. Os cintiladores plásticos, localizados entre as camadas de latão e aço, possuem 3,7 mm de espessura e são divididas em 16 setores em η , resultando em uma segmentação $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,087 \times 0,087$. Entre o ECAL e o HCAL há uma placa cintiladora de 9 mm de espessura responsável pelo *trigger* do HCAL.

Ainda na região central ($|\eta| < 1,3$), combinando os barris HB e o EB tem-se uma espessura de absorção efetiva de apenas $6,92 \lambda_I$ aproximadamente, quantidade que pode ser insuficiente para conter os chuveiros hadrônicos. Para conter estes chuveiros existe o HO posicionado externamente ao solenoide, entre este e as câmaras de múons. Ou seja, o HO tem a finalidade de identificar chuveiros de desenvolvimento tardio e medir a energia depositada após o HB. Este subdetetor é composto de placas de ferro de 19,5 centímetros de espessura e cintiladores de 10 milímetros de espessura, posicionados a 4,07 metros na direção radial de forma a aumentar a espessura de absorção efetiva. Além do mais, o barril externo

⁷O comprimento de interação (λ_I) é o comprimento médio necessário para que, em um dado material, um hádron de alta energia produza uma interação nuclear.

utiliza as bobinas do solenoide como uma camada absorvedora que adiciona $1,4/\sin\theta$ comprimentos de interação. Em $\eta = 0$, onde tem-se a menor absorção, uma placa extra do HO é adicionada a 3,82 metros, garantindo que em toda a região do barril, tenha-se pelo menos $11,8 \lambda_I$ de espessura de absorção efetiva. A granularidade do HO é a mesma do HB, $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,087 \times 0,087$.

As tampas do HCAL (HE) são posicionadas após as tampas do calorímetro eletromagnético e cobrem uma importante região em pseudorapidez ($1,3 < |\eta| < 3$), que representa aproximadamente 13,2 % do ângulo sólido e contém aproximadamente 34 % das partículas produzidas nas colisões. O HE é composto de 17 camadas de placas de latão de 75 milímetros de espessura intercaladas com cintiladores de espessura variando de 3,7 a 9 milímetros. Incluindo os cristais do ECAL, o comprimento total deste subdetetor é de aproximadamente 10 comprimentos de interação. A granularidade do HE é $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,087 \times 0,087$ para $|\eta| < 1,6$ e $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,17 \times 0,17$ para $|\eta| > 1,6$.

Na região frontal, $3 < |\eta| < 5$, tem-se o HF. Devido à alta taxa de radiação nesta região, o material ativo deste calorímetro deve apresentar boa resistência às condições de operação do LHC. Para isto, escolheu-se usar fibras de quartzo como meio ativo do HF. Tais fibras possuem 0,6 milímetros de espessura e são alocadas paralelamente ao feixe com segmentação $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,175 \times 0,175$. O calorímetro frontal consiste de uma estrutura absorvedora de aço que é composta de placas de 5 milímetros de espessura com ranhuras onde são postas as fibras. A espessura efetiva de absorção deste subdetetor é de aproximadamente $10 \lambda_I$.

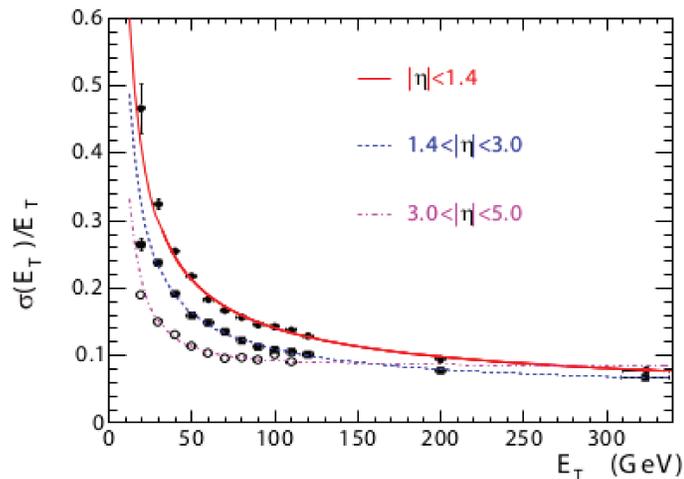


Fig. 3.13: Resolução de energia transversa dos jatos em função da energia para jatos na região dos barris ($|\eta| < 1,4$), tampas ($1,4 < |\eta| < 3,0$) e na região frontal ($3,0 < |\eta| < 5,0$). Figura retirada de [37].

Por fim, na figura 3.13, tem-se a resolução em energia para jatos reconstruídos combinando-se informações dos calorímetros eletromagnético e hadrônico do CMS, nas regiões dos barris, das tampas e frontal.

3.2.6 Sistema de Identificação de Múons

A detecção de múons é de fundamental importância para o CMS e o sistema de identificação dos mesmos é o maior subdetetor deste experimento. Este sistema tem três funções: identificar os múons, realizar medidas do momento destas partículas e *trigger*. Uma boa resolução do momento dos múons e capacidade de *trigger* são possíveis graças ao intenso campo magnético solenoidal e cabeçote de retorno de fluxo. O último também serve como absorvedor de hádrons evitando que este seja erroneamente identificado como um múon. Este sistema é capacitado para reconstruir o momento e cargas destes léptons sobre toda a região cinemática de abrangência do LHC e foi projetado de modo a cobrir o sistema de trajetografia em $|\eta| < 2,4$ e envolver os calorímetros. A medida do momento é essencialmente determinada pela curvatura da trajetória, sendo assim, os múons são identificados. No entanto, para múons de altas energias, da ordem de TeV, é necessário combinar o sistema de trajetografia com o sistema de múons em um ajuste global da trajetória para aumentar a eficiência da resolução do momento, como pode ser visto na figura 3.14.

O sistema de múons possui três diferentes subdetetores: os tubos de arrasto (*Drift Tubes* - DT), as câmaras de tiras catódicas (*Cathod Strip Chambers* - CSC) e as câmaras de placas resistivas (*Resistive Plate Chambers* - RPC). A figura 3.15 ilustra um corte de um quarto do CMS evidenciando estes subdetetores.

Na região do barril, onde o *background*⁸ induzido por nêutrons é pequeno, a taxa de múons é baixa e o campo magnético é uniforme e quase totalmente contido no cabeçote de ferro, câmaras de tubos de arrasto são usadas. As DTs cobrem a região em pseudorapidez $|\eta| < 1,2$ e são organizadas em quatro estações intercaladas com as placas de ferro de retorno do fluxo magnético, num total de 250 câmaras. Estas estações, denominadas MB1, MB2, MB3 e MB4, estão posicionadas a 4,0 m, 4,9 m, 5,9 m e 7,0 m do feixe e formam cilindros concêntricos com eixo-z sendo o do sistema de coordenadas do CMS, como vê-se na figura 3.16. A boa precisão mecânica destas câmaras permite que segmentos de traços sejam reconstruídos com resolução melhor que 250 micrômetros.

⁸*Background* são processos competitivos à reação de interesse e que possuem as mesmas partículas no estado final.

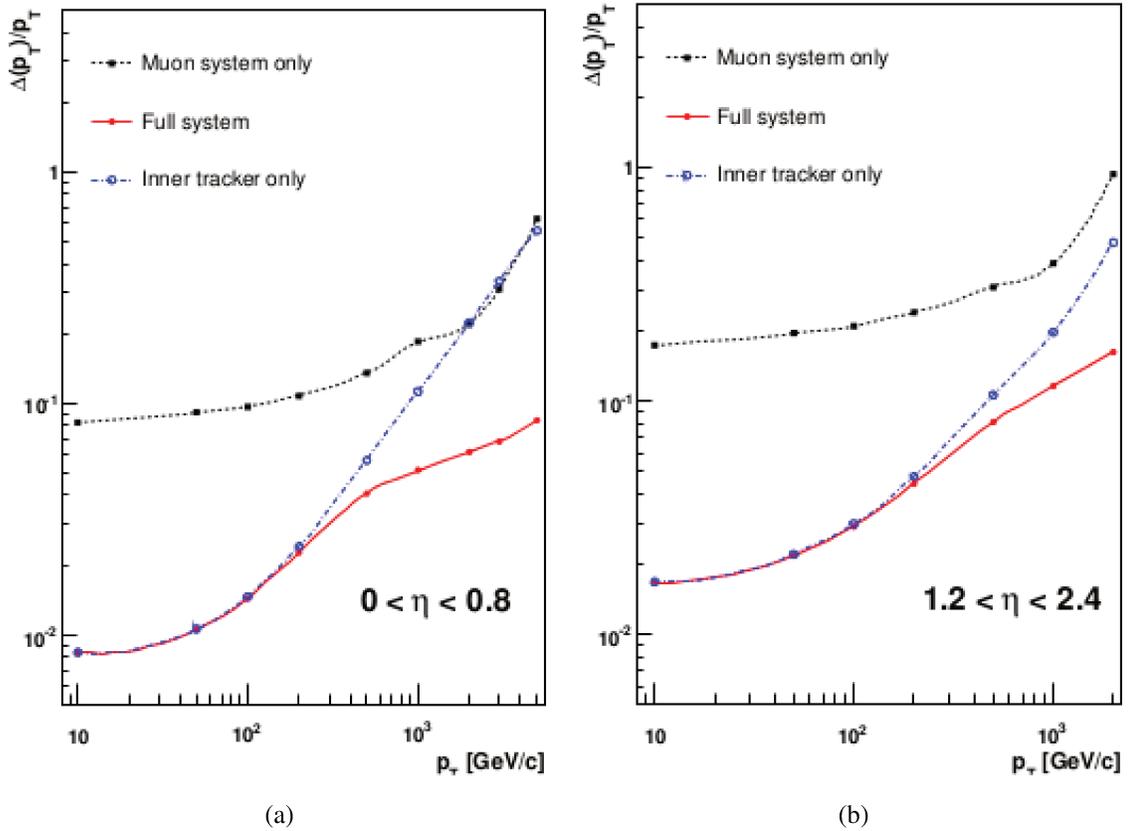


Fig. 3.14: Resolução do momento transverso dos múons como função do momento transverso usando o sistema de identificação de múons apenas (preto), o sistema de trajetografia apenas (azul), e ambos (vermelho). (a) $|\eta| < 0,8$ e (b) $1,2 < |\eta| < 2,4$. Gráficos retirados de [37].

Nas tampas ($0,9 < |\eta| < 2,4$), onde a taxa de múons e os níveis de *background* são altos e o campo magnético é intenso e não uniforme, o sistema de múons utiliza as câmaras de tiras catódicas. Com seu tempo de resposta rápido, boa segmentação e resistência à radiação, as CSCs identificam múons nesta região. Há 4 estações de CSCs em cada tampa, com câmaras posicionadas perpendicularmente à linha do feixe e intercaladas com as placas de retorno de fluxo, num total de 468 câmaras. Um múon na região em pseudorapidez $1,2 < |\eta| < 2,4$ atravessa 3 ou 4 CSCs. Na região que as tampas sobrepõem o barril ($0,9 < |\eta| < 1,2$), múons são detetados pelas DTs e pelas CSCs conjuntamente.

Devido à incerteza em eventuais taxas de *background* e na capacidade do sistema de múons em medir o tempo exato do cruzamento dos pacotes dos feixes quando o LHC atingir luminosidade máxima, um sistema complementar dedicado a *trigger* consistindo em câmaras

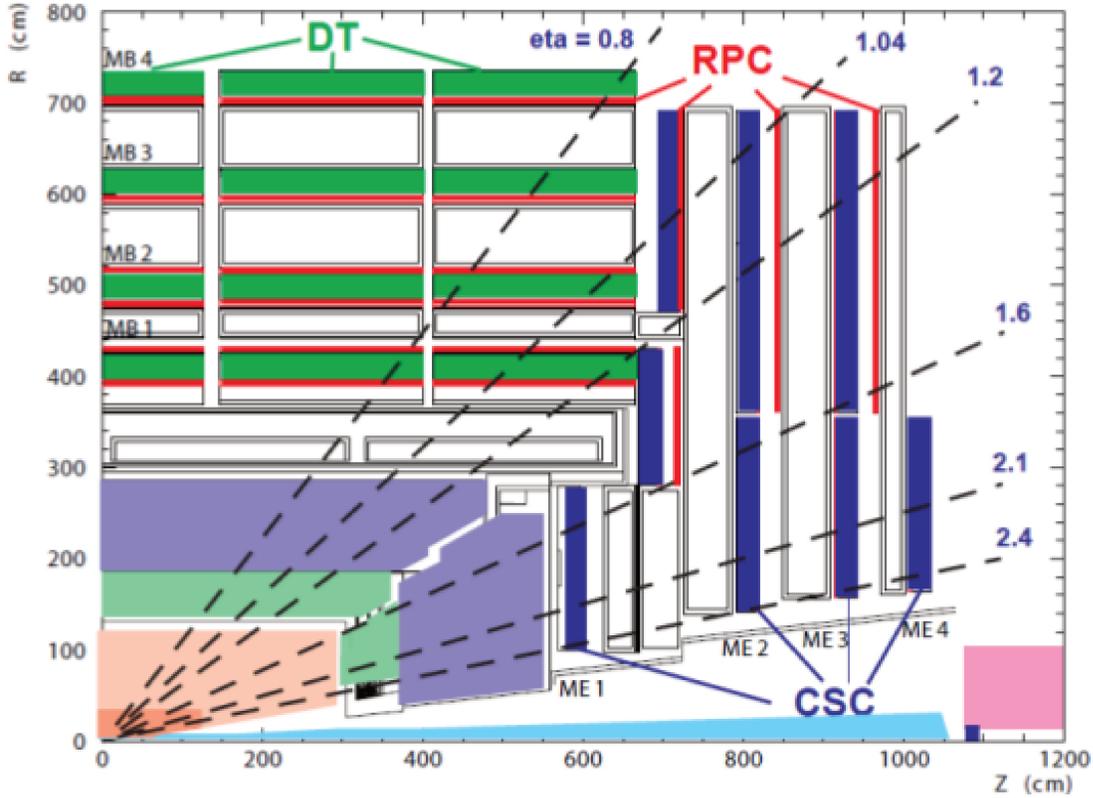


Fig. 3.15: Arranjo de um quarto do sistema de múons do CMS, caracterizando-se as regiões em termos de η . Figura retirada de [43].

de placas resistivas foi adicionado no barril e nas tampas, cobrindo $|\eta| < 2,1$. Elas produzem uma resposta rápida, com boa resolução temporal mas pior resolução na posição comparada com as outras câmaras destinadas a medir múons. Essas câmaras completam as medições das DTs e CSCs.

3.2.7 Detecção de Partículas

De conhecimento da estrutura do detetor CMS, a figura 3.17 ilustra um corte deste detetor conjuntamente com trajetórias de diferentes partículas. Todas as partículas carregadas são detetadas pelo sistema de trajetografia, como por exemplo múons, elétrons e hádrons carregados, que é a primeira camada do detetor. Os traços destas partículas nesta região são reconstruídos pelos algoritmos de reconstrução. A curvatura destes traços, devido ao intenso campo magnético, permite identificar a carga destas partículas bem como determinar

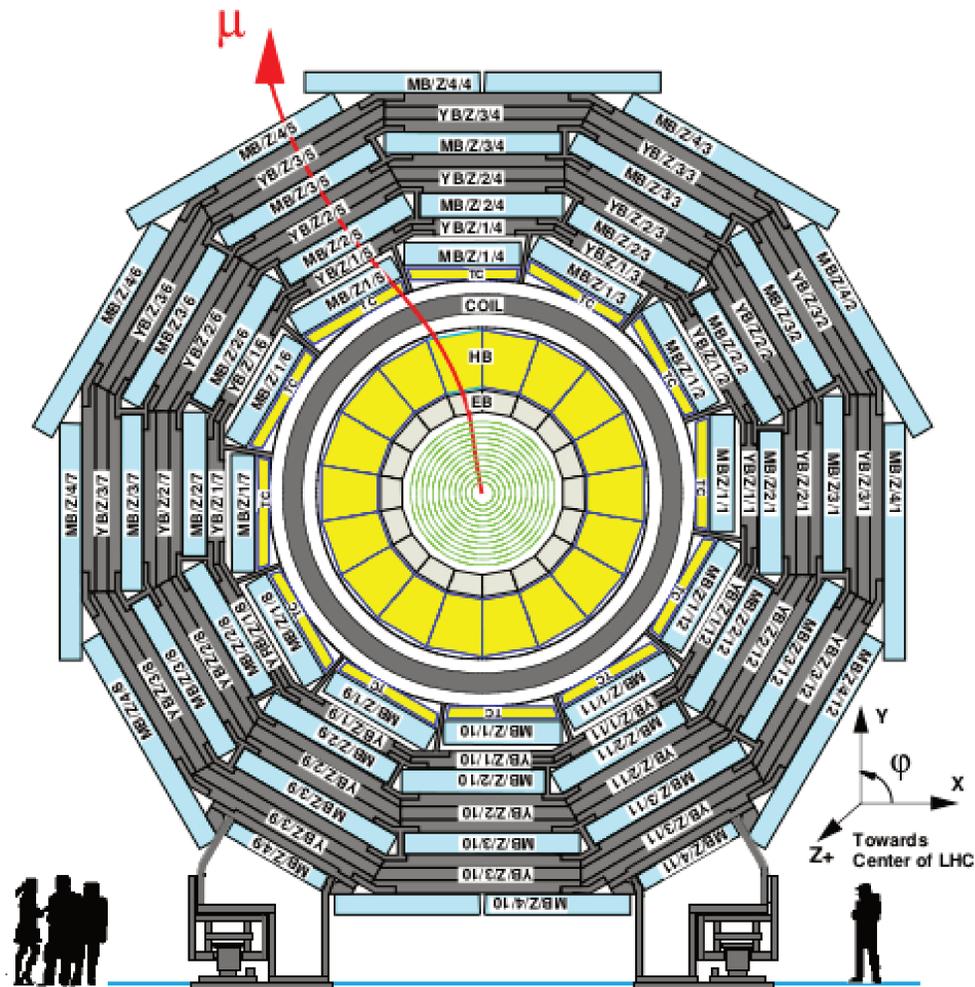


Fig. 3.16: Esquema das câmaras de múons no barril do CMS. Figura retirada de [37].

os seus momentos.

A energia das partículas são medidas pelos calorímetros dispostos nas camadas seguintes ao sistema de trajetografia. A primeira camada é o calorímetro eletromagnético que tem como função medir a energia dos elétrons, pósitrons e fótons. A segunda é o calorímetro hadrónico que mede a energia dos hádrons, tanto neutros como os carregados, e tem fundamental importância na detecção de jatos.

Os múons são detetados também pelas câmaras de múons, que formam as últimas camadas do detetor, intercaladas com as placas de ferro do cabeçote de retorno do fluxo magnético, e a reconstrução do traço destas partículas por este subsistema aliado à detecção pelo sistema de trajetografia permite a medida do momento e da carga dos múons com boa

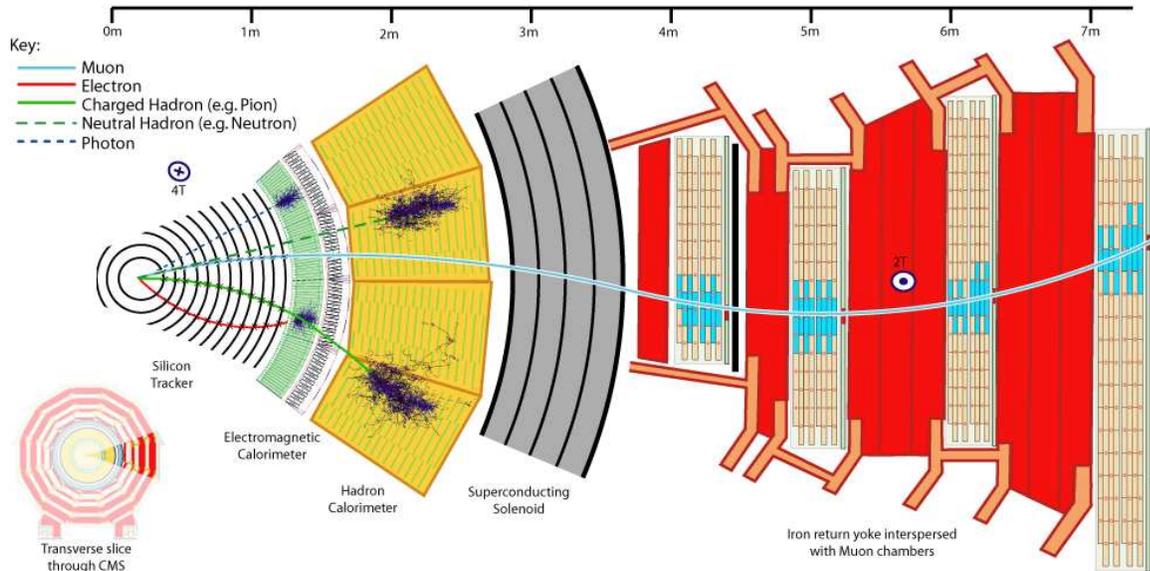


Fig. 3.17: Corte do detetor CMS e trajetórias de diferentes partículas. Figura retirada de [41].

resolução.

Os neutrinos, que são neutros e dificilmente interagem haja visto que eles interagem apenas por interações fracas, escapam da detecção. Todavia, sua presença pode ser inferida. Adicionando o momento de todas as partículas detetadas e atribuindo o momento faltante aos neutrinos, o CMS é capaz de informar onde os neutrinos foram produzidos.

Por fim, na figura 3.18 tem-se a reconstrução de um evento real de colisão próton-próton ocorrida em 2011. As linhas vermelhas são 4 múons altamente energéticos. Este evento mostra características esperadas do decaimento do bóson de Higgs mas também é consistente com processos padrões do Modelo Padrão.

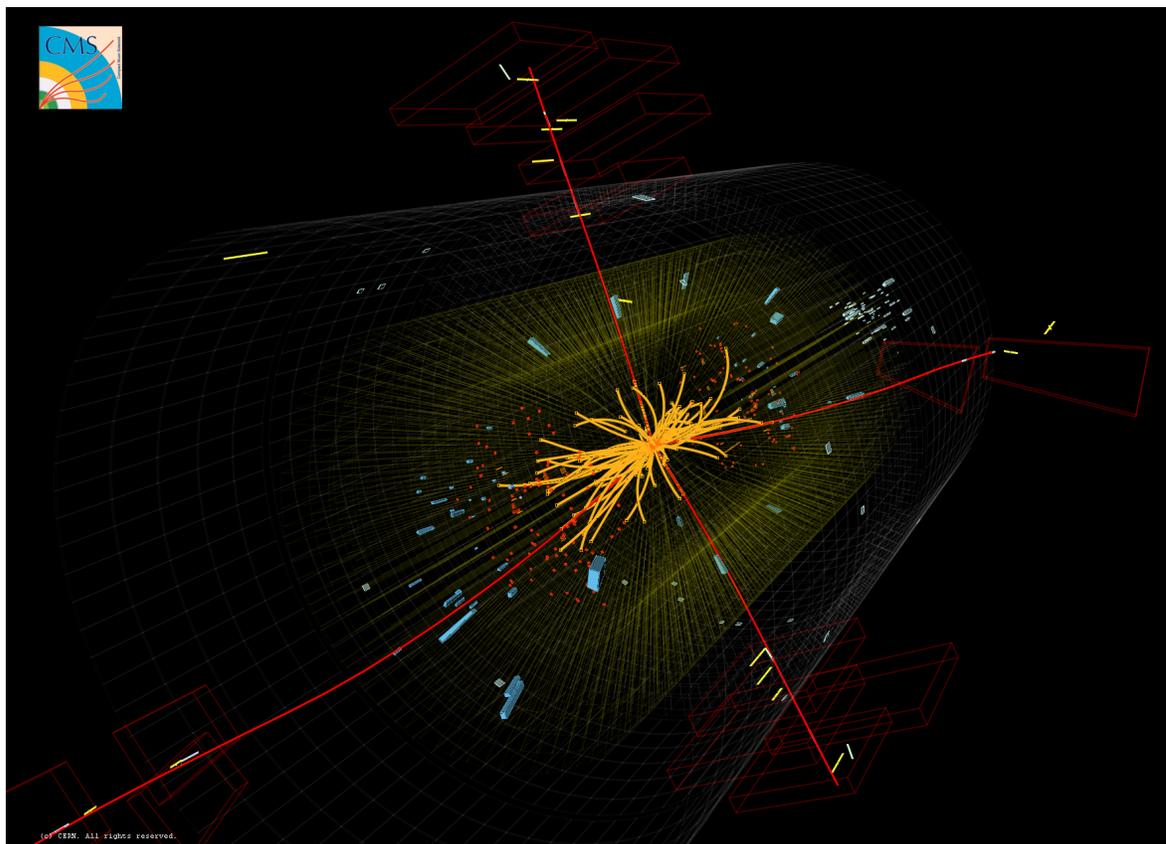


Fig. 3.18: Reconstrução de um evento real de colisão próton-próton ocorrida em 2011. Figura retirada de [41].

Capítulo 4

Colisões próton-próton a $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$

Neste capítulo resultados de colisões próton-próton a energia no referencial centro de momenta igual a 7 TeV serão expostos e discutidos. Medidas da distribuição de multiplicidade de hádrons carregados e da densidade em pseudorapidez realizadas pelo experimento CMS serão comparadas com resultados de simulações por Monte Carlo, utilizando diferentes modelos de interações hadrônicas.

4.1 Seleção de eventos NSD

Os eventos selecionados são do tipo *Non-single Diffractive*, pois o *trigger* que seleciona eventos NSD apresenta melhor eficiência. No CMS, este *trigger* consiste em selecionar apenas os eventos em que pelo menos uma partícula, com energia maior que 3 GeV, for detetada em cada um dos calorímetros hadrônicos frontais (HF)[14]. Para o Monte Carlo, deve-se selecionar eventos com uma ou mais partículas, com energia maior que 3 GeV, em cada um dos intervalos de pseudorapidez $-5.2 < \eta < -2.9$ e $2.9 < \eta < 5.2$.

4.2 Geração de eventos

Para gerar eventos de colisões próton-próton com energia no referencial centro de momenta igual a 7 TeV foi utilizado o CORSIKA na configuração primeira interação. Nesta configuração o programa não simula o desenvolvimento do chuveiro atmosférico mas apenas a primeira interação e fornece as informações de cada partícula gerada apenas nesta colisão. Sendo assim, o tempo de processamento torna-se bastante reduzido possibilitando a geração

de cem mil eventos em apenas algumas horas. Pode-se ainda escolher como referencial o sistema do laboratório ou o sistema centro de momenta. Esta configuração é selecionada durante a extração e compilação do código desta ferramenta e o sistema de referência é selecionado nos parâmetros de entrada.

Os modelos de interações hadrônicas utilizados foram o EPOS LHC, QGSJET 01c, QGSJET II-4 e SIBYLL 2.1. Os parâmetros de entrada do CORSIKA encontram-se no apêndice A.1, neles define-se as partículas interagentes, energia da colisão, sistema de referência, além de outros parâmetros necessários para o processamento. Foram gerados cem mil eventos utilizando cada modelo e para as análises foram selecionados apenas os eventos do tipo NSD. Na tabela 4.1 tem-se a quantidade de eventos selecionados para cada um dos modelos de interações hadrônicas.

Eventos NSD			
EPOS LHC	SIBYLL 2.1	QGSJET01	QGSJETII
78509	87659	81829	83314

Tab. 4.1: Quantidade de ocorrência de eventos *Non-single Diffractive* para um total de 100000 eventos gerados com cada um dos modelos de interações hadrônicas.

4.3 Amostra de dados

Os dados utilizados neste trabalho são de medidas de colisões próton-próton realizadas pelo detetor CMS durante a operação com energia de colisão igual a 7 TeV. Para a distribuição de multiplicidades foram usados dados coletados durante os primeiros dias de operação que, após selecionados os eventos NSD, correspondem a um total de 442 mil eventos[44]. Enquanto que para a densidade de pseudorapidez, foi utilizado apenas dados coletados durante a primeira hora de operação do CMS a esta energia, correspondendo a uma luminosidade integrada igual a $1,1 \mu b^{-1}$ e totalizando 55100 eventos NSD[45]. Em ambas as amostras a probabilidade de dois ou mais vértices por cruzamento de pacotes é desprezível.

4.4 Distribuição de multiplicidade de hádrons carregados

A figura 4.1 mostra a distribuição de multiplicidades medida pelo CMS e os resultados obtidos pela geração de eventos, pelo método de Monte Carlo, com o CORSIKA em

intervalos de pseudorapidez variando de $|\eta| < 0,5$ a $|\eta| < 2,4$ e com diferentes modelos de interações hadrônicas. Nota-se que, no geral, os modelos mais recentes EPOS LHC e QGSJET II-4 são os que apresentam melhor semelhança aos dados. O primeiro apresenta boa concordância na maior parte dos eventos, discordando dos dados apenas na probabilidade de eventos com altos valores de multiplicidade, ou seja, na chamada cauda da distribuição. Já o segundo apresenta boa concordância em toda a distribuição e em todos os intervalos de η . O modelo SIBYLL 2,1 superestima a probabilidade para baixos e altos valores de multiplicidade e subestima para valores intermediários. Por fim, o modelo QGSJET 01c apresenta valores acima dos dados para eventos com baixa multiplicidade, abaixo para eventos com alta multiplicidade e concorda bem com os dados na região intermediária.

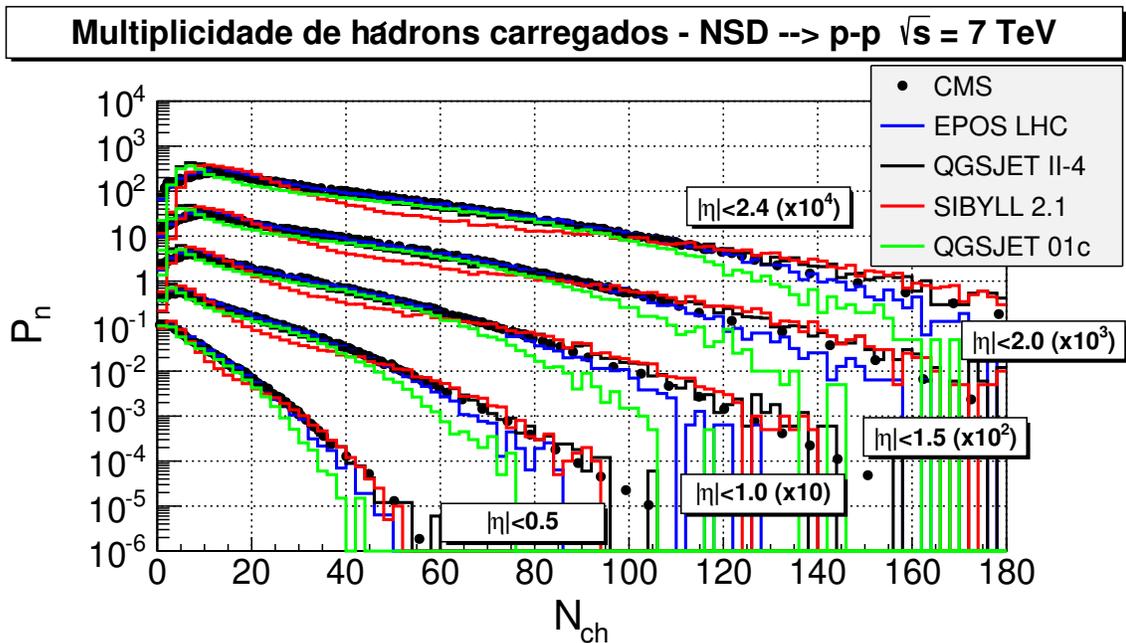


Fig. 4.1: Distribuição de multiplicidades de hádrons carregados em diferentes intervalos de pseudorapidez. Os círculos pretos correspondem aos dados medidos pelo CMS e as a linhas aos eventos gerados pelo CORSIKA com os modelos de interações hadrônicas EPOS LHC (azul), QGSJET 01c (verde), QGSJET II-4 (preto) e SIBYLL 2,1 (vermelho).

4.5 Densidade em pseudorapidez

A figura 4.2 mostra a densidade em pseudorapidez medida pelo CMS comparada com resultados obtidos de eventos gerados com o CORSIKA pelo método de Monte Carlo, para

diferentes modelos de interações hadrônicas. Observa-se que os modelos EPOS LHC e QGSJET 01c, dentro dos limites de erro do experimento, concordam com os dados. O Modelo EPOS LHC apresenta uma leve discordância na região de maior $|\eta|$, onde superestima os valores medidos. Os demais modelos, QGSJET II-4 e SIBYLL 2.1, subestimam os valores medidos da densidade em pseudorapidez para todo o intervalo de η medido pelo CMS.

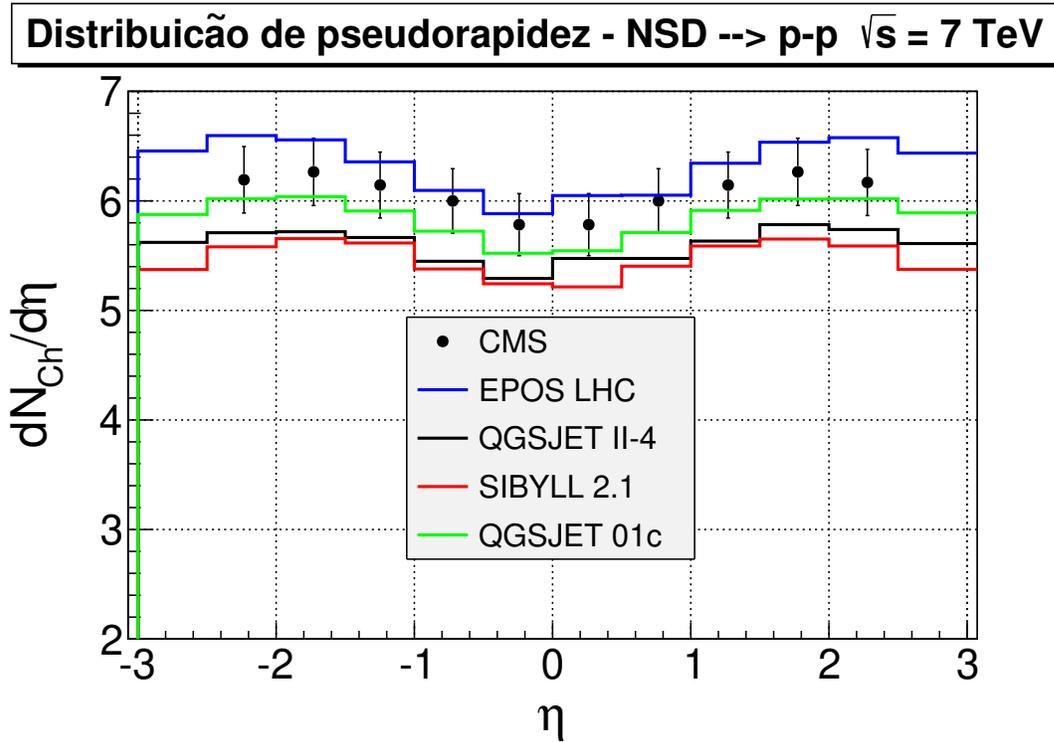


Fig. 4.2: Densidade em pseudorapidez de hádrons carregados. Os círculos pretos correspondem aos dados medidos pelo CMS e as linhas aos eventos gerados pelo CORSIKA com os modelos de interações hadrônicas EPOS LHC (azul), QGSJET 01c (verde), QGSJET II-4 (preto) e SIBYLL 2,1 (vermelho).

Capítulo 5

O Observatório Pierre Auger

O Projeto Auger foi proposto em 1992 e após uma série de *workshops* em 1995 seu projeto foi finalizado. O Observatório Pierre Auger (OPA)[46] situa-se na Argentina, próximo à cidade de Malargüe na província de Mendoza, ao leste da Cordilheira dos Andes. O nome do observatório foi escolhido em homenagem ao físico francês Pierre Auger, que foi o primeiro a observar os chuviros atmosféricos extensos. O experimento cobre uma área de aproximadamente 3000 km^2 do deserto de Pampa Amarela. A figura 5.1 mostra a localização do OPA e sua grande área de cobertura. O OPA foi inaugurado apenas em 14 de novembro de 2008 quando em julho deste mesmo ano teve sua construção finalizada. No entanto, o observatório esteve coletando dados desde 2004, operando com parte dos detectores. O projeto inicial prevê que o experimento colete dados por 20 anos, porém já se discute estender o tempo de operação do observatório.

O objetivo desta colaboração é estudar raios cósmicos que atingem a Terra com energias acima de 10^{18} eV. Para isto o OPA tem por finalidade medir o fluxo, distribuição das direções de chegada e composição de massa dos raios cósmicos com energias acima deste valor, com elevada precisão estatística sobre boa parte do céu. Há um grande interesse astrofísico neste intervalo de energia, principalmente na distribuição espectral dos raios cósmicos de energias acima de 10^{19} eV. Foi previsto teoricamente, que para energias acima de 6×10^{19} , o fluxo de partículas incidentes sobre a Terra tenha uma queda abrupta devido à interação destas partículas com a radiação cósmica de fundo, efeito este conhecido como corte de Greisen-Zatsepin-Kuzmin (GZK). No entanto, é sabido que o espectro de raios cósmicos estende-se pelo menos até 3×10^{20} , portanto medidas do fluxo destes eventos altamente energéticos e de sua forma espectral são necessárias para compreender melhor a origem destes raios

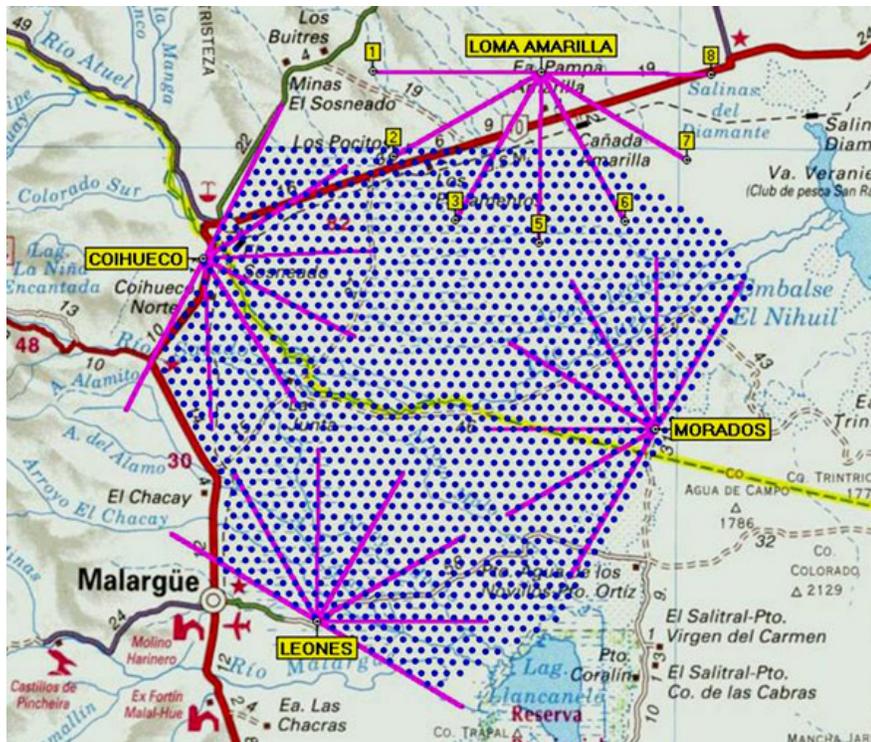


Fig. 5.1: Esquema do complexo de detecção do Observatório Pierre Auger. Os pontos em azul representam os detetores de superfície e as linhas em cor-de-rosa representam o campo de visão dos telescópios de fluorescência, que estão localizados nos pontos nomeados pelos quadros de fundo amarelo. Figura retirada de [47].

cósmicos e sua interação com a radiação de fundo.

Acima de 10^{20} eV, a taxa de eventos é em torno de 1 evento por km^2 por século, de maneira que são necessárias vastas áreas monitoras para que se consiga um conjunto estatisticamente significativo de dados, por isto o Auger estende-se por uma área de 3000 km^2 . A escolha do deserto do Pampa Amarillo deve-se às condições climáticas, como atmosfera limpa, clima seco e fundo de luz proveniente de iluminação artificial muito pequeno, e a sua altitude de 1400 metros acima do nível do mar, equivalente a aproximadamente 870 g/cm^2 de profundidade atmosférica, podendo desse modo observar o desenvolvimento dos chuveiros próximo ao seu ponto máximo.

São utilizadas conjuntamente dois detetores que utilizam duas técnicas distintas de detecção de chuveiros atmosféricos extensos: O Detetor de Superfície e o Detetor de Fluorescência. O primeiro consiste de 1660 tanques Cherenkov organizados em uma malha triangular, com os lados dos triângulos iguais a 1,5 km. Os tanques detetam partículas incidentes do

chuveiro que tenham energia cinética acima do limiar Cherenkov da mesma na água. O segundo consiste de quatro sítios com estações ópticas, cada um contendo seis telescópios, projetados para detetar luz de fluorescência, que são emitidas pelas moléculas de nitrogênio após serem excitadas pelas partículas carregadas do chuveiro, quando este atravessa a atmosfera. Na figura 5.1 cada ponto em azul representa um tanque Cherenkov e as linhas cor-de-rosa representam o campo de visão dos telescópios de fluorescência, que localizam-se na interseção entre estas e os respectivos nomes constam nos quadros de fundo amarelo.

A ideia de empregar técnicas diferentes de detecção, num sistema "híbrido", é que técnicas de medidas independentes permitem um melhor controle de erros. Ambos os detetores, de superfície e de fluorescência, fornecerão juntos medidas das energias, das direções de incidência e das composições de massa mais confiáveis. Ambas as técnicas têm sido testadas individualmente em prévios detetores: O Detetor de Superfície em Haverah Park Detector, e o Detetor de Fluorescência no Fly's Eye ("Olho de Mosca"). A figura 5.2 traz um esquema da complementariedade de ambas as técnicas de detecção.

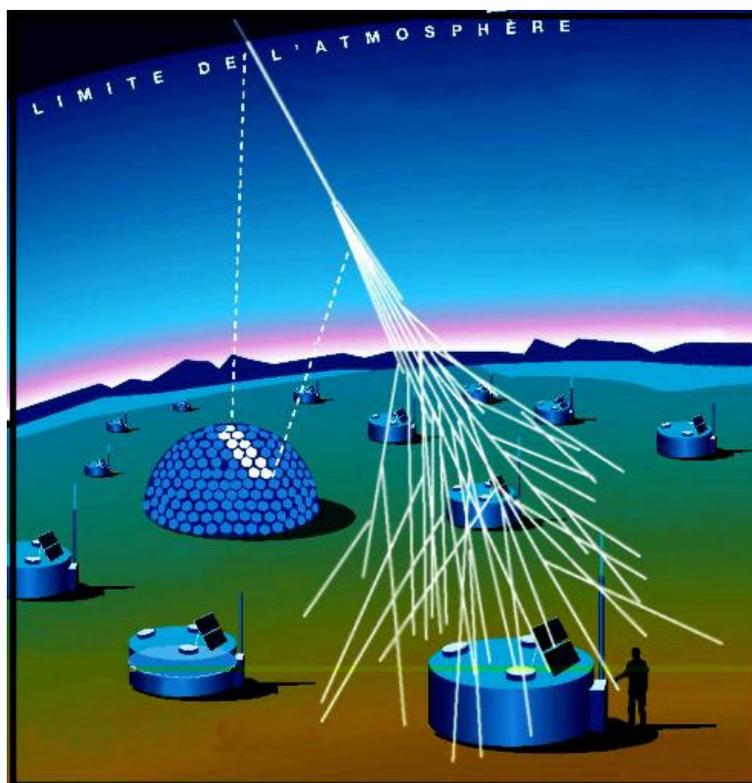


Fig. 5.2: Esquema ilustrativo de complementariedade dos tanques Cherenkov e telescópios de fluorescência do Observatório Pierre Auger. Figura retirada de [48].

No entanto, enquanto os tanques Cherenkov operam em tempo integral os telescópios de fluorescência, devido à sua sensibilidade à luz, operam apenas durante a noite, e mais precisamente em noites de lua nova. Isto restringe o seu funcionamento a apenas 10 % do tempo de operação dos tanques. Ou seja, apenas 10 % dos eventos são observados simultaneamente por ambas as técnicas.

Individualmente, cada detetor reconstrói os eventos de formas diferentes. O Detetor de Superfície determina a energia dos raios cósmicos com base na quantidade de radiação Cherenkov, geradas pelas partículas secundárias do chuveiro, detetada pelos tanques. Além do mais, a diferença temporal na detecção em diferentes tanques posicionados ao longo da superfície permite a reconstrução da trajetória destes raios cósmicos. Este detetor também é capaz de medir a função de distribuição lateral (LDF)¹ e densidades de múons e elétrons no solo. O Detetor de Fluorescência observa o rastro de fluorescência deixado no processo de excitação das moléculas de nitrogênio na passagem do chuveiro pela atmosfera. Logo, este detetor mede o desenvolvimento longitudinal do chuveiro. A medida da intensidade da luz emitida torna possível determinar a energia da partícula primária. Já medidas precisas da direção de incidência tornam-se possíveis quando o chuveiro desenvolve-se dentro do campo de visão de dois telescópios.

A comparação de dados coletados pelos dois conjuntos de detetores produz resultados mais precisos sobre a energia, direções de incidência e natureza dos raios cósmicos. As medidas de energia dos telescópios de fluorescência são praticamente calorimétricas e ajudam a calibrar os tanques Cherenkov sem recorrer a simulações de Monte Carlo. Medidas da LDF do chuveiro e das densidades de múons e elétrons através dos tanques podem ajudar a restringir os modelos de interações hadrônicas de altas energias existentes.

5.1 Detetor de Superfície

O arranjo do Detetor de Superfície (SD)² do Observatório Pierre Auger conta com 1660 estações detetoras, distribuídas em uma rede triangular sobre uma área de 3000 km² e com espaçamento de 1,5 km entre si. Cada estação é formada por um tanque Cherenkov, fotomultiplicadoras, sistema de GPS, painel solar, baterias, antena de comunicação e caixa de eletrônica. Sendo assim, cada componente do SD opera de forma independente facilitando

¹Do inglês *Lateral Distribution Function*.

²Do inglês *Surface Detector*.

a manutenção do detetor. Na figura 5.3 tem-se à esquerda uma foto real de uma estação em funcionamento e à direita um esquema ilustrativo da mesma indicando os seus componentes.

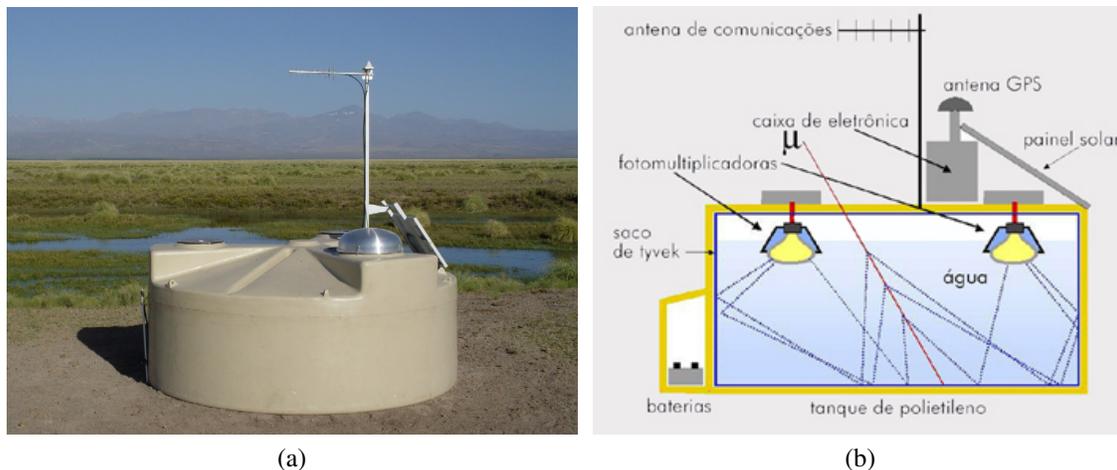


Fig. 5.3: (a) Tanque Cherenkov em funcionamento e (b) esquema do tanque usado pelo Observatório Pierre Auger. Figuras retiradas de [49] e [50].

Os tanques das estações são feitos de polietileno e tem o formato cilíndrico, com altura igual a 1,6 metros, diâmetro igual a 3,6 metros e espessura das paredes de cerca de 13 milímetros. Cada tanque contém internamente um "saco" plástico biologicamente inerte, chamado "*liner*", preenchido com 12 toneladas de água ultra-pura, completamente deionizada e livre de microrganismos e nutrientes, até uma altura de 1,2 metros. Estas características da água garante que ela tenha a menor atenuação possível para a radiação Cherenkov e estabilidade a longo prazo. O *liner* possui um revestimento externo preto que protege da luz ambiente e internamente o revestimento é de *Tyvek*, com o propósito de difundir a luz produzida aumentando a probabilidade de detecção.

A luz Cherenkov é coletada por 3 fotomultiplicadoras (*Hamamatsu R5912*) situadas entre o *liner* e a superfície do tanque, que observam o volume de água através de três janelas de plástico transparente. O sinal das fotomultiplicadoras é registrado por componentes eletrônicos locais, que situam-se dentro de uma cúpula de alumínio em cima do tanque. Seis conversores de sinais rápidos analógicos-digitais (FADCs) de 10 bits digitalizam o sinal das três fotomultiplicadoras com uma frequência de 40 MHz, ou seja, em bins de 25 ns. Cada tanque contém um microcontrolador para seleção de eventos e capacidade local de armazenamento de dados.

A sincronização das medidas de tempo de cada estação, fundamental para determinar a direção de incidência da partícula primária, é feita por dispositivos GPS comerciais Motorola que fornecem a hora do evento com uma precisão de cerca de 8 ns. Duas baterias de 12 V, conectadas em série, armazenam a energia gerada pelos dois painéis solares localizados no topo do tanque, necessária para o funcionamento de toda a eletrônica do módulo, cujo consumo de energia é em torno de 10 W. Uma antena de rádio, localizada no topo do tanque, é responsável pela comunicação entre a central de aquisição de dados (CDAS) e cada estação de forma independente.

5.1.1 Calibração e Monitoramento

A energia depositada nos tanques é medida em unidades de VEM (*Vertical Equivalent Muon*). Uma unidade de VEM corresponde à carga depositada por um múon incidindo verticalmente sobre o centro do tanque. Essa unidade de referência é definida para contornar o fato de que uma mesma quantidade de energia depositada não gera a mesma intensidade de sinal em diferentes estações. De fato, este sinal não depende apenas da luz emitida pelas partículas que atravessam o tanque, mas depende também da qualidade da água, flexibilidade do *liner*, resposta dos fotomultiplicadores, entre outros fatores que variam de tanque para tanque. Portanto, o sinal medido em cada estação deve ser normalizado à unidade de referência, no caso o VEM, a fim de evitar variações entre estações ou dependência temporal. Sendo assim, o procedimento de calibração utiliza múons atmosféricos e é automático.

O monitoramento das estações é feito de modo remoto. Sensores instalados em cada uma delas medem a temperatura e a tensão de operação em diferentes componentes. Informações sobre a calibração e monitoramento são enviadas à CDAS a cada seis minutos onde são verificadas.

5.2 Detetor de Fluorescência

O Detetor de Fluorescência (FD)³ é um conjunto de 24 telescópios distribuídos em 4 edifícios semi-circulares situados na periferia do SD. Os edifícios estão localizados no topo de morros, de alturas variando entre 60 e 200 metros, e cada um deles recebe o nome do morro sobre o qual está localizado. São eles: Los Leones, Loma Amarilla, Coihueco e Los

³Do inglês *Fluorescence Detector*.

Morados. Uma foto de um destes edifícios pode ser vista na figura 5.4.



Fig. 5.4: Um dos edifícios do detetor de fluorescência do Observatório Pierre Auger. Figura retirada de [49].

Em cada edifício há seis telescópios e seis janelas em frente a cada um deles, equipadas com obturadores com a finalidade de proteger os equipamentos em casos de vento forte, chuva, neve ou luminosidade excessiva. Como o obturador fecha lentamente, cada janela também é equipada com uma cortina que pode ser fechada rapidamente em caso de iluminação excessiva repentina. Esta estrutura é devidamente climatizada e controlada remotamente.

Os telescópios cobrem, cada um deles, um campo de visão de 30° em azimute e aproximadamente 30° em elevação, de forma que conjuntamente obtenham uma cobertura de 180° em azimute em cada edifício. Eles são compostos por um espelho esférico de distância focal igual a 3,4 metros, uma câmera de fotomultiplicadoras, contendo 440 tubos em um arranjo de 22×20 , disposta no foco do espelho, um filtro óptico e uma lente corretora. Uma foto destes telescópios e um esquema dos mesmos pode ser visto na figura 5.5.

As partículas carregadas dos chuviscos atmosféricos extensos interagem com as moléculas de nitrogênio do ar excitando seus elétrons que, ao voltarem ao estado inicial, emitem luz de fluorescência. O espectro da luz vista pelos telescópios fica entre 300 e 430 nm, correspondente à região do ultravioleta. Essa luz entra no telescópio através de uma janela com um

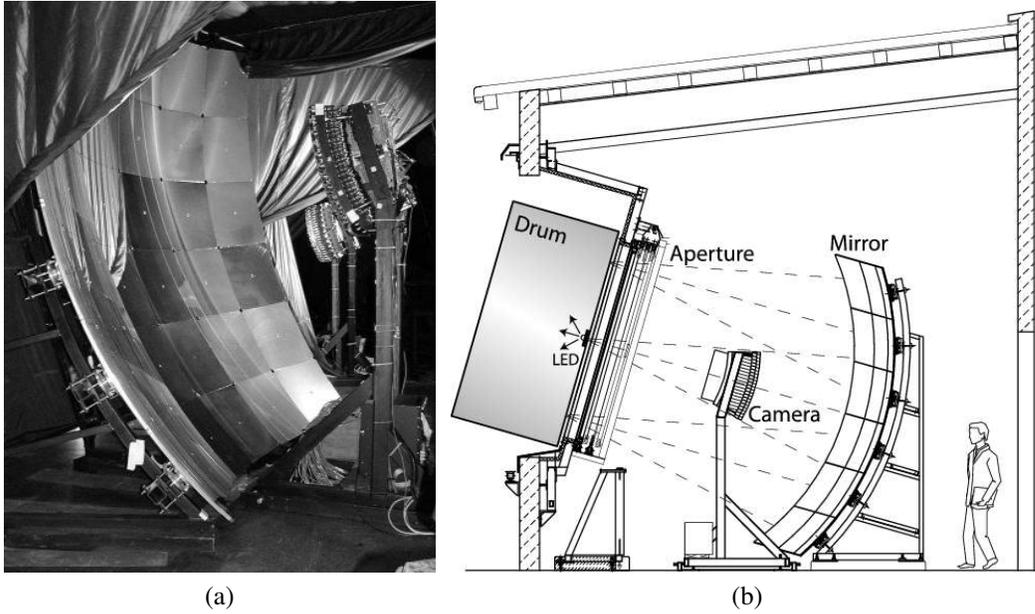


Fig. 5.5: (a) Câmera de fotomultiplicadoras e o espelho de um dos telescópios. A luz de fluorescência incide da direita para a esquerda na figura. (b) Desenho esquemático de um telescópio de fluorescência do Observatório Pierre Auger. Figuras retiradas de [49] e [51].

filtro que deixa passar o comprimento UV e um anel de lentes corretoras, de forma a aumentar a razão sinal/ruído. A luz é focalizada pelo espelho, que possui área aproximadamente de 10 m^2 , na câmera de fotomultiplicadoras. Cada tubo de fotomultiplicadora corresponde a um *pixel* da câmera e cobre $1,5^\circ$ do céu. Os pulsos de luz nos *pixels* são digitalizados a cada 100 ns por um FADC de 12 bits, que é então registrado pelo sistema de aquisição de dados.

Capítulo 6

Chuveiros Atmosféricos Extensos

6.1 Geração de Eventos

Neste trabalho foram simulados chuveis atmosféricos extensos usando o CORSIKA sem *thinning*¹, em um total de 800 chuveis, sendo 400 com primário de próton e 400 com primário de ferro. Destes 400 de cada, metade usou-se o modelo de interações hadrônicas EPOS LHC e na outra metade o modelo QGSJET II-4. Como modelo de interações a baixas energias foi usado o GHEISHA 2002d. A energia do primário foi fixada em 10^{19} eV e a altitude da primeira interação foi fixada em 50 km acima do nível do mar. Os chuveis foram todos gerados com uma inclinação de $\theta = 60^\circ$ em relação à normal e o limiar de energia cinética dos múons foi fixado em 50 MeV. Este limiar é ligeiramente abaixo do limiar Cherenkov dos múons na água dos tanques do Observatório Pierre Auger, sendo assim, todos os múons capazes de gerar sinal nos tanques são mantidos e as partículas de energia cinética menor que este valor são desconsideradas durante o processo computacional, economizando tempo de CPU. No apêndice A.2 tem-se os parâmetros de entrada do CORSIKA utilizados na geração destes eventos.

Também com o objetivo de reduzir o tempo de processamento, não foram seguidas cascatas eletromagnéticas dos eventos, como 90 % da energia está contida nestas cascatas, a redução do tempo de processamento é considerável. Este trabalho computacional foi realizado nos *clusters* de alto desempenho do Centro de Computação John David Rogers (CCJDR) pertencente ao Instituto de Física Gleb Wataghin (IFGW), na Unicamp.

¹O método de *thinning* consiste em rastrear apenas um conjunto representativo de partículas do chuvelo atribuindo um peso a elas, sendo assim economiza-se tempo de processamento.

6.2 Densidade de Múons

No gráfico da figura 6.1 tem-se a densidade do número de múons, em intervalos de 50 metros, dos eventos gerados. No eixo das abscissas encontra-se a distância radial em relação ao núcleo do chuveiro e no eixo das ordenadas a densidade de múons, os pontos equivalem ao valor médio e as barras de erro ao desvio padrão. O cálculo desta densidade foi feito através da contagem das partículas que atingem o solo em um anel circular de raio médio igual aos valores da abscissa. Desta contagem obtêm-se o número de múons e então este é dividido pela área do anel circular. Nota-se que os chuveiros cujo primário é próton a flutuação de ρ_μ é maior comparado a seus pares cujo primário é um núcleo de ferro. Isto deve-se ao fato de chuveiros mais pesados possuírem maior capacidade de penetração na atmosfera, assim terão um desenvolvimento tardio comparados aos gerados por próton e conseqüentemente uma flutuação menor no número de múons no solo. Observa-se também que ρ_μ médio dos chuveiros gerados por ferro é em torno de 40% maior que seus pares iniciados por próton, para um mesmo modelo de interações hadrônicas.

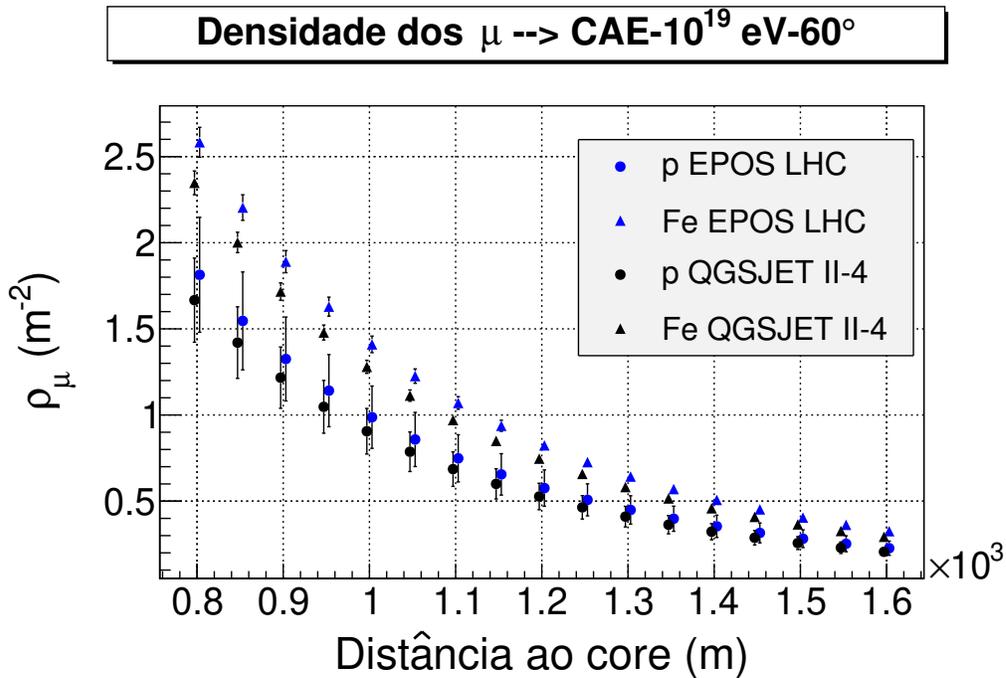


Fig. 6.1: Densidade de múons em intervalos de 50 metros para chuveiros gerados por próton (círculos) e ferro (triângulos) com energia igual a 10^{19} eV, primeira interação a 50 km de altitude, $\theta = 60^\circ$ e limiar dos múons em 50 MeV. Foram usados os modelos EPOS LHC (azul) e QGSJET II-4 (preto) como modelos de interações hadrônicas a altas energias.

6.2.1 Densidade a 1000 metros do núcleo do CAE

Na figura 6.2 tem-se histogramas da densidade de múons a 1000 metros do núcleo do chuveiro. O gráfico posicionado à esquerda representa eventos gerados por primário de próton enquanto o da direita eventos gerados por primário de ferro. Cada histograma representa um total de 200 eventos, sendo os da cor azul referentes a chuveiros simulados usando o modelo EPOS LHC e os histogramas em preto referem-se a simulações usando QGSJET II-4. Foi feito um ajuste gaussiano e os valores dos parâmetros encontram-se no quadro inserido no gráfico. A equação de ajuste é:

$$f(\rho_\mu) = C \exp \left[-\frac{(\rho_\mu - \bar{\rho}_\mu)^2}{2\sigma^2} \right] \quad (6.1)$$

onde C é uma constante e σ é a largura natural segundo o modelo. Note que nestes histogramas supõe-se que a eficiência na identificação de múons pelos tanques do observatório é de 100 %, logo esta largura natural é inerente ao modelo utilizado e deve-se a múltiplas interações que ocorrem na atmosfera durante desenvolvimento do chuveiro atmosférico ao longo da mesma. De fato, a situação representada nestes histogramas é equivalente ao experimento ideal, onde não há erro experimental. No entanto, o ato de medir adicionará incertezas e erros experimentais que não são levados em conta na equação 6.1 e nos gráficos em 6.2.

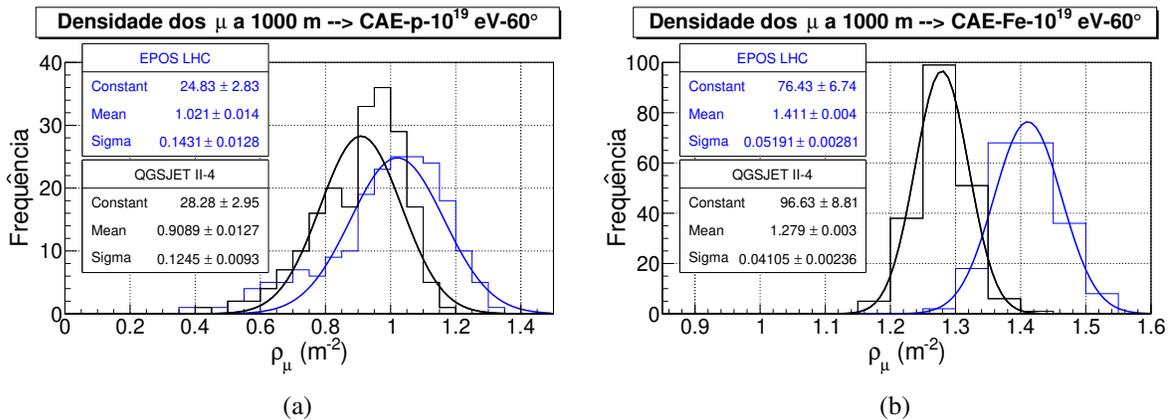


Fig. 6.2: Densidade de múons a 1000 metros para chuveiros gerados por (a) próton e (b) ferro com energia igual a 10^{19} eV, primeira interação a 50 km de altitude, $\theta = 60^\circ$ e limiar dos múons em 50 MeV. Foram usados os modelos EPOS LHC (azul) e QGSJET II-4 (preto) como modelos de interações hadrônicas a altas energias.

6.2.2 Adição de Erro Experimental

Sabe-se que a densidade de múons, gerados por um chuveiro atmosférico extenso, no solo pode ser um parâmetro importante na restrição de modelos hadrônicos a altas energias e também na identificação da composição de massa destes chuveiros. Para isto, esta densidade deve ser analisada no âmbito do experimento, ou seja, diferentemente do ilustrado no gráfico da figura 6.2, os erros experimentais devem ser considerados.

Suponha que o efeito do equipamento de medida não mova o ponto mais provável mas adicionará, segundo a regra de soma de variâncias, um desvio (σ_2) à largura natural do modelo. Este σ_2 é um parâmetro intrínseco ao equipamento de medida, ele representa a capacidade do aparelho em identificar o múon. Logo, analisando o gráfico em 6.2 com esta suposição, nota-se que se as curvas sem a adição das incertezas experimentais encontram-se quase que totalmente sobrepostas, como o caso para primário de próton (gráfico à esquerda), a consideração dos efeitos do experimento farão com que estas curvas fiquem ainda mais sobrepostas, impossibilitando a distinção entre modelos para este caso. Já para primário de ferro (gráfico à direita), dependendo da precisão do experimento existe a possibilidade de restringir os modelos. Sendo assim, partindo desta consideração uma nova gaussiana será dada por:

$$f(\rho_\mu) = C \exp \left[-\frac{(\rho_\mu - \bar{\rho}_\mu)^2}{2(\sigma^2 + \sigma_2^2)} \right] \quad (6.2)$$

Note que a largura da nova gaussiana, considerando o efeito do ato de medir, será:

$$\sigma_{real} = \sqrt{\sigma^2 + \sigma_2^2} \quad (6.3)$$

Deve-se enfatizar que não é conhecido um valor exato para σ_2 , sabe-se que o mesmo é gerado pelas incertezas na detecção das partículas e na imprecisão da identificação de múons, estudos estão sendo realizados dentro da colaboração para estimar esta variância, inclusive há proposta de novos detetores de múons para os quais será necessário encontrar este erro. Por ora, este trabalho considerará valores para esta flutuação e estudará sua consequência na distinção entre primários e modelos.

Nos gráficos das figuras 6.3 e 6.4 tem-se histogramas da densidade de múons a 1000 metros, para os modelos EPOS LHC e QGSJET II-4 respectivamente, comparando resultados para diferentes composições de massa dos chuveiros. Cada gráfico contém um histograma

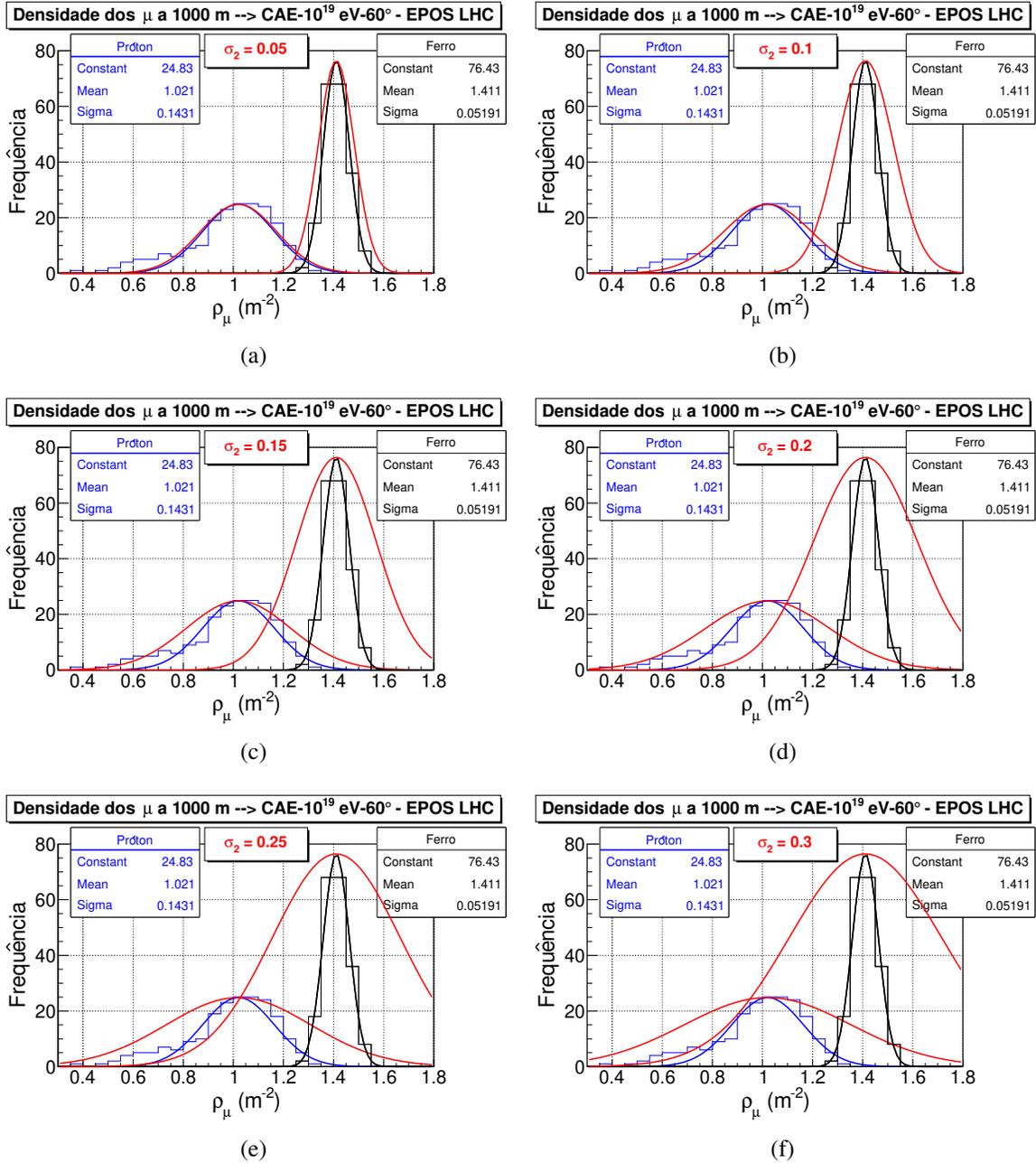


Fig. 6.3: Densidade de múons a 1000 metros para chuvis gerados por próton (azul) e ferro (preto) com energia igual a 10^{19} eV, primeira interação a 50 km, $\theta = 60^\circ$ e limiar dos múons em 50 MeV. O modelo de interações hadrônicas usado é o EPOS LHC. As curvas em vermelho representam gaussianas do tipo da equação 6.2, considerando o efeito do aparato experimental. Os valores de σ encontram-se nos quadros e σ_2 é igual a (a) 0.05, (b) 0.1, (c) 0.15, (d) 0.2, (e) 0.25 e (f) 0.3 m^{-2} .

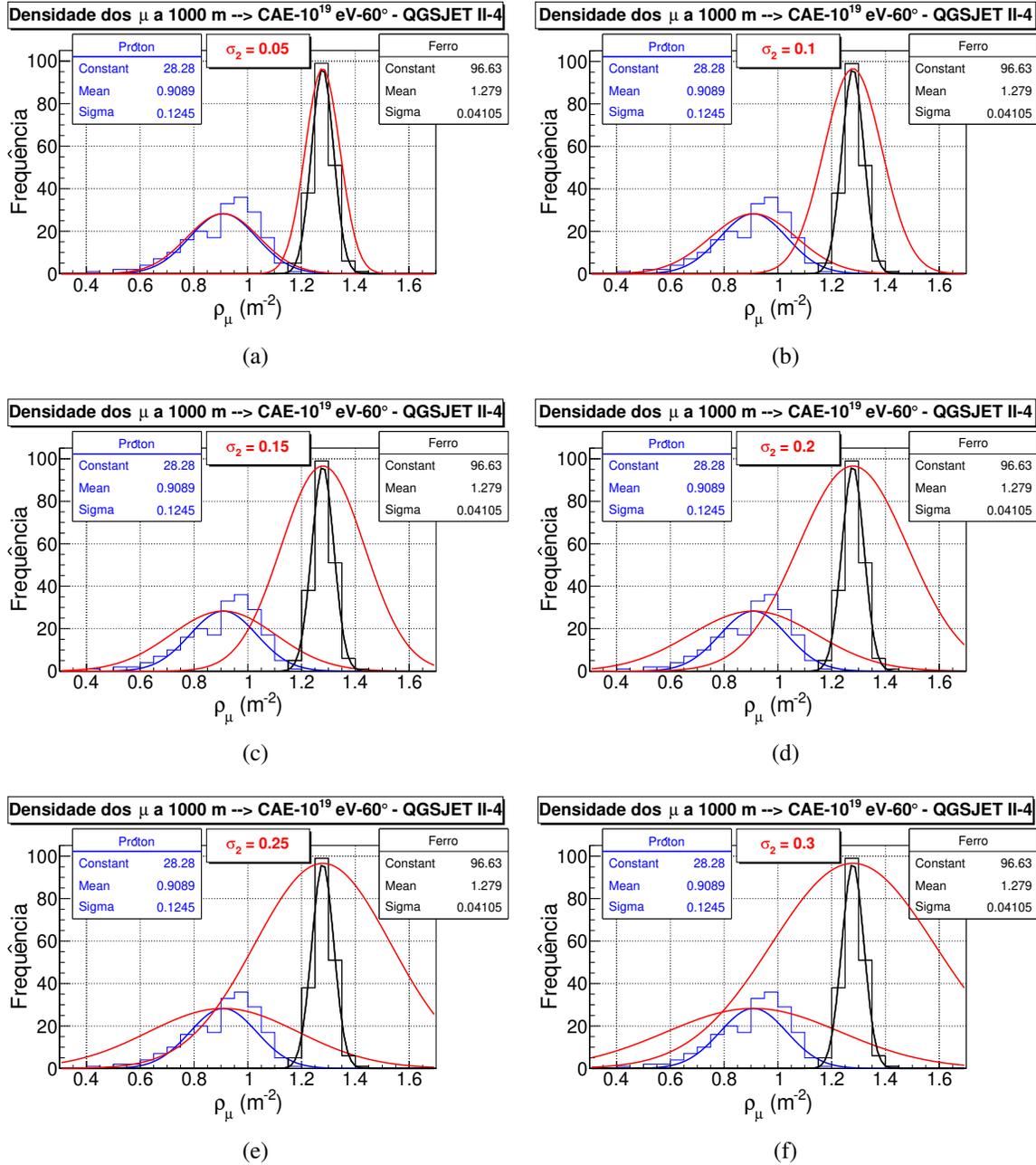


Fig. 6.4: Densidade de múons a 1000 metros para chuviros gerados por próton (azul) e ferro (preto) com energia igual a 10^{19} eV, primeira interação a 50 km, $\theta = 60^\circ$ e limiar dos múons em 50 MeV. O modelo de interações hadrônicas usado é o QGSJET II-4. As curvas em vermelho representam gaussianas do tipo da equação 6.2, considerando o efeito do aparato experimental. Os valores de σ encontram-se nos quadros e σ_2 é igual a (a) 0.05, (b) 0.1, (c) 0.15, (d) 0.2, (e) 0.25 e (f) 0.3 m^{-2} .

referente a eventos iniciados por próton, em azul, e outro histograma de chuviros iniciados por ferro, em preto. Ambos os histogramas foram ajustados por uma gaussiana igual à da equação 6.1, ilustrada em azul para próton e preto para ferro, para obter o valor de σ que se encontra no quadro em cada gráfico. Com este resultado foram desenhados sobre os histogramas gaussianas do tipo da equação 6.2 para diferentes valores de σ_2 , que estão explícitos em cada gráfico. As novas curvas, em vermelho, representam a densidade do número de múons que seria medida, considerando diferentes valores da incerteza experimental. Note que quanto maior σ_2 mais as curvas em vermelho sobrepõem-se, o que implica em maiores dificuldades em distinguir, através da densidade de múons no solo, a composição de massa do chuviro atmosférico.

Já nos gráficos seguintes, figuras 6.5 e 6.6, tem-se histogramas da densidade de múons a 1000 metros, para eventos de primários de próton e ferro respectivamente, comparando resultados para chuviros gerados com os diferentes modelos de interações hadrônicas. Neste caso, tem-se em azul histogramas da densidade de múons para eventos gerados usando o modelo de interações hadrônicas EPOS LHC e em preto histogramas de eventos onde foram usados o modelo QGSJET II-4. Assim como anteriormente esses histogramas foram ajustados com uma gaussiana, obteve-se a largura natural do modelo, e novas gaussianas do tipo da equação 6.2 foram desenhadas para diferentes valores de incertezas experimentais, explícitas nos gráficos. Note que para próton dificilmente um experimento obterá sucesso no que diz respeito a restringir modelos, haja visto que as curvas são quase que totalmente sobrepostas até mesmo para um erro pequeno adicionado pelo experimento. Para ferro o cenário apresenta-se ligeiramente melhor mostrando indícios de que para o menor σ_2 , talvez seja possível distinguir os modelos, desde que tenha certeza que a partícula primária seja ferro.

6.2.3 Probabilidade

Analisando os gráficos da subseção anterior pode-se ter uma ideia da "contaminação" entre modelos, para um mesmo primário, ou da composição de massa, para um mesmo modelo de interações hadrônicas, olhando para a sobreposição das curvas em vermelho. No entanto tem-se apenas uma visão qualitativa desta "contaminação". Para ter-se uma ideia quantitativa, um número que dê uma informação sobre a sobreposição das curvas de forma precisa e seu comportamento em função do valor de σ_2 , pode-se definir uma probabilidade de que um evento medido tenha uma determinada composição de massa ou que as interações

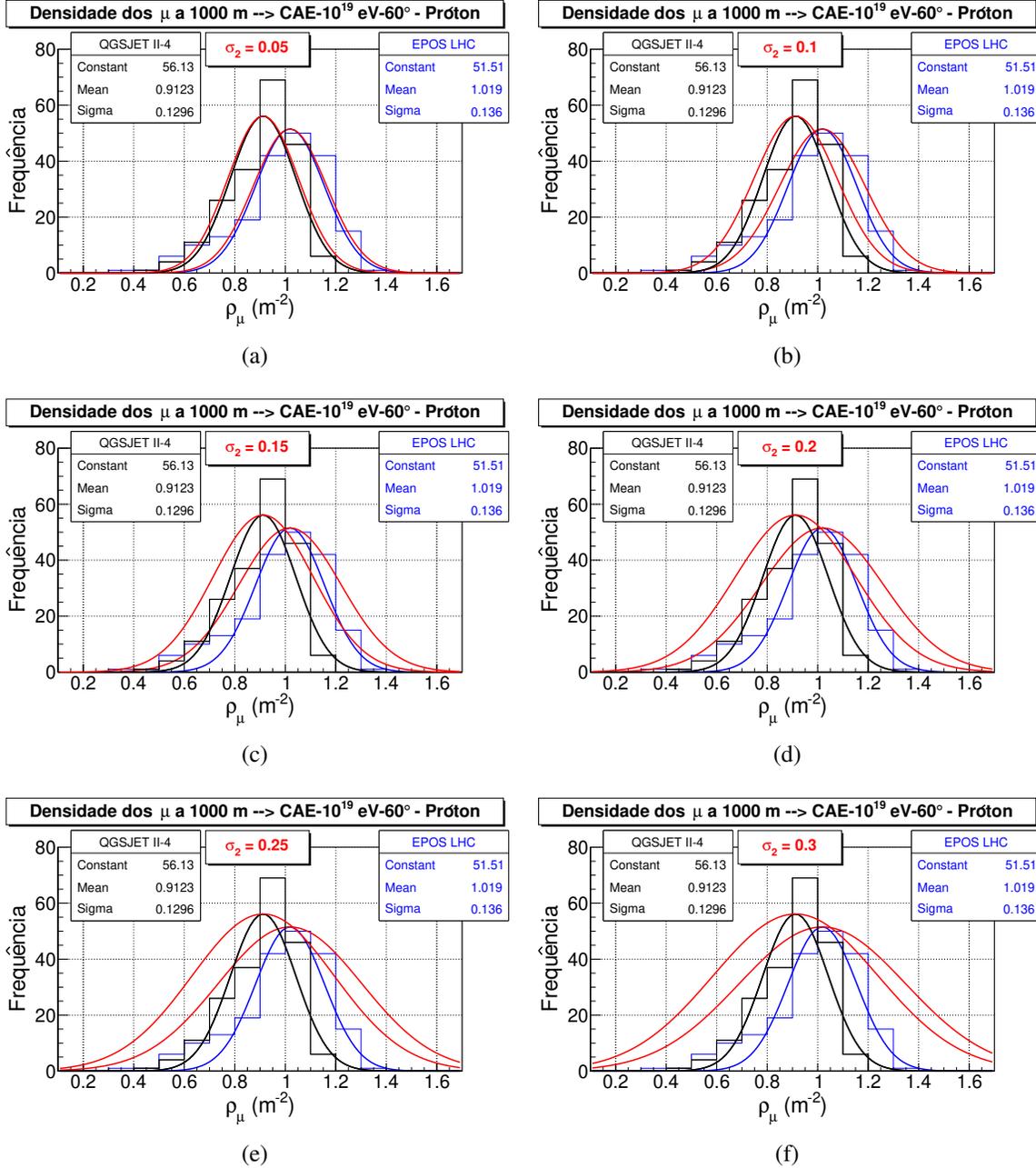


Fig. 6.5: ρ_μ a 1000 metros para chuviros gerados por próton com energia do primário de 10^{19} eV, primeira interação a 50 km, $\theta = 60^\circ$ e limiar dos μ em 50 MeV. Os modelos de interações hadrônicas são EPOS LHC (azul) e QGSJET II-4 (preto). As curvas em vermelho representam gaussianas do tipo da equação 6.2, considerando o efeito do aparato experimental. Os valores de σ encontram-se nos quadros e σ_2 é igual a (a) 0.05, (b) 0.1, (c) 0.15, (d) 0.2, (e) 0.25 e (f) 0.3 m^{-2} .

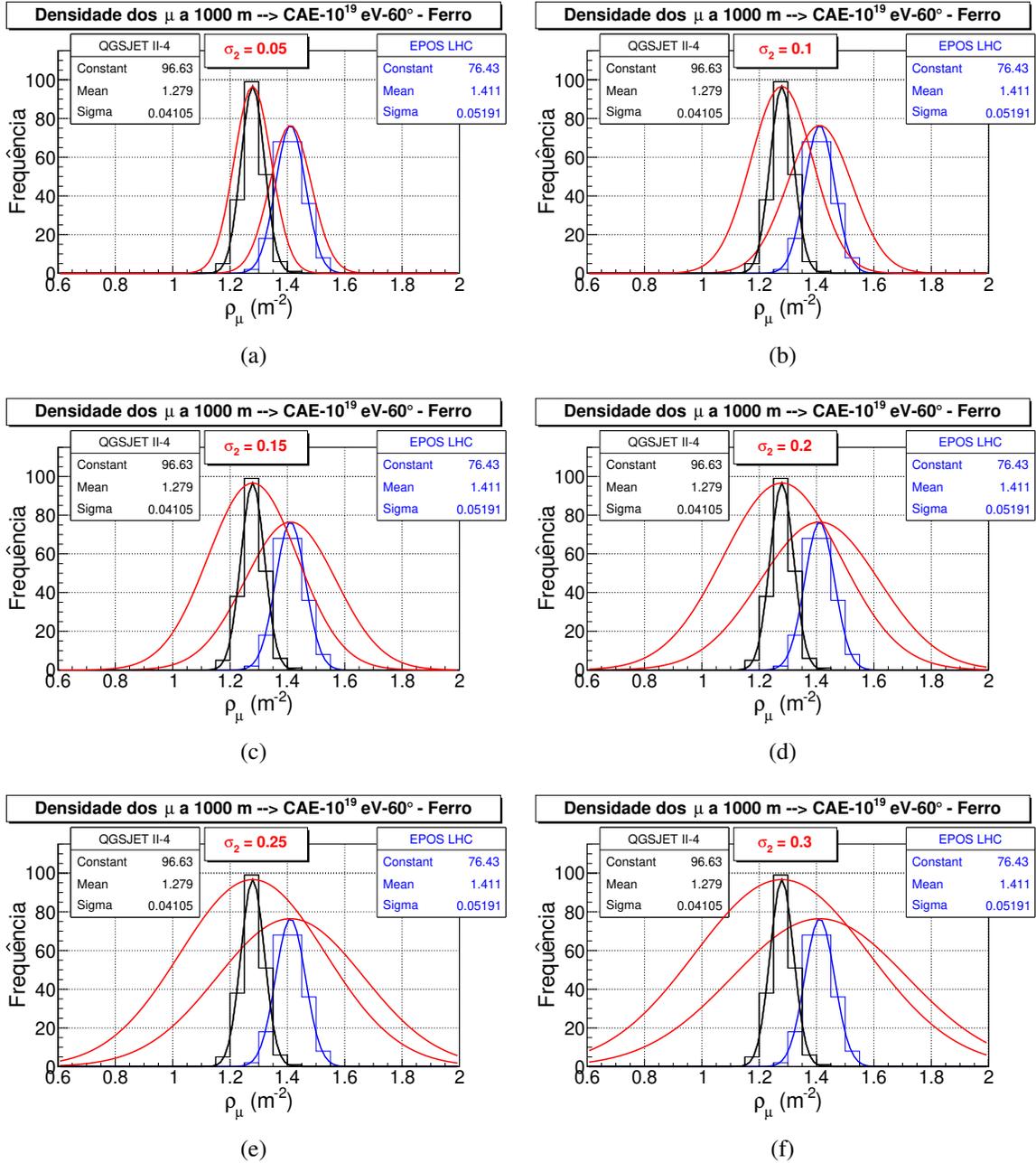


Fig. 6.6: ρ_μ a 1000 metros para chuviros gerados por ferro com energia do primário de 10^{19} eV, primeira interação a 50 km, $\theta = 60^\circ$ e limiar dos μ em 50 MeV. Os modelos de interações hadrônicas são EPOS LHC (azul) e QGSJET II-4 (preto). As curvas em vermelho representam gaussianas do tipo da equação 6.2, considerando o efeito do aparato experimental. Os valores de σ encontram-se nos quadros e σ_2 é igual a (a) 0.05, (b) 0.1, (c) 0.15, (d) 0.2, (e) 0.25 e (f) 0.3 m^{-2} .

hadrônicas envolvidas sejam descritas por determinado modelo.

Considere então que para um número grande de medidas experimentais, o que obtêm-se são as curvas em vermelho dos gráficos da subseção anterior. Neste cenário, supondo que ao medir a densidade de múons a 1000 metros do núcleo obtenha-se, para um único chuveiro, um valor específico ρ_μ . Tomando os dois primeiros gráficos, das figuras 6.3 e 6.4 onde compara-se a densidade para diferentes composições de massa, com base na frequência representada nestes gráficos pode-se estimar a probabilidade de qual primário este chuveiro é oriundo. Para este cálculo toma-se o valor da frequência em cada caso para o valor específico da densidade, ou seja, $f_p(\rho_\mu)$ para próton e $f_{fe}(\rho_\mu)$ para ferro, define-se então a frequência total de ocorrência de eventos com esta densidade como:

$$f_{total}(\rho_\mu) = f_p(\rho_\mu) + f_{fe}(\rho_\mu) \quad (6.4)$$

e por fim, a probabilidade deste evento ser gerado por ferro ou próton será

$$P_p(\rho_\mu) = 100 \times \frac{f_p(\rho_\mu)}{f_{total}(\rho_\mu)} \quad (6.5)$$

$$P_{fe}(\rho_\mu) = 100 \times \frac{f_{fe}(\rho_\mu)}{f_{total}(\rho_\mu)} \quad (6.6)$$

Pode-se então determinar esta probabilidade para diversos valores de ρ_μ para cada um dos gráficos considerando os vários σ_2 neles usados. Estes resultados encontram-se nas figuras 6.7 e 6.8 para os modelos EPOS LHC e QGSJET II-4 respectivamente. Estes gráficos dizem que em um conjunto muito grande de eventos detetados pelas estações do Observatório Pierre Auger, todos com energia do primário em torno de 10^{19} eV, se selecionado um evento aleatoriamente, com o valor de ρ_μ tem-se a probabilidade de que este evento tenha sido iniciado por próton ou ferro, desde que se conheça o valor de σ_2 . Note que o efeito do equipamento de medida sobre o resultado final tem papel importante na análise e, portanto, estudos para estimar este valor, de σ_2 , são necessários.

Na figura em 6.7, para o menor σ_2 correspondente ao gráfico em (a), vê-se que se uma medida da densidade de múons obtiver um valor abaixo de 1,15 múons por metro quadrado, a partícula primária tem probabilidade de 100 % de ser próton e 0 % de ser ferro. Enquanto que se a medida for superior a 1,4 a situação se inverte, com 100 % de probabilidade para ferro e probabilidade nula para próton. A região de ρ_μ entre 1,15 e 1,4 ambos os primários são prováveis. Esta é a região de sobreposição das curvas e nota-se uma permutação entre

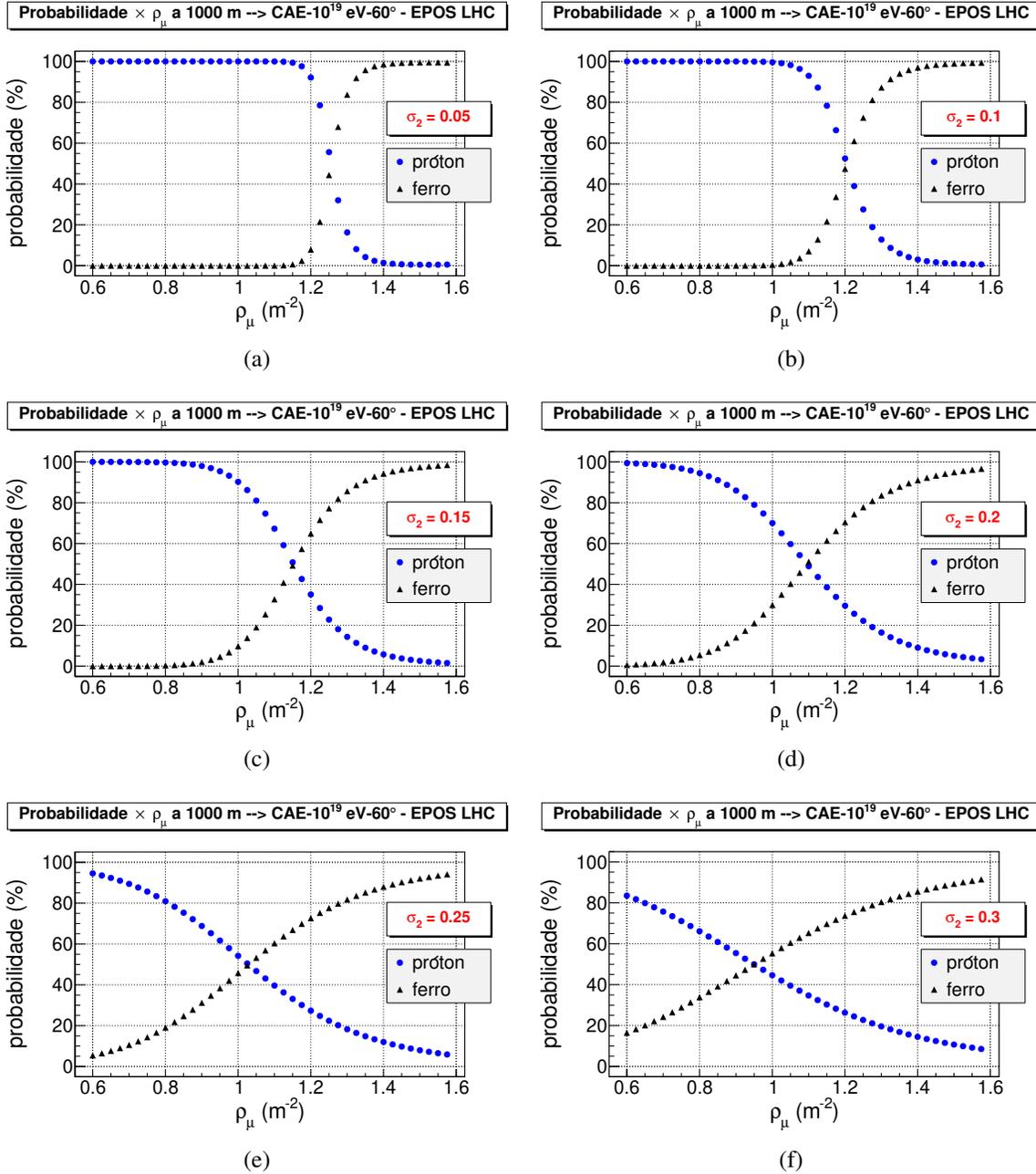


Fig. 6.7: Probabilidade do evento ser de primário de próton (círculos em azul) ou ferro (triângulos em preto) em função da densidade de múons a 1000 metros do núcleo do chuva para valores de σ_2 iguais a (a) 0.05, (b) 0.1, (c) 0.15, (d) 0.2, (e) 0.25 e (f) 0.3 m^{-2} . Os eventos possuem energia do primário igual a 10^{19} eV, primeira interação a 50 km, $\theta = 60^\circ$ e limiar dos múons em 50 MeV. O modelo de interações hadrônicas usado é o EPOS LHC.

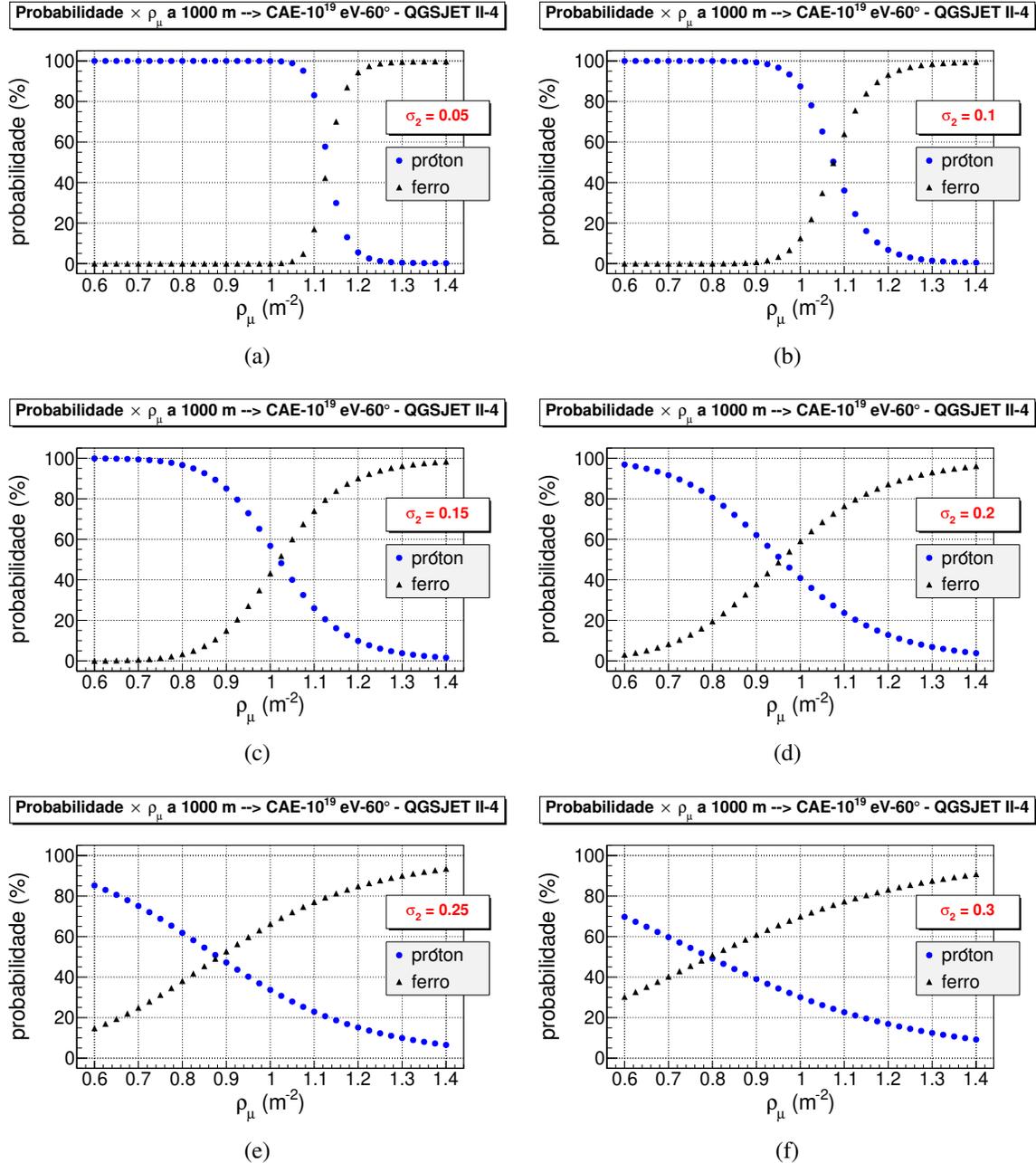


Fig. 6.8: Probabilidade do evento ser de primário de próton (círculos em azul) ou ferro (triângulos em preto) em função da densidade de múons a 1000 metros do núcleo do chuveiro para valores de σ_2 iguais a (a) 0.05, (b) 0.1, (c) 0.15, (d) 0.2, (e) 0.25 e (f) 0.3 m^{-2} . Os eventos possuem energia do primário igual a 10^{19} eV, primeira interação a 50 km de altitude, $\theta = 60^\circ$ e limiar dos múons em 50 MeV. O modelo de interações hadrônicas usado é o QGSJETII.

próton e ferro. O fato de eventos de baixa densidade de μ terem maior probabilidade de serem iniciados por próton e os de alta densidade de μ por ferro é esperado, já que chuueiros atmosféricos iniciados por ferro apresentam em média maior produção de múons. Em (b), com σ_2 dobrado, na região $\rho_\mu < 1,05$ tem-se 100 % próton, $\rho_\mu > 1,4$ 100 % ferro e $1,05 < \rho_\mu < 1,4$ ambos são prováveis. E assim sucessivamente com a região em que ambos os primários são prováveis aumentando com o aumento de σ_2 , até que em (d), (e) e (f), onde $\sigma_2 > 0,2$, para qualquer valor da densidade ambos os primários são prováveis, logo não é possível afirmar a composição de massa de qualquer evento com total certeza, é possível apenas dizer a probabilidade de ser um ou outro.

Até o momento nesta subseção discutiu-se a possível identificação da composição de massa dos chuueiros a partir da densidade de múons no solo a 1000 metros do núcleo do chuueiro. No entanto, o mesmo procedimento pode ser feito para sondar os modelos de interações hadrônicas. Ou seja, usa-se as gaussianas em vermelho dos gráficos em 6.5 e 6.6 para determinar a frequência de eventos com determinado ρ_μ , usando a equação 6.4, e posteriormente determina-se as probabilidades de o evento ser descrito pelo modelo EPOS LHC ou QGSJET II-4 pelas equações 6.5 e 6.6, mediante apenas troca de índices nas fórmulas.

As figuras 6.9 e 6.10 trazem os resultados da probabilidade para a comparação entre modelos, supondo que conheça-se a partícula primária sendo próton ou ferro, respectivamente. Supondo o primário sendo próton, gráficos em 6.9, nota-se que para qualquer valor de σ_2 ambos os modelos são prováveis, com exceção de (a) onde σ_2 é igual a 0,05 que, para densidade de múons acima de 1,4, os eventos são descritos pelo modelo EPOS LHC com aproximadamente 100 % de certeza. Para primário sendo composto por ferro, gráficos em 6.10, com exceção do caso em (a) os eventos possuem probabilidade não nula de serem descritos por qualquer um dos dois modelos. No caso em (a), onde σ_2 é igual a 0,05, é possível restringir os modelos nas regiões $\rho_\mu < 1,2$ e $\rho_\mu > 1,5$, sendo que na primeira região é 100 % provável que o modelo seja o QGSJET II-4 e na segunda o modelo EPOS LHC tem probabilidade máxima.

6.3 Sinal nas Estações do SD

A colaboração Auger conta com um software *offline*[49] capaz de fazer a reconstrução de chuueiros atmosféricos extensos reais e também gerados pelo CORSIKA. O software é capaz de simular a passagem deste chuueiro, gerado pelo método de Monte Carlo, pelo

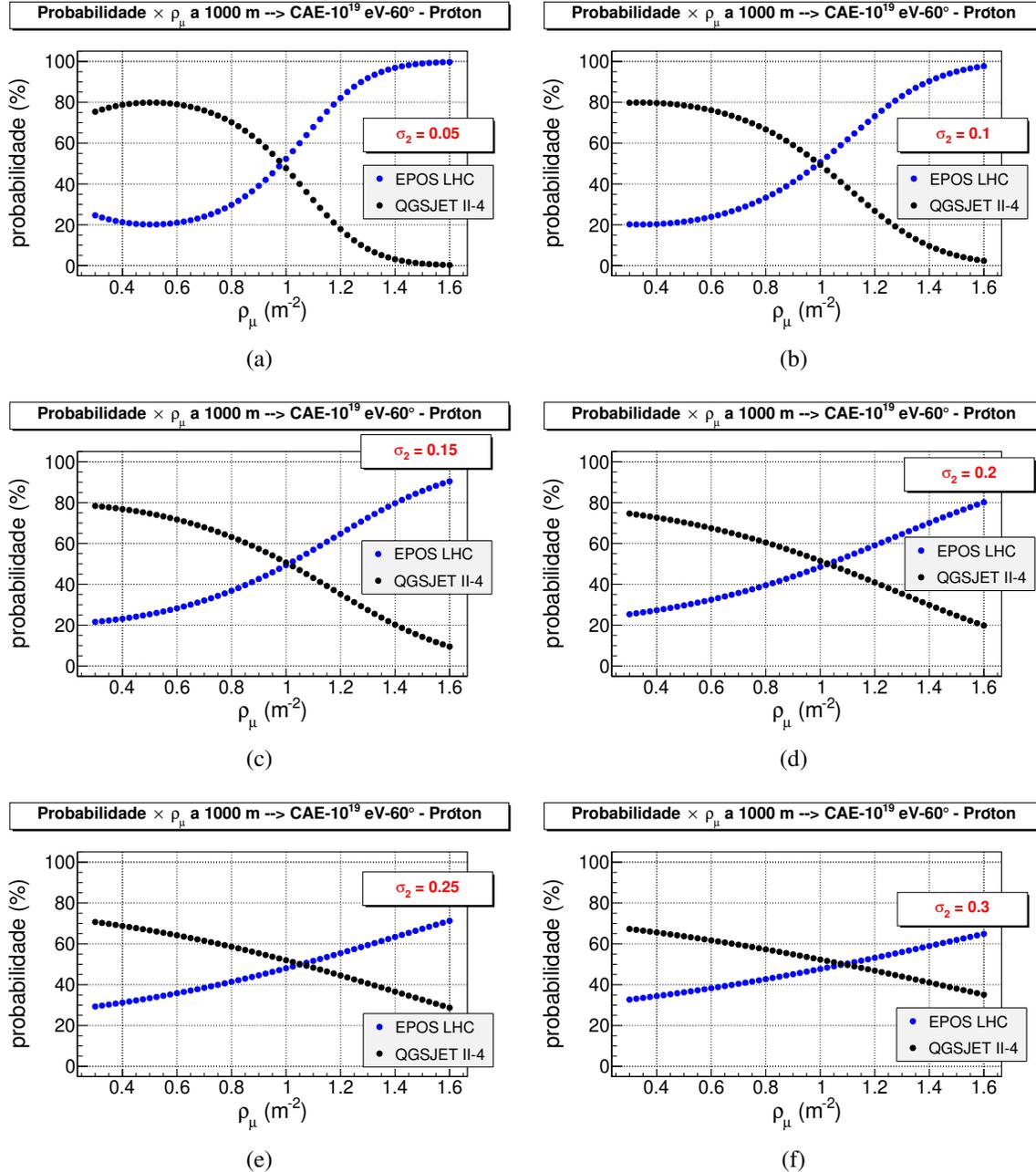


Fig. 6.9: Probabilidade segundo os modelos de interações hadrônicas EPOS LHC (azul) e QGSJET II-4 (preto) para eventos de primário de próton em função da densidade de múons a 1000 metros do núcleo do chuva para valores de σ_2 iguais a (a) 0.05, (b) 0.1, (c) 0.15, (d) 0.2, (e) 0.25 e (f) 0.3 m^{-2} . Os eventos possuem energia do primário igual a 10^{19} eV, primeira interação a 50 km, $\theta = 60^\circ$ e limiar dos múons em 50 MeV.

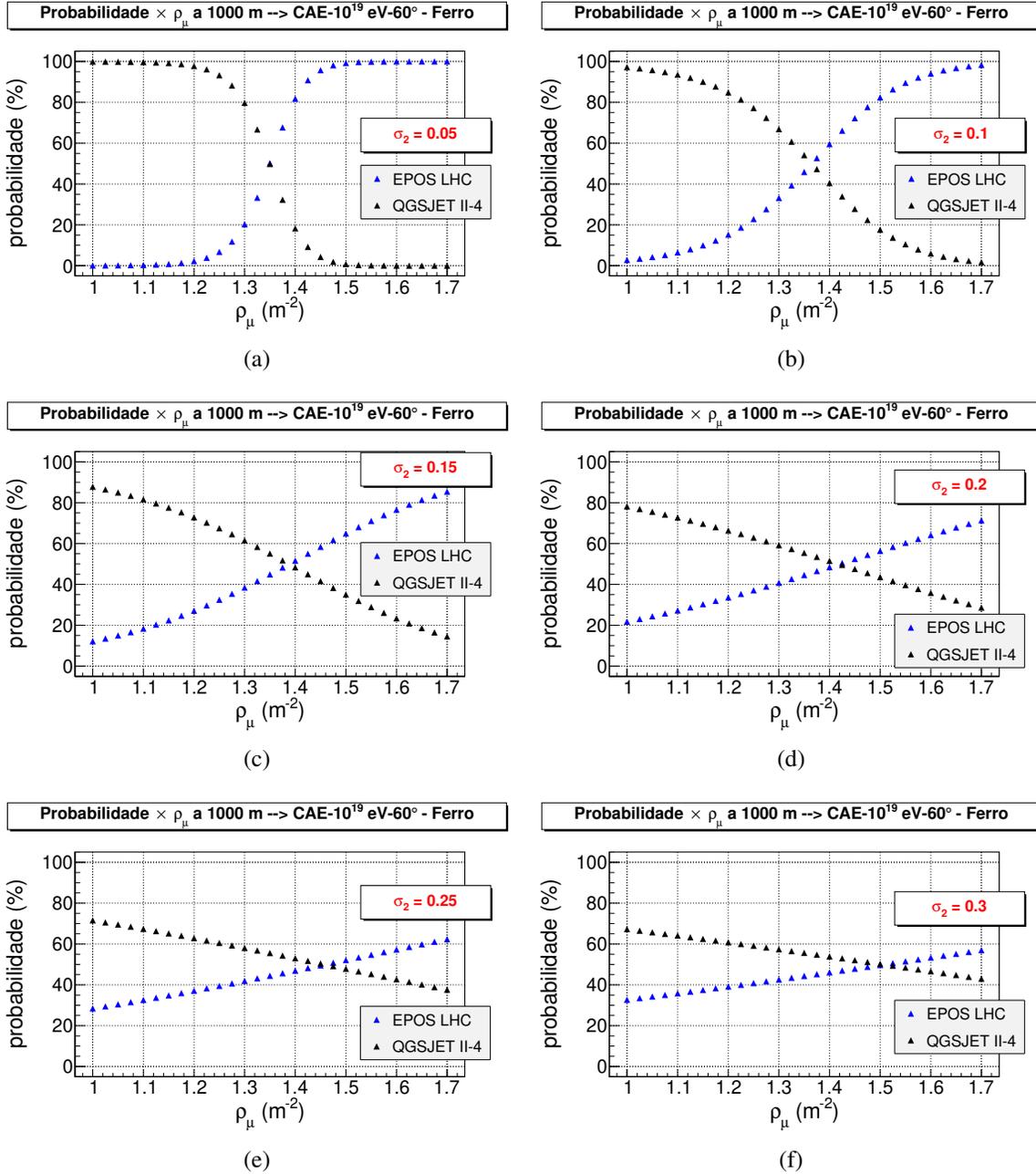


Fig. 6.10: Probabilidade segundo os modelos de interações hadrônicas EPOS LHC (azul) e QGSJET II-4 (preto) para eventos de primário de ferro em função da densidade de múons a 1000 metros do núcleo do chuva para valores de σ_2 iguais a (a) 0.05, (b) 0.1, (c) 0.15, (d) 0.2, (e) 0.25 e (f) 0.3 m^{-2} . Os eventos possuem energia do primário igual a 10^{19} eV, primeira interação a 50 km, $\theta = 60^\circ$ e limiar dos múons em 50 MeV.

Observatório Pierre Auger. Logo o *offline* tem a capacidade de simular o sinal que os múons destes eventos geram nas estações do Detetor de Superfície. Todos os eventos gerados pelo CORSIKA foram reconstruídos com o *offline* e a figura 6.11 traz um gráfico com o sinal total médio, em unidades de VEM, gerado pelos múons nos tanques em função das distâncias ao núcleo do chuvaireiro, em intervalos de 50 metros. Vê-se que o erro das medidas para todos os casos é relativamente alto, girando em torno de 35 a 40 %. Um dos fatores que contribuem para este alto desvio é o desconhecimento da posição que estas partículas atingem o tanque. De fato, dependendo da posição e do ângulo de incidência, os múons podem atravessar quantidades bem diferentes de água. Quanto mais água atravessar mais fótons de radiação Cherenkov são gerados e conseqüentemente mais sinal nas fotomultiplicadoras.

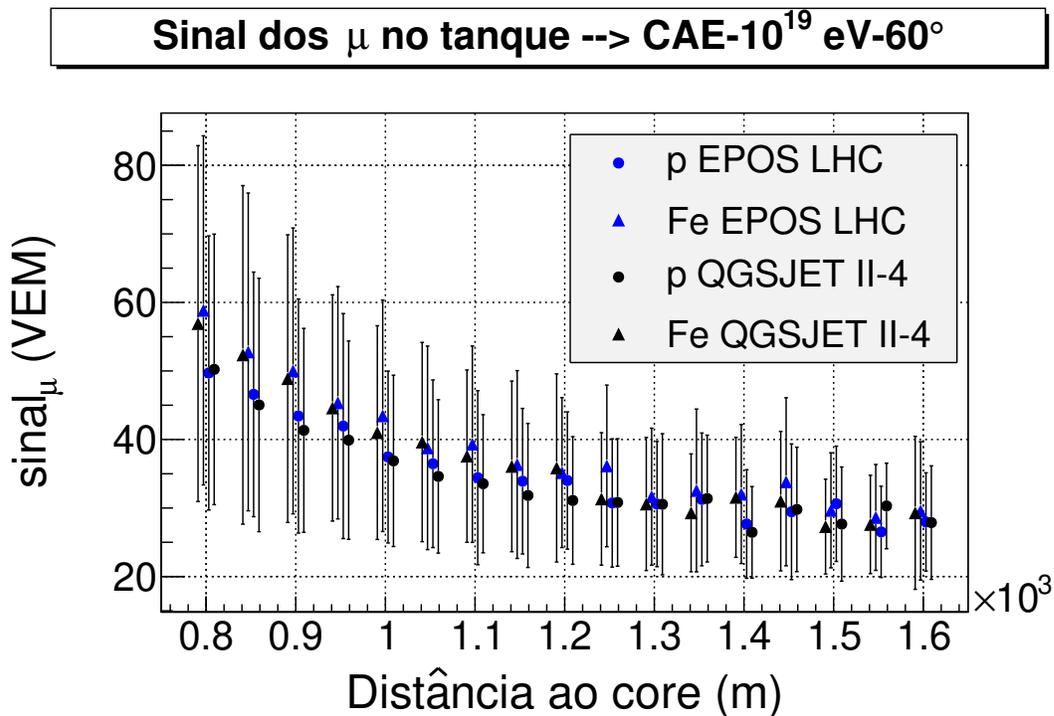


Fig. 6.11: Sinal dos múons nas estações do SD em intervalos de 50 metros para chuvaireiros gerados por proton (círculos) e ferro (triângulos) com energia igual a 10^{19} eV, primeira interação a 50 km de altitude, $\theta = 60^\circ$ e limiar dos múons em 50 MeV. Foram usados os modelos EPOS LHC (azul) e QGSJET II-4 (preto) como modelos de interações hadrônicas a altas energias. Os eventos foram reconstruídos usando o software *offline* da colaboração Auger

Deste resultado, fica evidente qualquer restrição de modelos ou identificação da composição de massa através do sinal dos múons no SD torna-se inviável. Sendo assim, melhorias na detecção de múons devem ser estudadas e implementadas. Há grupos dentro da colaboração

ção Auger trabalhando no tema e está previsto um *upgrade* do observatório para 2015 onde novos métodos e detetores voltados à identificação de múons devem ser instalados.

Capítulo 7

Conclusão

O objetivo deste trabalho foi fazer uma conexão entre resultados do experimento CMS com resultados atualmente focalizados nos experimentos de raios cósmicos de altíssimas energias. A sonda usada para se fazer essa conexão, conforme se pode ver pela literatura recente, é a multiplicidade de múons observada nos experimentos de raios cósmicos[57].

Tem-se que levar em conta que as faixas de energia nas colisões são diferentes: os resultados publicados do LHC estão entre $\sqrt{s} = 7$ e 8 TeV, enquanto que os dados publicados pela colaboração Auger estão acima de $\sqrt{s} = 57$ TeV.

A conexão é feita neste trabalho, não comparando os dados experimentais, mas via os modelos atuais de interações hadrônicas. Foram escolhidos os modelos que melhor descreveram as multiplicidades de partículas no CMS, em eventos NSD e com eles foram calculadas as multiplicidades de múons em chuueiros extensos na faixa de energia de raios cósmicos.

Neste trabalho foram feitas simulações de colisões próton-próton com energia no referencial centro de momenta igual a 7 TeV. Para a geração destes eventos usou-se o CORSIKA na versão de primeira interação, utilizando-se quatro diferentes modelos de interações hadrônicas: EPOS LHC, QGSJET II-4, QGSJET 01c e SIBYLL 2,1. Analisou-se a distribuição de multiplicidades destes eventos e a densidade em pseudorapidez. Da comparação entre estes modelos com dados da colaboração CMS, notou-se que os dois primeiros modelos apresentaram resultados mais próximos dos dados experimentais.

Posteriormente foram gerados chuueiros atmosféricos extensos, também com o CORSIKA, utilizando estes dois modelos de interações hadrônicas: EPOS LHC e QGSJET II-4. Estudou-se a densidade de múons na altitude do detetor de superfície do Observatório Pierre Auger especialmente a mil metros do núcleo do chuueiro, onde um ajuste gaussiano foi feito

sobre o histograma de ρ_μ de forma a obter a largura natural.

Foi utilizada a densidade de múons nos detetores de superfície de Auger como sonda para a identificação de modelos e da partícula primária, adicionando possíveis valores para as incertezas experimentais. De fato há a possibilidade de utilizar ρ_μ para estudar a composição de massa dos chuviros, porém estudos para determinar a incerteza experimental na identificação dos múons são necessários.

Desse modo, fixando a geometria e a energia primária de chuviros, obtêm-se as flutuações estatísticas no desenvolvimento do mesmo, que seriam "larguras naturais", no sentido tradicional. A elas deve-se adicionar as flutuações ou mais precisamente os erros experimentais para obter as observações. Tendo em vista que se consideram, na literatura, possíveis *upgrades* para o Observatório Auger e também desenvolvimentos de outros experimentos, foi introduzido a ocorrência de erros experimentais, no cenário aqui considerado, ou seja, partindo de larguras naturais.

Tem-se o caso do Observatório Auger, no momento, com seus possíveis upgrades: detetores RPC, novos módulos Cherenkov e outros. Cada montagem dessas terá a sua imprecisão experimental própria. Considerou-se então o efeito conjunto da largura natural obtida anteriormente e possíveis valores numéricos de erros experimentais na identificação de múons. Fica-se com cenários de possíveis imprecisões experimentais e os efeitos desses erros na determinação da massa do primário, que é um dos objetivos do Observatório Auger.

Por fim, chegou-se ao cenário mostrado nas figuras 6.3, 6.4, 6.7 e 6.8. Escolhendo valores para possíveis erros experimentais, pode-se avaliar se o sinal detetado será suficientemente preciso (largura estreita das gaussianas) para se distinguir entre diferentes massas de primário ou não.

Referências Bibliográficas

- [1] J. J. Thomson. XI. Cathode Rays. *Philosophical Magazine Series 5*, 44(269):293–316, 1897.
- [2] David Griffiths. *Introduction to Elementary Particles*. Wiley, New York, USA, 2008.
- [3] F. Halzen and A. D. Martin. *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*. Wiley, New York, USA, 1984.
- [4] <http://astropt.org/blog/2013/04/05/spin-up-e-spin-down/>, Mar 2014.
- [5] A. Aitchison, I.; Hey. *Gauge theories in particle physics*, volume 1. Institute of Physics Publishing, 2 edition, 2003.
- [6] Julio Rodriguez Bauleo, Pablo M.; Martino. The dawn of the particle astronomy era in ultra-high-energy cosmic rays. *Nature*, 2009.
- [7] S. Mandelstam. Determination of the Pion-Nucleon Scattering Amplitude from Dispersion Relations and Unitarity. General Theory. *Phys. Rev.*, 112:1344–1360, Nov 1958.
- [8] J. Beringer *et al.* Review of particle physics. *Phys. Rev. D*, 86:010001, Jul 2012.
- [9] G. Aad *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(1):1 – 29, 2012.
- [10] S. Chatrchyan *et al.* Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Physics Letters B*, 716(1):30 – 61, 2012.
- [11] R. W. McAllister and R. Hofstadter. Elastic Scattering of 188-Mev Electrons from the Proton and the Alpha Particle. *Phys. Rev.*, 102:851–856, May 1956.

- [12] E. D. Bloom, D. H. Coward, H. DeStaebler, J. Drees, G. Miller, L. W. Mo, R. E. Taylor, M. Breidenbach, J. I. Friedman, G. C. Hartmann, and H. W. Kendall. High-Energy Inelastic $e - p$ Scattering at 6° and 10° . *Phys. Rev. Lett.*, 23:930–934, Oct 1969.
- [13] Yen-Jie Lee. *Measurement of the Charged-Hadron Multiplicity in Proton-Proton Collisions at LHC with the CMS Detector*. Phd theses, Massachusetts Institute of Technology (MIT), 2011.
- [14] David d’Enterria *et al.* Constraints from the first LHC data on hadronic event generators for ultra-high energy cosmic-ray physics. *arXiv:1101.5596v3 [astro-ph.HE]*, 4 May 2011.
- [15] Casper Nygaard. *Charged particle multiplicity distributions into forward pseudorapidities in pp and PbPb collisions at the LHC*. PhD thesis, Niels Bohr Institute. University of Copenhagen, 2011.
- [16] Jan Fiete Grosse-Oetringhaus and Klaus Reygers. Charged-particle multiplicity in proton-proton collisions. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 37(8):083001, 2010.
- [17] D. Heck *et al.* <http://www-ik.fzk.de/corsika>.
- [18] J. Ranft. Dual parton model at cosmic ray energies. *Phys. Rev. D*, 51:64–84, Jan 1995.
- [19] T. Pierog *et al.* EPOS LHC: test of collective hadronization with LHC data. *arXiv:1306.0121v1 [hep-ph]*, 1 Jul 2013.
Klaus Werner, Fu-Ming Liu, and Tanguy Pierog. Parton ladder splitting and the rapidity dependence of transverse momentum spectra in deuteron-gold collisions at the BNL Relativistic Heavy Ion Collider. *Phys. Rev. C*, 74:044902, Oct 2006.
- [20] H.J. Drescher, M. Hladik, S. Ostapchenko, T. Pierog, and K. Werner. Parton-based Gribov-Regge theory. *Physics Reports*, 350(2-4):93 – 289, 2001.
- [21] N.N. Kalmykov, S.S. Ostapchenko, and A.I. Pavlov. Quark-gluon-string model and EAS simulation problems at ultra-high energies. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 52(3):17 – 28, 1997.

- [22] S. Ostapchenko. Monte Carlo treatment of hadronic interactions in enhanced Pomeron scheme: QGSJET-II model. *Phys. Rev. D*, 83:014018, Jan 2011.
- S. Ostapchenko. Enhanced Pomeron diagrams: Resummation of unitarity cuts. *Phys. Rev. D*, 77:034009, Feb 2008.
- S. Ostapchenko. QGSJET-II: towards reliable description of very high energy hadronic interactions. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 151(1):143 – 146, 2006.
- Ostapchenko, S. QGSJET-II: physics, recent improvements, and results for air showers. *EPJ Web of Conferences*, 52:02001, 2013.
- [23] J. Engel *et al.* Nucleus-nucleus collisions and interpretation of cosmic-ray cascades. *Phys. Rev. D*, 46:5013–5025, Dec 1992.
- Eun-Joo Ahn *et al.* Cosmic ray interaction event generator SIBYLL 2.1. *Phys. Rev. D*, 80:094003, Nov 2009.
- R. S. Fletcher *et al.* SIBYLL: An event generator for simulation of high energy cosmic ray cascades. *Phys. Rev. D*, 50:5710–5731, Nov 1994.
- [24] K Werner. Strings, pomerons and the VENUS model of hadronic interactions at ultra-relativistic energies. *Physics Reports*, 232(2-5):87 – 299, 1993.
- [25] H. Fesefeldt. *Report PITHA-85/02*. 1985.
- [26] A. Fasso *et al.* The physics models of FLUKA: status and recent development. *arXiv:hep-ph/0306267*, 2003.
- [27] S.A. Bass *et al.* Microscopic models for ultrarelativistic heavy ion collisions. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 41(0):255 – 369, 1998.
- [28] Lyndon Evans and Philip Bryant. LHC Machine. *Journal of Instrumentation*, 3(08):S08001, 2008.
- [29] <http://home.web.cern.ch/about/accelerators/large-hadron-collider>, Nov 2013.
- [30] CERN Communication Group. The LHC Guide. <http://cds.cern.ch/record/1165534/files/CERN-Brochure-2009-003-Eng.pdf>, Feb 2009.
- [31] <http://linac2.home.cern.ch/linac2/>, Nov 2013.

- [32] <http://home.web.cern.ch/about/accelerators>, Nov 2013.
- [33] <http://www.symmetrymagazine.org/breaking/2011/11/15/the-making-and-tending-of-heavy-ion-beams-for-the-lhc>, Nov 2013.
- [34] Simon White. *Determination of the absolute luminosity at the LHC*. PhD thesis, Université Paris-Sud 11, Oct 2010.
- [35] The ALICE Collaboration. The ALICE experiment at the CERN LHC. *Journal of Instrumentation*, 3(08):S08002, 2008.
- [36] The ATLAS Collaboration. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *Journal of Instrumentation*, 3(08):S08003, 2008.
- [37] The CMS Collaboration. The CMS experiment at the CERN LHC. *Journal of Instrumentation*, 3(08):S08004, 2008.
- [38] The LHCb Collaboration. The LHCb Detector at the LHC. *Journal of Instrumentation*, 3(08):S08005, 2008.
- [39] The LHCf Collaboration. The LHCf detector at the CERN Large Hadron Collider. *Journal of Instrumentation*, 3(08):S08006, 2008.
- [40] The TOTEM Collaboration. The TOTEM Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *Journal of Instrumentation*, 3(08):S08007, 2008.
- [41] <http://cms.web.cern.ch/>, Nov 2013.
- [42] Diego Matos Figueiredo. *Análise da produção de díjetos de difração simples no experimento CMS/LHC*. Dissertação de mestrado, Universidade do Estado do Rio de Janeiro (UERJ), Rio de Janeiro, 2011.
- [43] Michael Heinrich. *A Jet Based Approach to Measuring Soft Contributions to Proton-Proton Collisions with the CMS Experiment*. PhD thesis, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Jan 2011.
- [44] V. Khachatryan *et al.* Charged particle multiplicities in pp interactions at $\sqrt{s} = 0.9$, 2.36, and 7 TeV. *Journal of High Energy Physics*, 2011(1), 2011.

- V. Khachatryan *et al.* Charged particle multiplicities in pp interactions at $\sqrt{s} = 0.9, 2.36$ and 7 TeV. *arXiv:1011.5531v1 [hep-ex]*, 24 Nov 2010.
- [45] V. Khachatryan *et al.* Transverse-Momentum and Pseudorapidity Distributions of Charged Hadrons in *pp* Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *Phys. Rev. Lett.*, 105:022002, Jul 2010.
- V. Khachatryan *et al.* Transverse-momentum and pseudorapidity distributions of charged hadrons in pp collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ and 2.36 TeV. *Journal of High Energy Physics*, 2010(2):1–35, 2010.
- [46] J. Abraham *et al.* Properties and performance of the prototype instrument for the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 523(1 - 2):50 – 95, 2004.
- [47] http://kicp.uchicago.edu/depot/images/auger_surface_array_large.jpg, Nov 2013.
- [48] <http://top.gae.ucm.es/auger/>, Nov 2013.
- [49] <http://www.auger.org/observatory/>, Nov 2013.
- [50] <http://portal.cbpf.br/index.php?page=GruposPesquisa.Equipamentos&grupo=30>, Nov 2013.
- [51] J. Abraham *et al.* The fluorescence detector of the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 620(2?3):227 – 251, 2010.
- [52] Vanessa Menezes Theodoro. *Contribuição para os métodos de identificação das componentes eletromagnética e muônica de chuviscos atmosféricos extensos no Observatório Pierre Auger*. Dissertação de mestrado, Universidade Estadual de Campinas (Unicamp), Campinas, 2011.
- [53] Márcio Aparecido Muller. *Estudo sobre as Interações de Hádrons nos Módulos de Superfície e Adjacências, do Observatório Pierre Auger*. Tese de doutorado, Universidade Estadual de Campinas (Unicamp), Campinas, 2008.

- [54] David d’Enterria, Ralph Engel, Tanguy Pierog, Sergey Ostapchenko, and Klaus Werner. The strong interaction at the collider and cosmic-rays frontiers. *Few-Body Systems*, 53(1-2):173–179, 2012.
- [55] Ralph Engel, Dieter Heck, and Tanguy Pierog. Extensive air showers and hadronic interactions at high energy. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 61(1):467–489, 2011.
- [56] Sergey Ostapchenko. Studies of very high energy cosmic rays: Status, puzzles, and the impact of lhc data. *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 193:204–211, 2012.
- [57] <http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=152124>.

Apêndice A

Parâmetros de entrada do CORSIKA

Este apêndice dedica-se à informar os parâmetros de entrada (*Inputs*) utilizados no CORSIKA para a geração de eventos de colisões próton-próton e de chuueiros atmosféricos extensos, com primários de próton e ferro, pelo método de Monte Carlo.

A.1 Colisões próton-próton

Nesta seção seguem os parâmetros utilizados para gerar eventos de colisões próton-próton com energia igual a 7 TeV no referencial centro de momenta ($\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$) ou aproximadamente $2,6 \times 10^7 \text{ GeV}$ no referencial do laboratório. Os modelos de interações hadrônicas usados foram o EPOS LHC, QGSJET 01c, QGSJET II-4 e SIBYLL 2,1.

A.1.1 EPOS LHC

```
RUNNR      1
NSHOW     100000
PRMPAR     14
ERANGE    2.6E7  2.6E7
SEED       1    0    0
SEED       2    0    0
HADFLG     0    0    0    0    0    2
ECUTS     1.    1.    0.001  0.001
EPOS       T    0
EPOSIG     T
```

```
EPOPAR input ../epos/epos.param
EPOPAR fname inics ../epos/epos.inics
EPOPAR fname iniev ../epos/epos.iniev
EPOPAR fname initl ../epos/epos.initl
EPOPAR fname inirj ../epos/epos.inirj
EPOPAR fname inihy ../epos/epos.inilb
EPOPAR fname check none
EPOPAR fname histo none
EPOPAR fname data none
EPOPAR fname copy none
MAXPRT 0
DIRECT /home/epos/
DATBAS F
USER moreno
PAROUT F F
DEBUG F 6 F 1000000
INTTST 1 1
INTDEC F F F F
INTSPC F
DIFOFF 0
TRIGGER 0
HISTDS /home/epos/epos
EXIT
```

A.1.2 QGSJET 01c

```
RUNNR 2
NSHOW 100000
PRMPAR 14
ERANGE 2.6E7 2.6E7
SEED 1 0 0
SEED 2 0 0
HADFLG 0 0 0 0 0 2
ECUTS 1. 1. 0.001 0.001
MAXPRT 0
DIRECT /home/qgs1/
DATBAS F
USER moreno
PAROUT F F
DEBUG F 6 F 1000000
```

```
INTTST  1 1
INTDEC  F F F F
INTSPC  F
DIFOFF  0
TRIGGER 0
HISTDS  /home/qgs1/qgs1
QGSJET  T 0
QGSSIG  T
EXIT
```

A.1.3 QGSJET II-04

```
RUNNR    3
NSHOW    100000
PRMPAR   14
ERANGE   2.6E7 2.6E7
SEED     1 0 0
SEED     2 0 0
HADFLG   0 0 0 0 0 2
ECUTS    1. 1. 0.001 0.001
MAXPRT   0
DIRECT   /home/qgs2/
DATBAS   F
USER     moreno
PAROUT   F F
DEBUG    F 6 F 1000000
INTTST   1 1
INTDEC   F F F F
INTSPC   F
DIFOFF   0
TRIGGER  0
HISTDS   /home/qgs2/qgs2
QGSJET   T 0
QGSSIG   T
EXIT
```

A.1.4 SIBYLL 2.1

```
RUNNR    4
```

```

NSHOW      100000
PRMPAR     14
ERANGE     2.6E7  2.6E7
SEED       1    0    0
SEED       2    0    0
HADFLG     0    0    0    0    0    2
ECUTS      0.1  0.1  0.0001  0.0001
MAXPRT     0
DIRECT     /home/siby11/
DATBAS     F
USER       moreno
PAROUT     F F
DEBUG      F  6  F  1000000
INTTST     1  1
INTDEC     F F F F
INTSPC     F
DIFOFF     0
TRIGGER    0
HISTDS     /home/siby11/siby11
SIBYLL     T 0
SIBSIG     T
EXIT

```

A.2 Chuveiros Atmosféricos Extensos

Nesta seção seguem os parâmetros utilizados para gerar chuveiros atmosféricos extensos com energia do primário igual a 10^{10} GeV no referencial do laboratório, sendo este próton ou ferro. Os modelos de interações hadrônicas utilizados foram o EPOS LHC e QGSJET II-4, e o modelo de interações a baixas energias utilizado foi o GHEISHA 2002d.

A.2.1 EPOS LHC

```

RUNNR      50101
NSHOW      5
PRMPAR     14                !Partícula primária = próton
*PRMPAR    5226             !Partícula primária = ferro
ESLOPE     -2.7
ERANGE     1.E10  1.E10
THETAP     60.  60.

```

```
PHIP      -180.  180.
SEED      59    0    0
SEED      60    0    0
FIXHEI    5000000.  0
OBSLEV    140000
MAGNET    20.0  42.8
HADFLG    0    0    0    0    0    2
ECUTS     0.05  0.05  0.0002  0.001
MUADDI    T
MUMULT    T
ELMFLG    F    F
STEPFC    1.0
RADNKG    200.E2
ARRANG    0.
EPOS      T 0
EPOSIG    T
EOPAR     input  ../epos/epos.param
EOPAR     fname  inics  ../epos/epos.inics
EOPAR     fname  iniev  ../epos/epos.iniev
EOPAR     fname  initl  ../epos/epos.initl
EOPAR     fname  inirj  ../epos/epos.inirj
EOPAR     fname  inihy  ../epos/epos.inilb
EOPAR     fname  check  none
EOPAR     fname  histo  none
EOPAR     fname  data   none
EOPAR     fname  copy   none
LONGI     T 10.  F  F
ECTMAP    1.E2
MAXPRT    0
DIRECT    /home/showers/epos/
DATBAS    F
USER      moreno
PAROUT    T F
DEBUG     F 6  F  1000000
EXIT
```

A.2.2 QGSJET II-04

```
RUNNR     50103
NSHOW     5
```

```
PRMPAR 14 !Partícula primária = próton
*PRMPAR 5226 !Partícula primária = ferro
ESLOPE -2.7
ERANGE 1.E10 1.E10
THETAP 60. 60.
PHIP -180. 180.
SEED 21 0 0
SEED 22 0 0
OBSLEV 140000
FIXHEI 5000000. 0
MAGNET 20.0 42.8
HADFLG 0 0 0 0 0 2
ECUTS 0.05 0.05 0.0002 0.001
MUADDI T
MUMULT T
ELMFLG F F
STEPFC 1.0
RADNKG 200.E2
ARRANG 0.
QGSJET T 0
QGSSIG T
LONGI T 10. F F
ECTMAP 1.E2
MAXPRT 0
DIRECT /home/showers/qgs2/
DATBAS F
USER moreno
PAROUT T F
DEBUG F 6 F 1000000
EXIT
```