



Universidade do Estado do Rio de Janeiro

Centro de Tecnologia e Ciências

Instituto de Física Armando Dias Tavares

Matheus Costa Reis


Medida da seção de choque da produção de pares de quark *top*
em colisões proton-proton a $\sqrt{s} = 7$ TeV em eventos de estado
final com dois léptons e utilizando dados públicos do
experimento *Compact Muon Solenoid* (CMS), do LHC/CERN

Rio de Janeiro

2020

Matheus Costa Reis

Medida da seção de choque da produção de pares de quark *top* em colisões proton-proton a $\sqrt{s}=7$ TeV em eventos de estado final com dois léptons e utilizando dados públicos do experimento *Compact Muon Solenoid* (CMS), do LHC/CERN



Trabalho de Conclusão de Curso apresentado, como requisito parcial para obtenção do título de Graduando em Física, ao Instituto de Física Armando Dias Tavares, da Universidade do Estado do Rio de Janeiro.

Orientadora: Prof. Dra. Helena Brandão Malbouisson

Coorientador: Prof. Dr. Dilson de Jesus Damião

Rio de Janeiro

2020

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

R375 Reis, Matheus Costa.
Medida da seção de choque da produção de pares de quark top em colisões proton-proton a $\sqrt{s} = 7$ TeV em eventos de estado final com dois léptons e 29 utilizando dados públicos do experimento Compact Muon Solenoid (CMS), 30 do LHC/CERN / Matheus Costa Reis. – 2020.
61 f. : il.

Orientadora: Helena Brandão Malbouisson.
Coorientador: Dilson de Jesus Damião.
Trabalho de Conclusão de Curso (Graduação em Física) –
Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Instituto de Física Armando
Dias Tavares.

1. Quarks – Monografias. 2. Partículas elementares – Monografias.
3. Interações próton-próton – Monografias. 4. Solenóide de múon
compacto – Monografias. 5. Grande colisor de hádrons (França e
Suíça) – Monografias. I. Malbouisson, Helena Brandão. II. Damião,
Dilson de Jesus. III. Universidade do Estado do Rio de Janeiro.
Instituto de Física Armando Dias Tavares. IV. Título.

CDU 539.12

Bibliotecária: Teresa da Silva CRB7/5209

Autorizo, apenas para fins acadêmicos e científicos, a reprodução total ou parcial deste Trabalho de Conclusão de Curso, desde que citada a fonte.

Assinatura

Data

Matheus Costa Reis

**Medida da seção de choque da produção de pares de quark *top* em colisões
proton-proton a $\sqrt{s}=7$ TeV em eventos de estado final com dois léptons e
utilizando dados públicos do experimento *Compact Muon Solenoid* (CMS),
do LHC/CERN**

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado, como requisito parcial para obtenção do título de Graduando em Física, ao Instituto de Física Armando Dias Tavares, da Universidade do Estado do Rio de Janeiro.

Banca Examinadora:

Prof. Dra. Helena Brandão Malbouisson (Orientadora)
Instituto de Física Armando Dias Tavares – UERJ

Prof. Dr. Dilson de Jesus Damião (Coorientador)
Instituto de Física Armando Dias Tavares – UERJ

Prof. Dra. Marcia Begalli
Instituto de Física Armando Dias Tavares – UERJ

Prof. Dr. Nilson Antunes de Oliveira
Instituto de Física Armando Dias Tavares – UERJ

Prof. Dr. Antonio Vilela Pereira
Instituto de Física Armando Dias Tavares – UERJ

Rio de Janeiro

2020

AGRADECIMENTOS

Agradeço à minha família, principalmente meus pais, Vanda Lucia e Claudio Marques que sempre incentivaram e investiram na minha formação. Também agradeço a minha segunda mãe Keylla Braga por me instruir e ajudar ao longo da graduação.

Agradeço aos meus orientadores Helena Malbouisson e Dilson de Jesus Damião, por acreditarem em mim mesmo quando eu não acreditava, sempre me incentivando, me mostrando o caminho necessário a ser feito, para chegar aonde cheguei. O apoio e tolerância que tiveram comigo foram essências para realização desse trabalho. Sou eternamente grato a vocês.

A todos os amigos que fiz na graduação, em especial, Filipe Alves e Eugênio Dias, que estiveram comigo no começo, meio e fim da minha graduação, meu muito obrigado! Espero que cada um alcance seu próprio objetivo e que seja feliz.

Agradeço ao corpo técnico do DFNAE, alunos de iniciação, mestrado e doutorado que sempre me ajudaram quando eu mais precisei, seja em conversas descontraídas ou em soluções de problemas. Meu muito obrigado!

Agradeço também PIBIC/UERJ e CNPq pelo apoio financeiro. Também agradeço a você que está lendo essa monografia, espero ela lhe ajude como me ajudou.

"Você tem o dom da perseverança, e é isso que faz de você um gênio"

Autor desconhecido

RESUMO

COSTA REIS, M. C. *Medida da seção de choque da produção de pares de quark top em colisões proton-proton a $\sqrt{s} = 7$ TeV em eventos de estado final com dois léptons e utilizando dados públicos do experimento Compact Muon Solenoid (CMS), do LHC/CERN*. 2020. 60 f. Trabalho de Conclusão de Curso (Graduação em Física) – Instituto de Física Armando Dias Tavares, Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 2020.

Esta monografia tem como objetivo apresentar e explicar, de forma objetiva, os passos tomados na análise da produção de pares de quark *top* no canal dileptônico, com $\sqrt{s} = 7$ TeV, utilizando dados do *Compact Muon Solenoid* (CMS) no *Large Hadron Collider* (LHC). Para que seja possível compreender alguns métodos que serão abordados, é necessário uma introdução sobre as teorias acerca das partículas fundamentais (descoberta das partículas e a construção do modelo padrão das partículas elementares), o processo de produção de pares de quark *top*, o funcionamento do acelerador (LHC) e dos detectores de física de altas energias (daremos enfoque para o CMS) e as ferramentas utilizadas para a análise dos dados (ROOT e o software do CMS). Ao final da monografia será apresentada a análise dos dados bem como o cálculo da seção de choque da produção de pares de quark *top* no canal di-leptônico, fazendo uma comparação com uma análise similar feita pela colaboração CMS [1] em 2012.

Palavras-chave: Modelo padrão. Experimento CMS. Análise da produção de quark *top*.

ABSTRACT

COSTA REIS, M. C. *top dileptonic cross section measurement using Compact Muon Solenoid experiment data on 2011*. 2020. 60 f. Trabalho de Conclusão de Curso (Graduação em Física) – Instituto de Física Armando Dias Tavares, Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 2020.

This monograph aims to present and explain, in an objective way, the steps taken in the analysis of the production of top quark pairs in the dileptonic channel, with $\sqrt{s} = 7$ TeV, using data from the *Compact Muon Solenoid* (CMS) in the *Large Hadron Collider* (LHC). In order to be able to understand the methods, an introduction on the theorie about fundamental particles (discovery of the particles and the construction of the standard model), the process of producing top quark pairs, the operation of the accelerator (LHC) and high energy physics detectors (we will focus on CMS) and the tools used for data analysis (ROOT and CMS software)

Keywords: Standard Model. Experiment CMS. Analysis of quark top production.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1	- Esquema do aparato utilizado por Thomson	14
Figura 2	- Esquema do aparato utilizado por Rutherford	15
Figura 3	- Modelo padrão das partículas elementares	17
Figura 4	- Complexo de aceleradores do CERN	21
Figura 5	- Complexo de aceleradores do CERN	22
Figura 6	- Experimento CMS	22
Figura 7	- Detector de traços	23
Figura 8	- Calorímetro eletromagnético	24
Figura 9	- Calorímetro hádronico	25
Figura 10	- Câmara de múons	26
Figura 11	- Corte transversal no CMS	27
Figura 12	- Luminosidade integrada total acumulada, dia-a-dia	28
Figura 13	- Decaimentos do par de quark <i>top</i> e porcentagens dos canais	29
Figura 14	- Distribuição do momento transversal dos múons, elétrons e jatos	42
Figura 15	- Distribuição da massa invariante	43
Figura 16	- Distribuição da energia transversal faltante	43
Figura 17	- Distribuição do número de jatos	44
Figura 18	- Distribuição do número de jatos vindos do quark <i>bottom</i>	44
Figura 19	- Diagrama de feynman da produção de t (TW channel) e seu <i>next-to-leading order</i>	53
Figura 20	- Diagrama de feynman da produção de Drell-Yan mais jatos no LHC	54

LISTA DE TABELAS

Tabela 1	- Normalização dos eventos de Monte Carlo	33
Tabela 2	- Fluxo de cortes do canal de $\mu\mu$	40
Tabela 3	- Fluxo de cortes do canal de ee	41
Tabela 4	- Fluxo de cortes do canal de $e\mu$	41
Tabela 5	- Valores da seção de choque encontrados	45
Tabela 6	- Comparação entre seções de choque	46
Tabela 7	- Resultado do teste de compatibilidade	46

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

MP	Modelo padrão das partículas elementares
LHC	<i>Large Hadron Collider</i>
CMS	<i>Compact Muon Solenoid</i>
ALICE	<i>A Large Ion Collider Experiment</i>
LHCb	<i>Large Hadron Collider beauty</i>
ATLAS	<i>A Toroidal LHC ApparatuS</i>
LINAC2	<i>Linear accelerator 2</i>
PS	<i>Proton Synchrotron</i>
SPS	<i>Super Proton Synchrotron</i>
TIB	<i>Tracker Inner Barrel</i>
TID	<i>Tracker Inner Disks</i>
TOB	<i>Tracker Outer Barrel</i>
TEC	<i>Tracker EndCap</i>
ECAL	<i>Electromagnetic Calorimeter</i>
ES	<i>Electromagnetic Pre-shower Detector</i>
EB	<i>Barrel ECAL</i>
EE	<i>Endcap ECAL</i>
HCAL	<i>Hadron Calorimeter</i>
HB	<i>Hadron Barrel Calorimeter</i>
HE	<i>Hadron End-Cap Calorimeter</i>
HF	<i>Hadron Forward Calorimeter</i>
HO	<i>Hadron Outer Calorimeter</i>
DT	<i>Drift Tubes</i>
CSC	<i>Cathode Strip Chambers</i>
RPC	<i>Resistive Plate Chambers</i>
HLT	<i>High Level Trigger</i>
MC	Monte Carlo

LISTA DE SÍMBOLOS

γ	Fator de Lorentz
ϕ	Ângulo azimutal na coordenada do CMS
η	Pseudorapidez da coordenada do CMS
μ	Partícula múon
ee	Canal dileptônico com decaimento em dois elétrons
$\mu\mu$	Canal dileptônico com decaimento em dois múons
$\sigma_{\mu\mu}$	Seção de choque do decaimento dileptônico onde as partículas filhas são múon-múon
σ_{ee}	Seção de choque do decaimento dileptônico onde as partículas filhas são elétron-elétron
$\sigma_{t\bar{t}}$	Seção de choque do decaimento dileptônico
σ	Erro associado

SUMÁRIO

	INTRODUÇÃO	12
1	O MODELO PADRÃO DAS PARTÍCULAS ELEMENTARES	13
1.1	Introdução histórica	13
1.2	Modelo Padrão das partículas elementares	16
1.2.1	<u>Quarks</u>	16
1.2.2	<u>Léptons</u>	16
1.2.3	<u>Bósons</u>	17
1.3	Cinemática relativística	18
1.3.1	<u>Transformação de Lorentz e quadrimomento</u>	18
2	O GRANDE COLISOR DE HÁDRONS	20
2.1	O experimento CMS	20
2.1.1	<u>Detectores de traços</u>	22
2.1.2	<u>Calorímetro eletromagnético</u>	23
2.1.3	<u>Calorímetro hadrônico</u>	24
2.1.4	<u>Câmara de múons</u>	24
2.1.5	<u>O Solenóide e o <i>return yoke</i></u>	25
2.2	Armazenamento dos dados das colisões	26
3	ANÁLISE DE DADOS	29
3.1	Amostras utilizadas	30
3.1.1	<u>Normalização das amostras de Monte Carlo</u>	32
3.2	Etapas de pré-seleção	33
3.2.1	<u>Cortes de pré-seleção: múons</u>	35
3.2.2	<u>Cortes de pré-seleção: elétrons</u>	35
3.2.3	<u>Cortes de pré-seleção: Jatos</u>	36
3.3	Determinação do canal de decaimento t	36
3.3.1	<u>Triggers</u>	36
3.3.2	<u>Critérios de determinação de canal</u>	38
3.4	Cortes de seleção de sinal	38
3.5	Cálculo da seção de Choque	45
	CONCLUSÃO	47
	REFERÊNCIAS	48
	APÊNDICE A – Ciência Computacional	51
	APÊNDICE B – Processos de fundo	53
	APÊNDICE C – Cálculo do peso de cada amostra de Monte Carlo	55
	APÊNDICE D – Cálculo da seção de choque e seus erros	57

INTRODUÇÃO

A física de altas energias é um ramo da física que estuda as partículas elementares que compõem a matéria e as interações às quais essas partículas estão submetidas. O modelo teórico que melhor descreve essas partículas e suas interações é chamado de Modelo Padrão das Partículas Elementares (MP) [2].

Para que seja possível estudar as propriedades das partículas é necessário que elas interajam com a matéria dos detectores, e para que isso ocorra é necessário que se apresentem com um comprimento de onda muito baixo, e por consequência com uma grande quantidade de energia. Em função disso, foram projetados grandes aceleradores capazes de acelerar as partículas a energias altíssimas, fazendo-as colidir em pontos estratégicos. Através dessas colisões são geradas inúmeras partículas, onde suas propriedades como carga, momento e até sua trajetória são detectados e registrados. Existem diversos aceleradores espalhados pelo mundo, nessa monografia iremos abordar o maior acelerador de partículas em operação no mundo, atualmente, o grande acelerador de hádrons[3] (*Large Hadron Collider* - LHC).

O LHC é um acelerador de partículas, situado na Europa, que colide feixes de partículas a energias muito altas. Essas colisões ocorrem em pontos específicos, onde estão localizados os seus experimentos. O LHC tem quatro experimentos no total, sendo eles: O ATLAS e o CMS de propósito geral, o LHCb para estudos sobre a violação conjunta das simetrias conjugação de carga e paridade (CP) no estudo dos quarks beauty (b) e charm (c), e o ALICE para estudo do plasma quark-glúon. Nesta monografia iremos dar enfoque ao CMS [4] e fazer uma análise dos dados adquiridos pelo mesmo e disponibilizados para o público geral através do site CMS Open Data[5].

No primeiro capítulo da monografia é tratada a história da física de partículas, desde o conceito de átomo até o MP, dando enfoque especial a algumas partículas elementares que fazem parte da topologia que queremos estudar.

No segundo capítulo abordaremos o funcionamento do LHC, o experimento CMS e como as informações das partículas provenientes das colisões são detectadas e registradas pelo detector CMS.

No terceiro capítulo é apresentado o estudo da produção de pares de quark *top* no canal dileptônico através de dados públicos e simulações do CMS, ambos de 2011, disponibilizados no site do CMS Open Data. Também é feita uma comparação entre o resultado desse estudo e o resultado obtido pela colaboração do CMS. No final encontra-se a conclusão e considerações finais.

1 O MODELO PADRÃO DAS PARTÍCULAS ELEMENTARES

1.1 Introdução histórica

O filósofo grego Thael de Mileto (624-548 a.C) foi o primeiro a propor que toda a matéria que nos cerca é feita por uma essência fundamental em comum, sendo a água essa essência em comum. A partir de 585 a.C foi introduzido, por Leucipo de Mileto e elaborado por Demócrito, o conceito de átomo, ou seja, de que toda matéria seria formada por uma essência comum, sendo ela minúscula, indivisível, indestrutível, eterna e invisível[6].

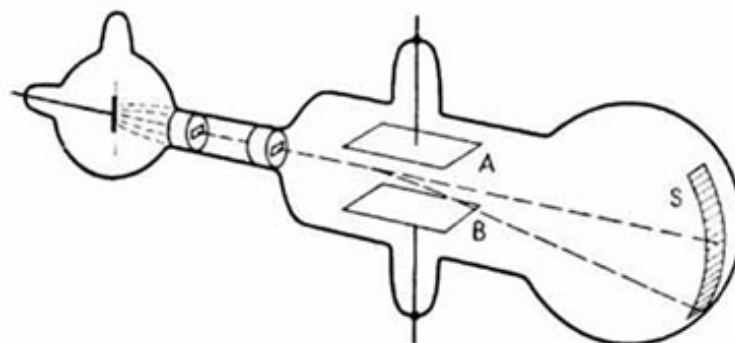
O conceito de átomo ficou mais forte em 1808 com o trabalho desenvolvido pelo químico John Dalton (1766-1844). Nos seus estudos ele concluiu que substâncias poderiam ser formadas por materiais menores (carbono, hidrogênio) que só poderiam se combinar devido a sua estrutura formada por átomos. Corroborando os estudos de Dalton, o químico russo Dmitri Mendeleev (1834-1907) quando estava classificando as substâncias, em 1869, reparou que havia um padrão, onde certas substâncias apresentavam propriedades especiais. Atualmente sabemos que isso se deve a estrutura atômica, mais precisamente ao número atômico.

O modelo atômico de Dalton apresentava os átomos como esferas perfeitas e indivisíveis, contudo em 1897 através do experimento dos raios catódicos [7], feito por Joseph John Thomson (1856-1940), foi descoberta uma nova partícula. Thomson utilizou um tubo de raios catódicos (ampola de Crookes) que é basicamente um ânodo (elétrodo através do qual a carga elétrica positiva flui) e um cátodo (elétrodo através do qual a carga elétrica negativa flui) separados por um tubo de vidro com gases de baixa pressão dentro, de forma que ao ligar a alta tensão era possível ver um feixe luminoso saindo do cátodo e indo em direção retilínea ao ânodo. Thomson acrescentou então campos elétricos externos ao tubo, observando que ao serem submetidos ao campo os feixes apresentavam um desvio, indo em direção ao polo positivo, como pode ser visto na figura 1. Utilizando um campo magnético, foi possível fazer uma relação entre carga e massa da partícula que compunha o feixe, descobrindo assim o elétron.

A existência do elétron tornou o modelo de Dalton obsoleto, dando espaço para o modelo de Thomson, onde ele descrevia o átomo como uma esfera maciça de carga positiva encrustado de elétrons com cargas negativas, de forma que a carga total do sistema permanecesse nula.

Paralelamente ao estudo e formulação do modelo atômico em 1900, o físico alemão Max Planck (1858-1947), estudando a radiação do corpo negro, presumiu que a energia luminosa deveria ser quantizada, possibilitando criar um modelo que conseguiria descrever a radiação observada [9]. Com base no conceito da quantização da energia

Figura 1 - Esquema do aparato utilizado por Thomson



Legenda: O feixe catódico desvia quando submetido a um campo elétrico.

Fonte: Mundo Educação [8]

luminosa, em 1905, o físico teórico alemão Albert Einstein (1879-1955) demonstrou que essa energia luminosa era capaz de arrancar elétrons de placas metálicas, sendo esse o chamado efeito fotoelétrico [9]. O fato da energia luminosa conseguir arrancar elétrons de placas metálicas lhe deu um aspecto corpuscular. Somente em 1926 essa energia luminosa ganharia o nome de fóton, sendo o nome uma sugestão do químico Gilbert Lewis (1875-1946), que seria responsável por mediar a interação eletromagnética.

Assim como a descoberta do elétron foi responsável por tornar o modelo de Dalton obsoleto, a descoberta que os átomos não eram maciços, através do estudo da radiação alfa [10], feito por Ernest Rutherford (1871 - 1937) tornou o modelo de Thomson também antiquado. O experimento de Rutherford consistia em bombardear uma folha de ouro com partículas alfa, tal que o resultado das colisões pudesse ser registrado por um anteparo de sulfeto de zinco. O esquema do experimento pode ser visto na figura 2.

Rutherford criou seu próprio modelo atômico, que descrevia o átomo sendo composto por um núcleo pequeno e denso e rodeado por uma eletrosfera repleta de elétrons. Em 1904, Rutherford confirmou a existência de partículas positivas, que chamou de próton, e mais tarde, por volta de 1920, presumiu a existência de uma partícula com carga neutra, chamada de nêutron, que só seria, de fato, descoberta em 1932 pelo físico inglês James Chadwick (1891-1974) no experimento de princípio da conservação da quantidade de movimento[12]. A estrutura do átomo estava completa, sendo ele composto por prótons, elétrons e nêutrons.

No mesmo ano da descoberta do nêutron, foi descoberta uma partícula similar ao elétron, só que com carga oposta, chamada de pósitron, sendo ela postulada em 1928 pelo físico teórico britânico Paul Dirac (1902-1984) e descoberta pelo físico estadunidense Carl David Anderson (1905-1991) em 1932 [7]. Essa descoberta apresentou evidências da

Figura 2 - Esquema do aparato utilizado por Rutherford



Legenda: Partículas alfa quando bombardeadas em uma fina folha de ouro, apresentavam poucos desvios.

Fonte: Alunos Online [11]

existência de antimatéria.

Por volta de 1930, o físico teórico japonês Hideki Yukawa (1907-1981) propôs a existência do pión, que na época acreditava ser a partícula responsável por manter ligado os prótons no centro do núcleo do átomo. Através do estudo de radiação cósmica, os físicos Carl David Anderson (1905-1991) e Seth Neddermeyer (1907-1988) perceberam a existência de partículas que, sob efeito de um campo magnético, se curvavam de forma similar aos elétrons. Essas partículas se curvavam de forma menos acentuada que o elétron, e mais acentuada que o próton, logo sua massa deveria ser maior que a massa do elétron e menor que a massa do próton. Acreditava-se que essa partícula fosse a teorizada por Yukawa, mas através de uma análise extremamente refinada concluiu-se que essa partícula não era responsável por mediar a força nuclear (também chamada de força forte). Essa partícula que apresentava 200 vezes o peso do elétron foi chamada de múon. Somente em 1947 seria encontrada a partícula de Yukawa, chamada de méson pi ou pión, por um grupo de físicos, do qual fazia parte o brasileiro Cesar Lattes (1924-2005) [13].

Também por volta de 1930, a fim de explicar a conservação de energia no decaimento beta, o físico Wolfgang Pauli (1900-1958), teoriza a existência do neutrino. Só confirmaram a existência deste tipo de partícula em 1956 através de um experimento conduzido pelos físicos Clyde Cowan e Frederick Reines, onde foi descoberto o neutrino do elétron.

De 1947 em diante, graças à construção do primeiro acelerador moderno, o número de partículas proliferou e foi necessário categorizar tanto as novas partículas bem como as descobertas anteriormente. Surgem então modelos que irão resultar no modelo padrão das partículas elementares.

Em 1995, mais uma partícula fundamental foi descoberta, o quark *top*. Para que o ele fosse identificado foi necessário o uso de um acelerador com 6,3 km de circunferência, o Tevatron, no Fermilab, além do trabalho conjunto de mais de 440 físicos e engenheiros, que incluía brasileiros que estavam sob a liderança do físico Alberto Santoro [14]

1.2 Modelo Padrão das partículas elementares

O modelo padrão das partículas elementares (MP) é uma teoria muito bem sucedida que visa identificar as partículas fundamentais e as forças de interação entre elas. O modelo padrão trata três das quatro forças fundamentais (fraca, forte e eletromagnética) somente a força gravitacional não é contemplada. O MP separa as partículas fundamentais em três grupos: quarks, léptons e bósons. O estudo dessas partículas se dá majoritariamente pelo uso de aceleradores, como veremos no segundo capítulo.

1.2.1 Quarks

Os quarks são partículas fundamentais, que não são encontradas livres, mas sim combinadas em estruturas mais complexas chamadas hádrons. Essa combinação ocorre devido a atuação da força forte, e é denominada de confinamento de cor¹. Os hádrons mais estáveis são o próton e o nêutron. Os quarks também apresentam outras características intrínsecas como carga elétrica, massa e spin. Seu spin tem o valor $\frac{1}{2}$, ou seja, são férmions, e possuem carga elétrica fracionada ($\frac{2}{3}$ e $-\frac{1}{3}$) quando comparadas com a carga do elétron. Existem seis sabores de quarks, sendo eles: *up*(**u**), *down*(**d**), *bottom*(**b**), *top*(**t**), *strange*(**s**) e *charm*(**c**). Para cada sabor de quark existe um antiquark. Os quarks são o único grupo que interage através das quatro forças fundamentais.

1.2.2 Léptons

Os léptons assim como os quarks são partículas fundamentais e apresentam propriedades como massa, spin e carga elétrica. Por não possuírem carga de cor, eles não sofrem a ação da força forte, por isto é possível encontrar léptons livres. Podemos dividir os léptons em dois grupos, os carregados e os neutros.

¹ Esse confinamento ocorre somente com partículas que apresentam a propriedade de carga de cor, como quarks e glúons.

Os léptons são férmions de spin $\frac{1}{2}$. Os léptons carregados, elétron (e), múon (μ) e tau (τ) têm carga elétrica -1. Os léptons neutros são os neutrino do elétron (ν_e), o neutrino do múon (ν_μ) e o neutrino do tau (ν_τ) e apresentam carga elétrica nula. Os léptons podem se juntar aos hádrons criando estruturas mais complexas como é o caso do átomo.

1.2.3 Bósons

Os bósons são intermediários responsáveis por mediar as forças fundamentais.

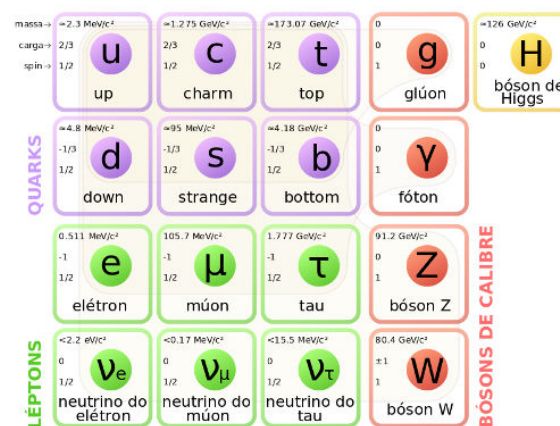
A força fraca é responsável pelo decaimento das partículas, pelos quarks e os léptons pesados decaírem em quarks e léptons mais leves. Suas partículas mediadoras são o W^+ , W^- e o Z .

A força forte é a responsável pelo confinamento dos quarks. Como mencionado, os quarks não são observados isoladamente, mas sempre em conjunto (confinados). Isso se deve a força de cor, transmitida pelo glúon.

A força eletromagnética faz com que objetos com cargas opostas se atraiam e com cargas iguais venham a se repelir. A partícula mediadora dessa interação é o fóton.

Em 4 de junho de 2012 o CERN anunciou a possível descoberta da última peça do quebra-cabeça do Modelo Padrão, o bóson de Higgs, que é responsável por gerar a massa das partículas fundamentais. Na figura 3 vemos uma representação das partículas que compõem o Modelo Padrão.

Figura 3 - Modelo padrão das partículas elementares



Legenda: Os três grupos de partículas fundamentais e seus membros.

Fonte: Mundo Educação [15]

1.3 Cinemática relativística

Antes que seja apresentado o funcionamento de aceleradores de física de partículas é importante entender que as partículas aceleradas adquirem uma velocidade próxima à da luz (c), sendo assim é imprescindível, para compreensão de alguns termos que utilizaremos no decorrer dessa monografia, o conhecimento sobre cinemática relativística[16]. O objetivo aqui é apresentar algumas variáveis importantes para os estudos realizados nessa monografia.

1.3.1 Transformação de Lorentz e quadrimomento

Para partículas em repouso com relação ao referencial inercial do observador (regime não relativístico) a relação entre massa e energia das partículas é dada por

$$E_o = m_o c^2 \quad (1)$$

onde E_o é a energia de repouso, m_o é a massa de repouso e c é a velocidade da luz. Essa equação, apresentada por Einstein, é muito importante, pois relaciona energia e massa. Contudo, para partículas que apresentam uma velocidade comparável à velocidade da luz, com relação ao nosso referencial (regime relativístico), é aplicado um fator de correção γ , chamado de fator de Lorentz¹ transformando a equação (1)

$$E = \gamma \cdot m_o \cdot c^2 \rightarrow E = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \cdot m_o c^2 \rightarrow E = m \cdot c^2 \quad (2)$$

onde E é a energia relativística e m a massa relativística da partícula. A equação (2) para velocidades baixas se aproxima da equação (1), inferindo que a partícula, no regime relativístico, aumentou sua energia, visto que, γ é sempre maior ou igual a 1, consequentemente $m \geq m_o$.

É possível desenvolver a equação (2) e chegar em uma relação que relacione a massa invariante com a energia relativística e do momentum da partícula.

$$E = \gamma m_o \cdot c^2 \rightarrow E^2 = \gamma^2 m_o^2 \cdot c^4 \rightarrow E^2 = \frac{1}{1 - \frac{v^2}{c^2}} m_o^2 \cdot c^4 \rightarrow E^2 - \frac{v^2 E^2}{c^2} = m_o^2 \cdot c^4 \quad (3)$$

¹ O fator de lorentz é proveniente das transformação de lorentz que diz que descrevem as medidas de espaço e tempo de dois observadores se alteram em cada sistema de referência.

Podemos substituir $E = \gamma m_o . c^2 = mc^2$

$$E^2 - \frac{v^2 . m^2 c^4}{c^2} = m_o^2 . c^4 \rightarrow E^2 - p^2 c^2 = m_o^2 . c^4 \quad (4)$$

A equação (4) apresenta uma relação entre energia, momento e massa invariante da partícula. O momento da partícula também sofre a transformação de Lorentz,

$$\mathbf{p} = m\mathbf{v} \rightarrow \mathbf{p} = \gamma . m_o . \mathbf{v} \quad (5)$$

Juntando as informações do momento com a de energia obtemos o quadrive-tor do momento ou quadrimomento (E, p_x, p_y, p_z) , através dele conseguimos obter todas as informações importantes das partículas, tais como momento transverso, p_t , e massa invariante. Ao longo dessa monografia adotaremos o sistema de unidades naturais, com $c=1$. Assim o momento transverso, que é a projeção do momento no plano transverso ou perpendicular ao eixo z, do sistema de duas partículas, em módulo, é dado por

$$p_t = \sqrt{(p_{x1} + p_{x2})^2 + (p_{y1} + p_{y2})^2} \quad (6)$$

E a massa invariante de um sistema de duas partículas, dada pela equação (4) pode ser expressa como

$$m = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - [(p_{x1} + p_{x2})^2 + (p_{y1} + p_{y2})^2 + (p_{z1} + p_{z2})^2]} \quad (7)$$

2 O GRANDE COLISOR DE HÁDRONS

Com o passar dos anos, a forma como eram feitos os experimentos para se estudar as propriedades das partículas, bem como sua identificação, foi sendo aprimorada. Hoje, utilizamos grandes aceleradores que fazem as partículas adquirirem uma grande quantidade de energia. Após isso as colidimos em pontos estratégicos, onde é possível registrar a maior parte da informação dessas colisões. Existem diversos aceleradores espalhados pelo globo, com diferentes tamanhos, formatos e propósitos. Nessa monografia, iremos dar enfoque ao Large Hadron Collider (LHC).

O LHC é o maior e mais potente acelerador de partículas em operação no mundo, atualmente, localizado aproximadamente a 100 m abaixo do solo, na fronteira entre a França e a Suíça, o LHC dispõe de um anel de 27 km de comprimento e imãs supercondutores, possibilitando acelerar e curvar as trajetórias das partículas. O LHC é parte do complexo de aceleradores do CERN (figura 4). O percurso dos prótons, começa no LINAC2, onde são acelerados até uma energia de 50 MeV, depois são submetidos ao BOOSTER onde sua energia passa para 1,4 GeV, depois adquirem energia de 25 GeV e 450 GeV no PS e SPS, respectivamente. Somente após esse tratamento são submetidos ao LHC onde são acelerados até a energia de 6,5 TeV.

São dois feixes de prótons, acelerados com a mesma energia mas em sentido contrário. Esses feixes colidem no centro de cada experimento do LHC: A Toroidal LHC ApparatuS (ATLAS) [17] e o Compact Muon Solenoid (CMS) ambos de propósito geral[18], o Large Hadron Collider beauty experiment (LHCb)[19] que procura entender a assimetria matéria e antimatéria no universo e o Large Ion Collider Experiment (ALICE)[20] para estudo do plamas quark-gluon. É possível ver o esquema do LHC assim como o caminho percorrido pelos prótons na figura 4. O LHC também produz feixes de íons de Pb, cujas colisões são o objeto de estudo do experimento ALICE.

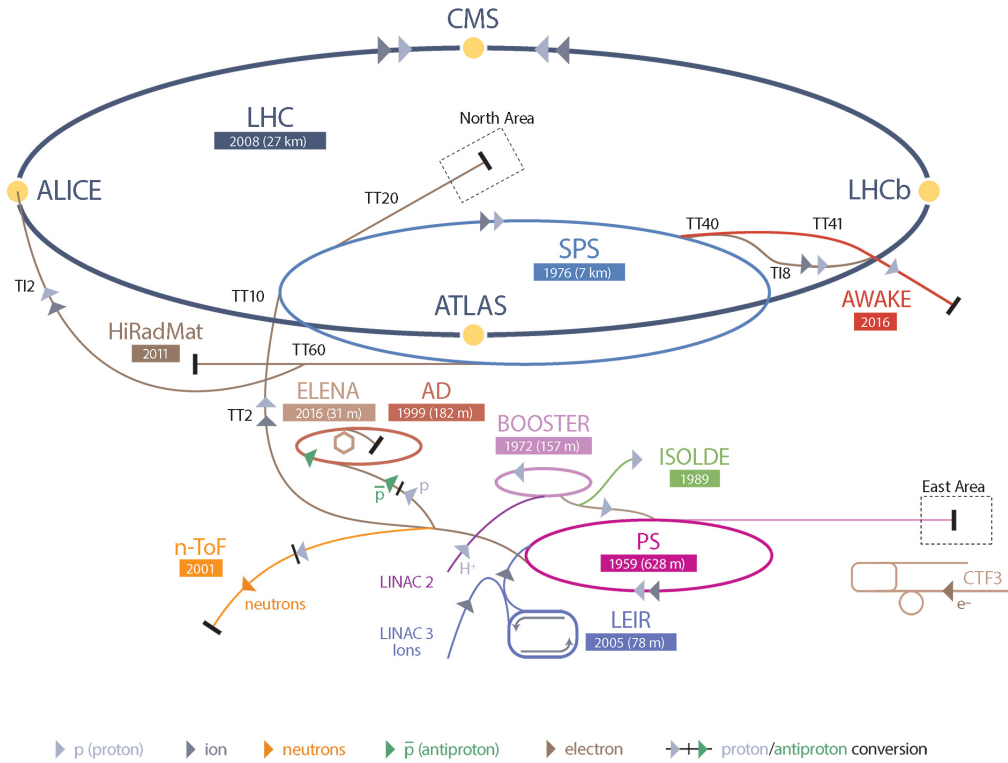
2.1 O experimento CMS

Medindo 21,6 m de comprimento, 15 m de diâmetro e pesando 12,500 toneladas, o *Compact Muon Solenoid* é um dos principais detectores do LHC, possibilitando estudar diversos aspectos da física, desde o modelo padrão à matéria escura [4].

O CMS tem um sistema de coordenadas especial (figura 5), onde o eixo x está na direção do centro do anel do LHC, o eixo z está na direção do feixe, e o eixo y é verticalmente para cima. O ângulo azimutal ϕ (Phi) é medido a partir do eixo x no plano xy e a coordenada radial nesse plano é denotada por r. O ângulo polar θ (Theta) é o

Figura 4 - Complexo de aceleradores do CERN

CERN's Accelerator Complex



Legenda: Desenho ilustrativo do caminho percorrido pelas partículas no complexo de aceleradores do CERN

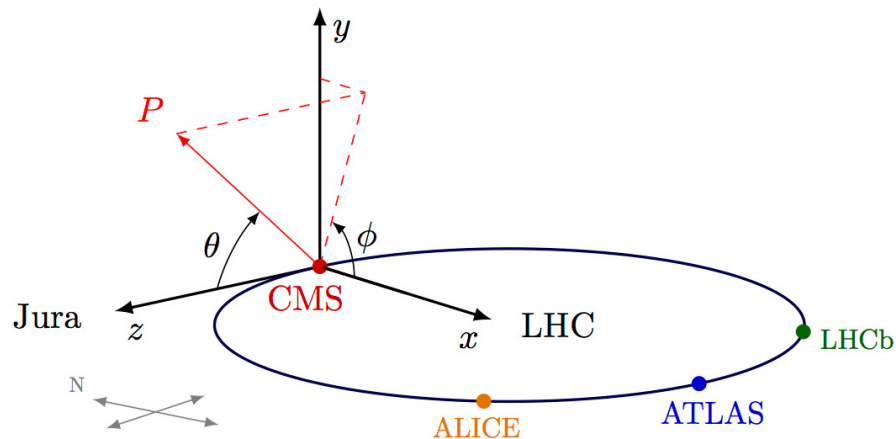
Fonte: CERN [3]

ângulo polar, medido em relação à direção do feixe, e a pseudorapidez (η) é dada por [22]:

$$\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right) \quad (8)$$

O CMS é um detector capaz de analisar os eventos gerados nas colisões próton-próton e medir a energia e o momento de fótons, elétrons, múons e outras partículas resultantes das colisões. Isso é possível graças às suas subcamadas cada uma com uma função na detecção de partículas, sendo elas: detectores de traços, calorímetro eletromagnético, calorímetro hadrônico e câmara de múons. Em seu centro se encontra um enorme solenóide que produz um campo magnético de 3,8 Teslas, que curva as partículas carregadas que atravessam o detector. Todas as subcamadas são em formato de cilindros concêntricos onde o barril se encontra ao longo do eixo Z e a tampa fica no plano xy um esquema do CMS pode ser visto na figura 6.

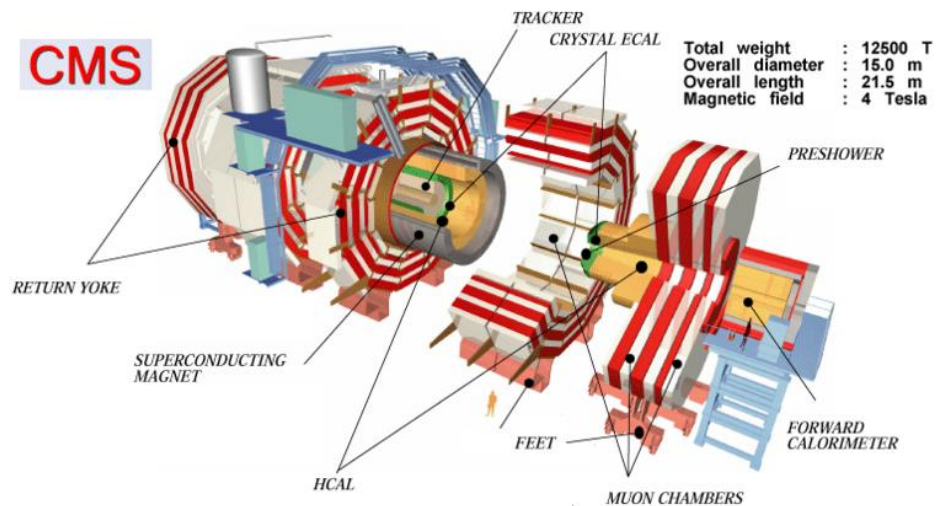
Figura 5 - Complexo de aceleradores do CERN



Legenda: Sistema de coordenadas do CMS

Fonte: CMS [21]

Figura 6 - Experimento CMS



Legenda: Desenho 3D do CMS e suas subcamadas.

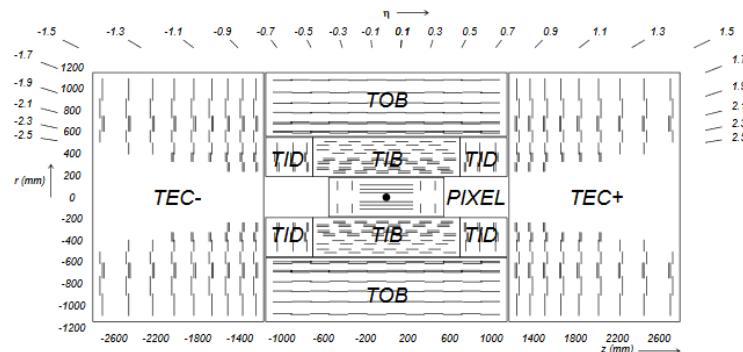
Fonte: https://www.lhc-closer.es/taking_a_closer_look_at_lhc/0.cms

2.1.1 Detectores de traços

A uma distância aproximada de 10 cm do ponto de interação, se encontra o detector de traços (*tracker*). Ele é dividido em dois subsistemas: Detector de pixel e o detector de tiras, um esquema pode ser visto na figura 7.

O detector de pixel, que se encontra mais próximo ao ponto de colisão dos prótons, é composto por 66 milhões de pixels de silício. Ele é fundamental para a obtenção de informações sobre o parâmetro de impacto e os vértices primários e secundários [24].

Figura 7 - Detector de traços



Legenda: Desenho do corte transversal do detector de traços

Fonte: CMS Collaboration, 2008 [23]

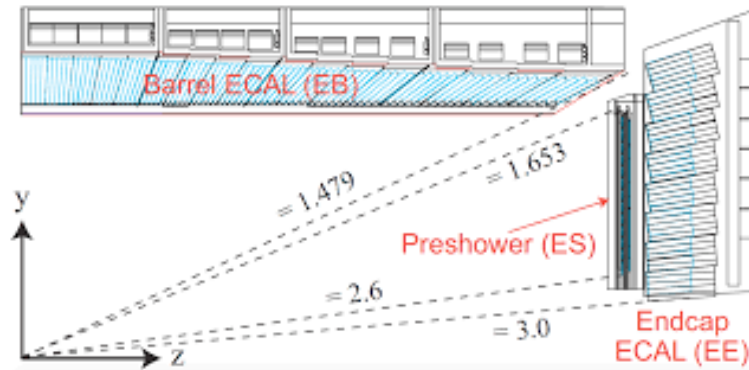
O vértice primário é o ponto de colisão dos prótons. Outros vértices, como o vértice secundário, podem ser o resultado de decaimento de partículas produzidas na colisão e que têm um tempo de vida longo o suficiente.

O detector de traços permite detectar a trajetória das partículas carregadas. O campo magnético, gerado pelo solenoide, faz a trajetória das partículas carregadas se curvarem a partir do raio de curvatura é possível determinar o momento das partículas. Esse detector cobre um intervalo de pseudorapidez $|\eta| < 2,5$ [25, 23].

2.1.2 Calorímetro eletromagnético

O calorímetro eletromagnético (*Electromagnetic Calorimeter* - ECAL) se encontra logo após o detector de traços. Ele é composto por volta de 68 mil cristais de tungstato de chumbo ($PbWO_4$), permitindo que resista a uma grande quantidade de radiação e também tenha uma grande granularidade. Devido a essa granularidade é possível adquirir, com precisão, informações sobre a energia depositada de elétrons, fótons e pósitrons que geram chuveis, devido ao bremsstrahlung e à geração de partículas elétron-pósitron, quando entram em contato com a matéria do detector. [26, 23]. O ECAL é dividido em três subsistemas: Um detector de chuveis (*Electromagnetic Pre-shower Detector* - ES), no barril (*Barrel ECAL* - EB) e a tampa (*Endcap ECAL* - EE), como pode ser visto na figura 8, que juntos tem um alcance de pseudorapidez $|\eta| < 3$.

Figura 8 - Calorímetro eletromagnético



Legenda: Desenho do corte transversal do calorímetro eletromagnético

Fonte: CMS Collaboration, 2008 [23]

2.1.3 Calorímetro hadrônico

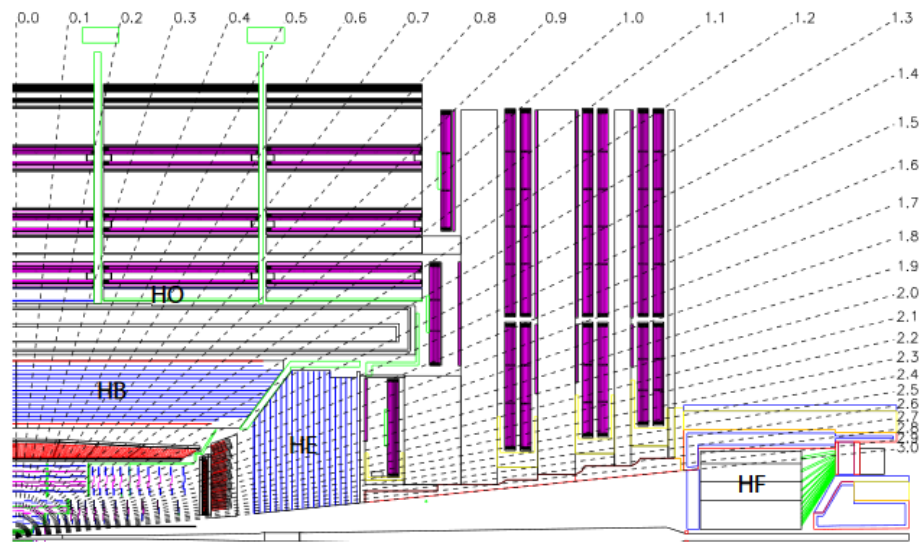
O calorímetro hadrônico (*Hadron Calorimeter* - HCAL) é a terceira subcamada do CMS. Ele consiste de quatro partes: O barril (*Hadron Barrel Calorimeter* - HB), tampas (*Hadron End-Cap Calorimeter* - HE), parte frontal (*Hadron Forward Calorimeter* - HF) e parte externa (*Hadron Outer Calorimeter* - HO), que juntos cobrem um intervalo de pseudorapidez $|\eta| < 3$ como visto na figura 9. Por ser feito de uma mistura de materiais densos (cobre, aço e fibras de quartzo), os hádrons interagem sucessivamente formando um chuva² que conseguem ser medidos, podendo assim detectar a energia dos hádrons. Todas as partículas (do modelo padrão) exceto múons e neutrinos, depositam toda sua energia dentro dos calorímetros.

2.1.4 Câmara de múons

Visando identificar e registrar as variáveis cinemáticas dos múons, a câmara de múons (*Muon Chambers*) utiliza três detectores, a base de ionização gasosa, sendo eles: Os tubos de deriva (*Drift Tubes* - DT), as câmaras de tiras catódicas (*Cathode Strip Chambers* - CSC) e as câmaras de placas resistivas (*Resistive Plate Chambers* - RPC) como visto na figura 10. Os detectores DT e CSC juntam suas informações para indentificar melhor os múons, enquanto o RPC faz a reconstrução de forma independente, visando reduzir possíveis incertezas. Juntos eles cobrem um intervalo de pseudorapidez

² Os quarks e glúons formam hádrons através do processo de hadronização. Esse processo é detectado no calorímetro na forma de chuviscos. Os chuviscos gerados pelos hádrons tem uma maior abertura quando comparados com os chuviscos gerados no ECAL.[26]

Figura 9 - Calorímetro hádronico



Legenda: Desenho do corte transversal do calorímetro hádronico

Fonte: CMS Collaboration, 2008 [23]

$|\eta| < 2,4$. O múon pode ser classificado com base no algoritmo de reconstrução utilizado para identificação do mesmo. Podendo ser:

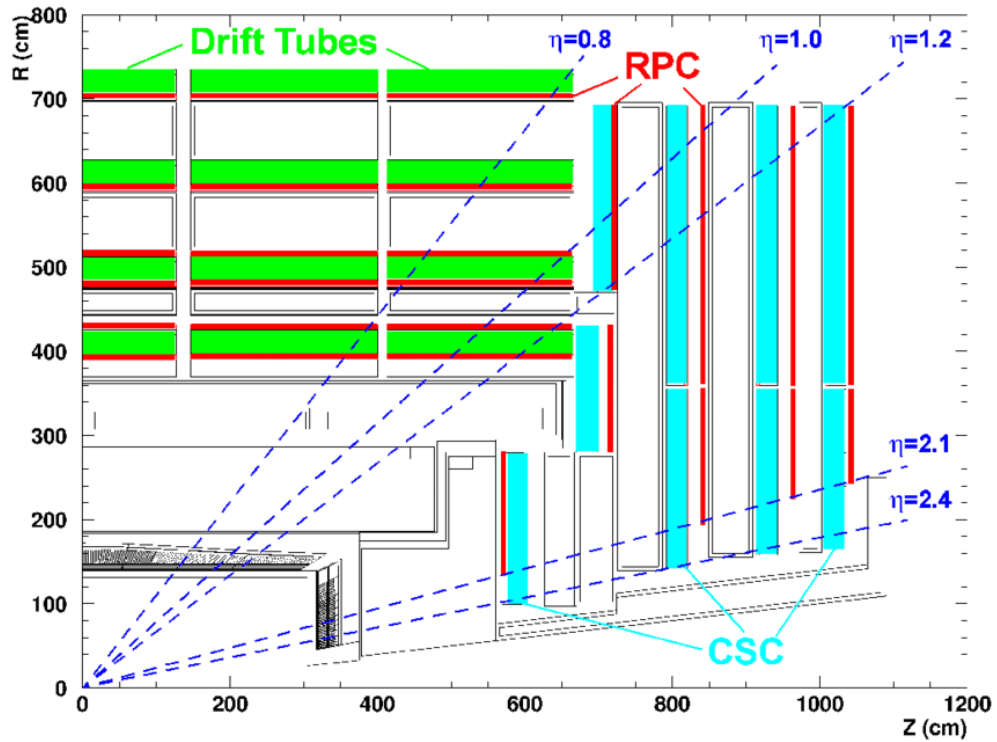
- múons autônomos: utiliza informações somente da câmara de múons[27];
- múons globais: utiliza informação da câmara de múon e do detector de traços[27];
- traços de múons: utiliza informação do detector de traços, calorímetro eletromagnético e da câmara de múons [27].

Os neutrinos não produzem nenhum tipo de sinal no detector e por isso são detectados de forma indireta, através da determinação da conservação da energia e do momento da interação. A interação próton-próton ocorre no centro de massa, portanto o momento total é zero e a energia é 13 TeV. Somando as energias e os momentos de todas as partículas produzidas na interação, o momento e a energia que faltam são atribuídos aos neutrinos.

2.1.5 O Solenóide e o *return yoke*

No meio das camadas do CMS existe um grande solenóide supercondutor (*Superconducting Solenoid*) que gera um campo magnético uniforme de até 3,8 T (100 vezes

Figura 10 - Câmara de múons



Legenda: Desenho do corte transversal da câmara de múons

Fonte: Jan Krolikowski [28]

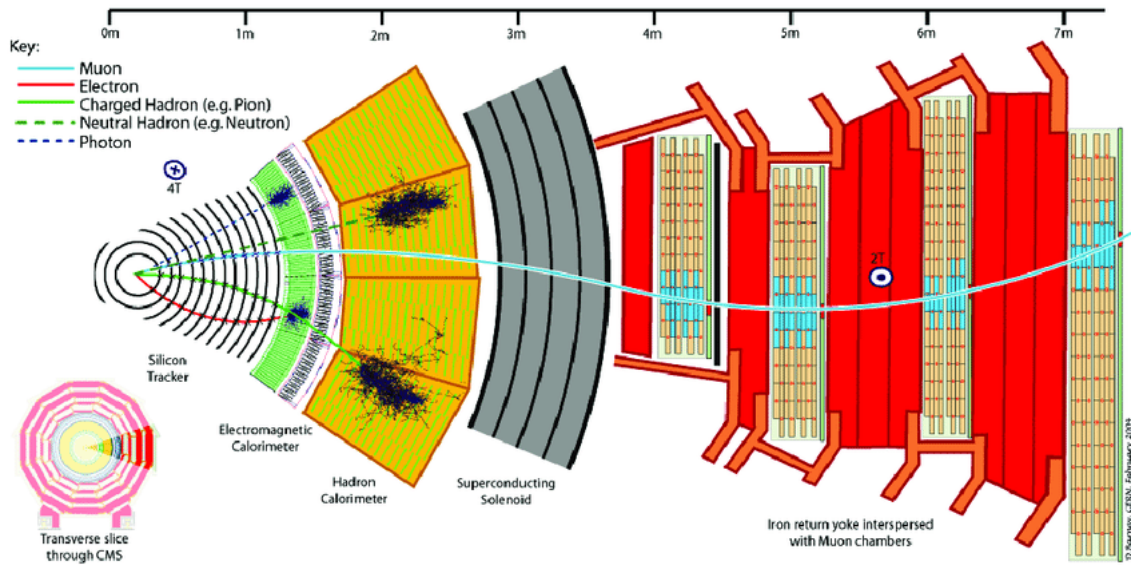
maior que o da terra) que se perpetua por todas as outras camadas do CMS. Esse campo é necessário para determinar o momento e a carga elétrica das partículas carregadas que interagem com a câmara de múons e o detector de traços. Além disso existe, dentro da câmara de múons, o *return yoke* do solenóide, ele serve como um filtro, impedindo que partículas que não sejam o múon e seus neutrinos passem, além disso, ele é responsável por mudar o sentido do campo magnético como visto na figura 10[29].

2.2 Armazenamento dos dados das colisões

Ocorrem por volta de um bilhão de colisões de próton-próton, por segundo, no CMS. O sistema de aquisição de dados do CMS não consegue armazenar essa quantidade de dados em intervalos tão pequenos, e mesmo que conseguisse, uma grande parte dos eventos seria pouco relevante. Por isso o CMS utiliza filtros (*triggers*), visando manter somente os eventos considerados interessantes.

O primeiro filtro é chamado de nível de seleção 1 (L1), sendo feito de forma automática pelo hardware do CMS, ele utiliza informações dos calorímetros e da câmara

Figura 11 - Corte transversal no CMS



Legenda: Corte transversal do CMS e exemplos de partículas interagindo com as subcamadas do CMS

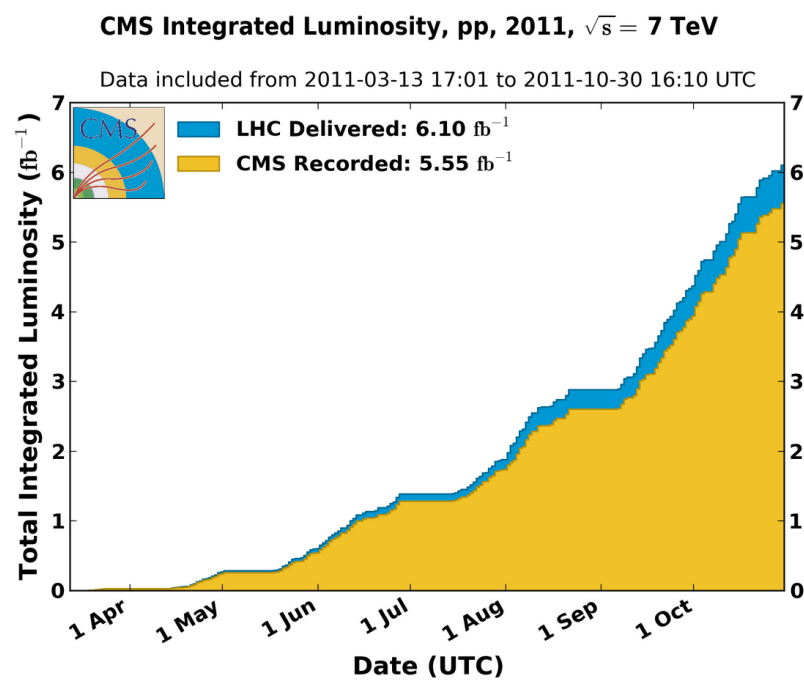
Fonte: Davis [30]

de múons para decidir se o evento tem as qualidades mínimas para ser armazenado. O L1 seleciona os cem mil melhores eventos por segundo dos um bilhão, para serem registrados.

O segundo filtro é o último nível de *trigger* (*High Level Trigger* - HLT) ele, diferente do L1, não faz uma seleção de qualidade. O HLT seleciona eventos baseado em objetos físicos, para diferentes propósitos. Por exemplo, existem HLTs que selecionam eventos que contêm dois ou mais múons enquanto outros selecionam eventos que têm mais de um elétron. Logo existem diversos HLT, cada qual com sua finalidade. Após o HLT são selecionados por volta de cem eventos, dos cem mil que passaram do L1[31]. Assim, dos bilhões de eventos poucos são registrados, o que já é suficiente para ocupar muitos petabytes. Os dados que são registrados são organizados em grupos chamados de *Runs*, onde cada *Run* corresponde a um período de tomadas de dados. É possível ver a razão entre o número de eventos detectados por unidade de área, ou seja, a luminosidade integrada total registrada pelo CMS em 2011 pode ser vista na figura 12.

Os dados das colisões, em sua grande parte, são exclusivos da colaboração. Contudo, é possível ter acesso aos *runs* das colisões de 2010 a 2012 através do portal CERN Open Data Portal[5]. O portal disponibiliza dados, simulações, ferramentas, documentação, tutoriais e análises de dados das colisões de todos os quatro experimentos (ALICE, ATLAS, LHCb e CMS).

Figura 12 - Luminosidade integrada total acumulada, dia-a-dia



Legenda: Na figura é apresentado a luminosidade integrada total, no decorrer do ano de 2011

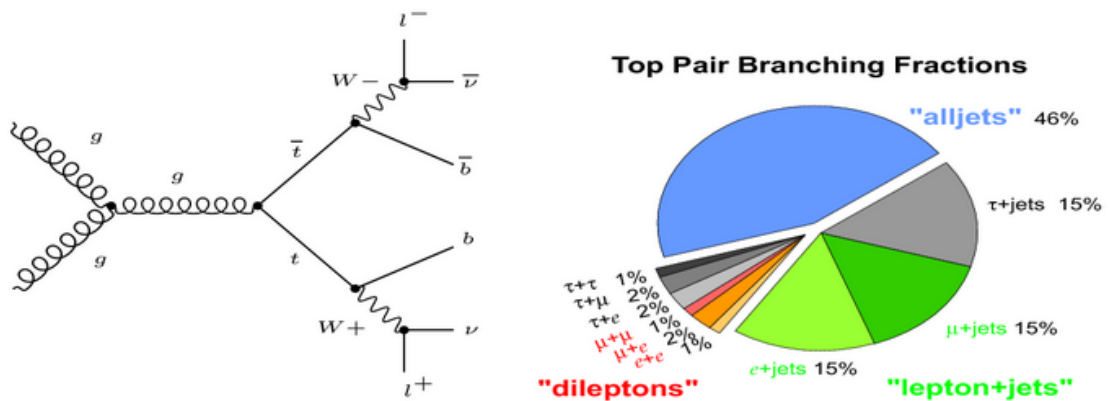
Fonte: CMS Collaboration [32]

3 ANÁLISE DE DADOS

A análise feita aqui tem como objetivo final o cálculo da seção de choque da produção de pares de *quark top* no canal dileptônico. Pretendemos reproduzir alguns dos resultados publicados em 2012 [1] pela colaboração CMS que faz uma análise similar, em função disso, ao final da análise será feita uma comparação entre os valores encontrados e os valores que a colaboração CMS mensurou em 2012.

Os eventos que queremos estudar são aqueles provenientes do decaimento dileptônico, da produção de pares de quark *top*, ou seja, os eventos onde os *Ws* oriundos do decaimento dos quarks *top* (os quarks *top* decaem 99,5% das vezes em um bóson *W* e um quark *bottom*) decaem em um lépton e seu neutrino. Sendo o assim no estado final teremos dois jatos (vindos de quarks *bottom*), dois léptons e seus respectivos neutrinos. Esse tipo de decaimento corresponde a 4% de todos os decaimentos possíveis da produção de pares de quark *top*, tanto seu processo quanto a probabilidade de ocorrência desse estado final podem ser vistos na figura 13.

Figura 13 - Decaimentos do par de quark *top* e porcentagens dos canais



Legenda: Na figura à esquerda é apresentado um diagrama da produção de pares de quark *top-antitop* por "fusão de glúons" onde ocorre o decaimento dileptônico de um par de quarks *top*, os dois bósons *W* decaem em um lépton e seu neutrino. À esquerda é apresentado as porcentagens de ocorrência de cada canal de decaimento da produção de pares de quark *top*

Fonte: Autor e DØ detector[33]

3.1 Amostras utilizadas

Podemos dividir o processo do $t\bar{t} \rightarrow l^+l^-X$ em três canais de estudo, indentificando $l^\pm l^\mp$ como $e^\pm e^\mp$, $\mu^\pm \mu^\mp$ e $e^\pm \mu^\mp$ (os canais onde os bósons W decaem em τ são ignorados para este estudo). Para cada um dos canais de estudo há um *dataset* correspondente no CMS Open Data, contendo nele informações acerca das colisões que ocorreram em 2011, como pode ser visto a seguir:

- $t\bar{t} \rightarrow \mu^+ \mu^-$:
 - CMS_Run2011A_DoubleMu_AOD_12Oct2013-v1
 - número de eventos: 39668813
 - <http://opendata.cern.ch/record/17>
- $t\bar{t} \rightarrow e^+ e^-$:
 - CMS_Run2011A_DoubleElectron_AOD_12Oct2013-v1
 - número de eventos: 49693737
 - <http://opendata.cern.ch/record/16>
- $t\bar{t} \rightarrow e^\pm \mu^\mp$:
 - CMS_Run2011A_MuEG_AOD_12Oct2013-v1
 - número de eventos: 33131255
 - <http://opendata.cern.ch/record/25>

As amostras de simulação utilizam o método de Monte Carlo³ (MC) e também são provenientes do CMS Open Data. Seleccionamos eventos de simulados, do sinal ($t\bar{t} \rightarrow l^+l^-X$), bem como eventos que possam falsear o nosso sinal, comumente chamados de *backgrounds*⁴. Tanto os dados de Monte Carlo de sinal quanto aqueles considerados *backgrounds*, bem como suas informações, podem ser vistos a seguir:

- $t\bar{t} \rightarrow l^+l^-X$ (sinal) :
 - CMS_MonteCarlo2011_Summer11LegDR_TTJets_TuneZ2_7TeV-madgraph-tauola_AODSIM_PU_S13_START53_LV6-v1
 - número de eventos: 54990752

³ A definição de Monte Carlo, bem como informações sobre as ferramentas que utilizamos para essa análise podem ser encontradas no Apêndice A.

⁴ Ver o apêndice B para maior compreensão acerca dos processos classificados como *background*.

- seção de choque: 164 pb
- <http://opendata.cern.ch/record/1544>
- $t \rightarrow W$: correspondente a $t \rightarrow W + b$; $W \rightarrow \text{lépton} + \text{neutrino}$
 - CMS_MonteCarlo2011_Summer11LegDR_T_TuneZ2_tW-channel-DR_7TeV-powheg-tauola_AODSIM_PU_S13_START53_LV6-v1
 - número de eventos: 744859
 - seção de choque: 7,87 pb
 - <http://opendata.cern.ch/record/1638>
- $\bar{t} \rightarrow W$:
 - CMS_MonteCarlo2011_Summer11LegDR_Tbar_TuneZ2_tW-channel-DR_7TeV-powheg-tauola_AODSIM_PU_S13_START53_LV6-v1
 - número de eventos: 801626
 - seção de choque: 7,87 pb
 - <http://opendata.cern.ch/record/1355>
- $WW \rightarrow l^+l^-$: correspondente a $WW \rightarrow \text{lépton} + \text{antilépton} + \text{neutrino} + \text{anti-neutrino}$
 - CMS_MonteCarlo2011_Summer11LegDR_WW_TuneZ2_7TeV_pythia6_tauola_AODSIM_PU_S13_START53_LV6-v1
 - número de eventos: 3935865
 - seção de choque: 47,04 pb
 - <http://opendata.cern.ch/record/1635>
- $WZ \rightarrow l^+l^-$:
 - CMS_MonteCarlo2011_Summer11LegDR_WZ_TuneZ2_7TeV_pythia6_tauola_AODSIM_PU_S13_START53_LV6-v1
 - número de eventos: 3860146
 - seção de choque: 18,20 pb
 - <http://opendata.cern.ch/record/1641>
- $ZZ \rightarrow l^+l^-$:
 - CMS_MonteCarlo2011_Summer11LegDR_ZZ_TuneZ2_7TeV_pythia6_tauola_AODSIM_PU_S13_START53_LV6-v1

- número de eventos: 3899263
- seção de choque: 7,67 pb
- <http://opendata.cern.ch/record/1654>
- *Drell – Yan + Jets* $\rightarrow l^+l^-$ [Regime de massa de 10-50 GeV] :
 - CMS_MonteCarlo2011_Summer11LegDR_DYJetsToLL_M-10To50_TuneZ2_7TeV-pythia6_AODSIM_PU_S13_START53_LV6-v1
 - número de eventos: 39909640
 - seção de choque: 11908,83 pb
 - <http://opendata.cern.ch/record/1393>
- *Drell – Yan + Jets* $\rightarrow l^+l^-$ [Regime de massa de 50+ GeV] :
 - CMS_MonteCarlo2011_Summer11LegDR_DYJetsToLL_TuneZ2_M-50_7TeV-madgraph-tauola_AODSIM_PU_S13_START53_LV6-v1
 - número de eventos: 36408225
 - seção de choque: 3048 pb
 - <http://opendata.cern.ch/record/1395>

3.1.1 Normalização das amostras de Monte Carlo

Para que as amostras de MC utilizadas nesse estudo possam descrever os nossos dados, é necessário fazer uma etapa chamada de normalização. Ela consiste em submeter cada amostra a um peso diferente, que faça com que no final tenhamos quantidades similares de dados e de Monte Carlo. A forma como determinamos o peso de cada amostra (W) é feita em função da luminosidade integrada (\mathcal{L}) dos dados, da seção de choque teórica (σ) da amostra e do número de eventos da amostra (N_{mc}) através da equação (9).

$$W = \frac{\mathcal{L} \cdot \sigma}{N_{mc}} \quad (9)$$

Utilizando a equação (9), é possível calcular o peso de cada amostra de Monte Carlo⁵, e achar o número de eventos normalizado⁶ como pode ser visto na tabela 1.

⁵ O cálculo de cada um dos pesos pode ser visto no Apêndice C.

⁶ Embora os valores de eventos estejam inteiros na tabela, será visto que após aplicarmos cortes (e consequentemente excluirmos eventos) o número total de eventos de cada amostra não permanecerá inteiro por que o peso W de cada evento é um número inteiro.

Tabela 1 - Normalização dos eventos de Monte Carlo

Amostra	Número de eventos	Peso	Número de eventos normalizado
$t\bar{t}$	54990752	0,00686	377200
t	744859	0,02430	18100
\bar{t}	801626	0,02258	18100
WW	3935865	0,02748	108192
WZ	3860146	0,01084	41860
ZZ	3899263	0,00452	17641
DY+Jets [10-50 GeV]	39909640	0,68630	27390309
DY+Jets [50+ GeV]	36408225	0,19255	7010400

Legenda: Número de eventos de cada amostra, seu respectivo peso e o número de eventos após aplicado o peso

Fonte: O autor, 2020

A partir daqui vamos tratar as amostras de WW, WZ e ZZ como uma só amostra, chamada de VV⁷. Também vamos juntar as amostras de t e \bar{t} e chamá-la de TW. E por último, renomear as amostras de DY+Jets[10-50], DY+Jets[50+] e o conjunto das duas para DY_M_10_50, DY_M_50 e DY, respectivamente.

3.2 Etapa de pré-seleção

Visando selecionar somente eventos com melhor qualidade, aplicamos diversos cortes em vários objetos físicos: vértice primário, múons, elétrons e jatos. A descrição desses cortes é apresentada a seguir.

Excluimos os eventos que não têm, pelo menos um vértice primário cuja posição em relação ao centro do detector seja menor que 24 cm para coordenada no eixo Z, e menor que 2 cm para componente transversal. Ele também deve apresentar pelo menos quatro graus de liberdade e ao menos um vértice não considerado como falso.

Os léptons devem passar por cortes de identificação e de isolamento. Ambos devem apresentar $p_t > 20$ GeV, com elétrons e múons restritos a $|\eta| < 2,5$ e $|\eta| < 2,1$, respectivamente. É necessário que o traço dos elétrons e múons estejam próximos ao do vértice primário, por isso devem ter o parâmetro de impacto transversal menor que 0,04 cm e 0,02 cm, respectivamente. Os múons devem ser considerados *GlobalMuon*, ou seja, que sua identificação tenha sido feita utilizando a melhor combinação entre o detector de traços e a câmara de múon. Também devem ser considerados como *TrackerMuon*,

⁷ VV é a abreviação para *vector boson - vector boson*.

no caso, múons identificados utilizando informações do detector de traços, calorímetros e da câmara de múons. Os múon devem passar pelo teste de qualidade chamado de *GlobalMuonPromptTight*, que é um algoritmo de reconhecimento que reduz o número de múons falsos, que são, na verdade, provenientes do decaimento de káons e píons. O múon deve apresentar pelo menos 10 *hits* no detector de traços e apresentar um $\chi^2/\text{ndof} < 10$ para o ajuste de global múon. Também deve apresentar um isolamento relativo $< 0,2$ sendo dado pela seguinte fórmula:

$$RMI = \frac{(ChargedHadronIso + NeutralHadronIso + PhotonIso)}{p_t(\mu)} \quad (10)$$

onde *ChargedHadronIso*, *NeutralHadronIso* e *PhotonIso* os isolamentos relativos dos hádrons carregados, hádrons sem carga e dos fótons, respectivamente. O calculo é feito considerando um cone com $\Delta R = 0,3$ ($\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$) ao longo da direção do múon. Os múons que passaram por todos os cortes de pré-seleção, precisam ter menos de 1 cm entre o vértice (determinado pela câmara de múons) e o vértice primário ao longo do eixo z.

Os elétrons que tiverem $\Delta R < 0,1$, com múons considerados *GlobalMuon* ou *TrackerMuon* e que tenham pelo menos 10 hits no *inner tracker* são descartados. Visando eliminar elétrons provenientes do decaimento de fótons, que decaí em um elétron e um pósitron, é feita um corte de rejeição de fótons: número de *hits* no *tracker* < 2 , ter distância mínima entre o elétron e o traço de carga oposto mais próximo: $|\Delta\cos\theta| < 0,02$ e uma distância $> 0,02$ com o plano $r - \phi$. Também deve apresentar isolamento relativo (REI) $< 0,17$, sendo dado pela seguinte fórmula:

$$REI = \frac{(ChargedHadronIso + NeutralHadronIso + PhotonIso)}{p_t(e)} \quad (11)$$

Cada componente é calculada considerando um cone com $\Delta R = 0,3$ ao longo da direção do elétron.

Os jatos são submetidos ao algoritmo *anti-KT* com um ângulo de abertura de 0,5 graus. Devem apresentar $p_t > 30$ GeV e $|\eta| < 2,5$. Aplicamos correções de energia dos jatos⁸: *L1FastJet* compatível com *PFnoPU*⁹, correção de jatos level 2 e level 3, e correções *L2L3Residual* para os dados. Na identificação os jatos devem ter uma fração de energia carregada hadrônica > 0 , uma fração de energia carregada eletromagnética $< 0,99$, uma

⁸ A correção *L1FastJet* é usada para remover a energia proveniente de eventos de *pile-up*. A correção level 2 e level 3 é uma correção baseada nas amostras de dois jatos de QCD. A correção *L1L2Residual* é uma correção feita devido as diferenças entre MC e data.

⁹ Jatos com energia subtraída dos hádrons carregados.

fração de energia neutra hadrônica $< 0,99$ e fração de energia neutra eletromagnética $< 0,99$. Visando não considerar como jato os léptons que se comportam como jato, aplicamos uma limpeza de jatos-léptons: excluimos todos os jatos que tem $\Delta R < 0,4$ com qualquer lépton que tenha passado por todos os seus respectivos cortes de qualidade. Os jatos selecionados passam por um teste que determina se eles são oriundos da cadeia de hadronização do quark *bottom*. Esse teste é importante, visto que esperamos que no final do decaimento do $t\bar{t}$ tenhamos jatos provenientes do quark *bottom*. Todos os jatos que apresentam um valor de discriminador¹⁰ $> 0,244$, são considerados jatos de quark *bottom*. Todas as informações dos objetos, que passaram pelos seus respectivos cortes são armazenadas. Uma listagem de todos os cortes aplicados nos múons, elétrons e jatos pode ser visto a seguir.

3.2.1 Cortes de pré-seleção: múons

1. $p_t > 20$ GeV e $|\eta| < 2,1$;
2. parâmetro de impacto transversal $< 0,02$ cm, com relação ao traço no *inner tracker*;
3. ter passado pelo teste de qualidade chamado *GlobalMuonPromptTight*;
4. número de *hits* válidos no *inner tracker* > 10 ;
5. $\chi^2/\text{ndof} < 10$ para o ajuste de global múon;
6. ser um *GlobalMuon* e *TrackerMuon*;
7. isolamento relativo do múon (RMI) $< 0,2$.

3.2.2 Cortes de pré-seleção: elétrons

1. $p_t > 20$ GeV e $|\eta| < 2,5$;
2. impacto de parâmetro transversal $< 0,04$ cm, com relação ao vértice primário, aplicado no *gsf-Tracker*¹¹. ;
3. $\Delta R > 0,1$ entre elétrons e múons;

¹⁰ Discriminador aqui é o algoritmo de identificação de jatos oriundos de um quark b, denominado *b-tagging*, variando de 0 a 1.

¹¹ Aqui o *gsf-tracker* pode ser entendido como o detector de traços, contudo a nomenclatura "gsf", para título de curiosidade, se refere ao algoritmo de ajuste chamado de *Gaussian Sum Filter* que, por sua vez, é utilizado na reconstrução dos elétrons[34].

4. rejeição de fótons;
5. isolamento relativo do elétron ($\text{REI} < 0,17$).

3.2.3 Cortes de pré-seleção: Jatos

1. correção das energias dos jatos;
2. $p_t > 30 \text{ GeV}$ e $|\eta| < 2,5$;
3. identificação dos jatos;
4. limpeza de jatos-léptons;

3.3 Determinação do canal de decaimento t

Como dito no segundo parágrafo da seção 3.1, os canais que queremos estudar são $t\bar{t} \rightarrow \mu^+\mu^-X$ ($\mu\mu$), $t\bar{t} \rightarrow e^+e^-X$ (ee) e $t\bar{t} \rightarrow \mu^\pm e^\mp X$ ($e\mu$). Precisamos então, saber determinar em qual dos três tipos de canais cada evento melhor se encaixa. Visando isso, lançaremos mão dos *triggers* em conjunto com alguns cortes e critérios de seleção.

3.3.1 Triggers

A lista de *triggers* utilizados, sua descrição, bem como seu intervalo de uso, são apresentadas a seguir. Para os dados, utilizamos os seguintes *triggers*:

- $t\bar{t} \rightarrow e^+e^-X$:
 - HLT_Ele17_CaloIdL_CaloIsoVL_Ele8_CaloIdL_CaloIsoVL_v*: seleciona pelo menos dois elétrons, um com $p_t > 17 \text{ GeV}$ ¹² e outro com $p_t > 8 \text{ GeV}$. Consideramos esse *trigger* para $run \leq 170901$;
 - HLT_Ele17_CaloIdT_CaloIsoVL_TrkIdVL_TrkIsoVL_Ele8_CaloIdT_CaloIsoVL_TrkIdVL_TrkIsoVL_v*: seleciona pelo menos dois eletróns, um com $p_t > 17 \text{ GeV}$ e outro com $p_t > 8 \text{ GeV}$. Consideramos o intervalo de $run \geq 170902$;
- $t\bar{t} \rightarrow \mu^+\mu^-X$:

¹² O certo seria GeV/c mas nessa análise foi adotado $c=1$.

- HLT_DoubleMu7_v*: seleciona pelo menos dois múons com $p_t > 7$ GeV cada. Consideramos esse *trigger* para $run \leq 165208$;
 - HLT_Mu13_Mu8_v*: seleciona pelo menos dois múons, um com $p_t > 13$ GeV e outro com $p_t > 8$ GeV. Consideramos o intervalo de $run \geq 165209$ e ≤ 178419 ;
 - HLT_Mu17_Mu8_v* ou HLT_Mu17_TkMu8_v*: ambos os *triggers* selecionam eventos com pelo menos dois múons com $p_t > 17$ GeV e $p_t > 8$ GeV. Consideramos esses *triggers* para os intervalos de $run \leq 178420$;
- $t\bar{t} \rightarrow \mu^\pm e^\mp X$
 - HLT_Mu8_Ele17_CaloIdL_v*: seleciona eventos que apresentem, pelo menos um múon com $p_t > 8$ GeV e um elétron com $p_t > 17$ GeV. Utilizamos esse *trigger* no intervalo de $run \leq 167913$;
 - HLT_Mu8_Ele17_CaloIdT_CaloIsoVL_v*: seleciona eventos contendo, pelo menos um múon com $p_t > 8$ GeV e um elétron com $p_t > 17$ GeV. Utilizamos ele para $run \geq 167914$;
 - HLT_Mu17_Ele8_CaloIdL_v*: seleciona eventos com, pelo menos, um múon com $p_t > 17$ GeV e um elétron com $p_t > 8$ GeV. Utilizamos o *trigger* para $runs \leq 175972$;
 - HLT_Mu17_Ele8_CaloIdT_CaloIsoVL_v*: seleciona eventos com, pelo menos, um múon com $p_t > 17$ GeV e um elétron com $p_t > 8$ GeV. Utilizamos esse *trigger* para $runs \geq 175973$;

Para as amostras de MC utilizamos os seguintes *triggers*:

- $t\bar{t} \rightarrow \mu^+ \mu^- X$:
 - HLT_DoubleMu5_v*: seleciona pelo menos dois múons, ambos com $p_t > 5$ GeV;
- $t\bar{t} \rightarrow e^+ e^- X$:
 - HLT_Ele17_CaloIdT_CaloIsoVL_TrkIdVL_TrkIsoVL_Ele8_CaloIdT_CaloIsoVL_TrkIdVL_TrkIsoVL_v*: seleciona pelo menos dois eletróns, um com $p_t > 17$ GeV e outro com $p_t > 8$ GeV;
- $t\bar{t} \rightarrow \mu^\pm e^\mp X$:
 - HLT_Mu8_Ele17_CaloIdT_CaloIsoVL_v*: seleciona eventos com, pelo menos, um múon com $p_t > 8$ GeV e um elétron com $p_t > 17$ GeV;

3.3.2 Critérios de determinação de canal

Eventos que apresentavam mais de dois léptons de cargas opostas, tiveram seu canal determinado, utilizando as seguintes regras:

1. é necessário que algum trigger específico do canal, listado na seção 3.3.1, seja ativado;
2. a combinação¹³ de momento dos léptons, obrigatoriamente de carga oposta entre si, tem que ser o maior com relação às combinações dos outros candidatos do evento;

Aplicamos também um veto aos eventos com massa invariante, do par de léptons, menor que 20 GeV , visando reduzir eventos de Drell-Yan com massa invariante baixa. Seguindo esses passos, conseguimos determinar de que tipo de canal é cada evento. Por exemplo, se o evento ativar algum trigger do canal $\mu\mu$, ee e $e\mu$ mas a maior combinação de momento for de múons de carga oposta, o evento é considerado de $\mu\mu$. O mesmo vale para os outros tipos de canais. Eventos que não tiveram nenhum trigger listado ativado foram descartados desta análise.

3.4 Cortes de seleção de sinal

O próximo passo da análise consiste em fazer cortes de seleção, tanto nos dados quanto nas amostras de MC. São cortes feitos visando manter o máximo possível de sinal e excluir o máximo possível do background. Através do MC, é possível saber se os cortes que estão sendo feitos conseguem eliminar grande parte do background e, ao mesmo tempo, manter a maior parte do sinal. Os cortes aplicados foram:

1. massa invariante dileptônica (M_{ll}) $\notin [76;106]$ GeV para os canais de ee e $\mu\mu$;
2. número de jatos ≥ 2 , onde a energia transversal dos jatos($E_T[jato1, jato2]$) > 30 GeV;
3. veto na energia transversal faltante (\cancel{E}_T) < 40 GeV somente para os canais ee e $\mu\mu$;
4. número de jatos de b (NJetB) ≥ 1 ;
5. NJetB ≥ 2 ;

O primeiro corte, foi feito visando eliminar o background proveniente do processo de Drell-Yan, uma vez que os léptons gerados nesse processo são provenientes de um

¹³ Combinação aqui é o soma vetorial dos momentos das partículas

fotón virtual ou do bóson Z, que tem massa de 91,2 GeV. É importante notar, que não aplicamos esse corte no canal de $e\mu$, uma vez que não é característico do fotón virtual ou do bóson Z decair em léptons diferentes.

O segundo corte é devido ao decaimento do quark b, uma vez que esperamos pelo menos dois jatos provenientes do decaimento do quark *bottom*.

O terceiro corte é feito por causa dos neutrinos, uma vez que não são detectados em nenhuma camada do CMS, é natural inferir que haja uma grande quantidade de energia transversa faltante (não detectada) nos eventos onde eles estão presentes.

O quarto e quinto corte são cortes com relação ao quark *bottom*, mas para isso, utilizamos a informação do discriminador, mencionado na seção 3.2.3. É possível ver o efeito de cada corte na tabela de fluxo para o canal de $\mu\mu$, ee e $e\mu$ nas tabelas 2, 3 e 4, respectivamente. Também são apresentadas as distribuições de variáveis importantes, sendo elas: o momento transversal, massa invariante, energia transversal faltante, número de jatos e número de jatos considerados do quark *bottom* nas figuras 13, 14, 15, 16 e 17, respectivamente.

Tabela 2 - Fluxo de cortes do canal de $\mu\mu$

Cortes	<i>Dados</i>	MC	$t\bar{t}$	VV	TW	DY	<i>Background</i> total	S/B
l^+l^- e $M_{ll} > 20$ GeV	748932 ± 865	745301,5	2440,4	1570,4	234,9	741055,9	742861,1	0,0
$M_{ll} \notin [76;106]$ GeV	70871 ± 266	66794,1	1861,9	513,5	181,8	64236,9	64932,2	0,0
$E_T[jato1, jato2] > 30$ GeV	3788 ± 61	3512,1	1357,8	41,9	67,9	2044,6	2154,3	0,6
$\cancel{E}_T > 40$ GeV	1122 ± 33	1181,7	1025,9	16,3	51,6	104,3	155,8	6,5
NJetB ≥ 1	974 ± 31	1072,4	976,3	7,1	46,7	42,4	96,1	10,1
NJetB ≥ 2	606 ± 24	669,9	638,0	1,1	23,5	7,3	31,9	20,0

Legenda: Fluxo de corte do canal $\mu\mu$, apresentando o número de eventos dos dados e das amostras de Monte Carlo após cada corte aplicado e também a relação Sinal/*Background* (S/B).

Fonte: O autor, 2020

Tabela 3 - Fluxo de cortes do canal de ee

Cortes	<i>Dados</i>	MC	$t\bar{t}$	VV	TW	DY	<i>Background</i> total	S/B
l^+l^- e $M_{ll} > 20$ GeV	559679 ± 748	536510,6	1652,0	1114,0	161,5	534858,6	534858,6	0,0
$M_{ll} \notin [76;106]$ GeV	58647 ± 242	48303,5	1264,7	375,5	123,6	46539,7	47038,8	0,0
$E_T[jato1, jato2] > 30$ GeV	3319 ± 57	2545,8	925,8	29,6	42,8	1547,6	1620,0	0,5
$\cancel{E}_T > 40$ GeV	937 ± 30	824,5	696,2	11,3	31,3	85,7	128,3	5,4
NJetB ≥ 1	796 ± 28	726,7	661,8	4,4	28,5	32,0	64,9	10,2
NJetB ≥ 2	460 ± 21	450,5	430,0	0,9	13,9	5,7	20,5	20,9

Legenda: Fluxo de corte do canal ee , apresentando o número de eventos dos dados e das amostras de Monte Carlo após cada corte aplicado e também a relação Sinal/*Background* (S/B).

Fonte: O autor, 2020

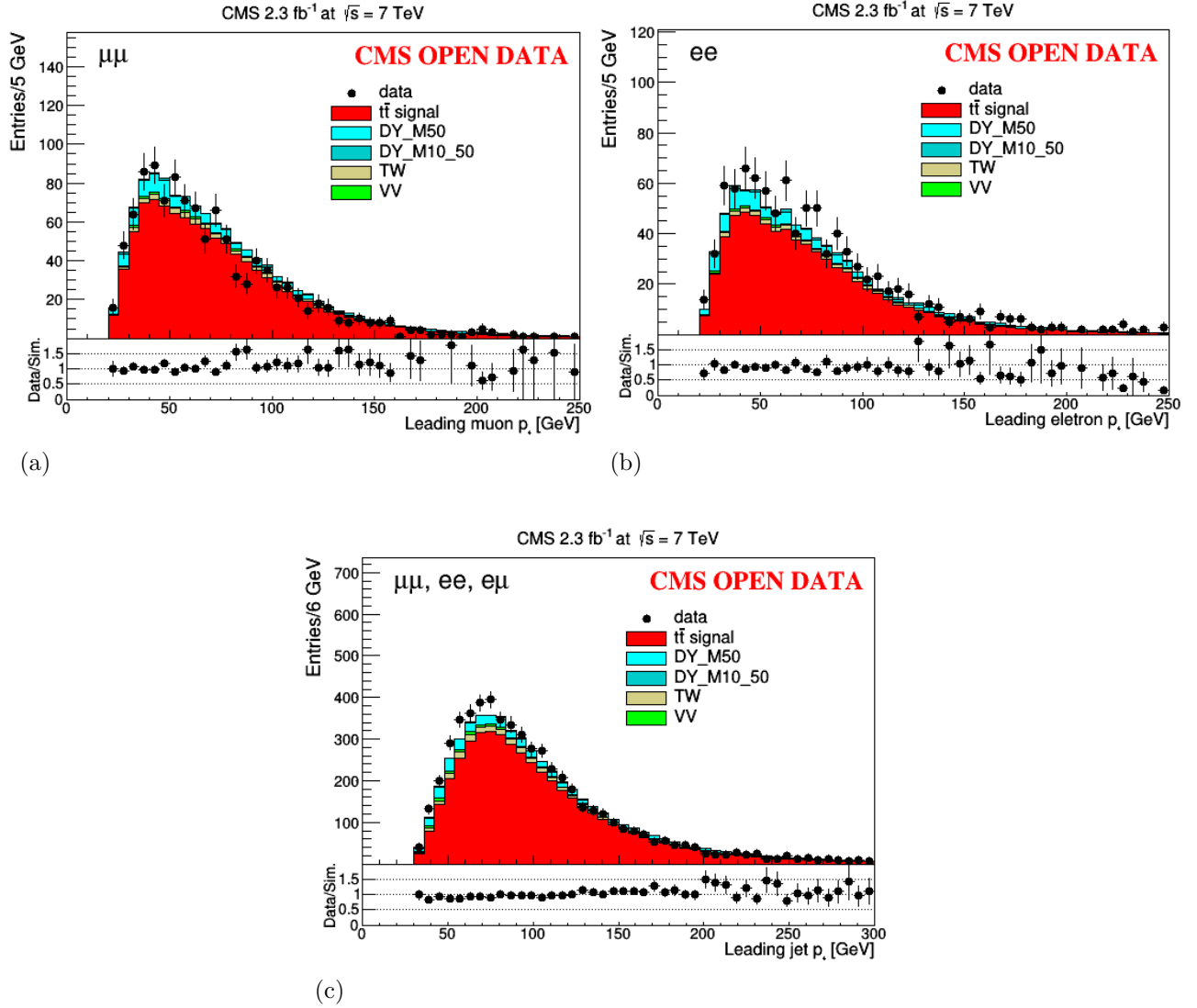
Tabela 4 - Fluxo de cortes do canal de $e\mu$

Cortes	<i>Dados</i>	MC	$t\bar{t}$	VV	TW	DY	<i>Background</i> total	S/B
l^+l^- e $M_{ll} > 20$ GeV	11931 ± 109	9873,7	4091,5	989,8	390,1	4402,1	5.782,2	0,7
-	-	-	-	-	-	-	-	-
$E_T[jato1, jato2] > 30$ GeV	3562 ± 59	3365,9	2994,7	48,5	144,3	226,9	371,2	8,1
-	-	-	-	-	-	-	-	-
NJetB ≥ 1	3144 ± 56	3097,8	2852,0	20,9	130,6	94,3	245,8	11,6
NJetB ≥ 2	1952 ± 44	1959,5	1875,6	3,6	62,1	18,0	83,9	22,4

Legenda: Fluxo de corte do canal $e\mu$, apresentando o número de eventos dos dados e das amostras de Monte Carlo após cada corte aplicado e também a relação Sinal/*Background* (S/B).

Fonte: O autor, 2020

Figura 14 - Distribuição do momento transverso dos múons, elétrons e jatos

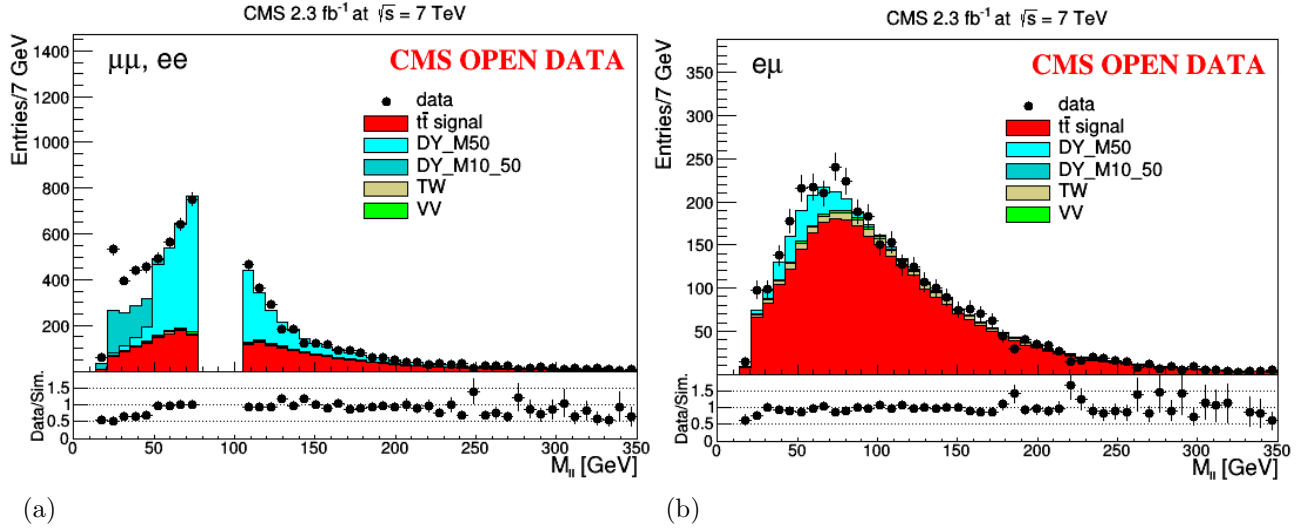


Legenda: Distribuição do P_t dos (a) múons, (b) elétrons e (c) jatos com maior P_t para os canais de $\mu\mu$, ee e todos os canais($\mu\mu$, ee e $e\mu$), respectivamente. O preenchimento dos histogramas foi feito depois do corte do número de jatos (corte 2). São apresentados, nos histogramas, os dados das colisões (data) e as amostras de Monte Carlo ($t\bar{t}$ signal, DY_M50, DY_M10_50, TW e VV).

Fonte: O autor, 2020

Atráves dos histogramas (figura 14 até 18) e do fluxo de corte (tabela 2 até 4), foi possível atestar que todos os canais (ee , $e\mu$ e $\mu\mu$) estão com uma boa compatibilidade entre dados e MC. As discrepâncias apresentadas na massa invariante do canal $\mu\mu$ e ee se deve ao uso da amostra errada de DY_M10_50, acarretando uma descrição não tão boa dos dados. Já no número de jatos do canal $\mu\mu$ e ee , acreditamos que o erro seja devido a um *overlapping* (superposição) das amostras de DY_M10_50 e DY_M50. O

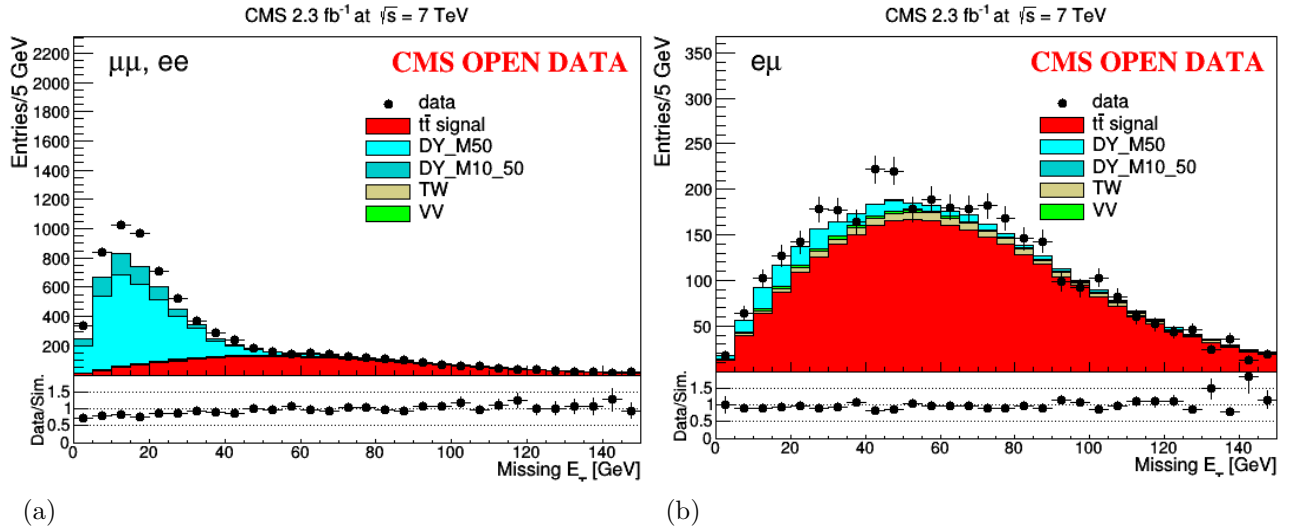
Figura 15 - Distribuição da massa invariante



Legenda: Distribuição da massa invariante (M_{II}) do (a) canal $\mu\mu$ e ee ; (b) do canal $e\mu$. A etapa onde foi feito o preenchido bem como as amostras utilizadas são as mesmas da figura 12. O espaço vazio na figura (a) é devido ao corte 1, que exclui di-léptons provenientes do decaimento do bóson Z

Fonte: O autor, 2020

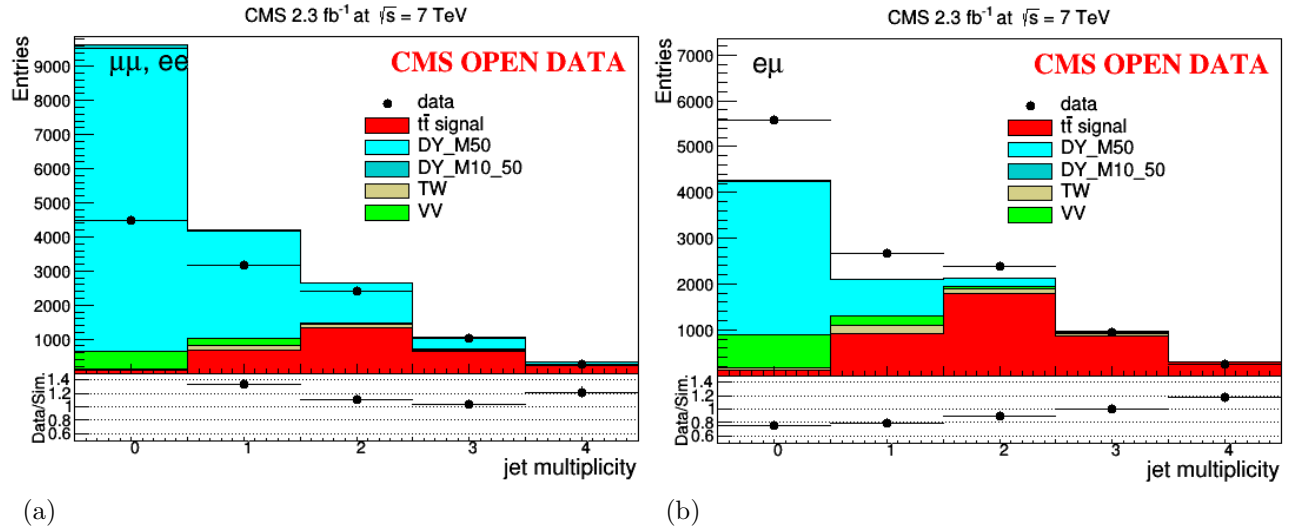
Figura 16 - Distribuição da energia transversal faltante



Legenda: Distribuição da energia transversal faltante (E_T) do (a) canal $\mu\mu$ e ee ; (b) do canal $e\mu$. A etapa onde foi feito o preenchido bem como as amostras utilizadas são as mesmas da figura 12.

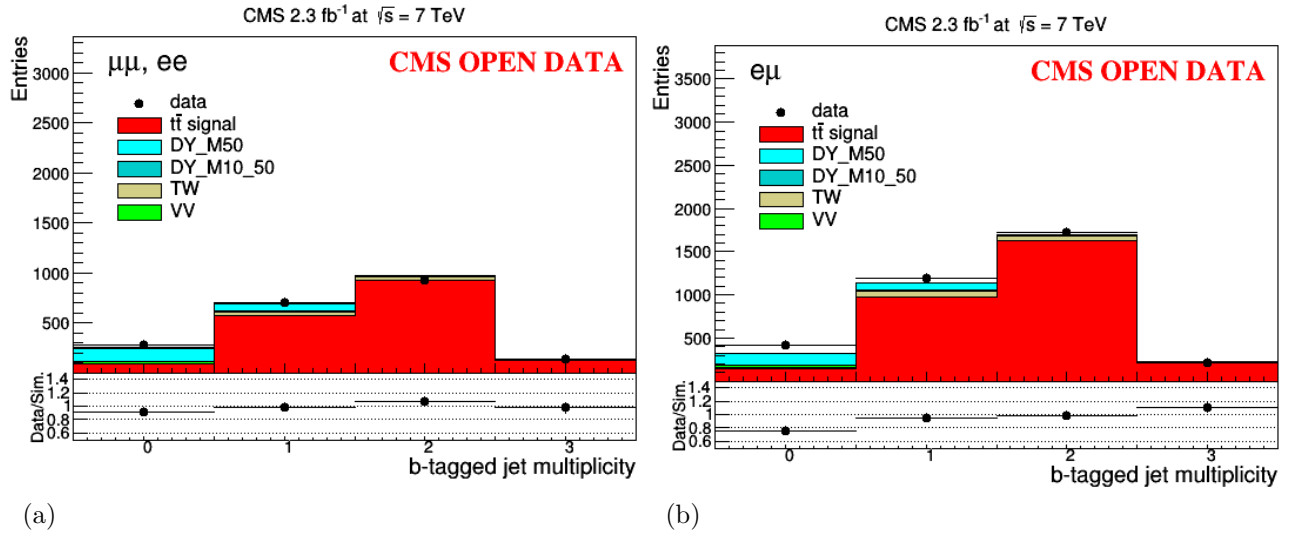
Fonte: O autor, 2020

Figura 17 - Distribuição do número de jatos



Legenda: Distribuição do número de jatos do (a) canal $\mu\mu$ e ee ; (b) do canal $e\mu$. O preenchimento do histograma foi feito após o terceiro corte, não sendo aplicado o segundo corte.

Fonte: O autor, 2020

Figura 18 - Distribuição do número de jatos vindos do quark *bottom*

Legenda: Distribuição do número de jatos provenientes do decaimento do quark *bottom* (NJetB) do (a) canal $\mu\mu$ e ee ; (b) do canal $e\mu$. O preenchimento do histograma foi feito após o quarto corte.

Fonte: O autor, 2020

próximo passo da análise consiste em calcular a seção de choque de cada canal e fazer uma comparação com o valor de referência.

3.5 Cálculo da seção de Choque

A seção de choque pode ser compreendida como a probabilidade de ocorrência de um determinado tipo de decaimento, processo ou evento por unidade de área. Nessa análise, interessa mensurar a seção de choque do decaimento dileptônico, para tal, usaremos o "método de contagem" (*Counting method*) que consiste, basicamente, no cálculo da seção de choque através da contagem de eventos de sinal e *background*, balanceados pelas devidas eficiências e luminosidade integrada, como visto na equação (12).

$$\sigma_{t\bar{t}} = \frac{N - N_B}{A.L} \quad (12)$$

Onde N é o número de eventos dos dados, N_B é o número de eventos de *background* obtidos através do MC, aceitação (A) é a razão entre o número de eventos após a aplicação de todos os cortes de seleção pelo número de eventos gerados de $t\bar{t} \rightarrow l^+l^-X$. O L é a luminosidade integrada e tem valor de $2,3 \text{ fb}^{-1}$. Os valores de N e N_B são os valores presentes nas tabelas 2, 3 e 4. Com esses valores foi possível calcular a seção de choque e seus erros para todos os canais e para a combinação deles. O cálculo da seção de choque, seu erro e como foi feita a combinação dos canais pode ser vista no Apêndice D. Os valores podem ser vistos na tabela 5.

Tabela 5 - Valores da seção de choque encontrados

Canal	NJetB ≥ 1	NJetB ≥ 2
$\sigma_{\mu\mu}$	$147,3 \pm 5,2 \text{ pb}$	$147,6 \pm 6,3 \text{ pb}$
σ_{ee}	$181,2 \pm 7,0 \text{ pb}$	$167,6 \pm 8,2 \text{ pb}$
$\sigma_{e\mu}$	$166,6 \pm 3,2 \text{ pb}$	$163,3 \pm 3,8 \text{ pb}$
$\sigma_{t\bar{t}}$	$165,1 \pm 3,1 \text{ pb}$	$160,8 \pm 2,5 \text{ pb}$

Legenda: Valor da seção de choque de cada canal, feita após o quarto corte e após o quinto corte. Também é apresentada a seção de choque do decaimento de $t\bar{t}$, obtida a partir das informações da seção de choque individual de cada canal.

Fonte: O autor, 2020

Considerando que a seção de choque teórica da produção de pares de quark top no canal dileptônico tem valor de 165 pb é possível ver que alguns dos valores encontrados, na tabela 5, foram compatíveis com a teoria. Além disso embora os resultados aqui presentes só contenham os erros estatísticos, podemos, ainda assim, compará-los com os resultados obtidos pelo CMS[1]. Na tabela 6 é feita essa comparação.

Podemos, calcular a discrepância, que é a diferença em módulo do valor encontrado com o valor de referência, e o erro associado (σ), adquirido através da relação

Tabela 6 - Comparação entre seções de choque

Canal	CMS	Autor
$\sigma_{\mu\mu}$	$153,8 \pm 5,4 \pm 6,6 \pm 3,4$ pb	$147,3 \pm 5,2$ pb
σ_{ee}	$165,9 \pm 6,4 \pm 7,0 \pm 3,6$ pb	$181,2 \pm 7,0$ pb
$\sigma_{e\mu}$	$161,6 \pm 3,1 \pm 5,6 \pm 3,6$ pb	$166,6 \pm 3,2$ pb
$\sigma_{t\bar{t}}$	$161,0 \pm 2,6 \pm 5,6 \pm 3,6$ pb	$165,1 \pm 3,1$ pb

Legenda: Comparação entre valores do CMS e do Autor para a seção de choque de cada canal, feita após o quarto corte. Também é apresentado a seção de choque do decaimento de $t\bar{t}$, obtida a partir das informações da seção de choque individual de cada canal

Fonte: O autor, 2020

$\sigma = \sqrt{(\sigma_1)^2 + (\sigma_2)^2}$, afim de testar a compatibilidade entre as medidas. Utilizando os valores na tabela 6, foi possível testar a compatibilidade. O resultado pode ser visto na tabela 7.

Tabela 7 - Resultado do teste de compatibilidade

	Discrepância	Erro associado (σ)	Análise de compatibilidade	Resultado
Canal $\mu\mu$	6,5 pb	7,5 pb	$< 1\sigma$	Compatível
Canal ee	15,3 pb	9,5 pb	$< 2\sigma$	Compatível
Canal $e\mu$	5 pb	4,0 pb	$< 2\sigma$	Compatível
Canal ll	4,1 pb	4,0 pb	$< 2\sigma$	Compatível

Legenda: Tabela contendo informações sobre as variáveis usadas na análise de compatibilidade das seções de choque e o resultado. Quando a discrepância é menor do que dois sigma, o teste é considerado compatível, entre dois e três é considerado inconclusivo e acima de três incompatível.

Fonte: O autor, 2020

CONCLUSÃO

Nessa monografia apresentamos a medida da seção de choque do canal dileptônico da produção de pares de quark *top* com $\sqrt{s}=7$ TeV e $L=2,3$ pb^{-1} usando eventos da plataforma CMS Open Data. Para tal foram apresentados as amostras utilizadas, os cortes de pré-seleção, os cortes de seleção e a forma como foi calculada a seção de choque.

Ao longo desse trabalho foi possível aprender sobre a história da física de partículas, sobre os aceleradores, em específico o LHC, sobre como o detector CMS adquire e registra as informações das colisões, como acessar os dados públicos das colisões e também como obter ou calcular a seção de choque através dos dados e MC.

A análise ainda não está completa, pois é necessário estimar o erro sistemático e erro de luminosidade. Contudo, através da tabela 7, é possível inferir que os valores encontrados foram compatíveis, sendo assim essa análise teve êxito na reprodução de alguns dos resultados do artigo e no que tange aos métodos aprendidos, execução das etapas e na elaboração da produção científica.

REFERÊNCIAS

- [1] CHATRCHYAN, S.; KHACHATRYAN, V.; SIRUNYAN, A. *Measurement of the $t\bar{t}$ production cross section in the dilepton channel in pp collisions at $s = \sqrt{7}$ TeV*. [s.n.], 2012. Disponível em: <[https://doi.org/10.1007/JHEP11\(2012\)067](https://doi.org/10.1007/JHEP11(2012)067)>. Acesso em: 20 de agosto de 2020.
- [2] SILVA, R. S. da. *Introdução à Física de Partículas: caracterização de ressonâncias em dados reais do experimento CMS*. [S.l.: s.n.], 2015.
- [3] CERN Accelerator Complex. [s.n.]. Disponível em: <<https://stfc.ukri.org/research/particle-physics-and-particle-astrophysics/large-hadron-collider/cern-accelerator-complex/>>. Acesso em: 20 de agosto de 2020.
- [4] CMS COLLABORATION. *The CMS Experiment at the CERN LHC*. 1. ed. [S.l.], 2008. Disponível em: <<http://inspirehep.net/record/796887?ln=p>>. Acesso em: 17 de agosto de 2020.
- [5] CMS COLLABORATION. *CMS Open Data Portal*. [S.l.]. Disponível em: <<http://opendata.cern.ch/docs/about>>. Acesso em: 17 de agosto de 2020.
- [6] OGURI, V.; CARUSO, F. *Física moderna: origens clássicas e fundamentos quânticos*. 2. ed. Rio de Janeiro: LTC, 2006.
- [7] CARUSO, F.; OGURI, V.; SANTORO, A. *Partículas Elementares: 100 anos de descobertas*. 2. ed. Rio de Janeiro: Editora Livraria da Física, 2012.
- [8] SILVA, D. Correa Marques da. *Descoberta do elétron*. [s.n.]. Disponível em: <<https://mundoeducacao.uol.com.br/fisica/descoberta-eletron.htm>>. Acesso em: 20 de agosto de 2020.
- [9] MEDEIROS, W. H. D. *Primórdios da física quântica: radiação de corpo negro e efeito fotoelétrico*. [S.l.: s.n.], 2010.
- [10] LISBOA, J. C. F. *Química (coleção Ser protagonista)*. 1. ed. São Paulo: SM, 2010.
- [11] FOGAÇA, J. R. V. *Experimento de Rutherford*. [s.n.]. Disponível em: <<https://alunosonline.uol.com.br/quimica/experimento-rutherford.html>>. Acesso em: 20 de agosto de 2020.
- [12] SANTOS, M. A. d. S. *Breve história da descoberta do nêutron*. Brasil Escola. Disponível em: <<https://brasilescola.uol.com.br/fisica/breve-historia-descoberta-neutron.htm>>. Acesso em: 17 de agosto de 2020.
- [13] BEGALLI, M.; CARUSO, F.; PREDAZZI, E. *O desenvolvimento da física de partículas*. cbpf. Disponível em: <<http://www.cbpf.br/~caruso/fcn/publicacoes/pdfs/enrico.pdf>>. Acesso em: 17 de agosto de 2020.
- [14] VENTUROLI, T. *Depois do quark top. Para onde vai a Física?* SUPER INTERESSANTE. Disponível em: <<https://super.abril.com.br/ciencia/depois-do-quark-top-para-onde-vai-a-fisica/>>. Acesso em: 17 de agosto de 2020.

- [15] HELERBROCK, R. *Modelo-Padrão da Física de Partículas*. [s.n.]. Disponível em: <<https://mundoeducacao.uol.com.br/fisica/modelo-padrao-fisica-particulas.htm>>. Acesso em: 20 de agosto de 2020.
- [16] GRIFFITHS, D. *Introduction to Elementary Particles*. [s.n.]. Disponível em: <https://books.google.com.br/books/about/Introduction_to_Elementary_Particles.html?id=Wb9DYrjcoKAC&redir_esc=y>. Acesso em: 30 de novembro de 2020.
- [17] COLLABORATION. *ATLAS*. [S.l.]. Disponível em: <<https://home.cern/science/experiments/atlas>>. Acesso em: 17 de agosto de 2020.
- [18] TAYLOR, L. *What is CMS*. European Organization for Nuclear Research. Disponível em: <<http://cms.web.cern.ch/news/what-cms>>. Acesso em: 17 de agosto de 2020.
- [19] THE COLLABORATION. *LHCb*. [S.l.]. Disponível em: <<https://home.cern/science/experiments/lhcb>>. Acesso em: 17 de agosto de 2020.
- [20] COLLABORATION CMS. *ALICE*. [S.l.]. Disponível em: <<https://home.cern/science/experiments/alice>>. Acesso em: 17 de agosto de 2020.
- [21] CMS. How to draw diagrams in latex with tikz. 2018. Disponível em: <<https://wiki.physik.uzh.ch/cms/latex:tikz>>. Acesso em: 11 de dezembro de 2020.
- [22] UF PHYSICS. *Pseudo-Rapidity, Azimuthal Angle, and Transverse Momentum*. [S.l.]. Disponível em: <<http://www.physics.ufl.edu/~rfield/cdf/chgjet/etaphi.html>>. Acesso em: 17 de agosto de 2020.
- [23] CMS COLLABORATION,. *The CMS experiment at the CERN LHC*. [S.l.], 2008. Disponível em: <<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/3/08/S08004/pdf>>. Acesso em: 20 de agosto de 2020.
- [24] TAYLOR, L.; ZEMLERIS, V. *Silicon Pixels*. CMS Collaboration. Disponível em: <<http://cms.web.cern.ch/news/silicon-pixels>>. Acesso em: 17 de agosto de 2020.
- [25] TAYLOR, L.; ZEMLERIS, V. *Silicon Strips*. CMS Collaboration. Disponível em: <<http://cms.web.cern.ch/news/silicon-strips>>. Acesso em: 17 de agosto de 2020.
- [26] MORAES, A. M. *A Física dos Detectores de Partículas*. XI Escola do CBPF (Curso de Pós-Graduação). Disponível em: <https://mesonpi.cat.cbpf.br/escola2017/downloads/notasDeAula/ArthurMoraes_Aula07.pdf>. Acesso em: 17 de agosto de 2020.
- [27] CMS COLLABORATION. *Muon Analysis*. [S.l.]. Disponível em: <<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/WorkBookMuonAnalysis>>. Acesso em: 17 de agosto de 2020.
- [28] KALINOWSKI, A.; KROLIKOWSKI, J. Search for the heavy, neutral mssm higgs particles in the $h/a- \rightarrow \tau\tau- \rightarrow \mu + x$ channel in the cms detector at the lhc. 08 2020.
- [29] TAYLOR, L.; ZEMLERIS, V. *Superconducting Magnet*. CMS Collaboration. Disponível em: <<http://cms.web.cern.ch/news/superconducting-magnet>>. Acesso em: 17 de agosto de 2020.
- [30] DAVIS, S. R. Interactive Slice of the CMS detector. Aug 2016. Disponível em: <<https://cds.cern.ch/record/2205172>>.

- [31] CMS COLLABORATION. *Triggering and Data Acquisition*. [S.l.]. Disponível em: <<https://cms.cern/detector/triggering-and-data-acquisition>>. Acesso em: 17 de agosto de 2020.
- [32] CMS COLLABORATION. *Public CMS Luminosity Information*. [S.l.]. Disponível em: <<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/LumiPublicResults>>. Acesso em: 28 de novembro de 2020.
- [33] DETECTOR D0. *Useful Diagrams of Top Signals and Backgrounds*. [S.l.], 2017. Disponível em: <https://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/top/top_public_web_pages/top_feynman_diagrams.html>. Acesso em: 30 de dezembro de 2020.
- [34] C.CHARLOT, C.; Y.SIROIS. *Electron reconstruction*. [s.n.]. Disponível em: <<http://llr.in2p3.fr/~charlot/Notes/eGSFtracks/egsftracks.html>>. Acesso em: 28 de novembro de 2020.
- [35] CERN. *About ROOT*. [s.n.]. Disponível em: <<https://root.cern/about/>>. Acesso em: 17 de agosto de 2020.
- [36] PERINI, Kati Lassila. *Preface to CMS Offline Software*. [s.n.]. Disponível em: <<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/SWGuidePreface>>. Acesso em: 17 de agosto de 2020.
- [37] CERN, Open Data. *Getting Started with CMS 2011 Open Data*. [s.n.]. Disponível em: <<http://opendata.cern.ch/docs/cms-getting-started-2011>>. Acesso em: 17 de agosto de 2020.
- [38] GOMES, Raphael. Identificação do méson j/ψ no canal de dimúons nas tomadas de dados públicos no período de 2010 a 2011 do experimento cms. 2017. Disponível em: <<http://eds.a.ebscohost.com/eds/detail/detail?vid=1&sid=e4d881f1-94dc-437e-be91-b1819997ddba\%40sessionmgr4006&bdata=Jmxhbm9cHQYnImc2l0ZT1lZHMtbGl2ZS5yZ29wZT1zaXRl#AN=rs.000245556&db=catt04626a>>. Acesso em: 30 de dezembro de 2020.
- [39] MCNET. *MadGraph*. [s.n.]. Disponível em: <<https://www.montecarlonet.org/madgraph>>. Acesso em: 17 de agosto de 2020.
- [40] NET, MC. *Pythia*. [s.n.]. Disponível em: <<https://www.montecarlonet.org/pythia>>. Acesso em: 17 de agosto de 2020.
- [41] OTT, Jochen. Search for single top $t\bar{t}$ associated production in the dilepton channel at cms. *EPJ Web of Conferences*, EDP Sciences, v. 28, p. 12041, 2012. ISSN 2100-014X. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1051/epjconf/20122812041>>.
- [42] RUIZ, Richard. *Drell-Yan, Drell-Yan with Jets, Drell-Yan with all the Jets*. [s.n.]. Disponível em: <<https://www.quantumdiaries.org/2015/05/18/dy-resummation/>>. Acesso em: 20 de agosto de 2020.
- [43] CMS. Cms measurements of top quark pair production in dilepton channel at 7 tev. 2017. Disponível em: <<https://github.com/cms-opendata-validation/2011-doubleelectron-doublemu-mueg-ttbar/blob/master/PostAnalyzer/ttbarMakeHist.cxx>>. Acesso em: 30 de dezembro de 2020.

APÊNDICE A – Ciência Computacional

A.1 Linguagens de programação

Na década de 30 foram criados os primeiros computadores elétricos e, com eles, foi possível a criação do que chamamos de linguagem de programação, sendo ela, basicamente, comandos para o computador seguir. Embora pareça algo simples, a linguagem de programação nos permite criar códigos e programas para resolver os mais diversos problemas do cotidiano. Existem diversas linguagens de programação, contudo, utilizamos nessa análise as linguagens C++ e python.

O C++ é uma linguagem orientada a objeto baseada no C, de alto nível¹⁴ e de uso geral. É utilizada pelo seu grande desempenho e também por ser base do framework ROOT e do CMSSW. O Python também é uma linguagem de alto nível e de uso geral, utilizada por ser base do CMSSW. O conhecimento dessas duas linguagens nos permite utilizar melhor o ROOT e o CMSSW.

A.2 ROOT

O ROOT é um framework de processamento de dados, criado pelo CERN. Com ele é possível analisar uma quantidade grande de dados, o que é ideal na física de altas energias. Através do ROOT são feitas análises, estatísticas, visualizações e armazenamentos. O framework é escrito em C++, mas também é compatível com outras linguagens, como Python e R [35].

A.3 CMSSW

Devido ao desafio de se analisar uma grande quantidade de dados das colisões, o CMS desenvolveu um complexo programa operacional chamado de CMSSW, que dá acesso aos dados brutos das colisões¹⁵, e também é usado para processar e selecionar os dados registrados pelos *triggers*, de forma que seja possível fazer análises de física dos dados [36]. Para acesso do CMSSW fazemos uso de uma máquina virtual (VM) , mais

¹⁴ Linguagem de alto nível significa que ela tem uma linguagem próxima à linguagem humana. O usuário de linguagem de alto nível não precisa conhecer características do processador, como instruções e registradores.

¹⁵ Daqueses presentes no CERN Open Data Portal

precisamente a VM do próprio CERN [37]. Na VM podemos usar o CMSSW para acessar, tanto quanto, refinar os dados das colisões para depois fazermos análises de dados com o uso do ROOT¹⁶.

Como esse estudo utiliza muitas amostras, caso usássemos apenas a VM, somente o processo de aquisição dos dados demoraria por volta de meses, talvez anos. Por causa disso, foi utilizado, nesse estudo, uma conta lxplus, que nos permite ter acesso remoto aos computadores do CERN e tratar os dados direto nos computadores da colaboração, nos permitindo agilizar o processo de aquisição e tratamento dos dados.

A.4 Método de Monte Carlo

O método de Monte Carlo, em resumo, é um método estatístico que se baseia na geração massiva de dados aleatórios, que visa criar uma simulação fiel a um modelo específico.

Em física de altas energias o uso do método de Monte Carlo é essencial para uma análise experimental dos dados das colisões, podendo simular tanto a geração de partículas quanto os sinais elétricos dos detectores. O CMSSW dispõe de vários geradores de Monte Carlo, usaremos nesta monografia o madgraph e o Pythia6.

O madgraph é um gerador capaz de simular todos os processos vinculados ao modelo padrão, além disso também tem incluso os softwares dos experimentos do LHC[39] permitindo maior precisão nas simulações. O Pythia6 é um gerador de propósito geral, capaz de simular colisões de prótons, antiprótons, elétrons e pósitrons[40] bem como processos de hadronização e tem suporte para modelos além do modelo padrão. Utilizamos ambos os geradores, para estudo de amostras, como visto na seção 3.

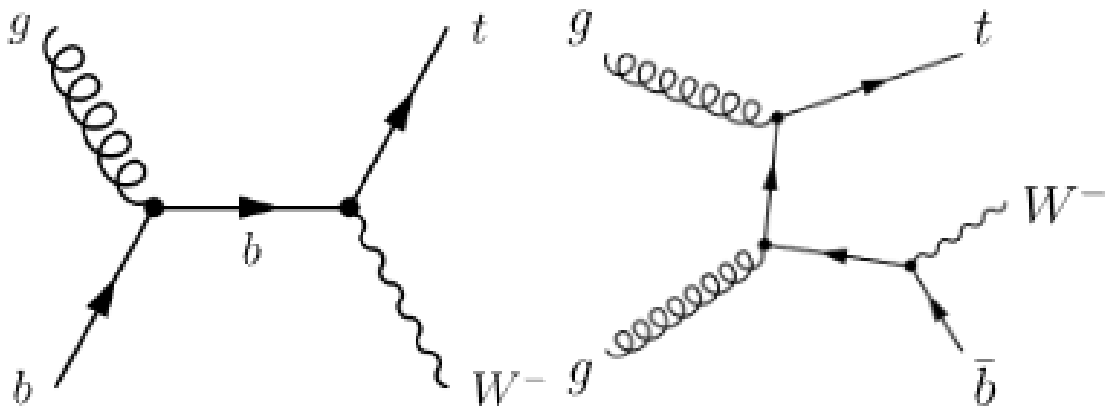
¹⁶ Existem várias obras que falam sobre o CMSSW, aconselho ver a defesa de monografia do Raphael Gomes [38].

APÊNDICE B – Processos de fundo

B.1 Processos t e \bar{t} (ambos no TW *channel*)

O processo de decaimento t no canal de TW é composto basicamente pela associação entre o quark top e um bóson W , sendo assim, espera-se que no final do decaimento ele apresente o decaimento do quark top mais o decaimento do bóson W . O motivo pelo qual após os cortes de pré-seleção e de seleção a amostra de t (TW channel) não foi eliminada, no requerimento de jatos provenientes do quark bottom, está relacionada com as correções de ordem superior [41]. A produção de \bar{t} é similar, mas respeitando as regras de decaimento. Tanto sua versão mais comum, quanto sua *Next-to-leading order* podem ser vistas na figura 19.

Figura 19 - Diagrama de feynman da produção de t (TW channel) e seu *next-to-leading order*



Legenda: Na figura a esquerda é apresentado um diagrama da produção de quarks top em associação com o bóson W , configurando o TW *channel*. A direita é apresentada a sua versão *next-to-leading order*.

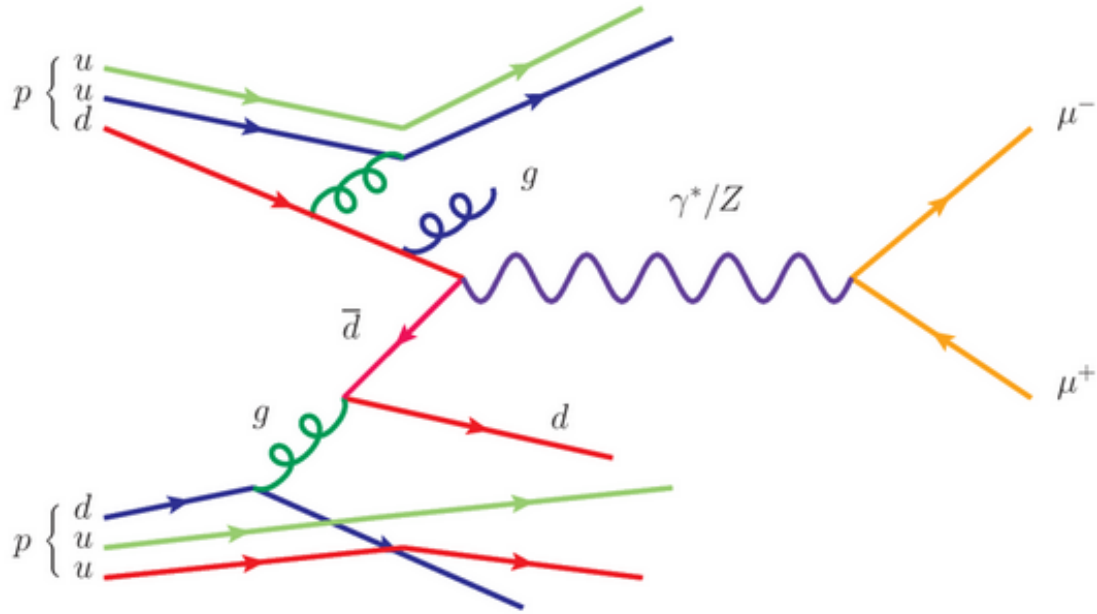
Fonte: Jochen Ott [41]

B.2 Processo de Drell-Yan+Jatos

Quando o quark de um hádron e um antiquark de outro hádron se aniquilam, eles podem gerar um fóton virtual (γ^*) ou um bóson Z que decai em dois léptons de cargas opostas. No LHC devido aos remanescentes do espalhamento dos prótons o resultado da

produção de Drell+Yan também vem com a geração de jatos, uma ilustração do processo pode ser visto na figura 20.

Figura 20 - Diagrama de feynman da produção de Drell-Yan mais jatos no LHC



Legenda: Figura representando a produção de Drell-Yan+jatos no LHC, é possível ver que junto com a produção dos léptons também são gerados vários jatos

Fonte: Richard Ruiz [42]

B.3 Produção de WW, WZ e ZZ

Todos os três processos (WW, WZ e ZZ) são gerados através das colisões de protón-protón e o resultado final do processo é regido pelos decaimentos do W e do Z. Já vimos na seção 3 que o bóson W pode decair em léptons e em quarks, o mesmo vale para o bóson Z, sendo assim são diversas possibilidades de partículas resultantes, isso sem contar os casos de *next-to-leading order*. Por isso esses processos podem falsificar o nosso sinal, uma vez que, entre as várias possibilidades existem aquelas com as mesmas partículas resultantes do nosso sinal (felizmente em quantidade muito pequena).

APÊNDICE C – Cálculo do peso de cada amostra de Monte Carlo

A seguir estão apresentados os cálculos do peso para cada amostra de MC, considerando $\mathcal{L} = 2,3 \text{ fb}^{-1}$, seção de choque teórica (σ) e o número de eventos registrado pelo CMS Open Data. Os valores da seção de choque teórica de cada amostra de simulação foi adquirida, de forma indireta, através de uma análise do CMS Open Data Portal [43].

C.1 Amostra de $t\bar{t}$

Sendo $\sigma_{t\bar{t}} = 164 \text{ pb} = 164000 \text{ fb}$, substituímos na equação (9)

$$W = \frac{\mathcal{L} \cdot \sigma_{t\bar{t}}}{N_{mc}} = \frac{2,3 \times 164000}{54990752} = 0,006859 \quad (13)$$

C.2 Amostra de t

Sendo $\sigma_t = 7,87 \text{ pb} = 7870 \text{ fb}$,

$$W = \frac{\mathcal{L} \cdot \sigma_t}{N_{mc}} = \frac{2,3 \times 7870}{744859} = 0,0243 \quad (14)$$

C.3 Amostra de \bar{t}

Sendo $\sigma_{\bar{t}} = 7,87 \text{ pb} = 7870 \text{ fb}$,

$$W = \frac{\mathcal{L} \cdot \sigma_{\bar{t}}}{N_{mc}} = \frac{2,3 \times 7870}{801626} = 0,02258 \quad (15)$$

C.4 Amostra de WW

Sendo $\sigma_{WW} = 47,04 \text{ pb} = 47040 \text{ fb}$,

$$W = \frac{\mathcal{L} \cdot \sigma_{WW}}{N_{mc}} = \frac{2,3 \times 47040}{3935865} = 0,02748 \quad (16)$$

C.5 Amostra de WZ

Sendo $\sigma_{WZ} = 18,2 \text{ pb} = 18200 \text{ fb}$,

$$W = \frac{\mathcal{L} \cdot \sigma_{WZ}}{N_{mc}} = \frac{2,3 \times 18200}{3860146} = 0,01084 \quad (17)$$

C.6 Amostra de ZZ

Sendo $\sigma_{ZZ} = 7,67 \text{ pb} = 7670 \text{ fb}$,

$$W = \frac{\mathcal{L} \cdot \sigma_{ZZ}}{N_{mc}} = \frac{2,3 \times 7670}{3899263} = 0,0452 \quad (18)$$

C.7 Amostra de ZZ

Sendo $\sigma_{ZZ} = 7,67 \text{ pb} = 7670 \text{ fb}$,

$$W = \frac{\mathcal{L} \cdot \sigma_{ZZ}}{N_{mc}} = \frac{2,3 \times 7670}{3899263} = 0,0452 \quad (19)$$

C.8 $Drell - Yan + Jets \rightarrow l^+l^-$ [Regime de massa de 10-50 GeV]

Sendo $\sigma_{DY_{10-50}} = 11908,83 \text{ pb} = 11908830 \text{ fb}$,

$$W = \frac{\mathcal{L} \cdot \sigma_{DY_{10-50}}}{N_{mc}} = \frac{2,3 \times 11908830}{39909640} = 0,68630 \quad (20)$$

C.9 $Drell - Yan + Jets \rightarrow l^+l^-$ [Regime de massa de 50+ GeV]

Sendo $\sigma_{DY_{50+}} = 3048 \text{ pb} = 3048000 \text{ fb}$,

$$W = \frac{\mathcal{L} \cdot \sigma_{DY_{50+}}}{N_{mc}} = \frac{2,3 \times 3048000}{36408225} = 0,19255 \quad (21)$$

APÊNDICE D – Cálculo da seção de choque e seus erros

D.1 Canal $\mu\mu$

Teremos duas seções de choque para o canal $\mu\mu$, uma após a aplicação do corte 4 e outra após a aplicação do corte 5. Vamos começar calculando a seção de choque após a aplicação do corte 4, depois faremos um processo análogo para a seção de choque após o corte 5. Utilizando a equação (12) e usando os valores da tabela 2, achamos $N = 974$, $N_B = 96,1$. Como $\mathcal{L} = 2,3 \text{ fb}^{-1}$ falta achar o valor da aceitação. Acharemos ela utilizando as informações das tabelas 1 e 2, que nos fornecem o número de eventos gerados de $t\bar{t}$ e o número de eventos após a aplicação dos cortes, respectivamente. Podemos achar a aceitação através da equação

$$A = \frac{\text{Número de eventos após os cortes}}{\text{Número de eventos gerados}} = \frac{974,3}{377200} = 0,002588 \quad (22)$$

Agora podemos achar a seção de choque através da equação 12,

$$\sigma_{\mu\mu} = \frac{974 - 96,1}{0,002588 \cdot 2,3} \text{ fb} = \frac{877,1}{0,005953} \text{ fb} = 147336,27 \text{ fb} = 147,3 \text{ pb} \quad (23)$$

Analogamente para a seção de choque após o corte 5 teremos

$$A = \frac{\text{Número de eventos após os cortes}}{\text{Número de eventos gerados}} = \frac{638}{377200} = 0,001691 \quad (24)$$

então

$$\sigma_{\mu\mu} = \frac{606 - 31,9}{0,001691 \cdot 2,3} \text{ fb} = \frac{574,1}{0,003890} \text{ fb} = 147574,29 \text{ fb} = 147,6 \text{ pb} \quad (25)$$

D.1.1 Erro estatístico do canal $\mu\mu$

O erro estatístico da equação (12), provém somente da expressão $N - N_B$ logo podemos escrever o erro estatístico da seguinte forma

$$\delta_{\mu\mu} = \sigma_{\mu\mu} \cdot \frac{\sqrt{N}}{N - N_B} \quad (26)$$

Podemos aplicar os valores na equação (26) e encontrar o erro estatístico da

seção de choque após o corte 4

$$\delta_{\mu\mu} = \sigma_{\mu\mu} \cdot \frac{\sqrt{N}}{N - N_B} = 147,3 \cdot \frac{\sqrt{974}}{974 - 96,1} = 5,2412 \text{ pb} \quad (27)$$

e de forma análoga teremos para a seção de choque após o corte 5 o seguinte erro estatístico

$$\delta_{\mu\mu} = \sigma_{\mu\mu} \cdot \frac{\sqrt{N}}{N - N_B} = 147,6 \cdot \frac{\sqrt{606}}{606 - 31,9} = 6,3290 \text{ pb} \quad (28)$$

D.2 Canal ee

O método é análogo ao utilizado no canal $\mu\mu$ contudo utilizando informações da tabela 3. Logo, para a seção de choque após o corte 4, teremos

$$A = \frac{\text{Número de eventos após os cortes}}{\text{Número de eventos gerados}} = \frac{661,8}{377200} = 0,001754 \quad (29)$$

Achando então

$$\sigma_{ee} = \frac{796 - 64,9}{0,001754 \cdot 2,3} \text{ fb} = \frac{731,1}{0,004035} \text{ fb} = 181173,16 \text{ fb} = 181,2 \text{ pb} \quad (30)$$

Para a seção de choque após o corte 5, teremos

$$A = \frac{\text{Número de eventos após os cortes}}{\text{Número de eventos gerados}} = \frac{430}{377200} = 0,001139 \quad (31)$$

Achando então

$$\sigma_{ee} = \frac{460 - 20,5}{0,001139 \cdot 2,3} \text{ fb} = \frac{439,5}{0,002621} \text{ fb} = 167623,25 \text{ fb} = 167,6 \text{ pb} \quad (32)$$

D.2.1 Erro estatístico do canal ee

Faremos o erro estatístico da mesma forma que fizemos para o canal $\mu\mu$, mas com os valores do canal ee , assim teremos, para a seção de choque após o corte 4

$$\delta_{ee} = \sigma_{ee} \cdot \frac{\sqrt{N}}{N - N_B} = 181,2 \cdot \frac{\sqrt{796}}{796 - 64,9} = 6,9925 \text{ pb} \quad (33)$$

E para seção de choque após o corte 5 teremos

$$\delta_{ee} = \sigma_{ee} \cdot \frac{\sqrt{N}}{N - N_B} = 167,6 \cdot \frac{\sqrt{460}}{460 - 20,5} = 8,1788 \text{ pb} \quad (34)$$

D.3 Canal $e\mu$

O método é análogo ao utilizado nos canais $\mu\mu$ e ee contudo utilizando informações da tabela 4. Logo, para a seção de choque após o corte 4, teremos

$$A = \frac{\text{Número de eventos após os corte}}{\text{Número de eventos gerados}} = \frac{2852}{377200} = 0,007560 \quad (35)$$

Achando então

$$\sigma_{e\mu} = \frac{3144 - 245,8}{0,007560 \cdot 2,3} \text{ fb} = \frac{2898,2}{0,017390} \text{ fb} = 166656,66 \text{ fb} = 166,6 \text{ pb} \quad (36)$$

Para a seção de choque após o corte 5, teremos

$$A = \frac{\text{Número de eventos após os corte}}{\text{Número de eventos gerados}} = \frac{1875,6}{377200} = 0,004972 \quad (37)$$

Achando então

$$\sigma_{e\mu} = \frac{1952 - 83,9}{0,004972 \cdot 2,3} \text{ fb} = \frac{1868,1}{0,011436} \text{ fb} = 163344,20 \text{ fb} = 163,3 \text{ pb} \quad (38)$$

D.3.1 Erro estatístico do canal $e\mu$

Faremos o erro estatístico da mesma forma que foi feito no canal $\mu\mu$ e ee , mas com os valores do canal $e\mu$, assim teremos, para a seção de choque após o corte 4

$$\delta_{e\mu} = \sigma_{e\mu} \cdot \frac{\sqrt{N}}{N - N_B} = 166,6 \cdot \frac{\sqrt{3144}}{3144 - 245,8} = 3,2232 \text{ pb} \quad (39)$$

E para seção de choque após o corte 5 teremos

$$\delta_{e\mu} = \sigma_{e\mu} \cdot \frac{\sqrt{N}}{N - N_B} = 163,3 \cdot \frac{\sqrt{1952}}{1952 - 83,9} = 3,8621 \text{ pb} \quad (40)$$

D.3.2 Canal ll

Para calcularmos a seção de choque do canal dileptônico faremos uma média ponderada da seguinte forma

$$\sigma_{ll} = \frac{N_{\mu\mu} \cdot \sigma_{\mu\mu} + N_{ee} \cdot \sigma_{ee} + N_{e\mu} \cdot \sigma_{e\mu}}{N_{\mu\mu} + N_{ee} + N_{e\mu}} \quad (41)$$

Onde $N_{\mu\mu}$, N_{ee} e $N_{e\mu}$ são o número de eventos de cada canal após aplicado os cortes. Assim, após o corte 4 teremos

$$\sigma_{ll} = \frac{974147,3 + 796181,2 + 3144166,6}{974 + 796 + 3144} = 165,1395 \text{ pb} \quad (42)$$

E após o corte 5 teremos

$$\sigma_{ll} = \frac{606147,6 + 460167,6 + 1952163,3}{606 + 460 + 1952} = 160,8029 \text{ pb} \quad (43)$$

D.3.3 Erro estatístico do canal ll

Para achar o erro estatístico usaremos propagação de erro, aplicado na equação (41). Como cada um dos canais é independente do outro o erro será dado por

$$\delta_{ll} = \frac{\sqrt{(N_{\mu\mu} \cdot \delta_{\mu\mu})^2 + (N_{ee} \cdot \delta_{ee})^2 + (N_{e\mu} \cdot \delta_{e\mu})^2}}{N_{\mu\mu} + N_{ee} + N_{e\mu}} \quad (44)$$

Assim temos para o corte 4

$$\delta_{ll} = \frac{\sqrt{(5104,9288)^2 + (5566,03)^2 + (10133,74)^2}}{4914} = 3,067376 \quad (45)$$

No caso do corte 5 temos

$$\delta_{ll} = \frac{\sqrt{(3835,374)^2 + (3762,248)^2 + (7538,8192)^2}}{3018} = 2,571952 \quad (46)$$