



Universidade do Estado do Rio de Janeiro
Centro de Tecnologia e Ciências
Instituto de Física Armando Dias Tavares

Raphael Gomes de Souza

**Identificação de Mésons D^{*+} e D^0 nas amostras adquiridas na
campanha B-parking de 2018 durante o Run 2**

Rio de Janeiro

2020

Raphael Gomes de Souza

**Identificação de Mésons D^{*+} e D^0 nas amostras adquiridas na campanha
B-parking de 2018 durante o Run 2**



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

Orientador: Prof. Dr. Sandro Fonseca de Souza

Rio de Janeiro

2020

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

S729i

Souza, Raphael Gomes de.
Identificação de mésons D^{*+} e D_0 nas amostras
adquiridas na campanha B-parking de 2018 durante o
Run 2 / Raphael Gomes de Souza. – 2020.
107 f.: il.

Orientador: Sandro da Fonseca de Souza
Dissertação (mestrado) - Universidade do Estado do
Rio de Janeiro, Instituto de Física Armando Dias Tavares

1. Solenóide de múon compacto - Teses. 2. Mésons -
Teses. 3. Grande colisor de hádrons (França e Suíça) -
Teses. I. Souza, Sandro da Fonseca. II. Universidade do
Estado do Rio de Janeiro. Instituto de Física Armando
Dias Tavares. III. Título.

CDU 539.12

Bibliotecária: Denise da Silva Gayer CRB7/5069

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

Assinatura

Data

Raphael Gomes de Souza

**Identificação de Mésons D^{*+} e D^0 nas amostras adquiridas na campanha
B-parking de 2018 durante o Run 2**

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

Aprovada em 10 de Setembro de 2020.

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Sandro Fonseca de Souza (Orientador)
Instituto de Física Armando Dias Tavares - UERJ

Profa. Dra. Yara do Amaral Coutinho
Universidade Federal do Rio de Janeiro

Prof. Dr. Andre Asevedo Nepomuceno
Universidade Federal Fluminense

Profa. Dra. Eliza Melo da Costa
Instituto de Física Armando Dias Tavares - UERJ

Prof. Dr. Wagner de Paula Carvalho
Instituto de Física Armando Dias Tavares - UERJ

Profa. Dra. Helena Brandão Malbouisson
Instituto de Física Armando Dias Tavares - UERJ

Rio de Janeiro

2020

AGRADECIMENTOS

Aos meus familiares, sobretudo aos meus pais, Regina Gomes e João Carlos, por todo o carinho e que sempre contribuíram para eu alcançar meus objetivos.

Ao meu orientador, Sandro Fonseca, por todo apoio. Aos professores Dilson de Jesus, Wagner Carvalho, Vitor Oguri, Hélio Nogima, Luiz Mundim e Helena Malbouisson, pela paciência.

Aos meus amigos, de dentro e fora da faculdade, Sergio Filho, Vitor Cunha, Taína Gamelheiro, Marcus Vinicius, Rodrigo Soares, Vinícius Aguiar, Felipe Carvalho, Maurício Thiel, Eduardo Coelho, Miguel Gallo, Walter Alda e Larissa Helena pelos bons momentos que, sem dúvida, me ajudaram a sobreviver ao mestrado.

O presente trabalho foi realizado com apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Brasil (CAPES) - Código de Financiamento 001.

Science is what we have learned about how to keep from fooling ourselves.

Richard Feynman

RESUMO

SOUZA, R. G. *Identificação de Mésons D^{*+} e D^0 nas amostras adquiridas na campanha B-parking de 2018 durante o Run 2.* 2020. 107 f. Dissertação (Mestrado em Física) – Instituto de Física Armando Dias Tavares, Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 2020.

Nesta dissertação é apresentado um estudo sobre identificação de mésons $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ e $D^{*+} \rightarrow D^0(K^- \pi^+) \pi^+$ nos dados da campanha B-parking de 2018, na segunda tomada de dados *Run 2* do CMS. Esses dados foram produzidos por colisões próton-próton com energia de centro de massa de 13 TeV e uma luminosidade integrada de $L = 0,59 \text{ fb}^{-1}$.

Palavras-chave: CMS. LHC. Mésons. CERN.

ABSTRACT

SOUZA, R. G. *Identification of D^{*+} and D^0 Mesons in the Samples of 2018 B-parking in Run 2*. 2020. 107 f. Dissertação (Mestrado em Física) – Instituto de Física Armando Dias Tavares, Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 2020.

This dissertation presents a study on identification of mesons $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ and $D^{*+} \rightarrow D^0(K^-\pi^+)\pi^+$ in the 2018 B-parking campaign, Run 2, in the CMS. These data were produced by proton-proton collisions at 13 TeV center of mass energy with an integrated luminosity of $L = 0.59fb^{-1}$.

Keywords: CMS. LHC. Mesons. CERN.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 - Experimento de Thomson.	14
Figura 2 - Experimento de Rutherford.	16
Figura 3 - Modelo dos quarks	24
Figura 4 - Modelo Padrão atual das Partículas Elementares.	26
Figura 5 - O campo de Higgs.	27
Figura 6 - Candidato ao bóson de Higgs.	28
Figura 7 - Diagrama de Feynmann do D^{*+}	31
Figura 8 - Diagrama de Feynmann do D^0	31
Figura 9 - Resultados recentes da colaboração CMS para o ano de 2020	32
Figura 10 - Seção de choque diferencial de mésons D^{*+} , D^0 e D^+ com os dados do CMS	33
Figura 11 - O acelerador de partículas LHC.	35
Figura 12 - Complexo de aceleradores do CERN.	36
Figura 13 - O experimento CMS.	38
Figura 14 - As camadas do detector CMS.	40
Figura 15 - O sistema de trajetografia.	41
Figura 16 - Disposição dos diferentes tipos de detectores que compõem o sistema de trajetografia.	42
Figura 17 - O calorímetro eletromagnético.	43
Figura 18 - O calorímetro hadrônico.	44
Figura 19 - O sistema de múons.	46
Figura 20 - Etapas do sistema de trigger do experimento CMS.	47
Figura 21 - Diagrama de uma parte do CMS.	49
Figura 22 - As grandezas cinemáticas usadas no CMS.	50
Figura 23 - O sistema de coordenadas do CMS.	50
Figura 24 - Luminosidade integrada da segunda tomada de dados Run 2.	51
Figura 25 - Tier 2 da UERJ.	53
Figura 26 - Distribuição do momento transverso dos traços dos dados reais.	59
Figura 27 - Impacto dos critérios de seleção do π_S^+ sobre diferentes distribuições cinemáticas.	60
Figura 28 - Distribuições cinemáticas de dados reais e da simulação de Monte Carlo para os candidatos a π_S^+	61
Figura 29 - Evolução dos critérios de seleção de K^- e π^+ para diferentes distri- buições cinemáticas.	62
Figura 30 - Distribuição cinemáticas de dados reais e da simulação de eventos de Monte Carlo para os candidatos a K^- e π^+	63

Figura 31 - Vértices primário e secundário do decaimento do D^{*+}	65
Figura 32 - Distribuições da massa invariante de mésons D^{*+} para diferentes valores da significância do D^0	66
Figura 33 - Distribuição da diferença de massa $\Delta m = k\pi\pi - k\pi$ usando a simulação MC.	69
Figura 34 - Distribuição da diferença de massa $\Delta M = K\pi\pi - K\pi$ usando Dados Reais.	70
Figura 35 - Distribuição da massa invariante do Méson D^0 usando a simulação MC.	71
Figura 36 - Distribuição da massa invariante do méson D^0 usando dados reais.	72
Figura 37 - Dados B-Parking e simulação de Monte Carlo Normalizado.	73
Figura 38 - Distribuição da quantidade ΔR para os mésons D^0 e D^{*+}	75
Figura 39 - Gráficos de eficiência de reconstrução dos mésons D^{*+} e D^0	77
Figura 40 - Distribuição da diferença de massa ΔM usando MinBias.	81
Figura 41 - Distribuição da massa invariante do méson D^0 usando dados reais.	82
Figura 42 - Comparação do tempo de decaimento próprio entre partículas geradas e reconstruídas.	82
Figura 43 - Evolução do corte da significância L/σ_L na distribuição do tempo de decaimento.	83
Figura 44 - Tempo de decaimento próprio dos mésons D^0 reconstruídos.	84
Figura 45 - Tempo de decaimento próprio dos mésons D^0 <i>nonprompt</i> reconstruídos.	85
Figura 46 - Tempo de decaimento próprio dos mésons D^0 <i>nonprompt</i> reconstruídos.	86
Figura 47 - Encontro de abertura do Summer Students Programme 2019	88
Figura 48 - Fluxograma da análise Tag and Probe	90
Figura 49 - Distribuição da massa invariante do J/ψ	91
Figura 50 - Eficiência dos chamados <i>Tracker Muons</i>	92

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 - Propriedades dos mésons D^{*+} e D^0	29
Tabela 2 - Razões de fragmentação de mésons D obtidos no LEP.	31
Tabela 3 - Aceleradores que compõem atualmente o complexo de aceleradores do CERN.	37
Tabela 4 - Amostra de dados reais e Monte Carlo (MC).	55
Tabela 5 - Impacto dos cortes sobre os traços para candidatos a π_S^+	60
Tabela 6 - Impacto dos cortes sobre os traços para candidatos a K^- e π^+	61
Tabela 7 - Evolução dos cortes para determinação do sinal do méson D^{*+}	66
Tabela 8 - Resultados do ajuste de função para a diferença de massa ΔM	67
Tabela 9 - Resultados do ajuste de função para massa do méson D^0	68
Tabela 10 - Eficiência de Reconstrução dos Mésons D^{*+} para diferentes regiões de p_T	75
Tabela 11 - Eficiência de Reconstrução dos Mésons D^{*+} para diferentes regiões de η	76
Tabela 12 - Eficiência de Reconstrução do Mésons D^0 para diferentes regiões de p_T	76
Tabela 13 - Eficiência de Reconstrução dos Mésons D^0 para diferentes regiões de η	77

SUMÁRIO

	INTRODUÇÃO	12
1	FÍSICA DE PARTÍCULAS	13
1.1	Descoberta da Radioatividade	13
1.2	Descoberta do Elétron	14
1.3	O Modelo de Rutherford	14
1.4	O Modelo de Bohr	15
1.5	Os Fótons	16
1.6	O Modelo Louis de Broglie e o Início da Mecânica Quântica	18
1.7	Descoberta das Antipartículas	18
1.8	Descoberta dos Neutrinos	19
1.9	Mésons	20
1.10	Partículas Estranhas	21
1.11	Modelo dos Quarks	22
1.12	Interações Fundamentais	25
1.13	Descoberta do Bóson de Higgs	26
1.14	Quark <i>Charm</i> e Mésons D	28
2	O CERN E O LHC	34
2.1	Acelerando Prótons	35
2.2	O Detector CMS	37
2.3	Design do Detector CMS	38
2.4	Detecção de partículas no Experimento CMS	39
2.5	Sistema de Trajetografia	40
2.5.1	<u>Píxeis de silício.</u>	41
2.5.2	<u>Tiras de silício.</u>	41
2.6	Sistema de Calorimetria	42
2.6.1	<u>Calorímetro Eletromagnético</u>	42
2.6.2	<u>Calorímetro Hadrônico</u>	44
2.7	Solenóide Supercondutor	45
2.8	Sistema de Múons	45
2.9	Sistema de Trigger	46
2.10	Identificação e Medição das Partículas	48
2.11	Atualizações do detector CMS durante o Run 2	49
2.12	Modelo Computacional do Experimento CMS	52
2.13	Formato de Dados Utilizados	52
2.14	Sobre o B-Parking	54

3	ANÁLISE PARA IDENTIFICAÇÃO E RECONSTRUÇÃO DE MÉSONS D	56
3.1	Estratégia e Critérios de Identificação na Seleção de Traços	56
3.1.1	<u>Seleção de Traços para reconstrução do D^{*+}</u>	57
3.1.2	<u>Seleção de Traços para reconstrução do D^0</u>	59
3.2	Critérios de Identificação de Mésons D	64
3.2.1	<u>Eficiência de Reconstrução dos Mésons D^0 e D^{*+}</u>	74
3.2.2	<u>Estudo da Contaminação no Sinal do D^{*+}</u>	78
4	PERÍODO COMO <i>SUMMER STUDENT</i> NO CERN	87
4.1	Tag and Probe para CMS Open Data	87
4.1.1	<u>Tight and Loose Criteria</u>	89
4.1.2	<u>Eficiências</u>	89
4.2	Resultados	90
	CONCLUSÕES	93
	REFERÊNCIAS	94
	APÊNDICE A – Cinemática Relativística	101

INTRODUÇÃO

A Física de Partículas é uma área da ciência que busca entender as estruturas fundamentais do Universo e as interações a que estão submetidas. Como as partículas que compõem o Universo não são visíveis aos nossos olhos, o único modo de observá-las é quando interagem com algum meio liberando um tipo de sinal detectável.

Desde da descoberta do elétron, 1897, o número de partículas encontradas aumentou, sendo necessário a criação de modelos para organizá-las, que resultou no que é chamado de Modelo Padrão das Partículas Elementares (MP). O MP é a teoria que melhor descreve as partículas e suas interações como conhecemos até agora.

O complexo de aceleradores do CERN (European Laboratory for Particle Physics) tem como objetivo realizar experimentos de colisões em altas energias visando descobrir partículas e estudar suas características, pesquisa de ponta em Física Fundamental e ampliar as fronteiras do conhecimento humano. Possui diversas colaborações, inclusive na área de Física Médica, como por exemplo, contribuições para tratamentos de câncer com radioterapia [1]. Dentre os aceleradores do CERN, está o maior do mundo, o LHC (Large Hadron Collider). O LHC colide feixes de partículas com uma energia muito alta [2]. Parte da energia da colisão se transforma em outras partículas de vida curta, que decairão em partículas de menor massa e que serão observadas pelo grandes detectores que estão instalados nos pontos de colisão do LHC: ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) e CMS (Compact Muon Solenoid), de propósito geral [3], ALICE (A Large Ion Collider Experiment) e LHCb (LHC-beauty), de tópicos de Física específicos.

O primeiro capítulo da monografia trata historicamente da Física de Partículas, incluindo uma breve descrição da descoberta do candidato à bóson de Higgs, responsável pelo mecanismo de Higgs que dá massa às partículas. O segundo capítulo apresenta os principais experimentos do LHC e descreve os sub-detectores, que compõem o experimento CMS, bem como seu sistema de computação responsável pelo armazenamento de dados e reconstrução dos eventos a partir das partículas detectadas. O terceiro capítulo trata da metodologia e das ferramentas utilizada para a reconstrução dos mésons D^{*+} e D^0 com dados e simulação da era B-parking da tomada de dados do *Run 2* durante o ano de 2018. As conclusões e perspectivas estão apresentadas no último capítulo.

1 FÍSICA DE PARTÍCULAS

Neste capítulo é feita uma breve introdução à Física de Partículas e como se apresenta hoje. Como se deu seu desenvolvimento desde tempos antigos até passar pela Física Nuclear e estudos de raios cósmicos que culminou na Física de Partículas Elementares.

A concepção de que a matéria ao nosso redor é composto por partes menores e indivisíveis, os átomos, já vem desde dos tempos antigos, datada da época de Demócrito (460-370 a.C) na Grécia. Deve-se lembrar que apesar do nome átomo, a ideia era diferente da que temos hoje. Mas foi só no século XIX que a humanidade teve os primeiros grandes avanços, pelos químicos, em entender as componentes da matéria [4]. A **lei das proporções definidas**, descoberta por Jonh Dalton, foi de extrema importância:



com A, B e C sendo substâncias químicas (A reage com B e resulta em C) e razão $m_A/m_B = constante$, que é quantidade de A e B para a reação ocorrer.

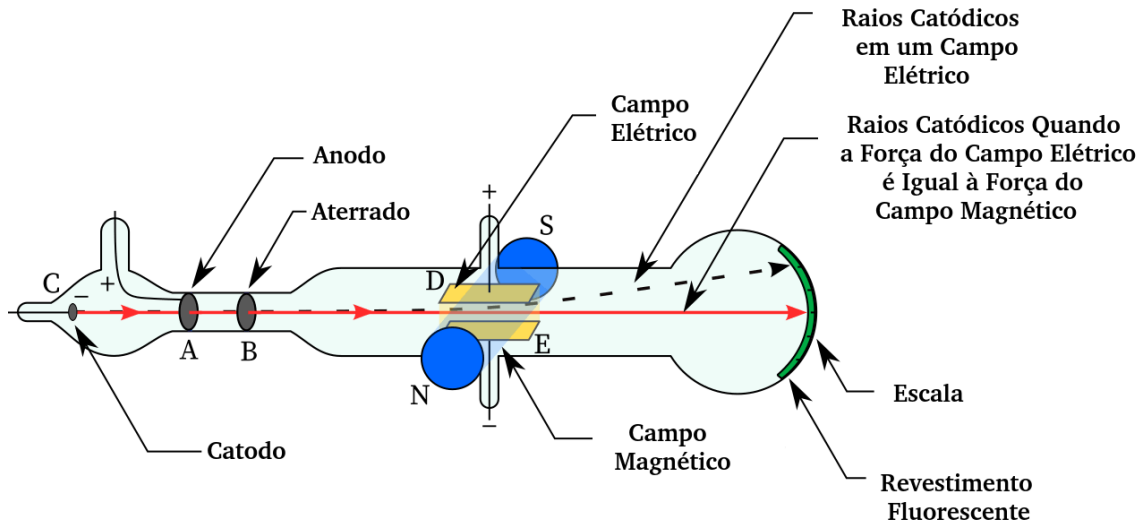
1.1 Descoberta da Radioatividade

Os estudos sobre fluorescência¹ de Becquerel com materiais expostos à luz solar eram testados em placas fotográficas. Esse fenômeno físico, a fluorescência, se dá pela emissão de luz por átomos excitados (energia além do seu estado estável). Essa excitação dos átomos ocorria pela absorção de certos comprimentos de onda, quando expostos à luz solar. Mas ao usar um sal de urânio, em 1896, verificou que esta substância liberava espontaneamente partículas que interagem com as placas, sem a necessidade de exposição à luz, ou seja, sem fluorescência. Veio a descobrir que na verdade o urânio emitia dois tipos de partículas: uma com carga elétrica negativa e um neutra, que mais à frente viriam a ser identificadas por Ernest Rutherford, respectivamente, como partículas β (elétron) e γ (fóton).

Dois anos depois o casal Pierre e Marie Curie, ganhadora de dois prêmios Nobel, Física (1903) e Química (1911), descobriram outro material, o rádio, que também emitia partículas espontaneamente. A partir daí começaram a usar o termo radioatividade.

¹ Mais sobre a discussão da fluorescência pode ser visto no Física Moderna de Francisco Caruso e Vitor Oguri.

Figura 1 - Experimento de Thomson.



Legenda: Experimento feito por Thomson que levou à descoberta do elétron.

Fonte: CHEMISTRYGOD, 2019.

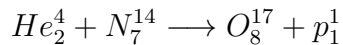
1.2 Descoberta do Elétron

O elétron foi descoberto por J. J. Thomson e lhe rendeu o prêmio Nobel de Física de 1906. A estrutura do experimento de Thomson pode ser visto na Figura 1 que é todo feito dentro de uma ampola com vácuo para não haver interação dos feixes com moléculas no ar. Esse experimento é constituído de um filamento que quando aquecido libera o raios catódicos, que na verdade, como dito acima, são os elétrons. Esses elétrons são acelerados até a placa colimadora por uma segunda diferença de potencial. Logo após passarem pela placa colimadora são submetidos a campos elétrico e magnético, perpendiculares entre si e à trajetória inicial dos elétrons, e então, são projetados em uma tela fluorescente, onde produzem pontos luminosos. Thomson foi capaz de determinar a velocidade da partícula e sua razão carga-massa, e/m_e . A conclusão de Thompson era de que os elétrons eram constituintes indivisíveis e com carga do átomo. Entretanto, o átomo é eletricamente neutro e bem mais pesado que o elétron. No modelo atômico de Thomson, o átomo também seria composto por um material eletricamente positivo, no qual os elétrons estariam inseridos.

1.3 O Modelo de Rutherford

O modelo atômico de Thomson foi logo descartado pelo experimento de espalhamento de Ernest Rutherford [6], em 1909, conforme a Figura 2. Rutherford bombardeou

uma finíssima folha de ouro (espessura de aproximadamente 10^{-4} mm), com um feixe de partículas alfa² (α), vindo de uma amostra de polônio. O polônio estava dentro de um bloco de chumbo, com um orifício, por onde apenas seria permitida a saída das emissões de partículas alfa. Atrás da lâmina, um anteparo foi recoberto com sulfeto de zinco, que é uma substância fluorescente, onde era possível visualizar o caminho percorrido pelas partículas alfa. Algumas partículas α passaram pela folha, imperturbáveis, e outras sofreram uma mudança em sua trajetória. Rutherford concluiu que as partículas encontraram algo bem pequeno e denso, que seria o núcleo do átomo, e este ocupa uma pequena fração do volume do átomo. Nesse modelo proposto por Rutherford, o átomo seria constituído por um núcleo positivo rodeado por uma nuvem de elétrons, análogo ao movimento da Lua orbitando a Terra. Mas o modelo atômico de Rutherford era instável, pois segundo a eletrodinâmica clássica, uma carga em movimento acelerado emite radiação, ou seja, perde energia. Sendo assim, o elétron iria perder energia e o raio de sua órbita diminuiria com o tempo até colidir com o núcleo. Em 1917, Rutherford realizou um método experimental, introduzido em 1909, que é utilizado até hoje no experimentos de Física Nuclear e Física das Partículas Elementares: incidir um feixe de partículas sobre um núcleo ou outra partícula. A novidade deste processo foi a primeira reação nuclear produzida, da transformação do nitrogênio (N) em oxigênio (O):



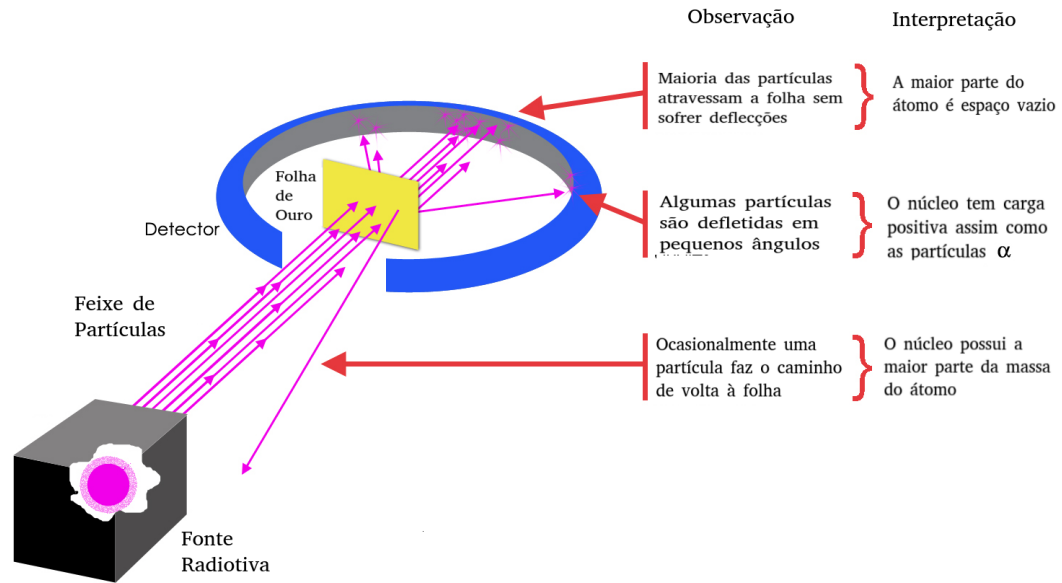
onde He_2^4 é o átomo de hélio usado como feixe e p_1^1 é um próton liberado na reação.

1.4 O Modelo de Bohr

Em 1913, o modelo atômico proposto por Niels Bohr apresenta uma solução para a instabilidade do modelo atômico de Rutherford. No modelo de Bohr, os elétrons estariam em órbitas bem definidas, chamadas órbitas estacionárias. Os elétrons nessas órbitas não emitiriam radiação, portanto não perderiam energia. Só perderiam ou ganhariam energia, em forma de fótons (luz), quando migrassem de uma órbita para outra. Em 1914, Niels Bohr propõe que o modelo do átomo de hidrogênio consiste em um único elétron orbitando em torno do núcleo, como o sistema Sol-Terra. Foi natural supor que, para átomos mais pesados, o núcleo era composto por dois ou mais prótons com certo número de elétrons orbitando. Mas o próximo átomo mais pesado que o hidrogênio era o átomo de hélio que,

² A partícula α é formada por dois nêutrons e dois prótons, como o núcleo do átomo de hélio. Também é representada como ${}^2He^4$

Figura 2 - Experimento de Rutherford.

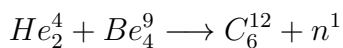


Legenda: Experimento feito por Rutherford que levou ao modelo de mesmo nome.

Fonte: IMPEY, 2020.

apesar de possuir dois elétrons, tem quatro vezes mais massa que o átomo de hidrogênio. Como possui dois elétrons e o átomo é neutro, logo teria dois prótons e deveria pesar duas vezes mais que o hidrogênio, levando em conta que o elétron tem massa muito pequena.

O problema foi finalmente resolvido em 1932, quando James Chadwick descobriu o nêutron, com massa muito próxima à do próton e carga elétrica nula. O experimento de Chadwick foi bombardear núcleos de Berílio-9 (Be^9) com partículas α , Hélio (He_2^4), obtendo carbono-12 (C^{12}) e uma partícula neutra com massa similar à do próton, que seria o nêutron:



A descoberta do nêutron pôs um ponto final no que pode ser chamado como período clássico da Física de Partículas [8].

1.5 Os Fótons

Em 1900, Max Planck conseguiu explicar parcialmente o espectro do corpo negro que consiste na emissão de radiação eletromagnética por um corpo aquecido. Apesar da Mecânica Estatística ser muito útil para explicar outros eventos térmicos, foi insuficiente

quando aplicada a campos eletromagnéticos, levando à “famosa catástrofe do ultravioleta”³, que descreve que a radiação emitida seria infinita. Planck encontrou uma maneira de resolver este problema: supôs que a radiação eletromagnética seria quantizada, sendo emitida em pequenos pacotes de energia:

$$E = h\nu , \quad (2)$$

onde ν é a frequência da radiação e h , uma constante que Planck usou para ajustar a curva dos dados, usando Mecânica Estatística. O valor para a constante de Planck, atualmente, é $h = 6,62607015 \times 10^{-34} J \cdot s$. Mas Planck não sabia dizer porque esse processo de emissão ocorria em pacotes de energia.

Em 1905, Albert Einstein fez uma outra interpretação deste processo, argumentando que a quantização era uma característica própria do campo eletromagnético, e não um mecanismo de emissão. Einstein adaptou a ideia e a fórmula de Planck, para explicar o efeito fotoelétrico, que consiste na emissão de elétrons de um metal quando radiação eletromagnética, introduzindo o termo fóton, incide em sua superfície. Isso indicaria um comportamento corpuscular da luz. O elétron emitido possui energia

$$E \leq h\nu - w , \quad (3)$$

sendo ν a frequência do fóton incidente, $h\nu$, a energia do fóton incidente e w , a energia de ligação do elétron com o átomo do metal. Observa-se que a equação não é uma igualdade. Isso é devido ao fato de que o elétron pode ter perda de energia até chegar à superfície do material. Tal equação pode ser simples, mas tem um significado muito importante. A energia máxima do elétron depende somente da frequência da luz. Quanto maior a intensidade, maior o número de elétrons que serão removidos do material, no entanto a energia dos elétrons se mantém a mesma.

Em 1923, em um experimento conduzido por A. H. Compton, observou-se que a luz espalhada por uma partícula em repouso, em termos de comprimentos de onda, obedece à seguinte:

$$\lambda' = \lambda + \lambda_c(1 - \cos \theta) , \quad (4)$$

³ “Catástrofe do ultravioleta” é uma expressão cunhada pelo físico austríaco Paul Ehrenfest para denominar o insucesso da abordagem clássica de Rayleigh-Jeans ao problema de emissão de radiação do corpo negro. Os resultados para densidade de energia, em altas frequências, eram bem maiores que obtidos experimentalmente, podendo chegar a energias infinitas [9].

onde λ é o comprimento de onda incidente, λ' é o comprimento de onda após o espalhamento e $\lambda_c = h/mc$ é o chamado comprimento de onda da partícula alvo, que possui massa m . Esse resultado mostra o fato de que a luz se comporta como partícula, em escala subatômica, provando a teoria de Einstein. Conforme a escala aumenta chegando assim no nível macroscópico, o comportamento do fóton é idêntico ao de uma onda, apresentando características como difração e da interferência.

1.6 O Modelo Louis de Broglie e o Início da Mecânica Quântica

O modelo de Bohr, como dito antes, conseguia descrever átomos com apenas um elétron, mas suas previsões divergiam dos resultados experimentais. Em 1924, Louis de Broglie, influenciado pela dualidade onda-partícula da luz de Einstein, propôs estender esta idéia aos elétrons. Essa teoria foi provada em 1927, através do experimento Davisson-Germer [10], demonstrando que o feixe de elétron sofria difração, assim como um feixe de luz. Essa proposta anulava a descrição do átomo como um sistema solar por Bohr, com os elétrons em órbitas bem definidas. Werner Heisenberg tentou em seu modelo relacionar números quânticos e estados de energia do átomo com as frequências da luz (emissão de luz quando um elétron muda de estado/órbita), chegando na relação não comutativa $pq - qp = -i\hbar/2\pi$, numa abstração matemática, envolvendo produto de matrizes [11].

Com base no trabalho de Broglie, o austríaco Erwin Schrödinger formulou uma equação, conhecida como equação de Schrödinger, que trata os elétrons como uma onda, ou seja, os elétrons têm um movimento ondulatório em volta do núcleo com estados de energias definidos (esses estados de energia seriam as órbitas no modelo de Bohr). A solução dessa equação é a própria função de onda representada pela letra grega ψ e $|\psi|^2$ define a densidade de probabilidade do elétron ser encontrado naquela região. Todo esse processo de entender a matéria culminou no modelo de átomo como conhecemos hoje e também levou à construção da Mecânica Quântica.

1.7 Descoberta das Antipartículas

Em 1931, Carl David Anderson realizou a descoberta de uma partícula [12], que possui a mesma massa do elétron mas com carga oposta, já que a curvatura num campo elétrico é na direção oposta à do elétron. Esta partícula foi batizada de pósitron, a antipartícula do elétron.

As antipartículas já tinham sido previstas por Paul Dirac, físico teórico da Universidade de Cambridge, em 1927, no resultado da equação que leva seu nome. Para cada solução de energia positiva, há uma solução de energia negativa ($E = \pm\sqrt{\mathbf{p}^2c^2 + m^2c^4}$),

essa solução representa a energia relativística, para corpos em altas velocidades. Dirac chegou a crer que seus cálculos estavam errados, mas na verdade esses valores indicavam a existência de uma partícula e de uma antipartícula. Com a descoberta de Anderson, que na época não tinha ouvido falar de Dirac e nem de sua teoria, provou-se que a solução da equação de Dirac descrevia as antipartículas. A energia negativa descreve o que hoje é chamado de antipartículas, que seriam “gêmeas” das partículas mas com carga elétrica oposta. Poucos dias depois da descoberta de Anderson, o pósitron também foi detectado numa experiência com raios cósmicos em Cambridge, por Patrick Blackett e Giuseppe Occhialini, que conheciam a teoria de Dirac.

Em 1955, o antipróton (antipartícula do próton, \bar{p}) foi observado experimentalmente no Bevatron de Berkeley ⁴. No ano seguinte, foi descoberto o antinêutron \bar{n} , no mesmo laboratório [13].

1.8 Descoberta dos Neutrinos

Um novo problema surgiu no estudo do decaimento beta, em 1930 [14]. O processo é um núcleo A decaindo em um núcleo B com a emissão de um elétron ($A \rightarrow B + e^-$). Segundo a relatividade especial, a equação para o processo de decaimento em dois corpos é :

$$E = \left(\frac{m_A^2 - m_B^2 + m_e^2}{2m_A} \right) c^2, \quad (5)$$

onde E é a energia do elétron emitido, m_A é a massa do núcleo A, m_B é a massa do recém formado núcleo B e m_e é a massa do elétron. Portanto era esperado que o elétron tivesse um valor bem definido de energia. Entretanto, experimentalmente, os valores de energia do elétron variavam consideravelmente. Niels Bohr estava pronto para abandonar a lei de conservação de energia, até que Pauli teve uma idéia. Sugeriu que essa energia faltante pertencia a uma outra partícula que era emitida junto ao elétron, que depois veio a se chamar neutrino. Há três tipos de neutrinos que são: neutrino do elétron, neutrino do múon e neutrino do tau. Reações entre as partículas, quando são produzidos elétrons eles são acompanhados de seus respectivos neutrinos; quando um neutrino do múon interage, aparece um múon, e assim por diante, ou seja, estão relacionados. Os neutrinos são leves, não possuem estrutura interna e podem ser encontrados livres na natureza. Eles intera-

⁴ O Bevatron foi um acelerador de partículas, um síncrotron de prótons, localizado no Lawrence Berkeley National Laboratory, que começou a operar em 1954.

gem minimamente com a matéria, o que dificulta sua detecção [15]. Em 2015, o prêmio Nobel de Física veio para Takaaki Kajita e Arthur B. McDonald pela contribuição para experimentos que demonstraram a oscilação de neutrinos, isto é, que um neutrino pode trocar de identidade na evolução temporal [16]. Takaaki Kajita, liderando o experimento Super-Kamiokande no Japão, em 1998 [17] e Arthur B. McDonald, responsável pelos experimentos no Sudbury Neutrino Observatory (SNO), no Canadá, em 2001 [18]. Essa questão foi levantada pelos físicos nos anos 1960. A quantidade de neutrinos produzidos pelas reações nucleares que fazem o Sol brilhar não correspondiam com a quantidade de neutrinos que chegavam à Terra, que era um terço do total de neutrinos produzidos.

Atualmente, há um experimento em construção focado em física de neutrinos e decaimento de prótons, o DUNE (Deep Underground Neutrino Experiment) [19]. O DUNE terá dois detectores. Um detector registrará as interações das partículas perto da fonte do feixe, no Fermi National Accelerator Laboratory em Batavia, Illinois. O segundo detector, de maior tamanho, será instalado abaixo do solo no Sanford Underground Research Laboratory em Lead, Dakota do Sul.

1.9 Mésons

Um dos problemas que o modelo clássico não soluciona é a explicação do porque as partículas que formam o núcleo se mantêm juntas. Os prótons, partículas que compõem o núcleo possuem cargas positivas e, segundo o eletromagnetismo, deveriam se repelir violentamente, mas não o fazem. Então deveria existir alguma força com uma intensidade maior do que a da repulsão coulombiana, que logo foi intitulada de força forte. Essa força não é sentida no mundo macroscópico, logo, essa interação possuiria um alcance muito curto, em nível subatômico. Seu valor diminui rapidamente com a distância e torna-se insignificante em comparação com a gravidade a distâncias maiores do que a escala nuclear.

A primeira teoria significativa da força forte, uma das quatro forças conhecidas, foi proposta por Yukawa, em 1934. Yukawa supôs que o próton e o nêutron seriam atraídos por algum tipo de campo, como o campo eletromagnético e o campo gravitacional. Como no campo eletromagnético, esse campo proposto poderia ser quantizado, ou seja, haveria uma partícula responsável por esta interação. Yukawa calculou a massa dessa partícula e ela deveria ser 300 vezes a massa do elétron e um sexto da massa do próton. Essa partícula veio a ser conhecida como méson⁵.

⁵ Méson significa peso médio em grego. Recebeu esse nome, pois seu peso se encontra entre o elétron, que é chamado de lépton (“peso leve”), e o próton, de bárion (“peso pesado”).

Yukawa sabia que nenhuma partícula desse tipo tinha sido observada em laboratório e supôs que sua teoria estivesse errada. Mas, na mesma época, um grande estudo de raios cósmicos estava em curso. Foi por volta de 1937 que dois grupos (Anderson e Neddermeyer na Costa Oeste do EUA e Street e Stevenson na Costa Leste) observaram uma partícula similar à partícula de Yukawa. Estudos detalhados revelaram discrepâncias entre as partículas que compunham os raios cósmicos como a massa, os raios cósmicos pareciam ligeiramente mais leves que o méson de Yukawa, e o tempo de vida. Em 1946, um experimento feito em Roma demonstrou que os raios cósmicos interagem de forma muito fraca com o núcleo dos átomos. Se essas partículas cósmicas fossem responsáveis pela força forte, a interação deveria acontecer de forma mais aparente [20]. O dilema foi solucionado em 1947, quando o grupo dirigido por Cecil Frank Powell, do qual César Lattes fez parte, na Universidade de Bristol, descobriu duas partículas que compunham os raios cósmicos que batizaram de pión (π) e múon (μ) [21]. Nenhuma delas são responsáveis pela interação forte, no sentido que não são partículas mediadoras, mas o nome méson se manteve. Atualmente, o termo méson é usado para caracterizar hádrons (partículas com estrutura interna) constituídos de dois quarks (um quark e um antiquark), e bárion para hádrons formados por três quarks.

1.10 Partículas Estranhas

Até por volta do ano de 1947, acreditava-se que os problemas de Física de Partículas estavam resolvidos. Este período confortável não durou muito, pois em dezembro do mesmo ano, Clifford Butler e George Rochester publicaram uma fotografia de um experimento envolvendo raios cósmicos em câmara de nuvens⁶ [23]. Os raios atingiram uma placa de chumbo e produziram uma partícula neutra, o káon (K^0), decaindo em pions ($K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$) que foram detectados na câmara. Em 1949, através de outra fotografia da câmara, obtiveram o decaimento do K^+ , que decaiu em três pions ($K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$). No ano seguinte, em 1950, outra partícula neutra foi encontrada, a partícula Λ (Lambda), que decaiu em um próton mais um pión ($\Lambda^0 \rightarrow p^+ + \pi^-$). Evidentemente, Λ é mais pesada que o próton. As partículas Λ e o próton pertencem à mesma família, os bárions. Essa análise retornou ao questionamento do porque o próton é estável e não decaiu da mesma forma que outra partícula da mesma família. Ernst Stueckelberg propôs uma lei de conservação, que Abraham Pais intitulou de número bariônico, na qual os bárions seriam identificados por $A = +1$ e os antibárions, por $A = -1$ [24]. Como o

⁶ Câmara de nuvens são detectores construídos com o objetivo de visualizar traços originados da ionização do meio pela radiação [22].

próton é o bárion mais leve, ele não decairia em outro bárion e o número bariônico precisa ser conservado; portanto, o próton é estável.

Abraham Pais sugeriu que essas partículas se comportavam de forma estranha se comparada com as demais. Essas partículas, que ele nomeou de “estranhas”, eram formadas pela mesma interação que mantém os prótons e nêutrons no núcleo, a força forte, e seu decaimento, como as demais, ocorria através da força fraca [25]. A produção dessas partículas era sempre feita em pares. Isso não ficou claro até 1953, quando Murray Gell-Mann e Kazuhiko Nishijima apresentaram uma solução para complementar o esquema de Pais. Eles atribuíram uma propriedade a essas partículas, que Gell-Mann chamou de “estranheza”, como o número bariônico e número leptônico. A conservação desse número quântico deve ser obedecida para que a produção de partículas estranhas seja possível. Mas diferentemente das outras propriedades, não é conservada no processo de decaimento. A estranheza é identificada por $S = +1$ e $S = -1$ (pode ter valores maiores que 1 e menores que -1).

Várias outras partículas foram descobertas e a Física de Partículas se encontrava com muitos desafios à frente, talvez o maior fosse a classificação das partículas. Em 1961, Murray Gell-Mann, chamado de Mendeleev da Física das Partículas Elementares, apresentou o *Eightfold Way*, que agrupa os bárions e mésons em padrões geométricos do mesmo número bariônico, carga, spin, paridade e estranheza, usando para isso hexágonos e formas triangulares. Esses grupos surgem da simetria de grupo Lie $SU(3)$. Na forma triangular, que ele chamou de “decuplo” bariônico, ele incorporou dez partículas, sendo que nove delas foram observadas experimentalmente. A décima possuía carga $Q = -1$ e estranheza $S = -3$ e nenhuma partícula tinha sido observada com essas propriedades e Gell-mann disse exatamente como produzir essa partícula. Em 1964, a décima partícula foi descoberta, *omega-minus* (Ω^-) [26].

1.11 Modelo dos Quarks

No mesmo ano de 1964, Gell-Mann e Zweig propuseram que os hádrons possuem estruturas internas, ou seja, são constituídos por partículas ainda menores, que foram chamados de quarks [27]. Os quarks, diferentemente das outras partículas, não são encontrados livres na natureza. Estão sempre confinados em outras estruturas. Essas estruturas são os bárions, estruturas formadas por três quarks (antibárions são formados por três antiquarks) e os mésons, estruturas formadas por um quark e um antiquark.

A princípio, os físicos de partículas pensaram que poderiam facilmente estudar os quarks, mesmo nunca tendo observado tal partícula livre na natureza, como por exemplo, o elétron. Eles acreditaram que se o próton fosse realmente formado por quarks, ao ser atingido com uma energia suficiente, os quarks ficariam livres e pelo menos um deles

seria estável, pois não decairia em nada mais leve (se há três quarks e eles têm diferentes massa, até então, se poderia supor que ele poderiam decair uns nos outros, sendo um deles estável). Os experimentos feitos no final dos anos 1960 e início dos anos 1970 falharam, e segundo David Griffiths, eles tentaram contornar essa falha introduzindo a noção de confinamento dos quarks.

Um dos obstáculos era que o modelo dos quarks violava o princípio de Pauli de que duas partículas não podem ocupar o mesmo estado quântico (que depois foi aplicado para todas as partículas que possuem spin $1/2$). A partícula Δ^{++} , prevista no modelo como sendo composta por três quarks u idênticos, era inconsistente com o princípio de Pauli. Em 1964, O. W. Greenberg propôs uma solução: sugeriu que os quarks não só existem em três sabores (u , d e s) mas também em três cores (vermelho, verde e azul)⁷. Assim, para formar a partícula Δ^{++} , bastaria que cada quark u possuísse cores diferentes e o princípio de Pauli estaria sendo obedecido. Nessa proposta, os hádrons são sem-cor, ou seja, é preciso que haja uma combinação de cores. No caso dos bárions, que são formados por três quarks, cada quark deve possuir uma cor diferente para que a partícula possa se formar e os mésons, que são formados por um quark e um antiquark, deve ser formados de uma cor e sua anticor. Os quarks seriam de três tipos (ou sabores): o quark u (up) que carrega a carga fracionada de $Q = 2/3$ e estranheza $S = 0$, o quark d (down) com $Q = -1/3$ e $S = 0$ e o quark s (strange) com $Q = -1/3$ e $S = -1$. Para cada quark, haveria um antiquark (\bar{q}), com carga e estranheza opostas.

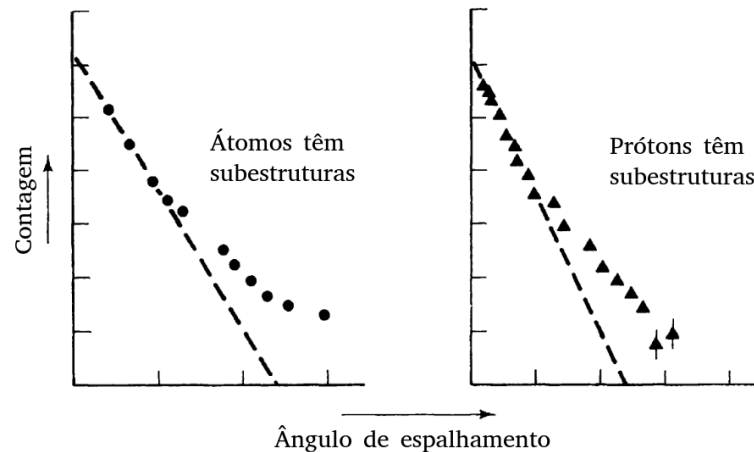
Mesmo os quarks estando confinados em hádrons, não é impossível ter acesso a eles utilizando-se outros meios. Uma alternativa é tentar disparar algo nos hádrons assim como Rutherford disparou partículas nos átomos. Esse tipo de experimento foi conduzido no SLAC (*Stanford Linear Accelerator Center*) no final dos anos 1960, usando feixe de elétrons com alta energia. Repetiram o experimento no início dos anos 1970, usando feixes de neutrinos e depois usando prótons. O resultado foi algo muito parecido com o obtido por Rutherford, como mostrado na Figura 3.

O experimento sugeria que as partículas colidiam em partes menores que o próton e que as cargas estavam concentradas em três estruturas. Apesar de ser algo consistente com o modelo dos quarks, ainda não era conclusivo.

Em 1974, o evento que facilitou a aceitação do Modelo dos Quarks foi a descoberta da partícula J/ψ por dois grupos [28]: Brookhaven National Laboratory, liderado por Sam Ting [29], em Nova York, e National Accelerator Laboratory, liderado pelos físicos Burton Richter and Martin Perl no SLAC (*Stanford Linear Accelerator Center*) [30]. Foi uma descoberta importante, pois foi a primeira vez que se conseguiu produzir um méson em

⁷ cor e sabor são apenas formas de chamar propriedades quânticas e não têm relação com o sentido usual da palavra.

Figura 3 - Modelo dos quarks



Legenda: Na figura à esquerda, número de partículas defletidas em vários ângulos indicam que o átomo tem estruturas internas. Na figura à direita, o grande número de ângulos em que as partículas são defletidas, indicam que o próton tem estruturas internas.

Fonte: Griffiths, 2008, p.40.

laboratório, que não tinha sido observado experimentalmente. Cada grupo usou métodos diferentes para chegar à descoberta. S. Ting e seu grupo utilizaram um feixe de prótons em um alvo fixo. Já o grupo de B. Richter trabalhou com colisões elétron-pósitron. Os dois grupos observaram um pico de massa em torno de 3,09 GeV, o que viria a se chamar méson J/ψ . Esse méson é um estado composto pelo quarto quark descoberto, charm e anti-charm ($c\bar{c}$). Essa partícula possui carga elétrica nula e uma vida média de $7,2 \times 10^{-21}$ segundos.

Em 1977, um novo méson foi descoberto, a partícula Υ (Upsilon - $b\bar{b}$). Rapidamente foi reconhecida a existência do quinto quark, b (bottom ou beauty). O primeiro bárion composto pelo quark b foi observado em 1981, a partícula $\Lambda_b = udb$. Em março de 1995, os físicos das colaborações CDF (Collider Detector at Fermilab), detector de colisões do Fermilab⁸, e DØ (DZero), ambos no Fermilab, anunciaram a descoberta do quark top. O grupo da UERJ/CBPF contribuiu para a descoberta do quark top, com colaboradores no experimento DØ. O sexto quark encontrado surpreendeu os pesquisadores com sua massa, cujo valor é quase 200 vezes a massa do próton e apresenta um único modo de decaimento em *bottom* [4].

⁸ Laboratório localizado em Chicago, EUA. Possui um dos maiores experimentos de neutrinos, *The international Deep Underground Neutrino Experiment* [31].

1.12 Interações Fundamentais

Há quatro forças conhecidas na natureza, denominadas interações. A explicação física é que todo o espaço é preenchido por campos. Em Mecânica Quântica, tudo parece ser um conjunto de vibrações de campos quânticos. Essas vibrações são propagadas através de pequenos pacotes, *quanta*, que aparecem em forma de partículas. Essas partículas são chamadas de partículas mediadoras, pois trocam informações entre a matéria e essas informações correspondem às interações.

A interação eletromagnética é descrita pela Eletrodinâmica Quântica (*Quantum Electrodynamics*-QED), a mais simples das teorias dinâmicas. Aborda os processos eletromagnéticos, ou seja, troca de fótons entre as partículas envolvidas.

A interação forte age sobre os quarks e é responsável por manter os prótons e os nêutrons unidos no núcleo do átomo, ou seja, responsável pela estabilidade da matéria conhecida, sendo descrita pela Cromodinâmica Quântica (*Quantum Chromodynamics*-QCD). Na QCD, o processo é análogo à QED, só que diferente do mediador fóton que não apresenta carga e não participa da interação eletromagnética, o mediador glúon apresenta cor (a carga em QCD, um grandeza quântica para classificar partículas) e também participa da interação forte. Esta interação é responsável pelo confinamento dos quarks nos hádrons (partículas compostas: mésons e bárions).

A interação fraca é responsável pelo decaimento das partículas, como por exemplo, o decaimento β . As interações fracas podem se mediadas por partículas carregadas ou neutras: com carga (mediadas por W's) e neutras (mediadas por Z).

Os processos envolvidos nas interações devem respeitar as Leis de Conservação, isto é, conservação de carga elétrica, de momento, de energia, de cor, dentre outras. Toda partícula decai em uma partícula mais leve, a menos que alguma lei de conservação seja desrespeitada. Os fótons são partículas estáveis, não possuem massa e os neutrinos possuem uma massa bem pequena, então não podem decair em algo mais leve. O elétron é a partícula carregada mais leve, logo a conservação de carga previne seu decaimento, portanto, é estável. O próton é estável e não decai em outras partículas, embora haja teorias que preveem o seu decaimento. Todos os outros hádrons e léptons conhecidos decaem espontaneamente.

O Modelo Padrão das Partículas Elementares (MP), conforme está representado na Figura 4, é uma teoria. No MP são reunidas todas as partículas, que, combinadas, dão forma aos átomos, que formam a matéria que conhecemos em qualquer parte do universo visível.

No MP, encontram-se os quarks, partículas sem estrutura interna, confinados em hádrons: mésons e bárions. Os léptons, que são elétron, múon, tau e seus respectivos neutrinos, são partículas sem estrutura interna mas diferente dos quarks, podem ser encontrados livres na natureza. As quatro forças fundamentais da natureza são represen-

Figura 4 - Modelo Padrão atual das Partículas Elementares.

		Three generations of matter (fermions)				
		I	II	III		
mass →		2.4 MeV/c ²	1.27 GeV/c ²	171.2 GeV/c ²	0	? GeV/c ²
charge →		2/3	2/3	2/3	0	0
spin →		1/2	1/2	1/2	1	0
name →		u up	c charm	t top	γ photon	H Higgs boson
	Quarks	4.8 MeV/c ²	104 MeV/c ²	4.2 GeV/c ²	0	
		-1/3	-1/3	-1/3	0	
		1/2	1/2	1/2	1	
		d down	s strange	b bottom	g gluon	
	Leptons	<2.2 eV/c ²	<0.17 MeV/c ²	<15.5 MeV/c ²	91.2 GeV/c ²	
		0	0	0	0	
		1/2	1/2	1/2	1	
		ν_e electron neutrino	ν_μ muon neutrino	ν_τ tau neutrino	Z⁰ Z boson	
		0.511 MeV/c ²	105.7 MeV/c ²	1.777 GeV/c ²	80.4 GeV/c ²	
		-1	-1	-1	±1	
		1/2	1/2	1/2	1	
		e electron	μ muon	τ tau	W[±] W boson	
						Gauge bosons

Fonte: KARTVELISHVILI, 2015.

tadas neste diagrama pelas partículas que mediam as interações eletromagnética, fraca e forte (fóton, bósons W's e Z e os glúons, respectivamente). Por último, o bóson de Higgs, descoberto em 2012 nos experimentos do LHC, que quebra a simetria existente no MP, fazendo com que as partículas adquiram massa (apenas os fótons e os glúons não possuem massa). A Lagrangiana que descreve o modelo padrão é a seguinte:

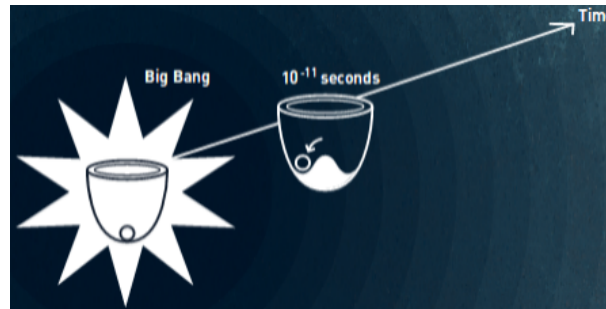
$$\mathcal{L} = \left[-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + i\bar{\psi}\not{D}\psi + h.c \right]^I + \left[\psi_i y_{ij} \psi_j \phi + h.c \right]^{II} + \left[|\not{D}_\mu \phi|^2 \right]^{III} - \left[V(\phi) \right]^{IV} \quad (6)$$

onde I descreve as interações, II é o Acoplamento de Yukawa (Mecanismo de Brout-Englert-Higgs - Último bloco fundamental do modelo padrão a ser descoberto e com medidas experimentais somente a partir de 2012.), III é a Interação de calibre (HWW, HZZ, ...) e IV é o potencial de Higgs (quebra espontânea de simetria). O Modelo Padrão é uma teoria de gauge baseado na simetria de grupo $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

1.13 Descoberta do Bóson de Higgs

A princípio, o MP não contemplava a massa das partículas, isso porque essa teoria é baseada em diversas simetrias e quando as partículas adquirem massa, há uma quebra

Figura 5 - O campo de Higgs.



Legenda: A criação do universo, a partir do Big Bang, deve ter ocorrido de forma simétrica, mas em intervalo de tempo de 10^{-11} segundos o campo de Higgs quebrou essa simetria fazendo com que as partículas adquirissem massa.

Fonte: ROSE, 2013, p.3.

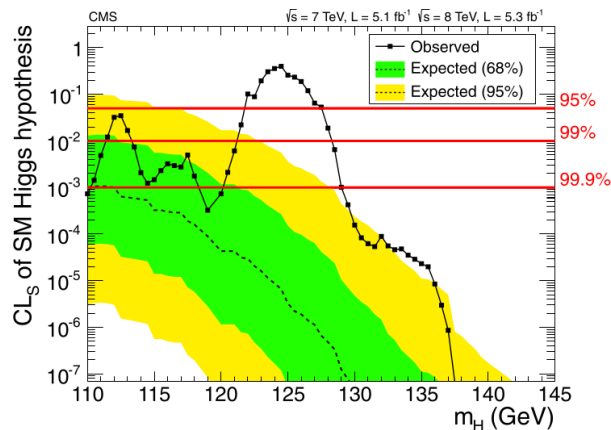
de simetria. Entretanto, no universo conhecido, o que vemos possui massa. Os físicos François Englert, Robert Brout e Peter Higgs mostraram que o campo de Higgs podia quebrar a simetria do MP sem mudar a teoria em que o modelo é fundamentado [33].

A princípio, o Universo provavelmente foi criado de forma simétrica que corresponde à posição estável em um potencial. Mas em 10^{-11} segundos após o Big Bang, o campo de Higgs quebrou essa simetria e adquirindo um novo estado de menor energia, como a Figura 5 ilustra, e esse novo estado corresponde à massa das partículas.

O campo de Higgs, diferente dos outros, não varia em força e não tende a zero no seu estado de menor energia. Mesmo no espaço vazio ele está presente. As partículas adquirem massa quando entram em contato com o campo de Higgs. Se a partícula não interage com esse campo ela não adquire massa, como o fóton. Se interage pouco, se torna leve e, se interage fortemente, se torna pesada. Ou seja, esse campo é crucial para a criação dos átomos e moléculas, e para a formação do universo que conhecemos.

Em 4 de julho de 2012, os experimentos ATLAS e CMS do LHC anunciaram ter observado candidatos a uma nova partícula, como mostra a Figura 6, com uma massa na região de 126 GeV, prevista pelo MP [34, 35, 36]. É preciso deixar claro que a partícula descoberta tem todos os indícios do Higgs do MP, porém ainda tem muitas medidas das propriedades do Bóson de Higgs a serem feitas para sedimentar essas descobertas, em particular, medidas de precisão do spin, dos acoplamentos e do auto-acoplamento. Em 8 de outubro de 2013, François Englert e Peter Higgs receberam o prêmio Nobel de Física pela formulação do mecanismo que contribui para o entendimento da origem da massa das partículas [37]. O grupo da UERJ/DFNAE participou da descoberta do candidato ao Bóson de Higgs na colaboração CMS.

Figura 6 - Candidato ao bóson de Higgs.



Legenda: Os valores dos intervalos de confiança CL (Confidence Level) para a hipótese do bóson de Higgs no intervalo 110–145 GeV. As expectativas de fundo são representado pela linha tracejada e pelas bandas CL de 68% (verde) e 95% (amarela).

Fonte: CMS COLLABORATION, 2012, p.41.

1.14 Quark *Charm* e Mésons D

A medida da seção de choque do quark charm, c , nas colisões próton-próton são importantes para as previsões da Cromodinâmica Quântica perturbativa. Também é importante para o cálculo de produção dos neutrinos de alta energia originados do decaimento de hádrons charmosos (que contém o quark charm) produzidos nas interações de raios cósmicos com os núcleos da atmosfera. Também tem a relevância para a estimativa de fundo de decaimentos importantes para outros estudos em curso no LHC como *B-Physics*, *top*, Higgs, SUSY.

Mésons charmosos produzidos diretamente nas colisões pp (próton-próton), quanto provenientes do decaimento de outras ressonâncias charmosas são conhecidos como *prompt*. Mésons charmosos produzidos pelos decaimentos de outros hádrons charmosos são referidos como *charm* secundários, e são considerados como processos do fundo (*background*). Um breve discussão sobre a descoberta do quark c e sua influência na construção do modelo dos quarks pode ser vista na seção 1.11.

Os mésons D^{*+} e D^0 são compostos por dois quarks, $c\bar{d}$ e $c\bar{u}$, respectivamente. Como possuem o quark c em suas estrutura são chamados de mésons charmosos (*charmmed mesons*). Algumas características desses mésons, extraídas do PDG (*Particle Data Group*), podem ser vistas na Tabela 1 [38] [39].

A família de mésons D também podem ser do grupo chamado *open charm*. Os estados *open charm* resultam da quebra do estado charmonia, que é um estado ligado

Tabela 1 - Propriedades dos mésons D^{*+} e D^0 .

Méson	Massa(MeV/ c^2)	B.R(%)	τ (s)
D^{*+}	$2010,26 \pm 0,05$	$67,7 \pm 0,5$ ($D^0\pi^+$)	$6,9 \times 10^{-21}$
D^0	$1864,83 \pm 0,05$	$3,89 \pm 0,04$ ($K^-\pi^+$)	$4,10 \times 10^{-13}$

Legenda: Na tabela há os valores da massa, razão de ramificação (*branching ratio*) e tempo de vida dos mésons D^{*+} e D^0 .

Fonte: O autor, 2020.

composto por um quark *charm* e um antiquark *charm*, ou seja, $c\bar{c}$ (como o já mencionado J/ψ). Depois da quebra desse estado ocorre uma hadronização e um par de mésons é formado: um contendo o quark c mais um antiquark leve e ou outro, um antiquark c mais um quark leve (u , d ou s). As Figuras 7 e 8 mostram os diagramas de Feynmann dos mésons D^{*+} e D^0 , respectivamente, que descrevem o processo de decaimento. A seção de choque diferencial de produção dos mésons D nas colisões próton-próton se dá pela equação 7 [40].

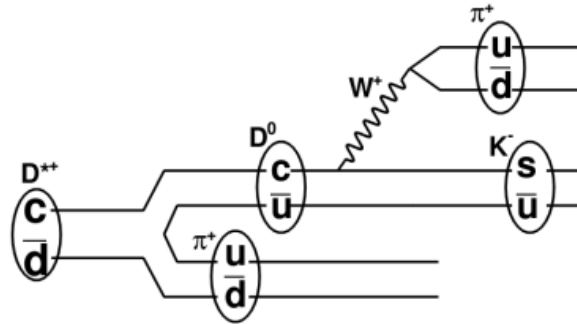
$$\frac{d\sigma^{pp \rightarrow D+\chi}}{dp_T}(m_C, \mu_F^2, \mu_R^2) = \sum_{i,j=q,\bar{q},g} f_i(x_1, \mu_F^2) \otimes f_j(x_2, \mu_F^2) \otimes \frac{d\hat{\sigma}^{ij \rightarrow c+\chi}}{d\hat{p}_t}(\alpha(\mu_R^2), \mu_R^2, \mu_F^2, m_C, \hat{p}_t) \otimes \mathcal{D}_c^D(z, \mu_F^2), \quad (7)$$

onde \hat{p}_t e m_c são, respectivamente, o momento transverso e a massa do quark do c ; (x_1, μ_F^2) é a função da distribuição de pártons que indica a probabilidade de um quark ou antiquark i ou um glúon possuir fração de momento (*momentum fraction*) x_1 ; μ_F^2 é a escala de fatorização que depende do processo; $\frac{d\hat{\sigma}^{ij \rightarrow c+\chi}}{d\hat{p}_t}$ é seção de choque do processo partônico, que pode ser calculada pela QCD perturbativa, no caso de ser um alta interação $high - Q^2$; $\alpha(\mu_R^2)$ é a constante de acoplamento, que depende da escala de renormalização μ_R^2 ; e $\mathcal{D}_c^D(z, \mu_F^2)$ é a função de fragmentação, que representa a probabilidade de hadronização do quark c no méson D, carregando um fração de momento $z = \frac{p_D}{p_c}$. A razão de fragmentação de quarks c , ou seja, a probabilidade de quarks c formarem hádrons específicos hádrons (hadronização), está na Tabela 2 [41]. O resultados do CMS com colisões próton-próton recentemente publicados podem ser vistos na Figura 9 [42]. Os dados são do ano de 2016 e possuem uma luminosidade de 29 nb^{-1} e tem como objetivo o cálculo das seções de choque diferencial para os mésons $D^{*\pm}$, D^\pm e D^0 nas janelas de momento transverso $4 < p_T < 100 \text{ GeV}$ e pseudo-rapidez $|\eta| < 2,1$, apresentados na Figura 10. Os resultados também são comparados com diversas previsões teóricas e medições anteriores.

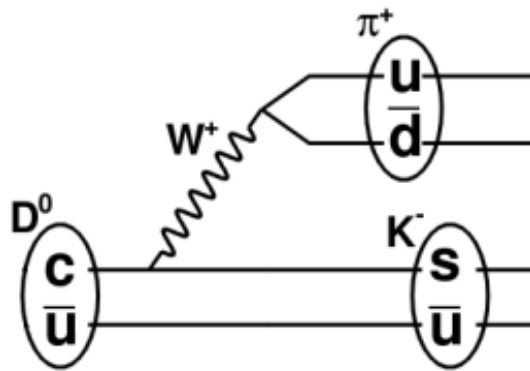
O número de eventos que se observa em um experimento é proporcional à uma quantidade chamada luminosidade, uma medida de quantas colisões estão ocorrendo no detector. A constatação de proporcionalidade é a seção de choque do referido processo sendo estudado. Um acelerador operando em alta luminosidade tem a melhor chance de produzir os eventos muito raros, por exemplo, o bóson de Higgs, partículas supersimétricas, buracos negros microscópicos, etc. Além disso, mesmo para estados finais que ocorrem com maior frequência, maior luminosidade produz grandes amostras e conseqüentemente, uma melhor precisão estatística. O CMS é capaz de fornecer uma medição de luminosidade de uma série de fontes diferentes em tempo real (online) para o LHC e CMS e off-line [43]:

- Online, as medições de luminosidade são fornecidas pelo *Pixel Luminosity Telescope* (PLT), o calorímetro *Hadronic Forward* (HF), o *Beam Conditions Monitor-Fast* (BCM1F) e os *Drift Tubes* (DT);
- Off-line, o algoritmo Pixel Cluster Counting (PCC) é usado com o detector de pixel CMS principal. Para algoritmos, o PLT usa o método *zero-counting* (PLTZ) e o HF usa um método de soma ET (HFET) e um método baseado em ocupação (HFOC).

Outra motivação dos estudos dirigidos aos mésons D é sua violação da carga-paridade (CP). A violação CP foi observada pela primeira vez em 1964, em mésons K (formado por quarks estranhos- s), em *Brookhaven National Laboratory*, EUA. É um estudo importante para entender porque que existe mais matéria do que antimatéria no Universo bem como estudos da Física além do Modelo Padrão [44]. Uma série de descobertas em na década de 1950 fez com que a definição sobre a invariância CP mudasse significativamente. Uma aparente não conservação da paridade no decaimento de mésons K carregados em dois canais, dois ou três mésons π , levou os físicos teóricos Chen Ning Yang e Tsung-Dao Lee a examinar a base experimental da própria conservação por paridade. Em 1956 e 1957, eles conduziram experimentos que demonstravam que a paridade não era conservada em decaimentos de partículas, incluindo decaimento beta nuclear, que ocorre por meio da força fraca. Esses experimentos também revelaram que a simetria de carga também foi quebrada durante esses processos de decaimento. Ao longo dos anos, a violação de CP foi observada experimentalmente em outras partículas. Por exemplo, aquelas contendo quarks *beauty* e *charm*.

Figura 7 - Diagrama de Feynmann do D^{*+} .

Fonte: COELHO, 2020, f.25.

Figura 8 - Diagrama de Feynmann do D^0 .

Fonte: COELHO, 2020, f.25.

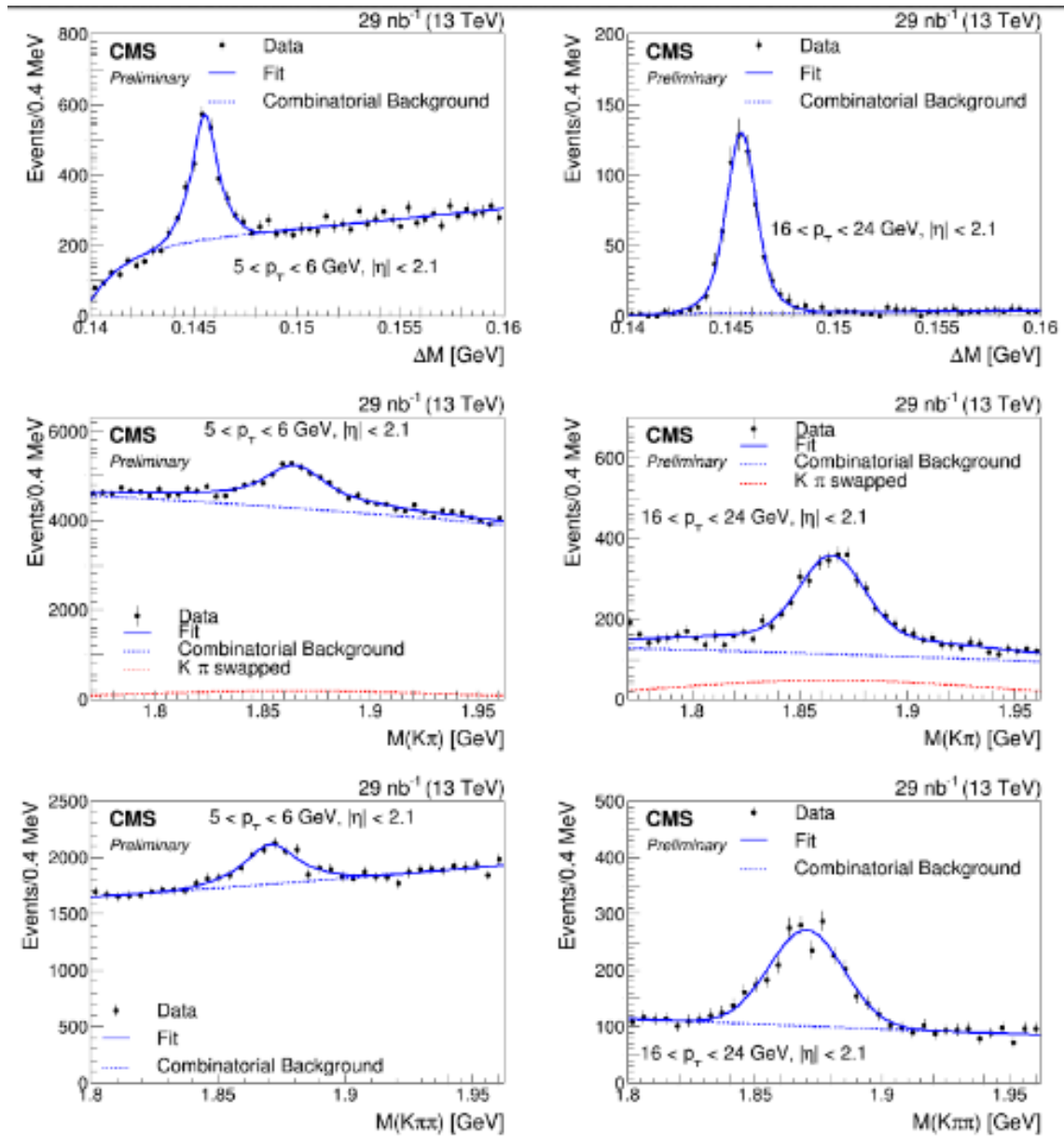
Tabela 2 - Razões de fragmentação de mésons D obtidos no LEP.

R.F	Dados do LEP
$f(c \rightarrow D^{*+})$	$0,236 \pm 0,006 \pm 0,003$
$f(c \rightarrow D^+)$	$0,225 \pm 0,010 \pm 0,005$
$f(c \rightarrow D_S^+)$	$0,092 \pm 0,008 \pm 0,005$
$f(b \rightarrow D^{*+})$	$0,221 \pm 0,009 \pm 0,003$
$f(b \rightarrow D^+)$	$0,223 \pm 0,011 \pm 0,005$
$f(b \rightarrow D_S^+)$	$0,138 \pm 0,009 \pm 0,006$

Legenda: As razões de fragmentação dos quarks c e b hadronizadas em mésons charmosos (*charmed mesons*), $f(Q \rightarrow D)$, obtidos nos dados do LEP. A primeira incerteza é uma combinação de incertezas estatísticas e sistemáticas. A segunda origina-se de incertezas das razões de ramificações relevantes.

Fonte: ATLAS COLLABORATION, 2016.

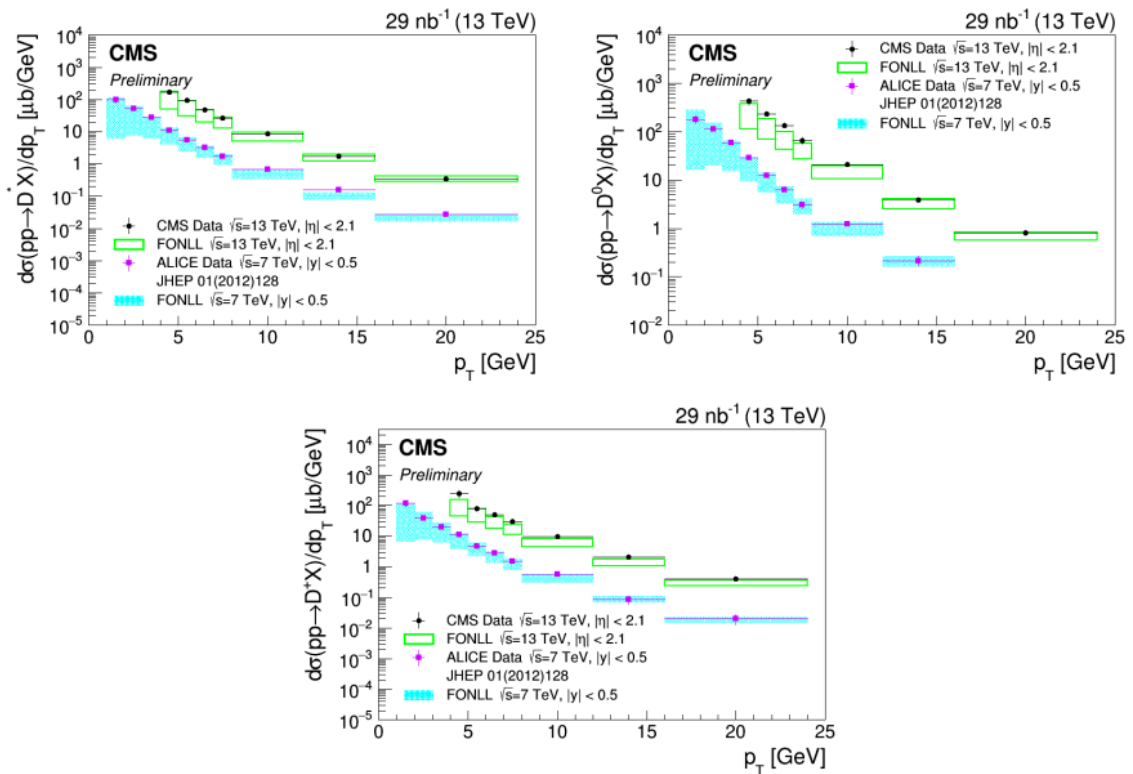
Figura 9 - Resultados recentes da colaboração CMS para o ano de 2020



Legenda: Distribuição da Massa Invariante $K^- \pi^+ \pi_s^+$ (acima), $K^- \pi^+$ (meio) e $K^- \pi^+ \pi^+$ (abaixo). À esquerda os histogramas estão com p_T no intervalo 5-6 GeV e à direita estão em 16-100 GeV.

Fonte: CMS COLLABORATION, 2020, p.5.

Figura 10 - Seção de choque diferencial de mésons D^{*+} , D^0 e D^+ com os dados do CMS



Legenda: Seção de choque diferencial em função do momento transversal de mésons D^{*+} , D^0 e D^+ , comparando os dados do CMS (círculo) e ALICE (quadrado) nas respectivas previsões FONLL [46] com energia de $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ (caixa vazia) e $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ (caixa preenchida). A definição da seção transversal de ALICE difere por um fator dois da definição de CMS, uma vez que na primeira os conjugados carregados não são incluídos.

Fonte: CMS COLLABORATION, 2020, p.14.

2 O CERN E O LHC

O CERN (*European Laboratory for Particle Physics.*) é uma organização e um conjunto de Laboratórios onde se reúnem físicos, engenheiros e cientistas da computação de todo o mundo com objetivo de estudar as estruturas mais fundamentais do Universo [47]. Nele, encontra-se o maior e mais complexo acelerador de partículas que existe, o LHC (*Large Hadron Collider*). O CERN foi fundado em 1954 e localiza-se na fronteira entre a França e a Suíça.

Atualmente, há 22 países que fazem parte do conselho do CERN [48]. Os países membros do conselho fazem a contribuição de capital, dividindo os custos operacionais para que o CERN funcione e decidem o futuro da organização. Alguns países ou organizações internacionais, como o Brasil, fazem parte do CERN, mas não têm poder de decisão (não-membros). Mais de 600 institutos e universidades usam as instalações do CERN que também ajudam a financiar as pesquisas.

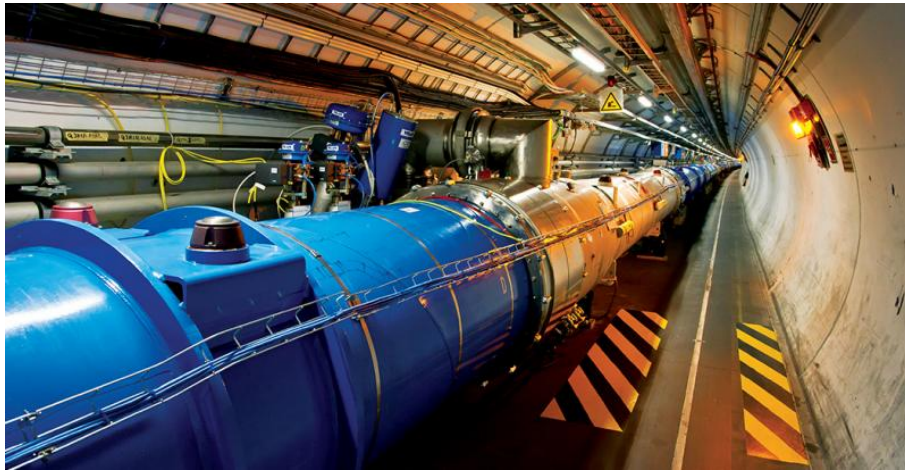
O LHC é o maior acelerador de partículas do mundo, localiza-se 100 metros abaixo da superfície, possui um anel de aproximadamente 27 quilômetros de magnetos supercondutores e estruturas de aceleradores para o aumento de energia das partículas [49], visto na Figura 11. Nos pontos onde ocorrem as colisões, portanto onde há produção de partículas, estão localizados os grandes detectores de partículas: ATLAS, CMS, ALICE e LHCb.

Dentro do acelerador, os dois feixes de partículas se deslocam em sentidos opostos em tubos separados, sendo acelerados até atingirem velocidades próximas à velocidade da luz. É mantido vácuo nos dois tubos para o feixe não interagir com outras partículas. Uma vez que os feixes atingem a energia final, com estabilidade, passam então a ser focalizados nos pontos de interação.

A trajetória dos feixes é mantida por eletromagnetos que são construídos com bobinas feitas com um cabo supercondutor, conduzindo eletricidade com resistência próxima a zero e mínima perda de energia. Para operar nesse estado supercondutor, os eletromagnetos são mantidos a uma temperatura de $-271,3^{\circ}\text{C}$ ($1,7\text{ K}$). Para manter esta temperatura, os eletromagnetos e outros serviços do acelerador estão ligados a um sistema de distribuição de hélio líquido. O LHC possui 1232 dipolos magnéticos, cada um com 15 metros de comprimento, que são usados para curvar a trajetória do feixe, e 392 quadripólos magnéticos, com comprimentos variando de 5 a 6 metros, para focar o feixe. Um outro tipo de magneto é usado um pouco antes da colisão para colimar o feixe, com o objetivo de aumentar a probabilidade de colisão.

O feixe deve circular num ambiente livre de moléculas para não interagir com elas, ou seja, um ambiente muito limpo. Dentro dos tubos o ambiente está em ultra-alto vácuo, tendo pressão de 10^{-10} ou até 10^{-11} milibars (10^2 Pascal), similar à pressão atmosférica da

Figura 11 - O acelerador de partículas LHC.



Fonte: CERN, 2017.

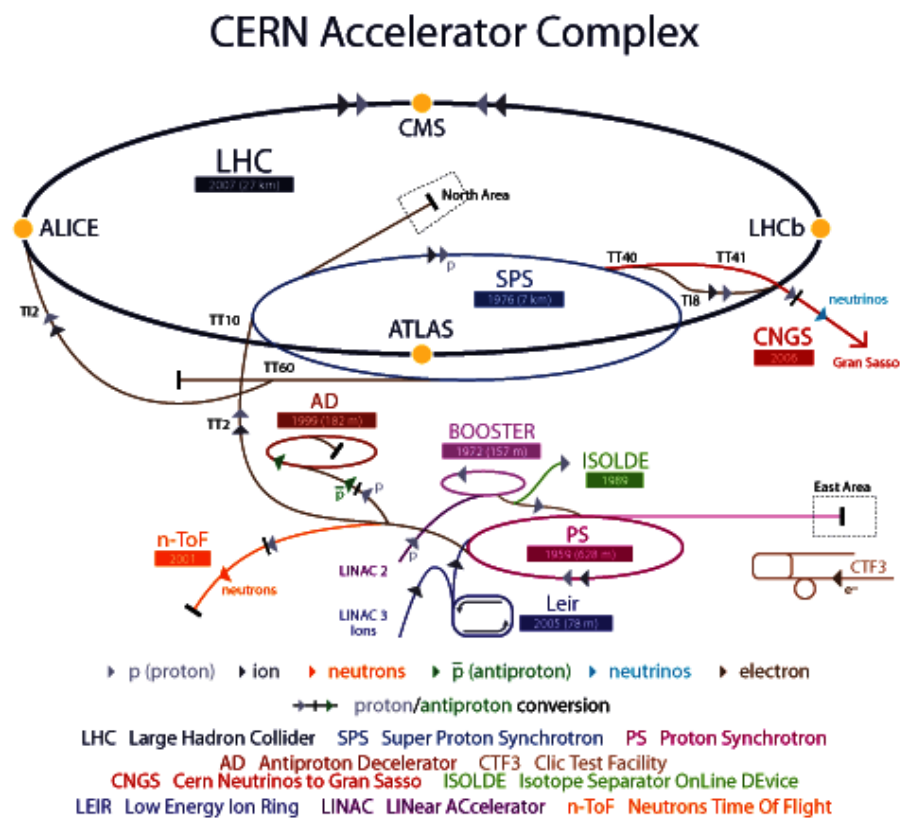
Lua. A Figura 12 mostra o complexo de aceleradores do CERN, cada com um objetivo, seja para estudo ou somente para acelerar.

2.1 Acelerando Prótons

O LHC também utiliza íons pesados nas colisões, mas aqui estarão descritas somente as colisões com prótons. A ordem deste processo é:

1. Para obter os prótons, hidrogênio é liberado de um cilindro para uma câmara (*Source Chamber*) de um acelerador linear chamado Linac 2.
2. os átomos de hidrogênio são submetidos a um campo elétrico e os elétrons são retirados, restando apenas os prótons. O Linac 2 acelera esses prótons até uma energia de 50 MeV.
3. O feixe é injetado no PSB (*Proton Synchrotron Booster*), onde é dividido nos quatro anéis que formam o PSB para aumentar a intensidade do feixe e os prótons são acelerados até uma energia de 1,4 GeV.
4. Logo depois, o feixe é acelerado pelo PS (*Proton Synchrotron*) chegando a uma energia de 25 GeV. Então os prótons são enviados para SPS (*Super Proton Synchrotron*) onde alcançam uma energia de 450 GeV.
5. Finalmente, os prótons são transferidos para os dois tubos do LHC, onde se movimentam em sentidos opostos até alcançarem energia máxima possível (podendo chegar até 6,5 TeV cada feixe).

Figura 12 - Complexo de aceleradores do CERN.



Legenda: Diferente estágios de aceleração compoem o complexo de aceleradores do CERN, sendo o maior deles o LHC.

Fonte: MOBS, 2016.

Tabela 3 - Aceleradores que compõem atualmente o complexo de aceleradores do CERN.

Acelerador	Energia
Linac 2	até 50 MeV
Proton Synchrotron Booster (PSB)	De 50 MeV a 1,4 GeV
Proton Synchrotron (PS)	De 1,4 GeV a 25 GeV
Super Proton Synchrotron (SPS)	De 25 GeV a 450 GeV
Large Hadron Collider (LHC)	De 450 GeV a 6,5 TeV

Legenda: Aceleradores e valores das energias atingidas por feixe.

Fonte: O autor, 2020.

A Tabela 3 resume as energias atingidas em cada estágio de aceleração.

Há em andamento a construção do acelerador linear Linac 4 (*Linear Accelerator*). Está programado para funcionar após o período de desligamento do LHC em 2019-2020. O Linac 4 terá como objetivo acelerar íons de hidrogênio negativo (átomo de hidrogênio com um elétron a mais) até uma energia de 160 MeV para injetá-los no PSB, que faz parte da corrente de aceleração do LHC.

2.2 O Detector CMS

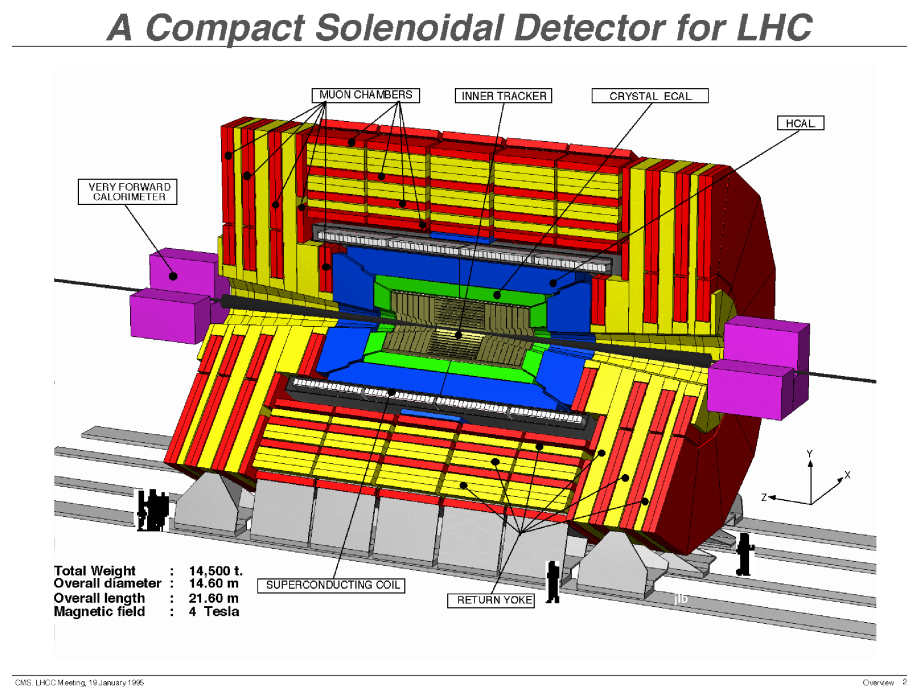
O CMS (*Compact Muon Solenoid*) causa um grande impacto na pesquisa em Física de Partículas, assim como o ATLAS, pois é um detector de propósito geral. Possibilita estudos desde o Modelo Padrão das Partículas Fundamentais (incluindo o Bóson de Higgs) até a procura de dimensões extras e partículas que podem ser candidatos à matéria escura [51]. A Figura 13 apresenta um esquema do detector.

O detector CMS foi construído em volta de um grande magneto solenóide. Este possui a forma de espiral, composto por um cabo supercondutor capaz de gerar um campo magnético de 3,8 T. O campo é confinado por um cilindro de aço que é chamado de “yoke” e pelas tampas *end-caps*, responsáveis pelo retorno do campo magnético. A Figura 14 mostra uma seção transversal contendo as subcamadas do CMS.

Quando o LHC colide prótons, novas partículas de vida curta são produzidas e viajam em várias direções dentro do detector logo após a colisão. Essas partículas decaem em outras que deixam traços no detector e com esses rastros é possível reconstruir suas trajetórias, até a partícula que lhes deu origem, reproduzindo o processo até o momento da colisão.

O CMS foi construído para analisar uma vasta quantidade de partículas e fenômenos produzidos em colisões de altas energias no LHC. Ele é formado por camadas de subdetectores para medir as diferentes partículas. Cientistas usam os dados obtidos para medir

Figura 13 - O experimento CMS.



Legenda: A imagem em escala permite a comparação das dimensões do CMS com as de uma pessoa.

Fonte: NAYAK, 2012.

propriedades de partículas já conhecidas com enorme precisão e também na procura de novos fenômenos.

2.3 Design do Detector CMS

O detector CMS consiste de camadas de vários materiais para explorar as propriedades das partículas e medir a energia e o momento de cada uma delas [53]. Para isso, o CMS tem:

- um sistema de alta performance para detectar e medir múons,
- um sistema de alta resolução para detectar e medir elétrons e fótons (calorímetro eletromagnético),
- um sistema de trajetografia para uma alta precisão na medição dos momentos,
- um calorímetro hadrônico “hermético”, projetado para envolver o ponto de colisão e prevenir o escape de partículas. Apenas neutrinos, que conseguem passar por várias

camadas de matéria sem ter interação, e múons, que não depositam toda sua energia no detector, conseguem escapar.

Um item essencial do detector é o magneto que produz um intenso campo magnético, e com isso, é possível medir precisamente partículas com altos momentos, como os múons. Isso porque as partículas com carga sob a ação de um campo magnético têm suas trajetórias curvadas e isso possibilita na medição de seus momentos. Quanto maior o momento de uma partícula, menor é a curvatura da sua trajetória sob a ação de um campo magnético. O magneto supercondutor do CMS é o maior já construído, possibilitando ter um grande número de camadas de subdetectores em seu interior, e assim, permite que o sistema de trajetografia e o calorímetro possam ser colocados dentro do solenóide, por isso é chamado de compacto (“Compact” de seu nome). O CMS foi projetado em camadas e seções de subdetectores pois eles são facilmente acessados, permitindo uma manutenção menos complexa e rápida.

2.4 Detecção de partículas no Experimento CMS

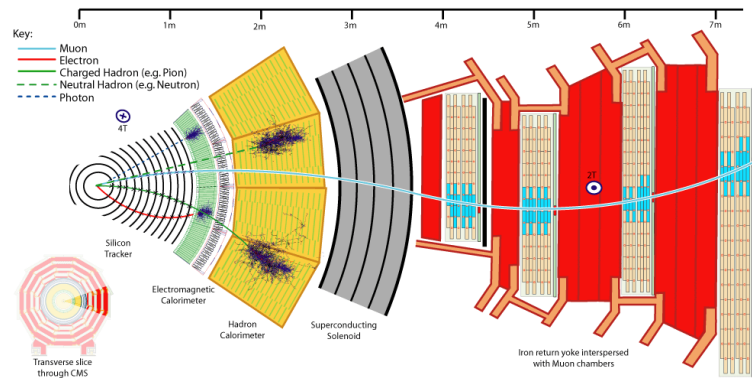
Grande parte das partículas produzidas na colisão deixa um traço no detector. O CMS registra informação de cada *hit* e reconstrói os traços até o ponto de colisão, possibilitando analisar o evento como um todo. A maioria das partículas que são registradas no detector são instáveis e decaem rapidamente em outras partículas mais leves, estáveis.

As partículas formadas na colisão passam primeiro pelo sistema de trajetografia, feito de pixels de silício e detectores de tiras de silício. Estes medem precisamente a passagem das partículas carregadas, permitindo a reconstrução de suas trajetórias.

Na camada seguinte do detector, fótons, elétrons e jatos de partículas formados por hádrons, provenientes de quarks e glúons da interação dura, são absorvidas pelo calorímetro, permitindo a medição de suas energias. A primeira camada do calorímetro foi construída para medir as energias dos elétrons e fótons. Pelo fato dessas partículas interagirem eletromagneticamente, essa camada é chamada de calorímetro eletromagnético (*Electromagnetic Calorimeter* - ECAL).

As energias dos hádrons, partículas formadas por quarks e que interagem pela força forte, são medidas na camada seguinte do calorímetro, chamada de calorímetro hadrônico (*Hadronic Calorimeter* - HCAL). As únicas partículas que atravessam além do HCAL são os múons e os neutrinos. Os múons são melhor analisados depois, nas câmaras de múons. O momento do múon é também medido pela curvatura de suas trajetórias no campo magnético do CMS. Neutrinos não possuem carga e interagem fracamente com a matéria, por isso escapam da detecção, até mesmo das câmaras de múons. Mas sua presença pode ser aferida, fazendo o balanço total do momento de todas as partículas detectadas, e relacionando o momento transversal faltante (*missing p_T*) aos neutrinos.

Figura 14 - As camadas do detector CMS.



Legenda: Diagrama que mostra as camadas que compõem o detector CMS.

Podemos ver a mudança na trajetória do múon causada pelo retorno do campo magnético através do “yoke”

Fonte: NIELSEN, 2011, p.8.

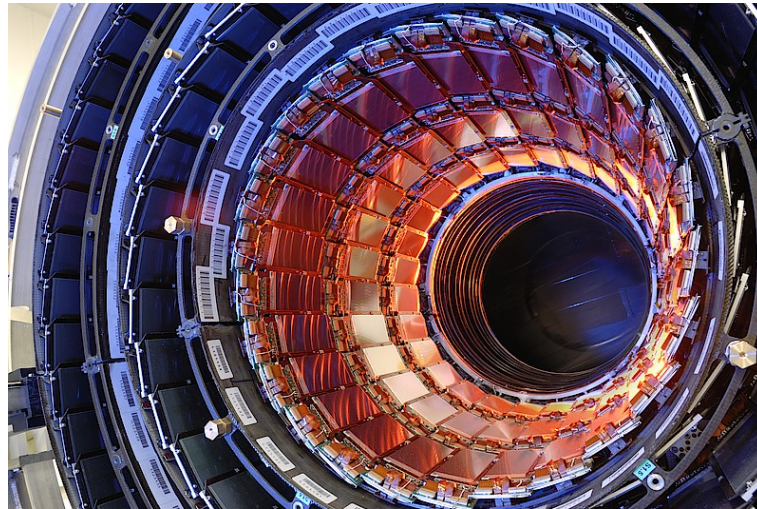
O CMS possui dimensões enormes por uma série de motivos:

- as partículas formadas na colisão têm tanta energia que são necessárias várias camadas de material para absorvê-las;
- maior precisão nas medições, pois mais medidas podem ser tomadas na trajetória da partícula, o que significa uma maior precisão no cálculo do momento;
- produção do campo magnético, já que é preciso que o solenóide supercondutor tenha mais espiras e para ter mais espiras o detector precisa ter um comprimento maior, como pode-se observar na equação 8 na seção 2.7.

2.5 Sistema de Trajetografia

O sistema de trajetografia, Figura 15, reconstrói a trajetória de elétrons, múons e hádrons. Cada medida tem uma precisão de $10 \mu\text{m}$. É a camada mais interna do detector e a que recebe maior quantidade de partículas. O sistema é composto por píxeis de silício e detectores de tiras de silício. Quando a partícula passa por esses sistemas, tem energia suficiente para arrancar elétrons do meio. Esses elétrons dão origem a uma corrente, que é amplificada e transformada em um sinal elétrico [55]. Para a análise que será discutida mais à frente, esse o sistema é de extrema importância, já que é nesse subdetector que é armazenado informações dos traços das partículas káons e píons, necessárias para a reconstrução do mésons D no canal escolhido.

Figura 15 - O sistema de trajetografia.



Legenda: As partículas formadas nas colisões primeiro atingem o sistema de trajetografia, pois é o subdetector mais próximo da colisão.

Fonte: CMS COLLABORATION, 2011.

2.5.1 Píxeis de silício.

O detector de silício contém cerca de 65 milhões de píxeis, permitindo uma reconstrução das partículas provenientes da colisão com extrema precisão. Como é o detector mais próximo da colisão, é crucial para a reconstrução das trajetórias de partículas com vida curta.

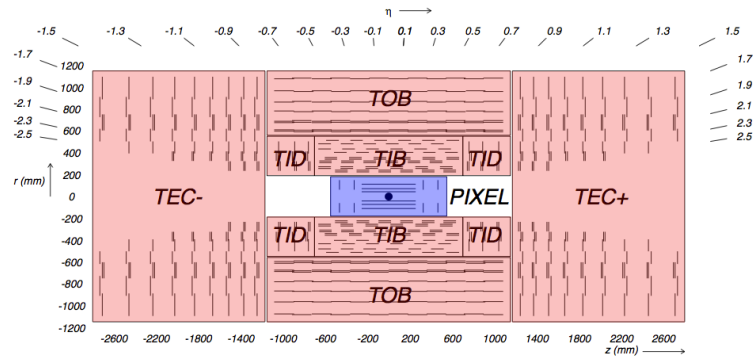
O detector de silício recebe uma quantidade enorme de partículas. A taxa de partículas recebidas a uma distância de 8 cm do feixe é em torno de 10 milhões de partículas por centímetro quadrado por segundo.

Como há 65 milhões de canais, a diferença de potencial de cada pixel é mantida no mínimo. Mesmo cada canal gerando por volta de 50 microwatts, a energia total gerada é ainda alta. Por isso, para não aquecer o detector, os píxeis são montados em tubos de refrigeração.

2.5.2 Tiras de silício.

Depois de atravessar pelo detector de píxeis, as partículas passam pelo detector de tiras de silício, composto de 10 camadas, com 130 cm de diâmetro. As primeiras camadas são quatro barris internos (*Tracker Inner Barrel - TIB*) com duas tampas internas (*Tracker Inner Endcaps - TID*), cada uma composta por três pequenos discos. O barril externo (*Tracker Outer Barrel - TOB*) é composto por 6 camadas concêntricas com duas

Figura 16 - Disposição dos diferentes tipos de detectores que compõem o sistema de trajetografia.



Legenda: Os pixels em azul se referem aos detectores de pixels de silício e os detectores TIB, TID, TOB and TEC, em vermelho, se referem aos detectores de tiras de silício.

Fonte: LENZI, 2013, f.8.

tampas (*Tracker EndCaps* - TEC) para fechar esse sub-detector, como mostra a Figura 16 .

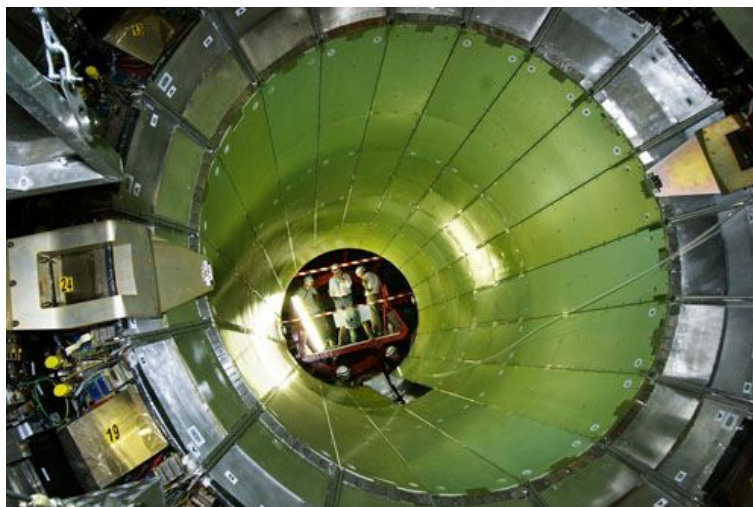
Esta parte do detector é composta por 15.200 módulos altamente sensíveis, 10 milhões de tiras e 80.000 chips para a leitura. O processo de detecção é semelhante ao sistema dos píxeis: uma partícula, ao colidir com o material da tira, remove um elétron que é submetido a um potencial elétrico alto gerando uma corrente que é lida por uma eletrônica apropriada. Essa parte do detector também recebe uma alta quantidade de radiação. Para minimizar problemas e evitar que os danos se espalhem, é mantido a uma temperatura de -20°C .

2.6 Sistema de Calorimetria

2.6.1 Calorímetro Eletromagnético

Para reconstruir as trajetórias das partículas e poder reconstruir o evento como um todo, é necessário medir a energia das partículas. Esse é o propósito do ECAL (*Eletromagnetic Calorimeter*), fazendo medidas das partículas que interagem eletromagneticamente com a matéria, com interesse particular em fótons e elétrons [56]. Mas para trabalhar

Figura 17 - O calorímetro eletromagnético.



Legenda: Os módulos do ECAL que são feitos com o cristal tungstato de chumbo.

Fonte: CMS, 2017.

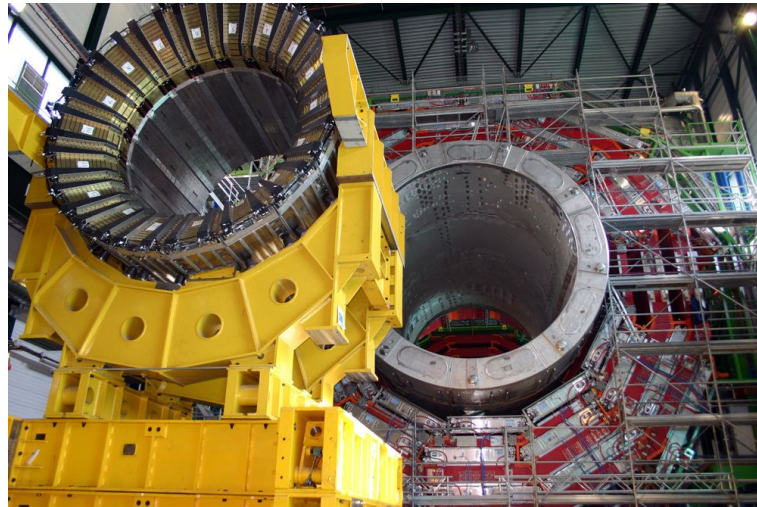
com as condições específicas que o LHC proporciona⁹ é preciso que o calorímetro seja composto por materiais bem específicos.

O cristal tungstato de chumbo é mais pesado do que aço inoxidável, contém oxigênio em sua forma cristalina e cintila quando elétrons e fótons passam por ele, ou seja, a produção de luz é proporcional à energia da partícula. No momento em que partículas produzidas na colisão colidem com este material, ocorre ionização e logo em seguida são liberados fótons. Ligados aos cristais estão os fotodetectores, que foram construídos para trabalhar dentro de um campo magnético forte, e que convertem a luz produzida em sinais elétricos. O ECAL constitui-se de uma camada entre o sistema de trajetografia e o calorímetro hadrônico. É um barril cilíndrico com duas tampas para fechar o detector. O barril composto de um total de 61200 cristais contidos em 36 “supermódulos”, cada um pesando três toneladas e com 1.700 cristais. As tampas que fecham o barril têm por volta de 15.000 cristais. Na Figura 17 pode-se ver o barril do HCAL, e os supermódulos que o compõem.

O ECAL também possui detectores em frente às tampas (*preshower*) para uma precisão espacial extra. Isso permite ao CMS diferenciar um único fóton de alta energia de um par de fótons de baixa energia. Cada cristal pesa 1,5 kg mas com um volume próximo a um copo de café, o ECAL contém aproximadamente 80.000 cristais.

⁹ Campo magnético muito forte, alta radiação e colisões a cada 25 nanosegundos.

Figura 18 - O calorímetro hadrônico.



Legenda: O HCAL fora do Detector CMS, durante sua instalação.

Fonte: CMS, 2012.

2.6.2 Calorímetro Hadrônico

A segunda parte do calorímetro se chama Calorímetro Hadrônico (HCAL - *Hadron Calorimeter*). O HCAL é responsável por medir a energia dos hádrons (prótons, nêutrons, píons, káons, etc, ...), partículas formadas por quarks e glúons e também possibilita a medição indireta de partículas não-interagentes e sem carga como, por exemplo, os neutrinos [57]. A detecção de tais partículas é de extrema importância, pois pode indicar a se novas partículas como o bóson de Higgs ou partículas supersimétricas¹⁰ foram formadas. Essas partículas, assim como alguns dos seus decaimentos, podem não deixar traços no detector CMS, por isso o detector deve ser “hermético”, para assegurar a máxima detecção possível das partículas que provém das colisões. Assim, se o detector identificar algumas partículas de um lado e não do outro, pode-se usar a conservação de momento e energia para deduzir a produção dessas partículas “invisíveis”. A Figura 18 mostra o HCAL.

¹⁰ Supersimetria é uma proposta que estabelece partículas extras no Modelo Padrão, que ligaria os férmions aos bósons, que são diferentes pelo valor do spin, semi-inteiros de spin para férmions e valores inteiros para bósons. Na supersimetria os férmions e os bósons teriam parceiros que diferem por metade de valor de spin, ou seja, não tendo diferença entre bósons e férmions [58].

2.7 Solenóide Supercondutor

O solenóide supercondutor é feito de cabos cujas resistências elétricas são tão baixas que permitem que uma corrente elétrica muito alta passe por eles produzindo um campo magnético muito forte. O valor do campo magnético pode ser aproximado usando a fórmula do solenóide ideal, segundo a equação

$$|\vec{B}| = \mu i n , \quad (8)$$

onde, μ é a permeabilidade magnética, i é o valor da corrente elétrica e $n = N/L$, sendo N o número de espiras e L , o comprimento do solenóide.

No experimento CMS, o solenóide possui um comprimento de 13 m e um diâmetro de 7 m, produzindo um campo de 4 Tesla, aproximadamente 100.000 vezes o campo magnético da Terra.

O sistema de trajetografia e o detectores calorímetros (ECAL e HCAL) cabem dentro do solenóide enquanto que a câmara de múons está localizada fora. Uma camada externa ao solenóide, chamada de *yoke*, localizada entre as câmaras de múons, funciona como uma parede para o retorno do campo, além de agir como um filtro que permite apenas a passagem de múons.

2.8 Sistema de Múons

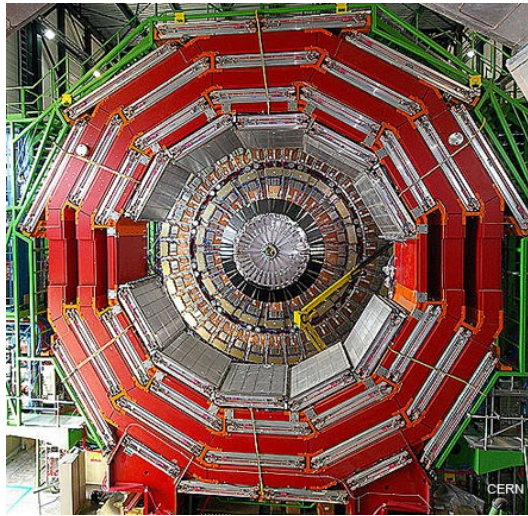
Como o nome do detector sugere, um dos processos mais importantes de detecção envolve os múons. Os múons são partículas carregadas e, como os elétrons, são léptons. É uma partícula que possui 200 vezes a massa do elétron. Um dos processos mais importantes que envolve os múons é o decaimento do bóson de Higgs em quatro múons.

O múon interage pouco com a matéria, podendo penetrar vários metros de uma parede de ferro. Por esse motivo, o múon consegue passar pelos calorímetros do CMS deixando pouco sinal e atravessando as camadas do *yoke*. Daí a necessidade de ter a câmara de múon, que foi construída especificamente para sua detecção [61]. Este subdetector está localizado na parte mais externa do CMS, intercalado com o *yoke*, como pode-se observar na Figura 19.

O detector também funciona como um sistema de *trigger*, ou seja, os subdetectores trabalham em conjunto para que a leitura seja feita somente dos múons formados na colisão, e não haja contagem de múons provenientes de raios cósmicos.

Há diversos tipos de câmaras de múons (*muon chambers*): 250 *drift tubes* (DTs) e 250 *cathode strip chambers* (CSCs), que rastreiam as partículas e participam do sistema de trigger, enquanto 610 *resistive plate chambers* (RPCs) formam um outro sistema de

Figura 19 - O sistema de múons.



Legenda: Os módulos de cor acinzentada fazem parte do sistema de múons. Em vermelho, o yoke.

Fonte: LENZI, 2015.

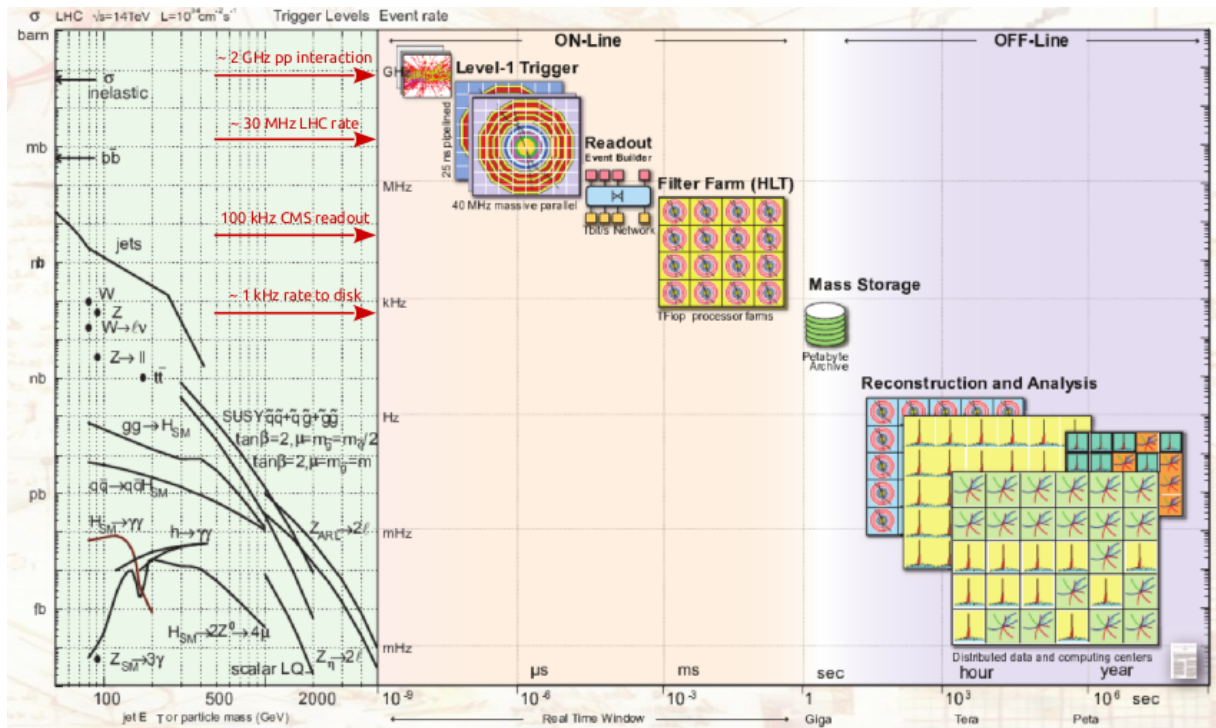
trigger que seleciona, como dito antes, apenas múons da colisão. Por causa do grande número de diferentes camadas que compõem a câmara de múons e os sistemas de *trigger*, o detector é naturalmente robusto e eficiente, conseguindo filtrar bem ruído de fundo.

2.9 Sistema de Trigger

Quando o CMS está no seu limite, ou seja, quando podem ocorrer até bilhões de interações próton-próton, não há como recolher dados de todos esses eventos. Por isso, é necessário um sistema de *trigger* para selecionar eventos potencialmente interessantes, como os que podem produzir o bóson de Higgs [62]. Isso permite diminuir a taxa de eventos que serão armazenados (algumas centenas de eventos por segundo) para depois serem analisados.

Com grupos de prótons colidindo 40 milhões de vezes por segundo, existe apenas uma janela de 25 nanossegundos entre as colisões. Várias partículas estão sendo geradas antes que as partículas do evento anterior saiam do detector. A solução é armazenar os dados em canais de fluxo de informação (*pipelines*) que podem guardar e processar várias interações ao mesmo tempo. Para não haver confusão entre partículas de eventos diferentes, o detector tem uma boa resolução de tempo e os sinais dos milhões de canais eletrônicos estão sincronizados, assim pode-se assegurar a identificação das partículas de um mesmo evento.

Figura 20 - Etapas do sistema de trigger do experimento CMS.



Legenda: O sistema de trigger do Experimento CMS e a taxa de dados em cada processo.

Fonte: BOCCI, 2015, p.2.

O trigger de baixo nível ou Level 1 é um processo rápido e automático, procura por sinais de física interessante, isto é, partículas com energias altas ou combinações raras. Pode-se comparar a um programa que lê somente as primeiras linhas de um arquivo de texto, se a informação for importante ele guarda o arquivo. Seleciona cerca de 10⁵ eventos por segundo.

O trigger de alto nível (*High Level Trigger* - HLT) sincroniza informação de diferentes partes do detector para recriar o evento completo, mandando para um setor com mais de 1000 computadores padronizados. Aqui, os computadores leem os dados de forma rápida, com testes físicos mais complexos para procurar por sinais específicos, como traços correspondentes que acertam as câmara de múons, localizando fótons e calculando energia faltante (*missing energy*). Nessa etapa do trigger, são selecionados cerca de 100 eventos por segundo dos aproximadamente 10⁵ selecionados pelo L1, o restante dos eventos são eliminados. Apesar do HLT, o CMS ainda armazena e analisa vários petabytes de dados. A Figura 20 mostra todo o processo de trigger e armazenamento.

2.10 Identificação e Medição das Partículas

As partículas são identificados no CMS a partir da rapidez (y):

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{|\vec{p}| + p_z}{|\vec{p}| - p_z} \right), \quad (9)$$

onde \vec{p} é o tri-momento da partícula, p_z a projeção do momento da partícula no eixo do feixe.

No regime relativístico, supondo-se que a direção da partícula esteja essencialmente contida no plano xy , perpendicular ao eixo do feixe, a projeção p_z será pequena, e rapidez terá valor próxima a zero ($\sim \log 1$). Agora, supondo que a mesma partícula tenha um valor alto em p_z , $E \simeq p_z c$ e $y \rightarrow +\infty$. De forma similar, para valores negativos, $y \rightarrow -\infty$. Ou seja, a rapidez da partícula é zero quando está próxima do plano perpendicular ao eixo do feixe, mas tende a $\pm\infty$ quando a partícula está se movendo perto da direção do feixe. O valor de y está relacionado com o ângulo entre o plano XY e a direção da emissão de um produto da colisão.

O único problema com a rapidez é que pode ser complicado medir para energias muito altas [64]. Como pode-se ver na equação 9, são necessários a energia e o momento total, e é realmente difícil medir, especialmente para valores altos de rapidez onde a componente z do momento é grande. O feixe de partículas dificulta medi-lo precisamente. Entretanto, é possível definir uma quantidade que é similar à rapidez, só que mais fácil de medir que y para partículas muito energéticas. Essa grandeza é chamada de pseudo-rapidez η :

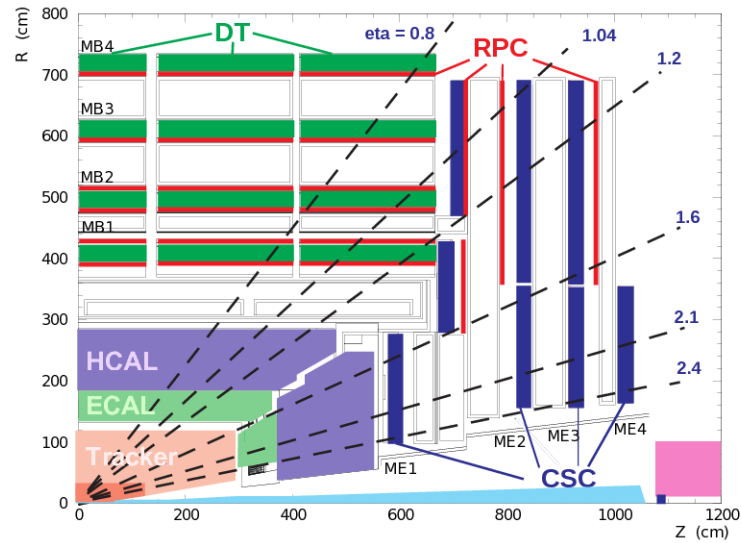
$$\eta = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right], \quad (10)$$

onde θ é o ângulo que o momento da partícula faz com o eixo do feixe, num plano. A pseudo-rapidez é uma grandeza sem unidade e cada valor está ligado a uma região do detector, como mostra a Figura 21. A demonstração está no para chegar à esta quantidade cinemática está no Apêndice A.

Cada região do detector é definido por um valor de η , tendo o limite de detecção nas regiões das tampas com valor $\eta = 2, 4$, como mostra Figura 21. O momento transversal da partícula, p_T , é a projeção do momento da partícula no plano perpendicular (plano XY) ao eixo do feixe (eixo z). O momento transversal é calculado através da energia transversal, depositada nos calorímetros.

Às vezes, quando se calcula o η , pode-se obter valores acima de 2,4 nas regiões das câmaras de múons, o que não é fisicamente possível, pois o detector não possui uma boa detecção de múons nessa região, como mostra a Figura 21. É possível contornar esse problema selecionando apenas os múons que possuem a pseudo-rapidez abaixo desse

Figura 21 - Diagrama de uma parte do CMS.



Legenda: A figura mostra os subdetectores que compõem o detector CMS e os módulos que fazem parte do sistema de múons.

Fonte: KIM, 2013, p.2.

valor, assim, melhorando a análise de dados.

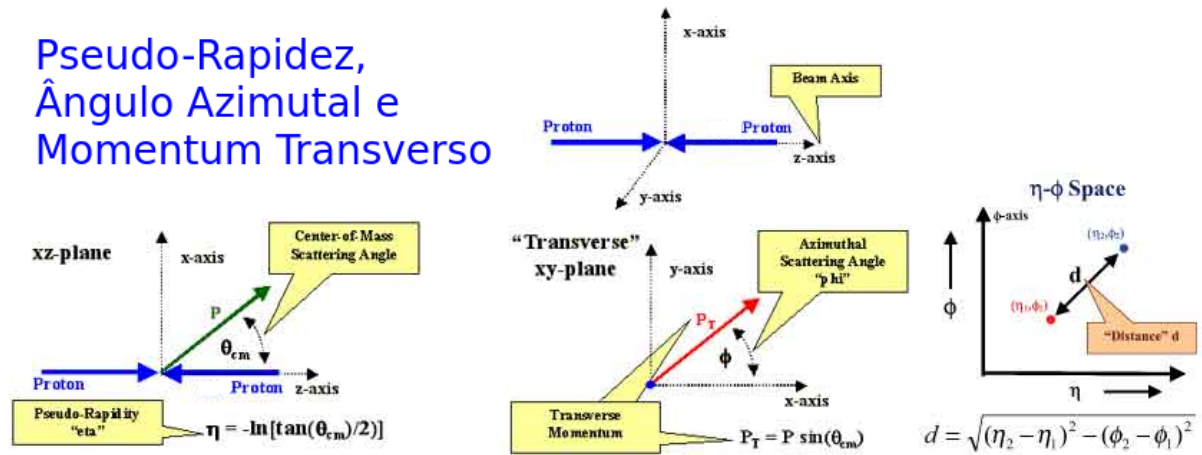
Para partículas altamente energéticas, $y \simeq \eta$. A pseudo-rapidez é particularmente útil em colisões de hádrons como as que ocorrem no LHC, onde as interações secundárias, logo após as colisões, têm seus centros de massa coincidindo com o sistema em repouso do detector, e onde a física complexa indica que η é muito mais fácil e rápido de medir do que y . Além disso, as duas quantidades, y e η , para valores altos de E , tendem a ter quase o mesmo valor. A descrição de algumas grandezas utilizadas no CMS se encontra na Figura 22. A Figura 23 mostra as coordenadas utilizadas no CMS.

2.11 Atualizações do detector CMS durante o Run 2

O CMS, durante o Run 2, que durou de 2015 a 2018, fez diversas modificações com objetivo de coletar uma quantidade maior de dados. Com essas mudanças foi possível a coleta de mais de 92%, 150 fb^{-1} , do total produzido pelo LHC, como mostra a Figura 24, sendo o ano de 2018 o mais eficiente nessa questão, com mais de 95% da luminosidade entregue pelo LHC armazenada para estudos [68]. Essas mudanças incluem :

- uma atualização no Trigger de nível 1 (Leve-1 Trigger). Esse sistema usa FPGA's de última geração e placas eletrônicas personalizadas possibilitando o uso de algoritmos avançados para filtrar dados das colisões.

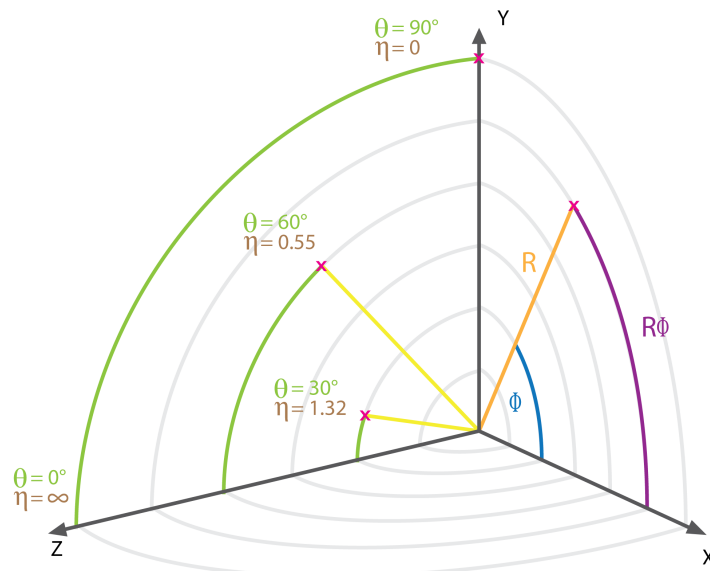
Figura 22 - As grandezas cinemáticas usadas no CMS.



Legenda: Descrição das grandezas cinemáticas pseudo-rapidez, ângulo azimutal e momento transverso.

Fonte: CDF COLLABORATION, 2012.

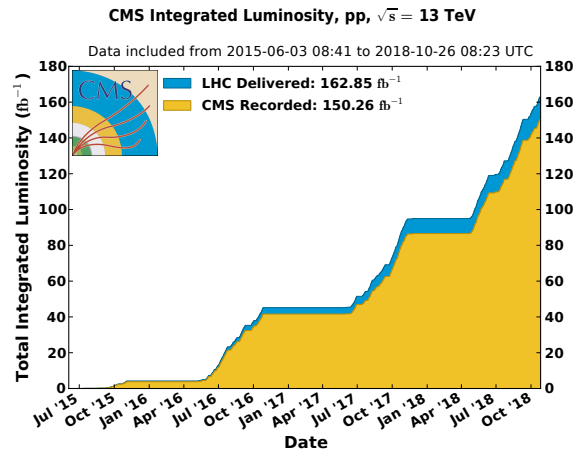
Figura 23 - O sistema de coordenadas do CMS.



Legenda: O sistema de coordenadas usado no CMS. Nele contém a Pseudo-rapidez (η) e o ângulo azimutal (ϕ) usado para localizar partículas no CMS.

Fonte: LENZI, 2013, f.7.

Figura 24 - Luminosidade integrada da segunda tomada de dados Run 2.



Fonte: CMS COLLABORATION, 2019.

- Fase 1 da atualização do HCAL. Alteração dos sistemas eletrônicos para discriminar dados de física conhecida (*good physics*) e anomalias. Na região das tampas (*End-cap*), os fotodiodos híbridos (HPDs) foram trocados pelos SiPMs (*Silicon Photo-Multipliers*), melhorando a eficiência de foto detecção por um fator 2,5 e eliminando fontes de ruído. A parte final dessa atualização do HCAL ocorreu durante o LS2¹¹.
- Durante o período 2016 à 2017, chamado de EYETS (*Extended-Year-End-Technical-Stop*), foram instaladas 4 novas camadas de pixels de silício no sistema de trajetografia (Pixel detector - Tracker). Possibilitando uma maior eficiência na trajetografia (*tracking*) e resolução do parâmetro de impacto.
- O sistema de computação. Esse sistema foi bastante modificado durante a tomada de dados do *Run 2* com a finalidade de receber uma quantidade bem maior de informação, visto que no *Run 1* foram coletados 3 PB¹² de dados não tratados (*Raw Data*) e no *Run 2*, 36 PB.

Com todas estas mudanças e atualizações foi possível armazenar uma quantidade de dados, durante o *Run 2*, cinco vezes maior que no *Run 1*, abrindo caminho para novos resultados e mais precisos. Como por exemplo o Higgs, que tem seu decaimento, até então, em fótons e nos bósons W e Z e agora com esse dados foi observado o Higgs com canais envolvendo os três férmions pesados tau [70], *bottom* [71] e *top* [72]. Também há o canal

¹¹ Long shutdown (LS) é um período de interrupção do funcionamento do LHC no qual acontecem grandes atualizações nos sistemas e equipamentos. LS2 significa segundo LS. O LS3 está planejado para começar no ano de 2023 e terminar em 2025 [69]

¹² Petabytes = 2^{50} bytes ou 1024 terabytes ou $\approx 10^6$ gigabytes.

do Higgs decaindo em pares de muons reportado, em 2020, na ICHEP (International Conference on High Energy Physics) [73]. Um dos tópicos com potencial é também a busca de matéria escura com múltiplas topologias incluindo produção em associação com bósons ou pares de quarks *tops* ou quarks *bottom*.

2.12 Modelo Computacional do Experimento CMS

Mesmo com o *level 1* e HLT, o CMS ainda produz uma enorme quantidade de dados. Para contornar esse problema, o LHC possui um sistema de armazenamento e processamento de dados chamado WLCG (*Worldwide LHC Computing Grid*). Nessa rede, milhares de unidades de processamento espalhados pelo globo colaboram para ter uma grande capacidade de armazenamento e de processamento, permitindo o acesso aos dados à milhares de cientistas [74].

O “Tier 0”, que se encontra no CERN, é um conjunto de computadores que armazena os dados em sua forma mais bruta logo após as colisões. Uma vez que é feito o primeiro backup, os dados são enviados para as centrais computacionais “Tier 1”. Estas consistem de 13 centros computacionais que replicam os dados brutos armazenados no Tier 0 em vários locais no mundo: França, Alemanha, Itália, Espanha, Taiwan, Reino Unido, Estado Unidos entre outros. Nessa etapa, os eventos são reconstruídos novamente, usando informação do experimento para melhorar os cálculos usando refinadas constantes de calibração.

Na “Tier 1”, os eventos são interpretados e comparados com resultados na busca de padrões. Enquanto isso, envia os eventos selecionados por grupos responsáveis por diferentes estudos de Física para 40 instalações do tipo “Tier 2”, que possuem um poder de armazenamento bem menor para análises específicas. Assim, as informações podem ser acessadas em qualquer local por físicos e estudantes pelos seus próprios computadores. A UERJ possui um sistema do tipo “Tier 2”, como mostra a Figura 25. A estrutura lógica e física da Tier 2 da UERJ possui 704 núcleos de alta performance e 1 petabyte de armazenamento (1000 terabytes) onde os pesquisadores locais podem acessar os dados e realizar análises de forma mais rápida.

2.13 Formato de Dados Utilizados

O formato utilizado pela colaboração é do tipo EDM (*Event Data Model*) com extensão dos arquivos privado do ROOT [76], no padrão CMS, de modo que facilite o acesso às informações pelo físicos. São do tipo:

- *Reconstructed Data* (RECO). Dados produzidos na “Tier 1” do CERN contendo os

Figura 25 - Tier 2 da UERJ.



Legenda: A estrutura lógica e física da Tier 2 da UERJ.

Fonte: UERJ, 2020.

objetos criados nos programas de reconstrução. É derivado dos dados brutos (*Raw Data*) e fornece acesso a objetos físicos reconstruídos.

- *Analysis Object Data* (AOD). É derivado do RECO, contendo informações importantes como traços associados a hits, vértices, jatos e objeto de física avançada (*high-level physics objects*) como elétrons, múons, candidatos ao bóson Z, etc. O AOD está em formato mais compacto. Geralmente, é mais acessado nas “Tier 2” e “Tier 3”.
- Mini-AOD. Com aproximadamente 10% do tamanho dos dados no formato AOD. O objetivo é ter dados em tamanhos menores e um formato com rápido acesso. Esse formato tem informação suficiente para possibilitar 80% das análises do CMS, ao mesmo tempo ele reduz o uso de disco e de ferramentas para análise.
- NanoAOD. Com o objetivo de ser ainda menor que o Mini-AOD, este formato tem o tamanho cerca de 20 vezes menor que seu antecessor e contendo informações tipicamente usadas nas etapas finais das análises de altas energias [77].

Nesta análise, usaremos o formato mini-AOD. O que difere este formato para o AOD, em poucas palavras, é o tamanho. No Run 1 foram armazenados cerca de 20 petabytes de dados. No Run 2 seria algo em torno de dez vezes esse valor, o que excede a capacidade atual de armazenamento do CERN. Esse obstáculo levou ao desenvolvimento de um formato de dados mais condensado, o Mini-AOD [78].

É necessário apontar algumas características desse formato:

- Para traços carregados com $p_T > 0.5$ GeV, a informação com é dividido em duas faixas: alta precisão para $p_T > 0.95$ GeV e baixa precisão para $0.5 < p_T < 0.95$ GeV.
- o valor de χ^2 dos traços é inteiro (1, 2, 3, ...)

2.14 Sobre o B-Parking

Durante o último ano do Run 2 (2018), o experimento CMS implementou um trigger especial para o estudo de sabores pesados em colisões próton-próton com 13 TeV de energia de centro de massa. Essa seleção específica de eventos, conhecida como **CMS B parked** no CMS, permitiu que o colaboração armazenasse uma quantia de $\sim 10^{10}$ mésons B sem alterações (*unbias*). No contexto das pesquisas de *Lepton Universality* no LHC, esses dados coletados podem ter um grande impacto em tópicos importantes, como as medidas de $R(K)$, $R(K^*)$ e $R(D^*)$ [79].

A proposta B-Parking tem a finalidade de tornar o CMS competitivo com o LHCb, experimento do LHC que tem seus estudos focados nas análises de quark b e em medições $R(K) / R(K^*)$. Também tem potencial para novas medições no setor de física b, partículas formadas por quarks b (*beauty particles*), o que não era possível antes.

Com esses dados é possível estudar o decaimento do méson D, no nosso canal de estudo $D^{*+} \rightarrow D^0(K^-\pi^+)\pi^+$. Os estados finais nesse caso são píons e káons que decaem de D^0 e π_s (*slowPion*) (eles recebem esse nome devido a uma restrição cinemática relacionada ao decaimento D^{*+}). Os dados e as simulações de Monte Carlo (MC) utilizados podem ser vistos na Tabela 4.

Tabela 4 - Amostra de dados reais e Monte Carlo (MC).

	Nome	Número de eventos
Dado	/ParkingBPH1/Run2018A-14May2018-v1/MINIAOD	34.653.986
Dado	/ParkingBPH2/Run2018A-14May2018-v1/MINIAOD	34.652.593
Dado	/ParkingBPH3/Run2018A-14May2018-v1/MINIAOD	34.642.979
Dado	/ParkingBPH4/Run2018A-14May2018-v1/MINIAOD	34.656.191
Dado	/ParkingBPH5/Run2018A-14May2018-v1/MINIAOD	34.648.409
Dado	/ParkingBPH6/Run2018A-14May2018-v1/MINIAOD	34.648.732
MC	/DStarToD0Pi_D0KPi_NoMuFilter_TuneCP5_13TeV-pythia8-evtgen/RunIIAutumn18MiniAOD-PUPoissonAve20_BParking_102X_upgrade2018_realistic_v15-v1/MINIAODSIM	10.440.479
MC	/BdToDStarX_ToD0Pi_inclusive_SoftQCD_TuneCP5_13TeV-pythia8-evtgen/RunIIAutumn18MiniAOD-PUPoissonAve20_BParking_102X_upgrade2018_realistic_v15-v1/MINIAODSIM	10.364.074
MinBias	/MinBias_TuneCP5_13TeV-pythia8/-RunIIAutumn18MiniAOD-PUPoissonAve20_BParking_102X_upgrade2018_realistic_v15-v2/MINIAODSIM	9.986.000

Legenda: As amostras de dados reais e MC usadas na análise.

Fonte: O autor, 2020.

3 ANÁLISE PARA IDENTIFICAÇÃO E RECONSTRUÇÃO DE MÉSONS D

Inicialmente o objetivo desta análise era o cálculo das seções de choque diferenciais dos mésons D^{*+} e D^0 nas mesmas janelas cinemáticas dos últimos resultados entregues pela colaboração CMS. Mas devido ao número restrito de *triggers* disponíveis nas amostras de dados ***B-Parking*** não foi possível prosseguir com esse estudo. Não há *triggers* zerobias e os triggers presentes tem valores muito próximos, como por exemplo **HLT_Mu8_IP3** e **HLT_Mu9_IP6**, o que não garante um cálculo satisfatório da eficiência do *trigger*, que é de extrema importância para a determinação da seção de choque. Dito isso, a nova meta estabelecida foi a determinação das distribuições de massa invariante das ressonâncias D^{*+} e D^0 utilizando os mesmo critérios de seleção da nota técnica dos últimos resultados do CMS, bem como suas eficiências de reconstrução. Usaremos uma ferramenta chamada **RooFit** que é um conjunto de pacotes inseridos no **ROOT** e apresenta funções já normalizadas para ajuste de função das distribuições de massa invariante [80]. Em uma subseção no final deste capítulo apresentamos um estudo parcial da separação de sinal e background utilizando a ferramenta sPLOT do ROOT para a determinação da razão de mésons *prompt* e *nonprompt*.

3.1 Estratégia e Critérios de Identificação na Seleção de Traços

Os mésons D, assim como grande parte das partículas produzidas nas colisões do LHC, possuem tempo de vida muito curto (Tabela 1), não sendo possível sua detecção direta. Logo, os objetos utilizados para a reconstrução desses mésons serão os traços do produtos de seus decaimentos, káons (K) e píons (π), como mostram as Figuras 7 e 8. Nesse primeiro momento fazemos um estudo dos dados reais e eventos de Monte Carlo (MC) para ver a evolução dos cortes feitos nos traços com o intuito de selecionar candidatos a π^+ e K^- .

Ao fazer um estudo do p_T dos traços, notamos que os triggers utilizados neste conjunto de dados reais, no formato Mini-AOD, contribuem para uma tendência (*trigger bias*) nesta distribuição, que pode ser visto na Figura 26. Como os produtos finais do canais apresentados são π^+ e K^- , devemos aplicar alguns critérios de seleção com o intuito separar nosso sinal de outros eventos.

3.1.1 Seleção de Traços para reconstrução do D^{*+}

No canal apresentado, o méson D^{*+} possui três partículas carregadas como produtos finais, como pode se ver no diagrama de Feynmann (Figura 7). Uma destas partículas é o π_S^+ (*SlowPion*), que decai diretamente do D^{*+} e possui cortes mais relaxados, por apresentar valores baixos de p_T , descritos a seguir:

- com carga. π_S^+ é uma partículas carregada;
- $|\eta| < 2,4$ pois é o limite geométrico do detector (ver Figura 21);
- momento transverso $p_T > 0,5$ GeV.
- um valor do $\chi^2/ndof < 3$;
- o número de *hits* no sistema de trajetografia maior que um;
- significância do parâmetro de impacto (IP) no plano-xy (perpendicular ao feixe) $S_{xy} < 3$;
- significância do parâmetro de impacto no plano-z $S_z < 3$;

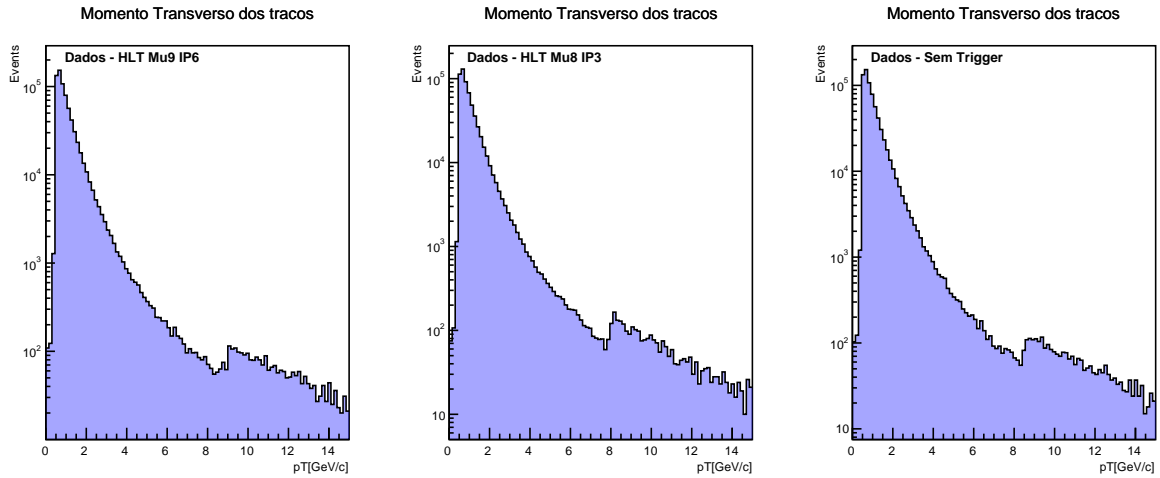
A evolução destes corte aplicados aos dados e simulação MC, pode ser vista na Figura 27. A Figura 28 nos mostra MC normalizado pela área com dos dados reais, como objetivo de ver o comportamento do MC e dados reais sobrepostos. Como não temos simulações MC que descrevem o fundo, essa discrepância entre dados reais e simulação de sinal é esperada. Para a reconstrução do D^0 que decai do D^{*+} , é necessário selecionar traços que possam ser π^+ e K^- . Repare que temos dois píons como estado final e o leitor deve ter cuidado para não confundí-los: o π_S^+ vindo do D^{*+} e o π^+ vindo do D^0 . Selecionamos os pares de káons e píons cuja massa invariante está dentro da janela de massa do D^0 , sem diferenciá-los, já que o CMS não tem a capacidade em distinguir π^+ e K^- , a não ser em uma região muito estreita de baixo momento. Estes traços, mais restritos se comparados com o π_S^+ , contêm as seguintes características:

- carga;
- $|\eta| < 2,4$;
- $p_T > 0,5$ GeV;
- um valor do $\chi^2/ndof < 3$;
- o número de hits no sistema de trajetografia > 4 ;
- o número de hits nos pixels no sistema de trajetografia > 1 ;

- parâmetro de impacto no plano-xy $IP_{xy} < 0,1$ cm;
- parâmetro de impacto no plano-z $IP_z < 1$ cm;

A evolução destes cortes está representada graficamente, na Figura 29, usando cores para representar cada corte aplicado. A comparação entre dados reais e MC está na Figura 30.

Figura 26 - Distribuição do momento transverso dos traços dos dados reais.



Legenda: Os traços possuem um bias dos triggers que foram usados para construção do formato Mini-AOD. Pode-se notar que mesmo não selecionando nenhum trigger, vemos um aumento abrupto na distribuição.

Fonte: O autor, 2020.

3.1.2 Seleção de Traços para reconstrução do D^0

A estratégia é similar à aplicada nos traços para káons e píons de mésons D^{*+} , mas com algumas diferenças:

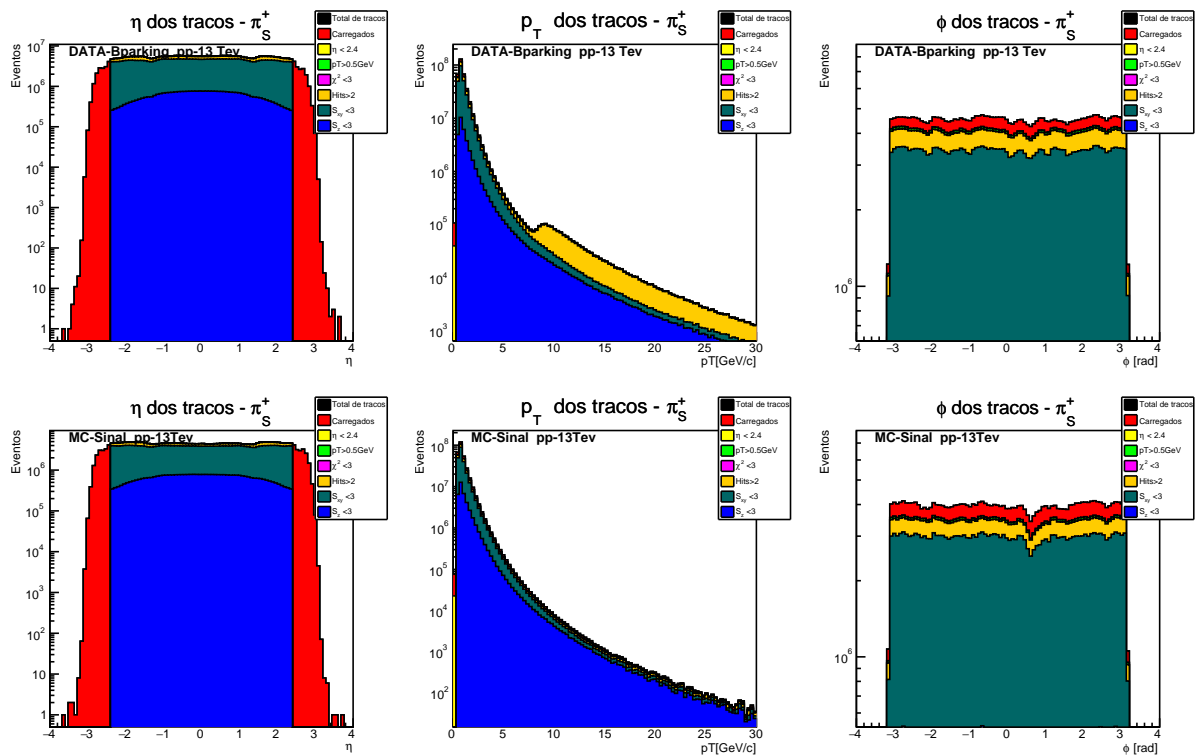
- carga;
- $|\eta| > 2, 4$;
- $p_T > 0, 8$ GeV;
- um valor do $\chi^2/ndof < 5$;
- o número de hits no sistema de trajetografia > 5 ;
- o número de hits nos pixels no sistema de trajetografia > 2 ;
- parâmetro de impacto no plano-xy $IP_{xy} < 0.1$ cm;
- parâmetro de impacto no plano-z $IP_z < 1$ cm;

Tabela 5 - Impacto dos cortes sobre os traços para candidatos a π_S^+ .

Seleção	Data		MC	
	Núm. Traços	Porcentagem	Núm. Traços	Porcentagem
Total de Traços	378369852	100 %	311077356	100 %
com Carga	378366588	99,9991 %	311076473	99,9997 %
$ \eta < 2.4$	344099951	90,9428 %	275268693	88,4888 %
$p_T > 0.5 \text{ GeV}$	343134725	90,6876 %	274574084	88,2655 %
$\chi^2/ndof < 3.0$	336333174	88,8901 %	269386792	86,598 %
$Hit > 1$	336333174	88,8901 %	269386792	86,598 %
$S_{xy} < 3$	285419110	75,4339 %	234265439	75,3078 %
$S_z < 3$	34908195	9,22595 %	38724371	12,4485 %

Legenda: Impacto dos cortes sobre os traços usando 10^6 eventos.

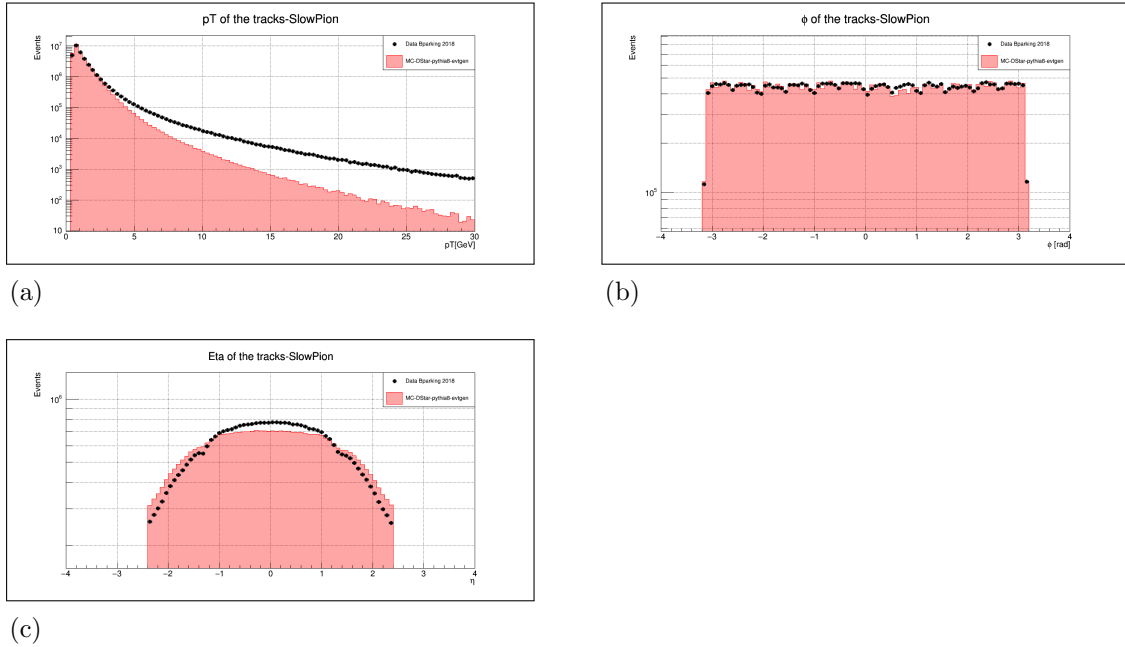
Fonte: O autor, 2020.

Figura 27 - Impacto dos critérios de seleção do π_S^+ sobre diferentes distribuições cinemáticas.

Legenda: Impacto dos critérios de seleção do π_S^+ nos Dados e MC sobre diferentes quantidades cinemáticas: pseudo-rapidez, momento transversal e ângulo ϕ .

Fonte: O autor, 2020.

Figura 28 - Distribuições cinemáticas de dados reais e da simulação de Monte Carlo para os candidatos a π_S^+ .



Legenda: Distribuição das quantidades cinemáticas de dados e simulação de eventos de Monte Carlo para os candidatos a *SlowPion*: (a) *momento transverso*; (b) ângulo ϕ ; (c) pseudo-rapidez η . O MC foi normalizado pela área.

Fonte: O autor, 2020.

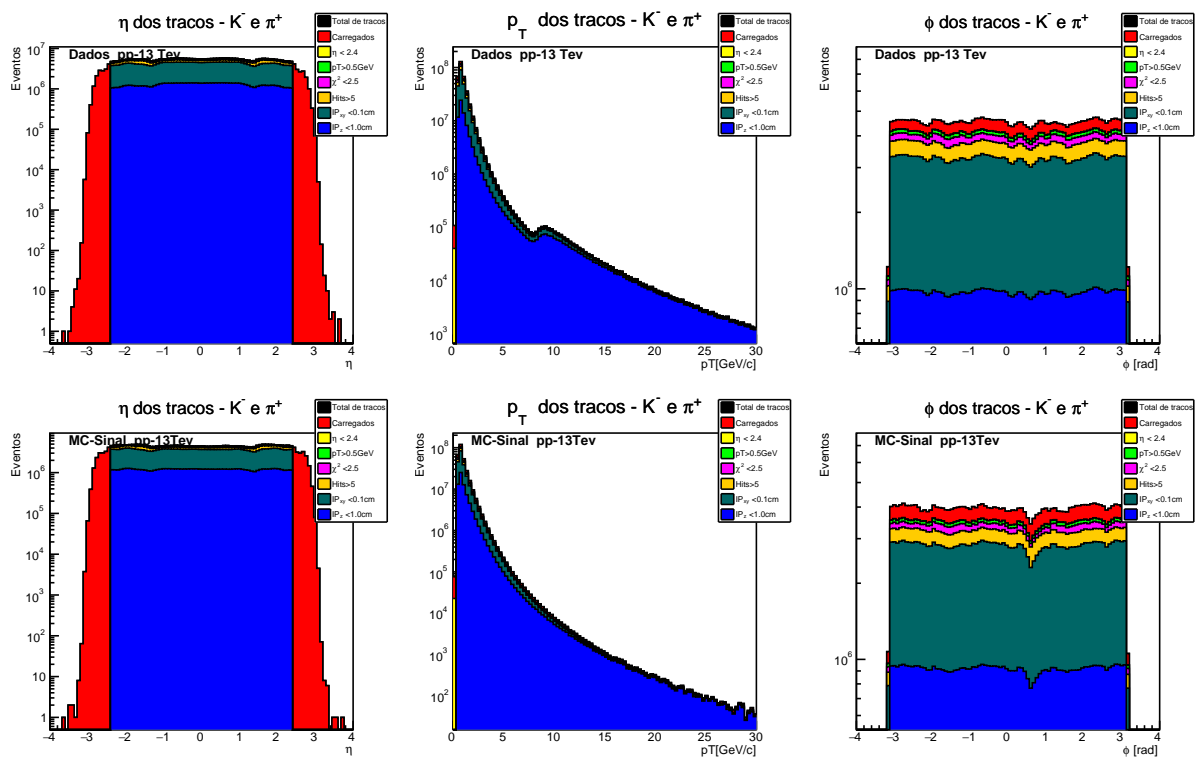
Tabela 6 - Impacto dos cortes sobre os traços para candidatos a K^- e π^+ .

Seleção	Data		MC	
	Núm. Traços	Porcentagem	Núm. Traços	Porcentagem
Total de Traços	378369852	100 %	311077356	100 %
com Carga	378366588	99.9991 %	311076473	99.9997 %
$ \eta < 2.4$	344099951	90.9428 %	275268693	88.4888 %
$pT > 0.5$ GeV	343134725	90.6876 %	274574084	88.2655 %
$\chi^2 < 3.0$	332065791	87.7622 %	266552520	85.6869 %
$TrackerHit > 4$	312011657	82.4621 %	252382040	81.1316 %
$PixelHit > 1$	312011657	82.4621 %	252382040	81.1316 %
$IP_{xy} < 0.1$ cm	44374308	11.7278 %	45119132	14.5042 %
$IP_z < 1$ cm	44374308	11.7278 %	45119132	14.5042 %

Legenda: Impacto dos cortes sobre os traços usando 10^6 eventos.

Fonte: O autor, 2020.

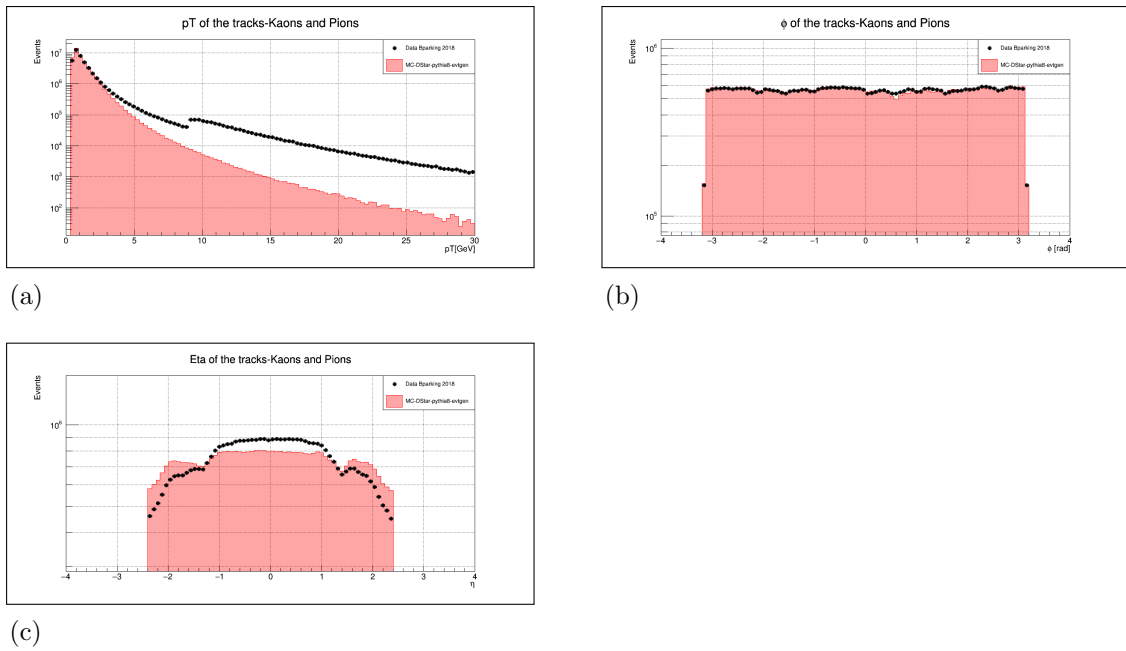
Figura 29 - Evolução dos critérios de seleção de K^- e π^+ para diferentes distribuições cinemáticas.



Legenda: Evolução dos Critérios de seleção de K^- e π^+ nos Dados e MC para diferentes distribuições cinemáticas: pseudo-rapidez, momento transverso e angulo ϕ .

Fonte: O autor, 2020.

Figura 30 - Distribuição cinemáticas de dados reais e da simulação de eventos de Monte Carlo para os candidatos a K^- e π^+ .



Legenda: Distribuição das Quantidades Cinemáticas de Dado e MC para os candidatos a káons e píons: (a) *momento transversa*; (b) ângulo ϕ ; (c) pseudo-rapidez η . O MC foi normalizado pela área dos dados.

Fonte: O autor, 2020.

3.2 Critérios de Identificação de Mésons D

Com os traços selecionados do π_S^+ , K^- e π^+ podemos fazer a combinação de traços para chegar nas janelas das ressonâncias desejadas, no caso, o méson D^{*+} . Mas esta combinação de traços produz um fundo combinatório (*background*) imenso. Logo, teremos que aplicar critérios de seleção com a finalidade de diminuir o fundo combinatório e destacar o sinal da ressonância em questão. Os critérios de seleção são:

- combinar os traços de K^- e π^+ , que devem possuir cargas opostas (Figura 7);
- combinar com um terceiro traço, o candidato a π_S^+ que deve ter a mesma carga do π^+ do item anterior;
- aplicar um corte na probabilidade de K^- e π^+ virem do mesmo vértice em 1 %.
- aplicar um corte no cosseno do ângulo Φ (*pointing cos* Φ). Não confundir com a variável cinemática também chamada ângulo ϕ (phi). A variável *pointing cos* Φ está relacionado com a direção dos candidatos a D^0 com respeito a distância entre os vértices primários e secundários (Figura 31) e é definido por:

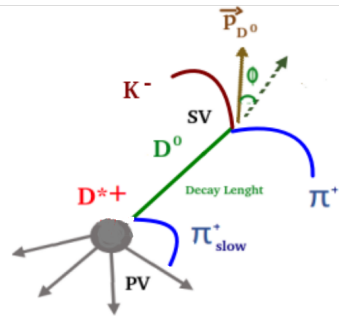
$$\cos\Phi = \frac{p_x \cdot \Delta_x + p_y \cdot \Delta_y + p_z \cdot \Delta_z}{|L| \cdot |p|} \quad (11)$$

onde p_i são as componentes do momento, Δ_i são as componentes do deslocamento entre vértice primário (PV) e secundário (SV), $|L|$ é módulo do deslocamento da partícula e $|p|$ é o módulo do momento. O ângulo Φ é o ângulo formado entre o momento de uma partícula no seu vértice, neste caso o méson D^0 , e o momento em seu vértice de decaimento. Já que D^0 é uma partícula neutra, espera-se que não tenha sua trajetória alterada pelo campo magnético. Logo, teoricamente ϕ é zero ou seu cosseno é igual à 1.

- aplicar um corte com respeito à massa do D^0 no PDG, $|D_{mass}^0 - 1.86484| < 0,1$ GeV.

Com estes cortes podemos fazer um estudo do melhor valor da significância a ser aplicado para conseguir diminuir o fundo combinatório (*background*) mas sem perder muita estatística para uma análise satisfatória e pode ser visto na Figura 32. Pode-se notar que aumentando o corte na significância do D^0 , temos uma diminuição tanto do sinal como do background. Mas o background diminui mais rapidamente deixando o sinal mais visível. Com base nessa análise preliminar e seguindo a nota técnica do CMS contendo os resultados públicos, foi escolhido o valor de significância $S_{3D} > 3$ nos mésons D^0 para determinação do sinal do D^{*+} . A evolução dos cortes está na Tabela 7. O critério de seleção número 3 é a aplicação do *Kalman Vertex Fitter* no ajuste do vértice formado

Figura 31 - Vértices primário e secundário do decaimento do D^{*+} .



Legenda: Essa figura mostra que o momento resultante \vec{p}_{D^0} pode diferir do momento esperado (linha tracejada) sendo necessário o cálculo do ângulo Φ para termos uma área de aceitação. O *decay length* é o termo referente ao deslocamento da partícula desde sua formação até seu decaimento.

Fonte: O autor, 2020.

com dois traços de cargas opostas, candidato a D^0 , possibilitando uma melhor estimativa do vértice.

Com a determinação da janela das ressonâncias, podemos fazer a distribuição de massa invariante e o ajuste de função. A função usada para descrever o sinal do D^{*+} , a diferença de massa ΔM , é a soma de duas gaussianas:

$$G_{sig}(x) = C \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{x - \mu}{\sigma_1} \right)^2 \right] + (1 - C) \frac{1}{\sigma_2 \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{x - \mu}{\sigma_2} \right)^2 \right], \quad (12)$$

onde x é a diferença de massa ΔM , μ é o valor médio que descreve o pico da distribuição, σ é o desvio padrão que descreve a largura e o C é um coeficiente que varia de 0 à 1. O fundo é descrito pela função de limiar fenomenológico:

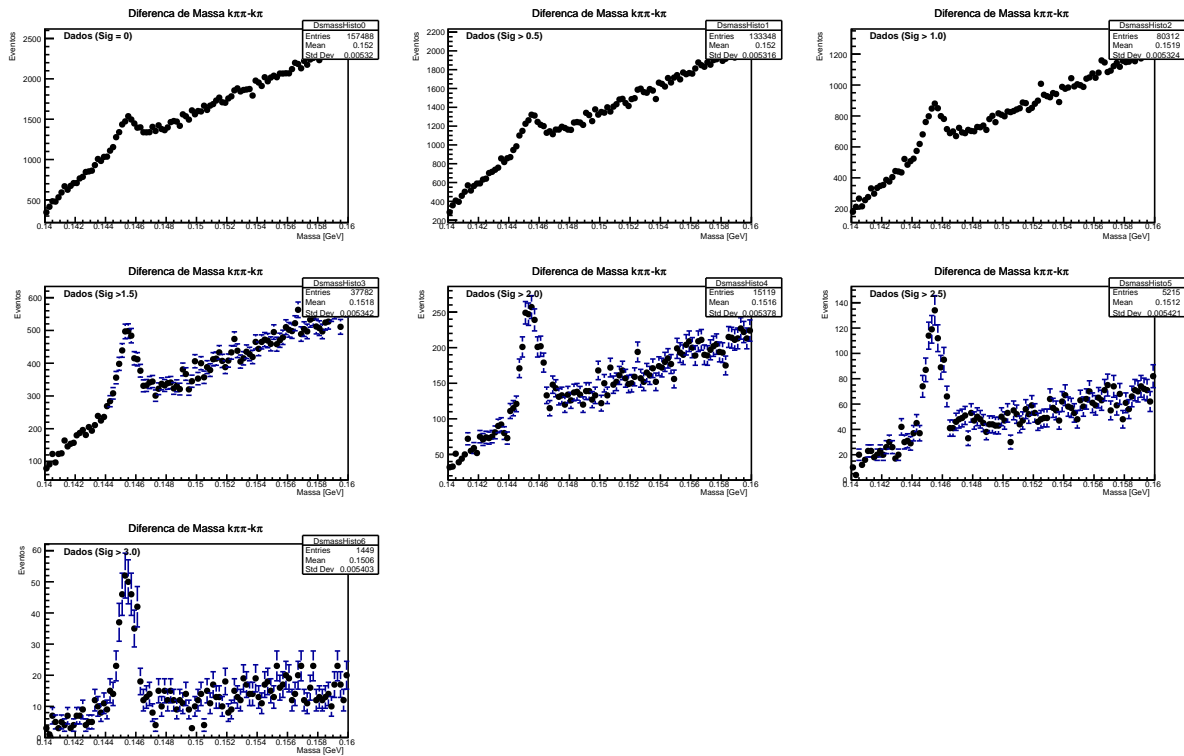
$$f_{bg} = \left(1 - e^{-\frac{\Delta M - M_0}{P_0}} \right) \left(\frac{\Delta M}{M_0} \right)^{p_1} + p_2 \left(\frac{\Delta M}{M_0} - 1 \right), \quad (13)$$

onde M_0 é o valor de referência (*Endpoint*), nesse caso, a massa do pión e $p_{0,1,2}$ parâmetros livres. Para descrever toda a distribuição, ou seja, sinal mais o fundo combinatório (*signal + background*):

$$f(x) = N_{sig} G_{sig}(x) + N_{bg} f_{bg}(x), \quad (14)$$

onde N_{sig} e N_{bg} são valores de normalização e parâmetros livres calculados pelo RooFit, descrevendo a quantidade de eventos de sinal e fundo, respectivamente. A distribuição $\Delta M = K\pi\pi - K\pi$, feita para análises do D^{*+} , junto com a equação $f(x)$ aplicado na simulação MC pode ser vista na Figura 33. Como esperado, a simulação de MC dedicado

Figura 32 - Distribuições da massa invariante de mésons D^{*+} para diferentes valores da significância do D^0 .



Legenda: Evolução do sinal do méson D^0 em função da significância da separação entre os vértices primário e secundário. O corte na significância do D^0 diminui sinal e background.

Fonte: O autor, 2020.

Tabela 7 - Evolução dos cortes para determinação do sinal do méson D^{*+} .

	Critério	Cut Flow
1	Candidatos D^0	10^{12}
2	$ MD_{cand}^{*+} - MD_{cand}^0 < 0.3 \text{ GeV}$	10^9
3	Kalman Vertex Fitter	10^9
4	SV ConfidenceLevel $> 1\%$	10^9
5	Pointing, $\cos\Phi > 0.99$	$66 \cdot 10^6$
6	L significance $L/\sigma_L > 3$	$520 \cdot 10^3$
7	$D^0 p_T > 3 \text{ GeV}$	$180 \cdot 10^3$
8	$ MD_{cand}^{*+} - MD_{cand}^0 < 0.16 \text{ GeV}$	9.934

Legenda: Evolução dos cortes para determinação do sinal do méson D^{*+} .

Fonte: O autor, 2020.

Tabela 8 - Resultados do ajuste de função para a diferença de massa ΔM .

	$\Delta M(\text{MeV}/c^2)$	Sinal	Fundo Combinatório
MC	0.1454981 ± 0.0000058	9262	673
Dados Reais	0.145477 ± 0.000016	9891	3451

Legenda: Os resultados do ajuste de função para a diferença de massa $\Delta M = K\pi\pi - K\pi$ são compatíveis com os valores do extraídos do PDG.

Fonte: O autor, 2020.

possui majoritariamente uma distribuição dentro do sinal. Na legenda estão os valores dos coeficientes e constantes de normalização. A Figura 34 mostra a distribuição ΔM para os dados reais. Diferente da distribuição com MC, aqui pode-se ver uma maior quantidade de fundo combinatório. Abaixo de cada plot da massa invariante podemos ver uma distribuição chamada de *pull*, definido como a diferença entre o número verdadeiro e previsto de eventos dividido pela incerteza estatística estimada:

$$pull(N_{sig}) = \frac{N_{fit} - N_{true}}{\sigma_N^{fit}}, \quad (15)$$

onde N_{fit} é o valor esperado do ajuste, N_{true} é o valor verdadeiro e σ_N^{fit} é referente à incerteza estatística. Com isso podemos ver quanto sigmas o ajuste diverge do valor real para cada *bin*. A Tabela 8 resume os resultados encontrados no ajuste de função para D^* .

Usando os valores da diferença de massa dos mésons D^{*+} e D^0 extraídos do PDG, temos um valor de referência da diferença de massa $\Delta M^{PDG} = 145,421 \pm 0,010$ MeV. O valores da diferença de massa extraído dos dados e MC são compatíveis entre si mas não com o valor do PDG. As incertezas dos parâmetros σ_1 e σ_2 ajustados são muito pequenas, devido à alta estatística, e assim não há acordo entre eles sem que se leve em conta as incertezas sistemáticas, que poderiam ser avaliadas com variações no modelo do ajuste. Mas vemos que a gaussiana que modela o pico mais central tem largura de 0.47 MeV para MC e 0,53 MeV para dados reais, o que mostra um bom acordo.

O sinal do D^0 também é descrito pela soma de duas gaussianas, seguindo a equação 12. Para descrever o fundo combinatório (*background*) foi utilizado uma exponencial:

$$P_{bg}(x) = e^{\lambda x}, \quad (16)$$

com λ sendo um parâmetro livre.

Nas figuras 35 e 36 temos a distribuição da massa invariante do méson D^0 . Os resultados obtidos pelo ajuste de função se encontra na Tabela 9. Os resultados da massa invariante que calculamos os valores de massa invariante do D^0 no PDG não foram compatíveis. Podemos ver que para o D^0 temos um fundo combinatório bem maior

Tabela 9 - Resultados do ajuste de função para massa do méson D^0 .

	$\Delta M(\text{MeV}/c^2)$	Sinal	Fundo Combinatório
MC	1.86654 ± 0.000014	2088709	1340225
Dados Reais	1.864129 ± 0.000034	1066267	8770701

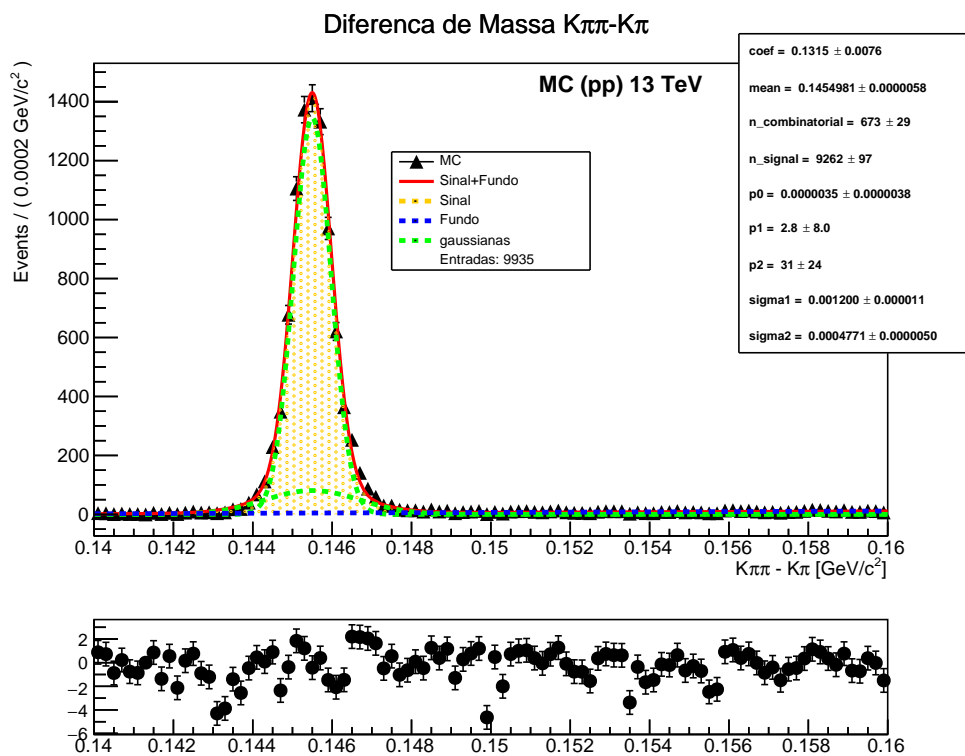
Legenda: Os resultados do ajuste de função para para massa do méson D^0 são compatíveis com os valores do extraídos do PDG.

Fonte: O autor, 2020.

devido a combinação de cargas e pela seleção de traços serem menos restritos. Os valores da massa invariante extraído dos dados e MC não são compatíveis entre si e nem com o valor do calculado do PDG, sendo necessário adicionar uma nova função melhor descrever a distribuição. A gaussiana que modela o pico mais central tem largura de 16 MeV para MC e 10 MeV para dados reais, o que mostra um bom acordo. Já a outra gaussiana mostra uma diferença significativa na largura. Os estudos do erro sistemático na estimativa deste parâmetro mostrariam variações significativas na sua determinação.

Aplicando o fator de normalização obtido para a massa invariante para as demais distribuições cinemáticas temos os resultados que estão na Figura 37. Como não temos a simulação de Monte Carlo para outros eventos contidos na amostra de dados, não temos uma boa concordância para a distribuição de massa, principalmente nas regiões de fundo. Portanto, observamos que correções devem ser feitas na simulação para uma melhor concordância com o resultado experimental obtido.

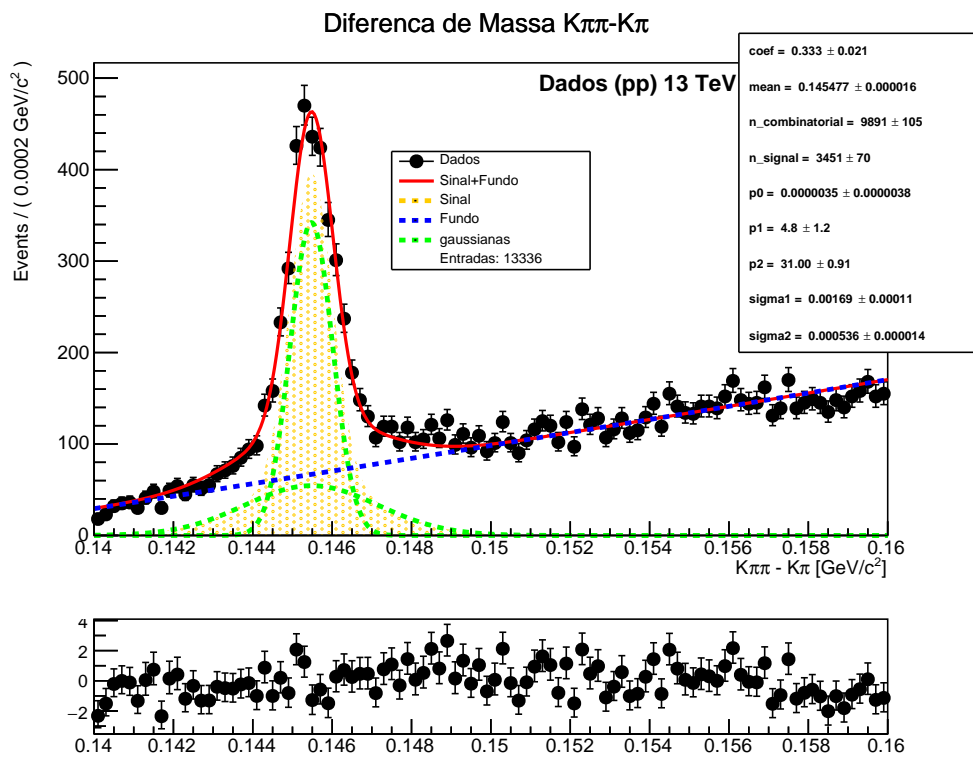
Figura 33 - Distribuição da diferença de massa $\Delta m = k\pi\pi - k\pi$ usando a simulação MC.



Legenda: A simulação de MC dedicado possui um fundo ínfimo. Na legenda estão os valores dos coeficientes e constantes de normalização.

Fonte: O autor, 2020.

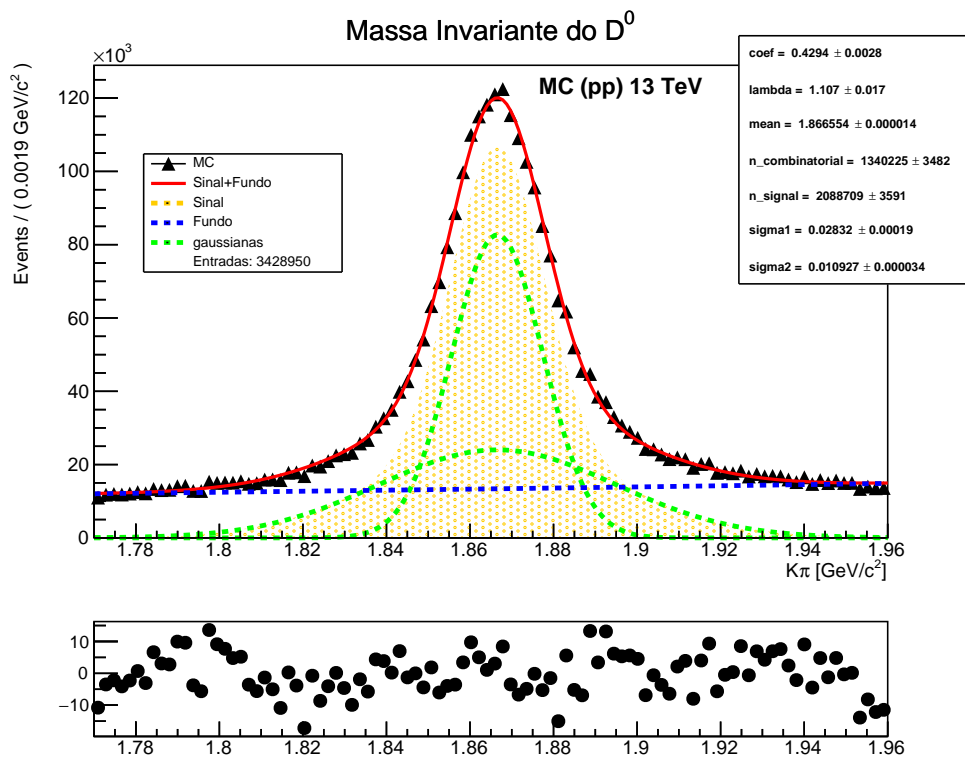
Figura 34 - Distribuição da diferença de massa $\Delta M = K\pi\pi - K\pi$ usando Dados Reais.



Legenda: A distribuição da diferença de massa $\Delta M = K\pi\pi - K\pi$ para dados reais possui maior quantidade de fundo combinatório. Na legenda estão os valores dos coeficientes e constantes de normalização.

Fonte: O autor, 2020.

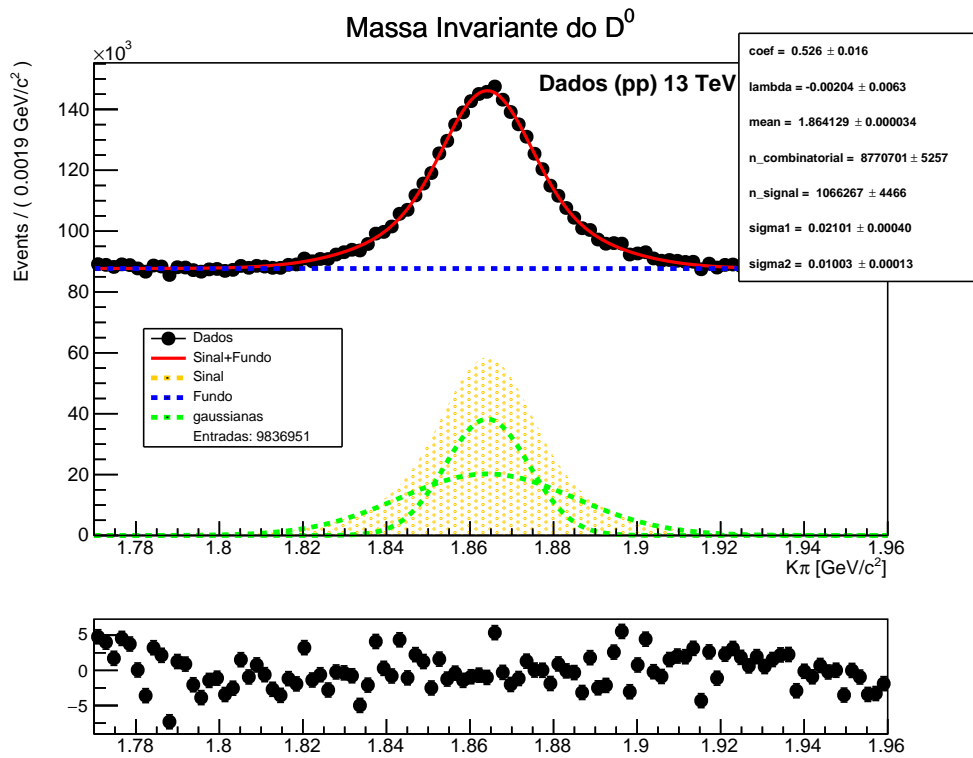
Figura 35 - Distribuição da massa invariante do Méson D^0 usando a simulação MC.



Legenda: A distribuição de massa invariante do D^0 possui um grande fundo combinatório. Na legenda estão os valores dos coeficientes e constantes de normalização.

Fonte: O autor, 2020.

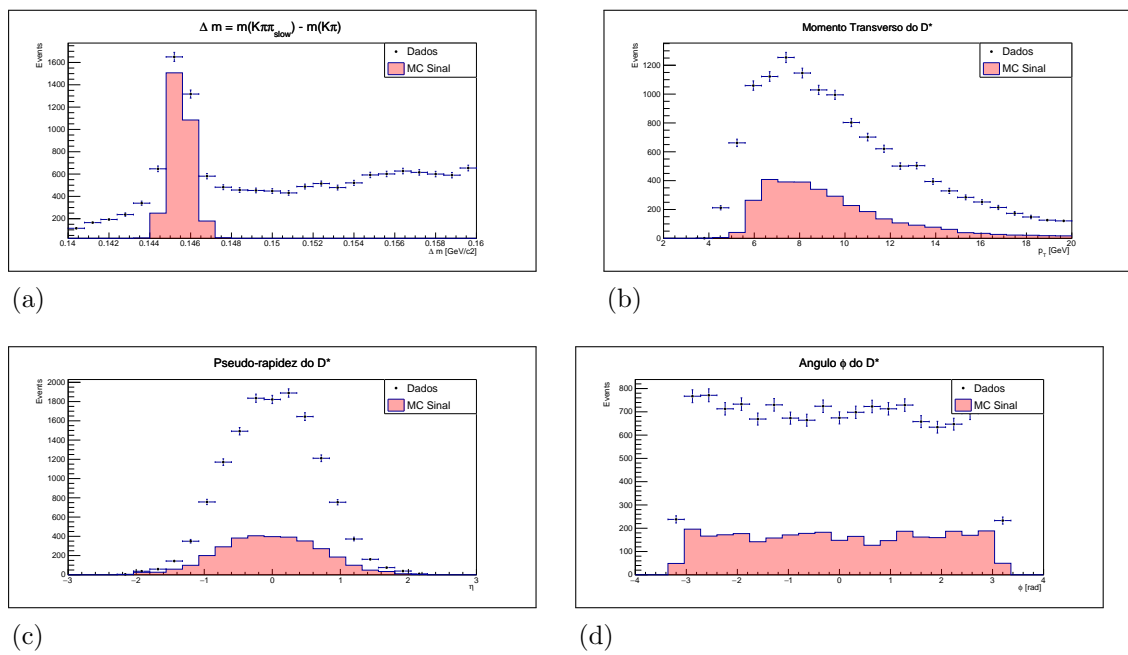
Figura 36 - Distribuição da massa invariante do méson D^0 usando dados reais.



Legenda: Distribuição de Massa Invariante do Méson D^0 . Possui um grande de fundo combinatório. Na legenda estão os valores dos coeficientes e constantes de normalização.

Fonte: O autor, 2020.

Figura 37 - Dados B-Parking e simulação de Monte Carlo Normalizado.



Legenda: Comparação entre dados reais e simulação de Monte Carlo. Temos as distribuições da (a) *Massa Invariante*, (b) *momento transversal*, (c) pseudo-rapidez η e (d) ângulo ϕ do méson D^{*+} .

Fonte: O autor, 2020.

3.2.1 Eficiência de Reconstrução dos Mésons D^0 e D^{*+}

Para calcular a eficiência de reconstrução dos mésons D^0 e D^{*+} nós usamos as variáveis pseudo-rapidez, η , e o ângulo ϕ das partículas geradas e reconstruídas na amostra de dados simulados de Monte Carlo. O valor ΔR que é a quantidade usada como parâmetro de aceitação para dizer se a partícula reconstruída é a mesma que foi gerada é descrita da seguinte forma:

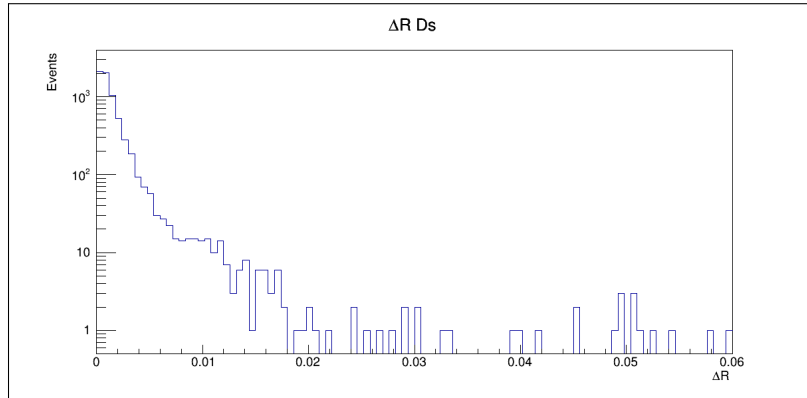
$$\Delta R = [(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2]^{1/2}, \quad (17)$$

onde $\Delta\eta = \eta_{Rec} - \eta_{Gen}$ e $\Delta\phi = \phi_{Rec} - \phi_{Gen}$ são, respectivamente, a diferença da pseudo-rapidez e ϕ da partícula gerada e reconstruída. Na Figura 38 podemos que para valores de ΔR acima de aproximadamente 0,03 temos uma estabilidade da distribuição e esse será nosso valor de corte para fazer o cálculo de eficiência de reconstrução. Após aplicarmos o corte na distribuição $\Delta R < 0,03$ podemos calcular nossa eficiência da seguinte forma:

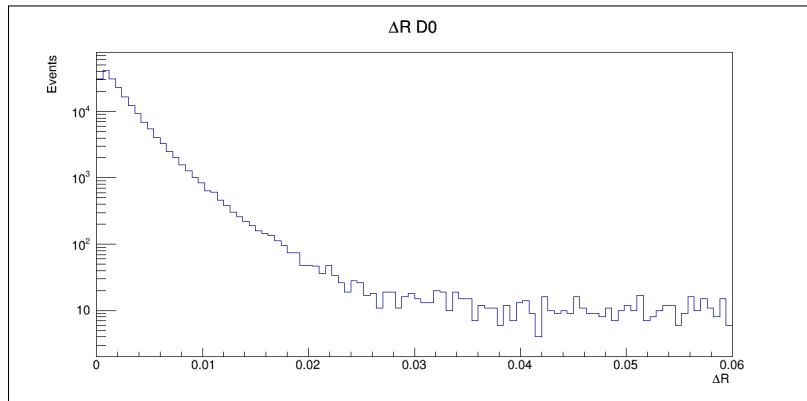
$$\epsilon = \frac{\text{Número de Partículas Reconstruídas com } \Delta R < 0,03}{\text{Número de Partículas Geradas}} \quad (18)$$

Seguindo a nota técnica, decidimos calcular essa eficiência em função de $4 < p_T < 100$ GeV e $\eta < 2,1$ dos mésons D^0 e D^{*+} . As Tabelas 10 e 11 descrevem as eficiências de reconstrução do D^{*+} para as variáveis p_T e η , respectivamente. Para esta amostra de dados, a reconstrução do méson D^* tem uma baixa eficiência com valores menores que 1%. O critério aplicado que causa esta grande perda de sinal é a significância do vértice do D^0 que decai do D^{*+} , como foi apontado anteriormente na Figura 32. Para a eficiência do D^0 temos valores mais compatíveis com a nota interna que varia até 9% em $4 < p_T < 100$ e quase 4% em $\eta < 2,1$. O valores da eficiência para o momento transversal está na Tabela 12 e para a pseudo-rapidez está na Tabela 13. A Figura 39 mostra a representação gráfica dessas eficiências.

Figura 38 - Distribuição da quantidade ΔR para os mésons D^0 e D^{*+} .



(a)



(b)

Legenda: Distribuição da Quantidade ΔR para os Mésons : (a) D^{*+} e; (b) D^0 . Podemos ver que em torno de $\Delta R = 0,03$ temos uma estabilidade da distribuição.

Fonte: O autor, 2020.

Tabela 10 - Eficiência de Reconstrução dos Mésons D^{*+} para diferentes regiões de p_T .

p_T range [GeV]	N_{Gen}	N_{Rec}	Eficiência ϵ
[4 - 5]	4396250	12	0.0000030 ± 0.0000009
[5 - 6]	2329040	310	0.0001330 ± 0.0000007
[6 - 7]	1248630	1059	0.00084 ± 0.00002
[7 - 8]	693600	1101	0.00158 ± 0.00004
[8 - 12]	905026	2875	0.00317 ± 0.00005
[12 - 16]	178351	837	0.0046 ± 0.0001
[16 - 24]	72726	344	0.0047 ± 0.0002
[24 - 40]	16569	78	0.0047 ± 0.0005
[40 - 100]	2321	9	0.003 ± 0.001

Legenda: Eficiência de Reconstrução dos Mésons D^{*+} para diferentes regiões de p_T .

Fonte: O autor, 2020.

Tabela 11 - Eficiência de Reconstrução dos Mésons D^{*+} para diferentes regiões de η .

$ \eta $ range	N_{Gen}	N_{Rec}	Eficiência ϵ
[0.0 – 0.2]	522153	1337	0.00256 \pm 0.00007
[0.2 – 0.4]	522304	1302	0.00249 \pm 0.00006
[0.4 – 0.6]	525174	1229	0.00234 \pm 0.00006
[0.6 – 0.7]	526360	979	0.00185 \pm 0.00006
[0.8 – 1.0]	527912	691	0.00130 \pm 0.00005
[1.0 – 1.2]	525788	464	0.00088 \pm 0.00004
[1.2 – 1.4]	522494	253	0.00048 \pm 0.00003
[1.4 – 1.6]	514250	160	0.00031 \pm 0.00002
[1.6 – 1.8]	507781	98	0.00019 \pm 0.00002
[1.8 – 2.1]	739336	88	0.00011 \pm 0.00001

Legenda: Eficiência de Reconstrução dos Mésons D^{*+} para diferentes regiões de η .

Fonte: O autor, 2020.

Tabela 12 - Eficiência de Reconstrução do Mésons D^0 para diferentes regiões de p_T .

p_T range [GeV]	N_{Gen}	N_{Rec}	Eficiência ϵ
[4 – 5]	3829073	45150	0.01179 \pm 0.00005
[5 – 6]	1934788	34199	0.01767 \pm 0.00009
[6 – 7]	1005515	24637	0.0245 \pm 0.0001
[7 – 8]	547541	17345	0.0316 \pm 0.0002
[8 – 12]	702950	35857	0.0510 \pm 0.0002
[12 – 16]	136992	11834	0.0863 \pm 0.0007
[16 – 24]	55489	6465	0.116 \pm 0.001
[24 – 40]	12521	1867	0.149 \pm 0.003
[40 – 100]	1734	319	0.183 \pm 0.009

Legenda: Eficiência de Reconstrução do Mésons D^0 para diferentes regiões de p_T .

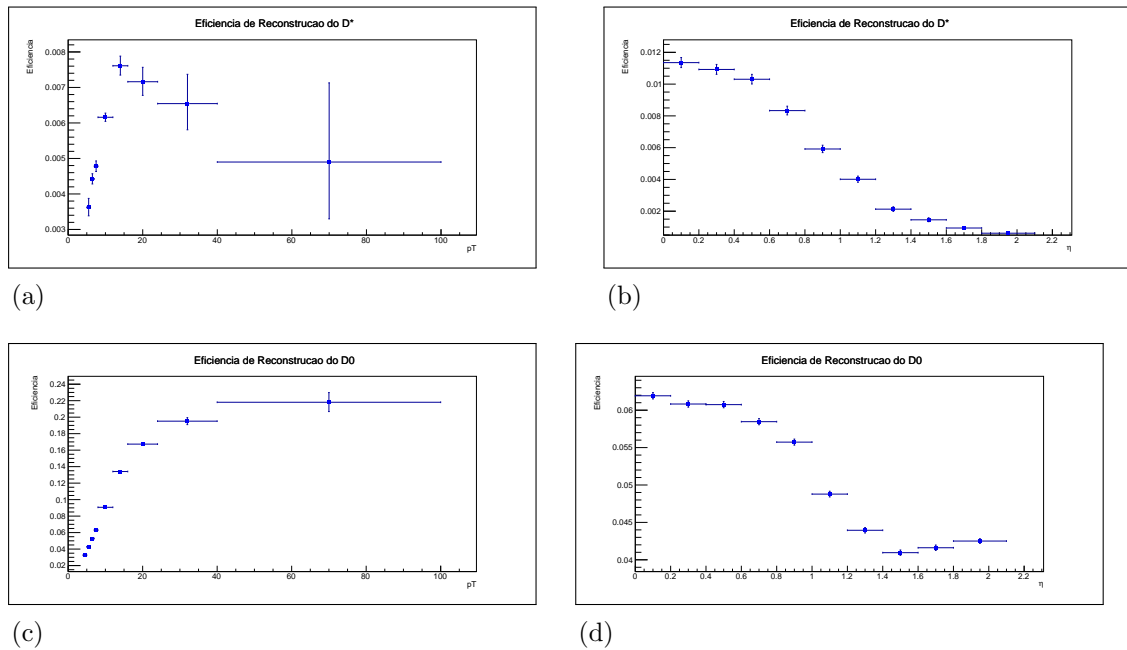
Fonte: O autor, 2020.

Tabela 13 - Eficiência de Reconstrução dos Mésons D^0 para diferentes regiões de η .

$ \eta $ range	N_{Gen}	N_{Rec}	Eficiência ϵ
[0.0 – 0.2]	532291	22085	0.0414 \pm 0.0002
[0.2 – 0.4]	532544	21672	0.0406 \pm 0.0002
[0.4 – 0.6]	535680	21711	0.0405 \pm 0.0002
[0.6 – 0.7]	536800	20952	0.0390 \pm 0.0002
[0.8 – 1.0]	539134	20000	0.0370 \pm 0.0002
[1.0 – 1.2]	537167	17525	0.0326 \pm 0.0002
[1.2 – 1.4]	534512	15708	0.0293 \pm 0.0002
[1.4 – 1.6]	526330	14289	0.0271 \pm 0.0002
[1.6 – 1.8]	519944	14177	0.0272 \pm 0.0002
[1.8 – 2.1]	758043	19497	0.0257 \pm 0.0001

Legenda: Eficiência de reconstrução do méson D^0 para diferentes regiões de η .

Fonte: O autor, 2020.

Figura 39 - Gráficos de eficiência de reconstrução dos mésons D^{*+} e D^0 .

Legenda: Gráficos de Eficiência de Reconstrução dos Mésons D^{*+} e D^0 . Temos as eficiências do (a) momento transversal e (b) η do méson D^{*+} . E eficiências do (c) momento transversal e (d) η do méson D^0 .

Fonte: O autor, 2020.

3.2.2 Estudo da Contaminação no Sinal do D^{*+}

A região de sinal das ressonâncias reconstruídas tem a presença de D^{*+} que não vem direto da colisão, chamados de *nonprompt*, como por exemplo, mésons D^{*+} que decaem de mésons B. Essa é a principal fonte de contaminação do sinal neste canal. A fim de ter uma melhor precisão do número de D^{*+} vindos da colisão é necessário determinar a porcentagem do sinal que é contaminação. Essa porcentagem de contaminação é de extrema importância pois é um fator de correção que deve ser aplicado no cálculo da seção de choque ou razão de produção para um resultado mais preciso.

O método proposto na nota interna consiste em usar a simulação de MC dos eventos gerais (sem seção de choque favorecida como MC de sinal) e aplicar os mesmos critérios de seleção usados nos dados reais e na simulação MC de sinal. Com as partículas reconstruídas, podemos compará-las com as partículas geradas e confirmar se são *prompt* ou *nonprompt*. Assim, temos uma estimativa de contaminação do sinal. Mas devido à baixa estatística na região de sinal, esse método, neste caso, não se mostrou viável, como a Figura 40 mostra.

A alternativa que propomos é usar a variável do tempo de decaimento como parâmetro de separação entre mésons D^{*+} e *prompt* ou *nonprompt*. Esta variável é definida pela seguinte equação [81]:

$$ct = M_{D^0} \frac{Lxy}{p_T} \quad (19)$$

onde M_{D^0} e p_T são a massa e momento transversal do méson D^0 , respectivamente, e Lxy é o deslocamento do D^0 entre seu vértice de formação (nesse caso, considerado o vértice primário) e o de decaimento. Como mésons B tem o tempo de vida médio consideravelmente maior que o D^{*+} , temos uma diferença nos valores do tempo de decaimento se medidos a partir do vértice primário (ponto de colisão pp). Algumas considerações foram feitas para aplicação deste método:

- No caso *prompt*, os vértices primários e secundários estão sobrepostos devido ao seu tempo de decaimento ser extremamente baixo (10^{-21} s);
- No caso *nonprompt*, é similar à consideração acima mas os vértices sobrepostos são os secundários e terciários.

De forma mais direta, o que está sendo dito é que fazemos a leitura do tempo de decaimento do D^0 vindo do D^{*+} , já que neste trabalho não reconstruímos o vértice do D^{*+} .

Mas antes é necessário separar sinal e fundo, de forma a não considerar tempo de decaimento fora da região de sinal. O método de separação de sinal e fundo usado pela colaboração CMS na nota interna é o SideBand. Este método consiste em realizar um

corde na região do pico da ressonância. Todos os eventos dentro da região são considerados sinais e os eventos fora dela são fundo.

Como o objetivo de apresentar algo diferente da colaboração, iremos usar o método sPLOT [82]. O método sPLOT está incluído dentro do RooFit. Este método nos dá a distribuição da variável de interesse, de uma determinada espécie que nesse caso são o sinal e fundo. Usando as componentes da PDF (Probability density function), que é a função que descreve os dados no ajuste de função feito anteriormente pelo RooFit, pode-se determinar a probabilidade de um evento ser sinal ou fundo (cada evento terá um peso associado). O resultado é semelhante a um gráfico de projeção de probabilidade. A Figura 41 ajuda entender graficamente o método:

- a variável discriminatória “m” é descrita por duas funções, uma para sinal e outra para fundo;
- pesos são calculados com base nas funções que descrevem os dados;
- os pesos são aplicados em cada evento, diferenciando a distribuição de sinal e fundo para uma variável de interesse chamada “t”.

Logo, aplicando o método sPLOT, temos a distribuição do tempo de decaimento próprio apenas dos eventos considerados dentro da região de sinal.

Ao fazer a distribuição do tempo de decaimento próprio da simulação de MC de sinal, notamos que a distribuição das partículas reconstruídas possui uma forma diferente das partículas geradas. A função que descreve um decaimento em função do tempo é:

$$f_{decay} = e^{t/\tau}. \quad (20)$$

onde τ é tempo de vida médio da partícula (*lifetime*). A Figura 42 nos informa que ao fazer a reconstrução das partículas, a distribuição do tempo de decaimento sofre uma alteração. Logo, a equação 20 não consegue descrevê-la. Essa mudança acontece devido à resolução do detector. Vale ressaltar que nessa nova distribuição dos D^0 reconstruídos, o valor de meia vida τ assume um novo valor, diferente do τ que descreve D^0 a nível de geração.

Critérios de seleção também podem ocasionar uma mudança na distribuição do tempo próprio de decaimento. Um rápido estudo sobre como o corte aplicado na significância L/σ afeta esta distribuição está na Figura 43. Podemos ver que quanto mais restrito este corte, mais o pico da distribuição se afasta do valor $t = 0$. Visto que este corte seleciona D^0 mais distantes do ponto de colisão, esse caso é esperada.

A função que descreve o tempo de decaimento próprio dos mésons D^{*+} reconstruídos é uma gaussiana convoluída com uma exponencial:

$$\mathcal{P} = \mathcal{G}(bias, \sigma) \otimes e^{-ct/\tau} \quad (21)$$

onde σ descreve a largura da gaussiana, *bias* é um valor referente ao deslocamento do pico em relação ao eixo $t = 0$, ct é o tempo de decaimento e τ é um parâmetro livre que descreve o novo tempo de meia vida. A Figura 44 mostra a concordância da função 21 com os eventos de simulação de Monte Carlo. Note que aqui passamos a chamar a distribuição de comprimento de decaimento, pois como está multiplicada pela velocidade da luz c a medida passa a ter unidade de comprimento.

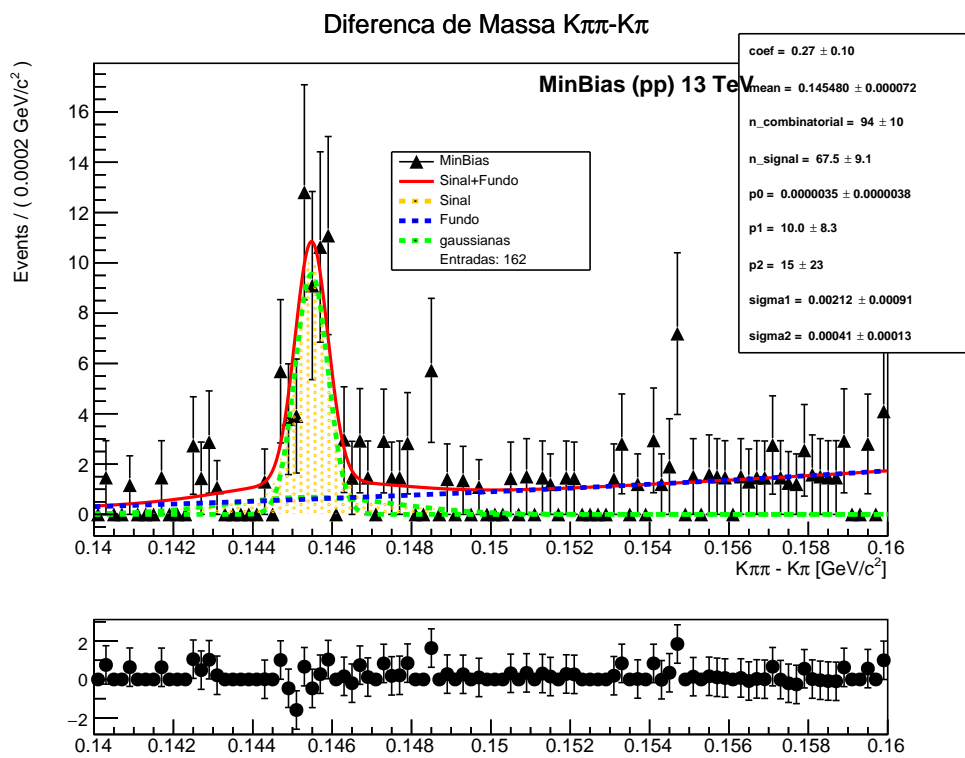
Para determinarmos os eventos que são *nonprompt* devemos usar uma amostra de MC de D^{*+} vindos de mésons B. Não havia muitas amostras disponíveis que favoreciam o nosso canal de estudo, mas escolhemos o canal inclusivo $B^0 \rightarrow D^{*+} \rightarrow D^0 X$. Ou seja, apesar de ser um canal de D^{*+} vindos do méson B, e que decaem em D^0 , não necessariamente, os produtos finais serão káon e píons em todos os eventos, que é nosso interesse. A Figura 45 mostra a concordância da função utilizada para descrever a simulação de eventos para D^{*+} *nonprompt*.

A forma de testar o método é somar as duas amostras de simulação MC, *prompt* e *nonprompt*, e aplicar todo o processo descrito com objetivo de que o ajuste de função retorne o número próximo, de cada contribuição, ao número de entradas calculado nas amostras separadamente. Para isso, os parâmetros encontrados em cada amostra individualmente foram computados de modo a variar dentro da faixa de seus respectivos erros nessa terceira amostra que é a soma de *prompt* e *nonprompt*. Nesse caso, a função que descreve a soma das duas amostras é a soma de duas funções do mesmo tipo que 21:

$$\mathcal{P} = N_p \mathcal{G}(bias_1, \sigma_1) \otimes e^{-ct/\tau_1} + N_n \mathcal{G}(bias_2, \sigma_2) \otimes e^{-ct/\tau_2} \quad (22)$$

onde surge dois parâmetros de normalização N_p e N_n , que são os números de D^{*+} *prompt* e *nonprompt*, respectivamente. A Figura 46 mostra o ajuste de função aplicado na amostra que é a soma de *prompt* e *nonprompt*. Devido à baixa estatística encontrada na amostra de simulação dos eventos *nonprompt*, encontramos resultados inconclusivos. Pode-se ver que os erros dos parâmetros de normalização são extremamente altos. Apenas com uma amostra de D^{*+} *nonprompt* maior podemos confirmar a viabilidade do estudo ou se temos que alterar nossas considerações para chegar ao resultado pretendido. Mas pode-se ver que é um estudo promissor que usa uma variável, o tempo de decaimento, como parâmetro discriminatório para o cálculo de contaminação, e difere do processo usado pela colaboração que é uma estimativa baseada na amostra de eventos MinBias.

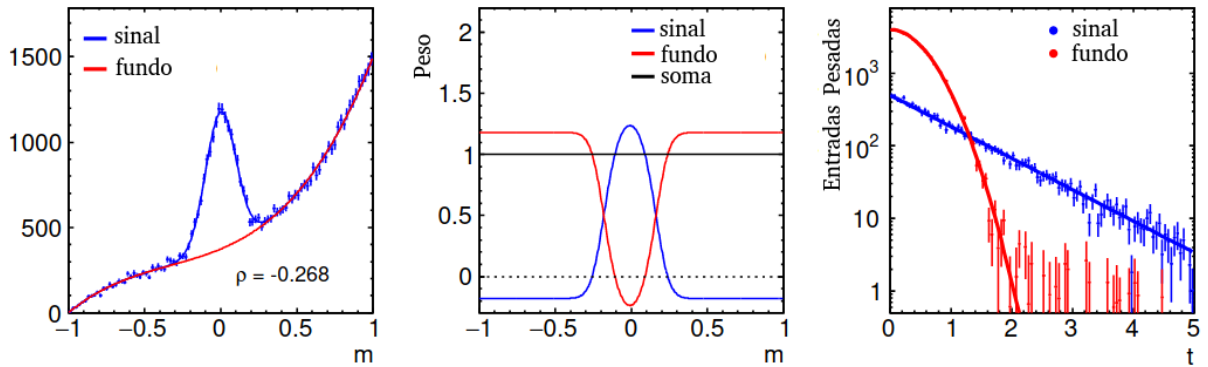
Figura 40 - Distribuição da diferença de massa ΔM usando MinBias.



Legenda: A baixa estatística não permitiu que o método aplicado na nota interna, usando a simulação MinBias, fosse viável.

Fonte: O autor, 2020.

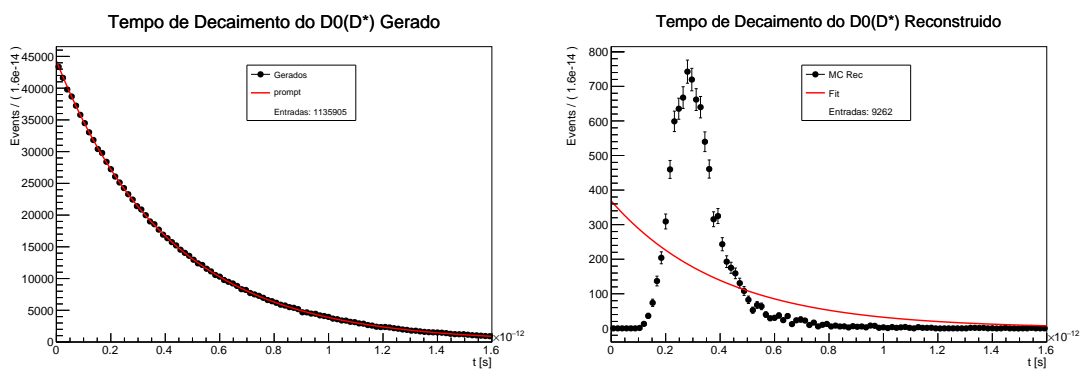
Figura 41 - Distribuição da massa invariante do méson D^0 usando dados reais.



Legenda: No gráfico à esquerda, uma variável “m” é descrita por duas funções. No gráfico do meio, pesos são calculados com base nas funções. No gráfico à direita, um variável “t” é separada em duas distribuições com base nos pesos.

Fonte: O autor, 2020.

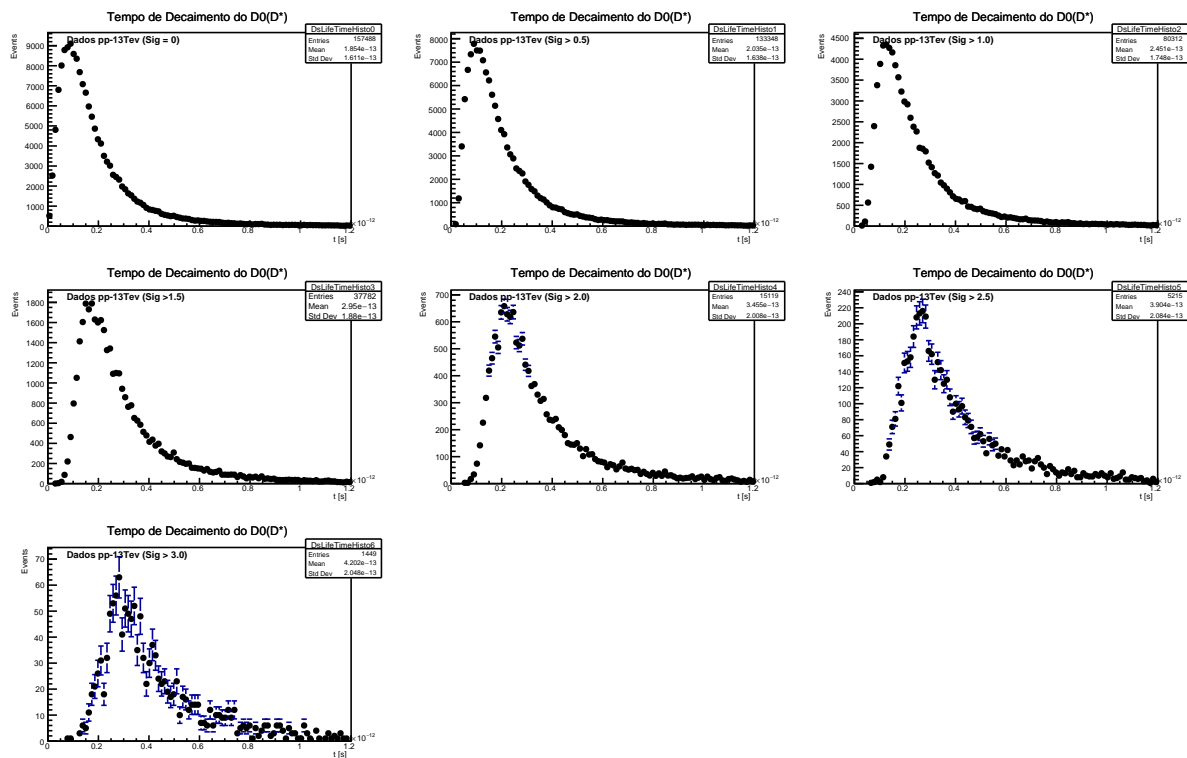
Figura 42 - Comparação do tempo de decaimento próprio entre partículas geradas e reconstruídas.



Legenda: No gráfico à esquerda, a equação de decaimento (linha vermelha) descreve muito bem os D^0 , que decaem do D^{*+} , gerados. No gráfico à direita, a equação de decaimento diverge dos D^0 reconstruídos.

Fonte: O autor, 2020.

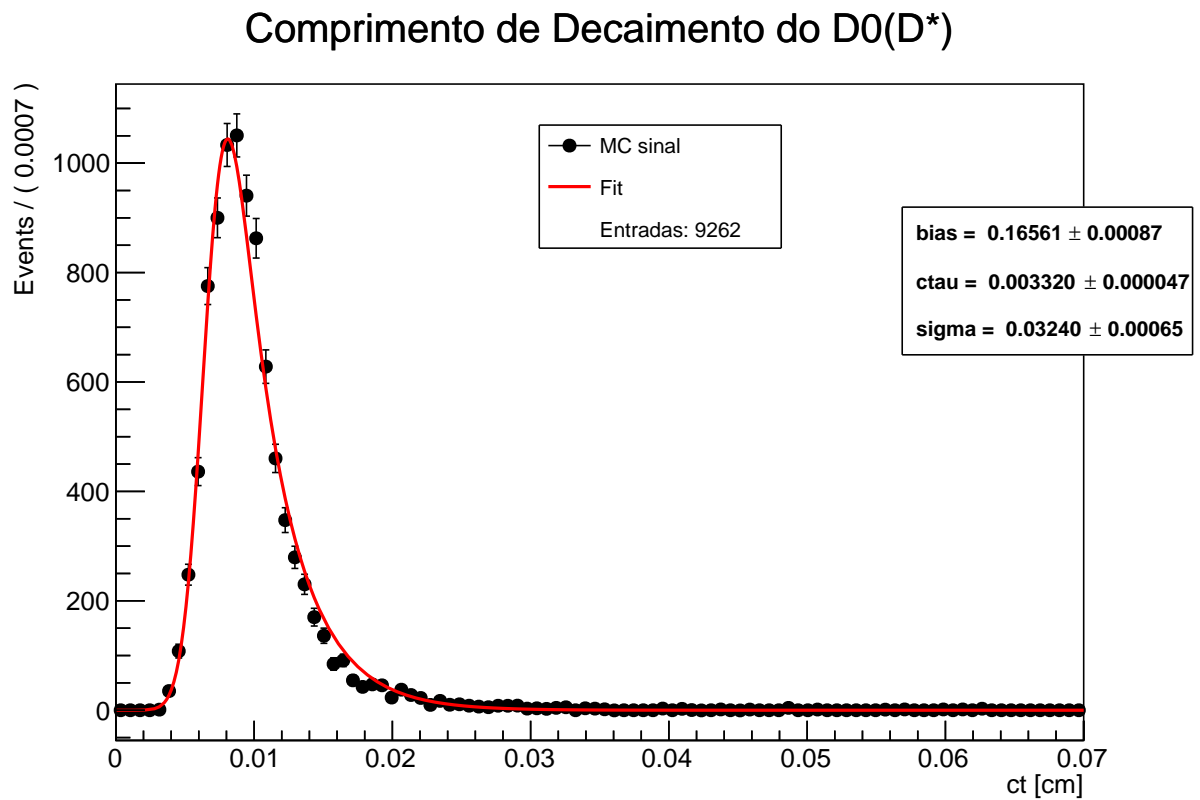
Figura 43 - Evolução do corte da significância L/σ_L na distribuição do tempo de decaimento.



Legenda: O corte da significância L/σ_L afeta a distribuição do tempo de decaimento próprio, deslocando o pico do valor $t = 0$.

Fonte: O autor, 2020.

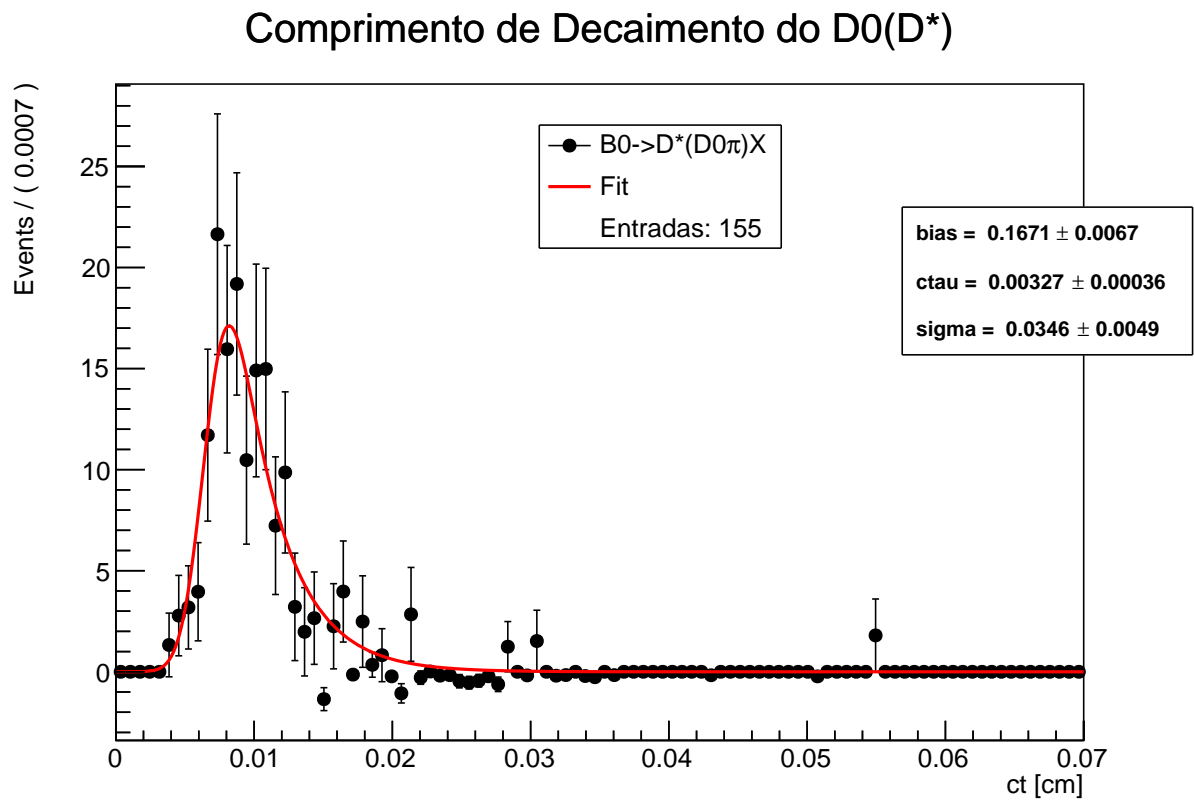
Figura 44 - Tempo de decaimento próprio dos mésons D^0 reconstruídos.



Legenda: A função que descreve essa distribuição é uma gaussiana convoluída com uma exponencial. Os valores dos parâmetros da função estão na legenda do gráfico.

Fonte: O autor, 2020.

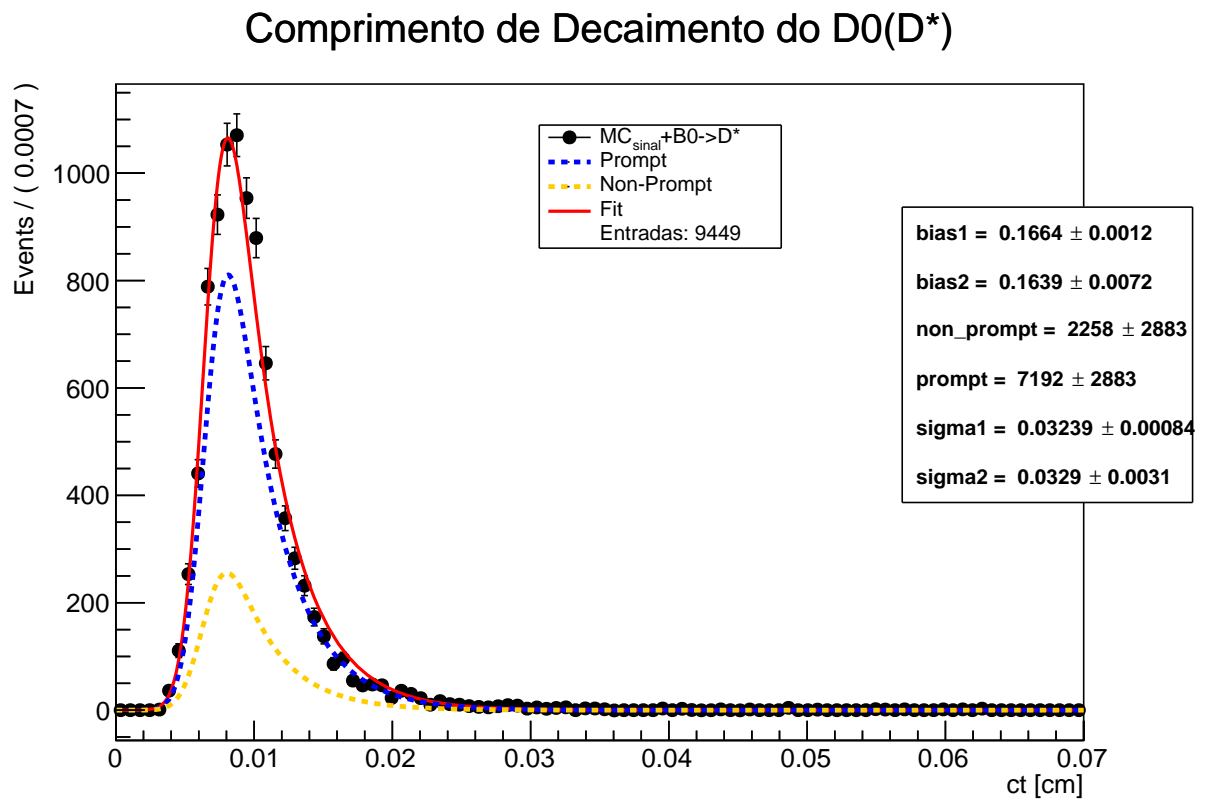
Figura 45 - Tempo de decaimento próprio dos mésons D^0 *nonprompt* reconstruídos.



Legenda: A função 21 consegue descrever a simulação MC para D^{*+} *nonprompt*. Os valores dos parâmetros da função estão na legenda do gráfico.

Fonte: O autor, 2020.

Figura 46 - Tempo de decaimento próprio dos mésons D^0 *nonprompt* reconstruídos.



Legenda: Apesar da boa descrição da simulação, a amostra de *nonprompt* tem pouca estatística para se chegar à resultados conclusivos.

Fonte: O autor, 2020.

4 PERÍODO COMO *SUMMER STUDENT* NO CERN

O *Summer Students Programme* é um evento que ocorre todos os anos [83], durante o verão europeu (bem óbvio pelo nome), no complexo CERN em Genebra, Suíça. É oferecida à estudantes de graduação e mestrado a possibilidade de participar em projetos nos campos da física, engenharia, matemática e computação.

Existe um evento paralelo chamado *Openlab summer Student Programme*, focado em computação e programação, e ocorre no mesmo período e nos mesmos espaços do *Summer Students Programme*. Mas ambos têm a mesma proposta: iniciar o estudante em projeto mais complexos na área de ciências avançadas e, junto à isso, a chance de ter contato com os profissionais que trabalham no maior complexo de aceleradores do mundo, bem como socializar com os estudante de diferentes países. Além disso, é oferecida uma quantia ao estudante para pagar o transporte até o CERN, para sua estadia (o próprio CERN possui albergues em que a diária é mais barata que outros lugares) e alimentação.

Durante a minha estadia, oito semanas, participei de **aulas e palestras** oferecidas pelo programa e por profissionais que ali trabalham ou têm algum vínculo colaborativo. Um calendário é oferecido com cursos e as aulas, que duram por volta de quatro semanas e o restante do tempo é para se dedicar ao projeto que cada aluno é atribuído.

4.1 Tag and Probe para CMS Open Data

O projeto no qual eu estive trabalhando é sobre métodos de identificação e detecção usando conjuntos de dados do CMS Open Data. O principal objetivo deste projeto é criar um código de exemplo simples aplicando o método Tag e Probe, pois a ferramenta oficial **TagAndProbe** é complexa. Neste projeto, criamos um código simples de entender para usuários do CMS Open Data.

O método Tag and Probe consiste em calcular a eficiência dos dados em si, sem depender das simulações, e com uma taxa falsa pequena ou facilmente subtraída. Para isso, esse método usa ressonâncias conhecidas (por exemplo, J/ψ , Z , Υ) para selecionar partícula do tipo desejado e sondar a eficiência dessa partícula em um determinado critério de seleção. No método **Tag and Probe**, é necessário dois objetos:

- **Tag** - é um objeto que passa por um conjunto de critérios de seleção muito rígidos, projetados para isolar o tipo de partícula necessário (geralmente um elétron ou múon). E a taxa de erro de aprovação dos critérios de seleção de tags deve ser muito pequena ($< 1\%$).
- **Probe**. É um conjunto genérico do tipo de partícula desejado (com critérios de

Figura 47 - Encontro de abertura do Summer Students Programme 2019



Legenda: Summer Students Programme 2019. Nesse encontro de abertura do evento vemos uma quantidade grande de estudantes de diferentes nacionalidades.

Fonte: SUMMER STUDENTS, 2019.

seleção muito frouxos). É selecionado ao emparelhar esses objetos com tags, como a massa invariante da combinação, que deve ser consistente com a massa da ressonância.

Para eliminar o plano de fundo, pode-se usar qualquer um dos vários métodos de subtração de fundo combinatório, como ajuste.

4.1.1 Tight and Loose Criteria

Como critério mais apertado para **Tags**, escolhemos a função **isTightMuon()** que tem outras funções internas que pode selecionar um múon com uma taxa de erro bem pequena, ou seja, a probabilidade de não selecionar múons é baixa. Essa função contém:

```
isPFMuon()
isGlobalMuon()
isGoodMuon()
numberOfMatchedStations() > 1
muon.innerTrack()->hitPattern().trackerLayersWithMeasurement() > 5
muon.innerTrack()->hitPattern().numberOfValidPixelHits() > 0
muon.muonBestTrack()->dxy(vtx.position()) < 0.2
muon.muonBestTrack()->dz(vtx.position()) < 0.5
```

Escolhemos Probes, por um critério flexível, exigindo apenas que eles estejam na coleção de múons ***MuonCollection***. Podemos calcular a massa invariante emparelhando as duas e ver se é consistente com uma ressonância, como foi dito acima. Para esse código, usamos o TLorentzvector, uma classe ROOT. Computamos algumas variáveis cinemáticas como p_T (momento transversal), η (pseudo-rapidez) e o ângulo ϕ e extraímos o que precisamos e registramos os valores em um arquivo ROOT (ntuple).

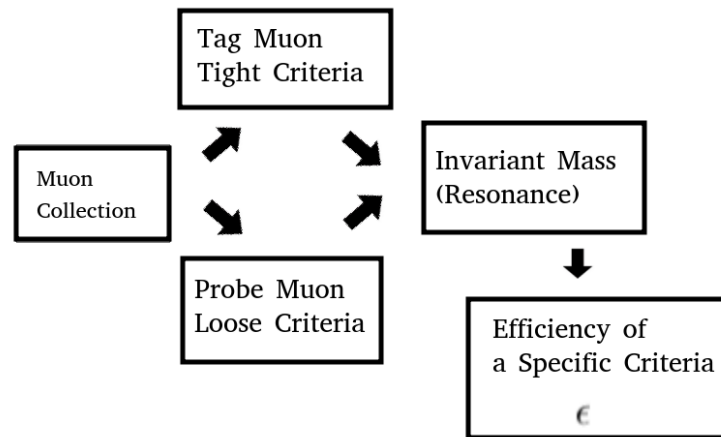
4.1.2 Eficiências

A definição do objeto ***probe*** depende da especificação dos critérios a serem examinados. A eficiência é medida contando o número de ***probe***'s que passaram por um critério de seleção:

$$\epsilon = \frac{\text{probes que passam}}{\text{probes iniciais}} \quad (23)$$

sendo este critério a ser definido, como por exemplo, critérios de seleção de um trigger. Para múons, a eficiência total pode ser medida (fatorizada) em outras eficiências. Elas

Figura 48 - Fluxograma da análise Tag and Probe



Legenda: Fluxograma da Análise Tag and Probe. Nesse exemplo são usados múons, mas é possível usar outras partículas como elétrons e até mesmo jatos.

Fonte: O autor, 2019.

podem ser, por exemplo, eficiência dos: **muon tracking efficiency**, **stand-alone muon reconstruction efficiency**, **identification efficiency**, **isolation efficiency** and **the online or total trigger efficiency**. A eficiência total é dada pelo produto de todas as eficiências citadas:

$$\epsilon = \epsilon_{trk} \times \epsilon_{sta} \times \epsilon_{id} \times \epsilon_{iso} \times \epsilon_{online} \quad (24)$$

A exata definição para cada eficiência não é relevante para o trabalho em questão, visto que esse não é o objetivo deste trabalho inicial. Basta que o leitor saiba que a eficiência total é formada por um conjunto de eficiências e este resultado é importante para a determinação da seção de choque de um determinado processo:

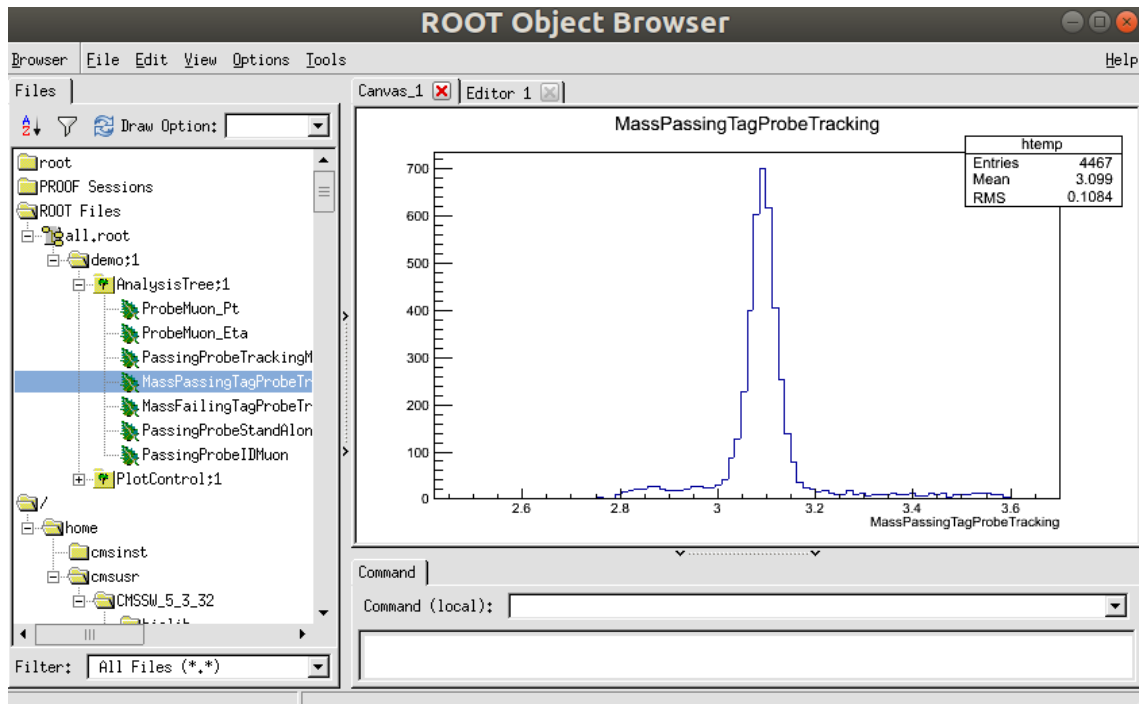
$$\sigma = \frac{N}{\int L dt} = \frac{N_{measured}}{\epsilon \int L dt} \quad (25)$$

Esse trabalho apenas focará nos primeiros passos da análise Tag and Probe: extrair de uma amostra e calcular a eficiência. O fluxograma pode ser visto na Figura 48.

4.2 Resultados

Usamos a ressonância J/ψ neste primeiro exemplo e produzimos um arquivo de saída ROOT (*root file*) com a mesma estrutura de arquivo que o método oficial **Ta-**

Figura 49 - Distribuição da massa invariante do J/ψ



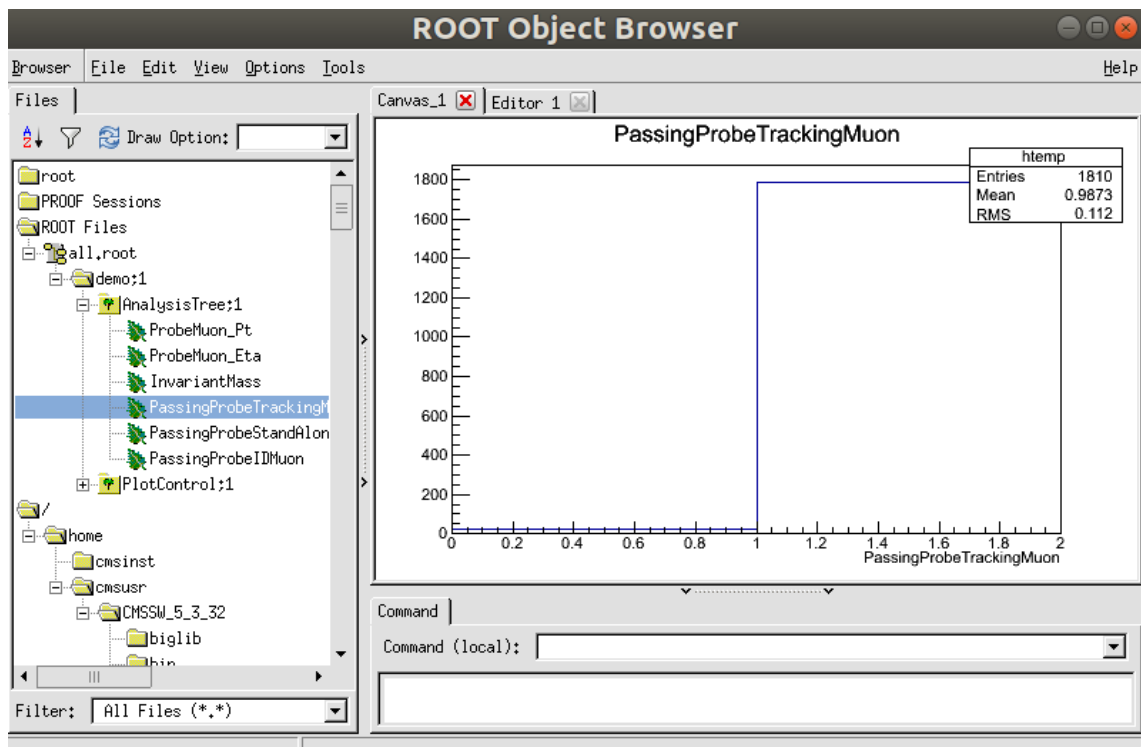
Legenda: Distribuição da Massa Invariante em torno da ressonância J/ψ . Outras ressonâncias podem ser usadas para esta finalidade.

Fonte: O autor, 2019.

gAndProbe do CMSSW como podemos ver na Figura 49.

Nesse arquivo, testamos a eficiência do objetos *probe* usando o critério *track muon*, i.e., quantos múons *probe* passaram nesse critério. Essa taxa pode ser vista na Figura 50.

Figura 50 - Eficiência dos chamados *Tracker Muons*.



Legenda: Eficiência dos chamados *Tracker Muons*. Outros critérios devem ser usados para o cálculo da eficiência total

Fonte: O autor, 2019.

CONCLUSÕES

Usando os dados da era B-parking, produzidos por colisões próton-próton com energia de centro de massa de 13 TeV e uma luminosidade integrada de $L = 0,59fb^{-1}$, e aplicando os mesmos cortes apresentados na nota técnica do CMS, foi possível identificar os mésons D^{*+} e D^0 . O ajuste de função, com o uso da ferramenta RooFit, descreveu bem os dados para o méson D^{*+} mas com os parâmetros com um certo grau de incompatibilidade com os valores do PDG, já que não foi feito o estudo de erros sistemáticos. Já para o méson D^0 , o ajuste não teve uma qualidade tão boa, pois é necessário estudos mais complexos deste background que possui uma quantidade grande de eventos.

O MC de sinal produzido no canal $D^{*+} \rightarrow D^0(\pi^+K^-)+\pi^+$, nos mostrou uma baixa eficiência de reconstrução, com valores mais baixos do que apresentados na nota interna. Como por exemplo o canal D^{*+} que valores se aproximam de 30% para $40 < p_T < 100$ GeV e de 3,8% para $|\eta| < 0,2$ a 1,5% para $1,8 < |\eta| < 2.1$. O principal critério de seleção que afeta a reconstrução é a significância $L/\sigma_L > 3$. Para D^0 tivemos resultados mais compatíveis com a nota que tem um valores variando até 9% nas mesmas regiões cinemáticas.

O número restrito de triggers na amostra não permitiu o cálculo da seção de choque dos mésons D^{*+} e D^0 . O estudo da contaminação de D^{*+} *nonprompt* foi iniciado mas devido a baixa estatística na amostra de MinBias ligado à baixa eficiência de reconstrução não foi possível fazer um estudo completo. O que levou ao estudo parcial de distinguir mésons D^{*+} *prompt* que hadronizam logo após a colisão próton-próton, como $pp \rightarrow D^{*+}X$, de D^{*+} *nonprompt* que decai de outras partículas como $B^0 \rightarrow D^{*+}X$. Usando a variável do tempo/comprimento de decaimento (*proper decay time/lenght*) e a ferramenta de separação de sinal e fundo, sPLOT, chegamos a resultados inconclusivos, mas promissores, já que é um método que difere do estudo de contaminação feito pela colaboração CMS. O código usado nesta análise pode ser acessado no repositório do GitHub [84].

Implementamos um exemplo simplificado do método Tag and Probe usando dados do portal CMS Open Data. A implementação discutida usa a ressonância J/ψ mas poderia outras ressonâncias, como o bóson Z, mudando o *trigger* e a amostra de dados. O código pode ser acessado no repositório do GitHub [85]. As instruções estão em uma página da Twiki [86], que pode ser disponibilizada para outros usuários do CMS Open Data como um exemplo simples do processo do método Tag and Probe. Os alunos de iniciação científica Allan Jales, sob a orientação do professor Sandro Fonseca de Souza na UERJ (também orientador desta dissertação), e Thomas Gaehtgens, sob a orientação do professor Nuno Leonardo no Instituto Superior Técnico (IST/Lisbon), deram continuidade à este trabalho que resultou em uma das lições propostas no *Remote CMS Open Data Workshop for Theorists at the LPC* [87].

REFERÊNCIAS

- 1 CERN. *CERN and Lausanne University Hospital collaborate on a pioneering new cancer radiotherapy facility*. 2020. Disponível em: <https://home.cern/news/news/knowledge-sharing/cern-and-lausanne-university-hospital-collaborate-pioneering-new-cancer>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 2 EVANS, L.; BRYANT, P. LHC machine. *Journal of Instrumentation*, Bristol, v. 3, n. 08, p. S08001–S08001, aug 2008. Disponível em: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/s08001>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 3 CMS COLLABORATION et al. The CMS experiment at the CERN LHC. *Journal of Instrumentation*, Bristol, v. 3, n. 08, p. S08004–S08004, 2008. Disponível em: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/s08004>. Acesso em: 10 jan 2020.
- 4 CARUSO, F.; OGURI, V.; SANTORO, A. *Partículas Elementares: 100 anos de descobertas*. 2. ed. São Paulo, SP: Livraria da Física, 2012. 266 p.
- 5 CHEMISTRYGOD. *J. J. Thomson's Cathode Ray Tube Experiments*. 2019. Disponível em: <https://chemistrygod.com/cathode-ray-tube-experiments>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 6 F.R.S., P. E. R. Lxxix. the scattering of alpha and beta particles by matter and the structure of the atom. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, Abingdon-on-Thames, v. 21, n. 125, p. 669–688, 1911. Disponível em: <https://doi.org/10.1080/14786440508637080>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 7 IMPEY, C. *The Structure of the Atom*. 2020. Disponível em: <https://www.teachastronomy.com/textbook/Matter-and-Energy-in-the-Universe/The-Structure-of-the-Atom/>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 8 GRIFFITHS, D. J. *Introduction to elementary particles*. 2. ed. New York, NY: Wiley, 2008. 454 p. (Physics textbook).
- 9 CARUSO, F.; OGURI, V. *Física Moderna: origens clássicas e fundamentos quânticos*. 2. ed. Rio de Janeiro: LTC, 2016. 599 p.
- 10 DAVISSON, C.; GERMER, L. H. Diffraction of electrons by a crystal of nickel. *Phys. Rev.*, College Park, v. 30, p. 705–740, Dec 1927. Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.30.705>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 11 BAGGOTT, J. *The Quantum Story: a history in 40 moments*. Oxford: OUP Oxford, 2011. 496 p.
- 12 ANDERSON, C. D. Early work on the positron and muon. *American Journal of Physics*, Hamilton, v. 29, n. 12, p. 825–830, 1961. Disponível em: <https://doi.org/10.1119/1.1937627>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 13 CORK, B. et al. Antineutrons produced from antiprotons in charge-exchange collisions. *Phys. Rev.*, College Park, v. 104, p. 1193–1197, Nov 1956. Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.104.1193>. Acesso em: 10 set. 2020.

- 14 BROWN, L. M. The idea of the neutrino. *Physics Today*, Evanston, v. 31, p. 23, 1978. Disponível em: <https://physicstoday.scitation.org/doi/10.1063/1.2995181>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 15 UNIVERSIDADE DE CAMPINAS. *Grupo de Estudo de Física e Astrofísica de Neutrinos - GEFAN*. Instituto de Física Gleb Wataghin. 2020. Disponível em: <https://portal.ifi.unicamp.br/a-instituicao/departamentos/dccc-departamento-de-raios-cosmicos-e-cronologia/grupo-de-estudo-de-fisica-e-astrofisica-de-neutrinos-gefan>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 16 THE NOBEL PRIZE. *Neutrino Oscillations*. 2015. Disponível em: <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2015/press-release/>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 17 FUKUDA, Y. et al. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, College Park, v. 81, p. 1562–1567, Aug 1998. Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.81.1562>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 18 AHMAD, Q. R. et al. Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral-current interactions in the sudbury neutrino observatory. *Phys. Rev. Lett.*, College Park, v. 89, p. 011301, 2002. Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.89.011301>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 19 DUNE. *An International Experiment for Neutrino Science*. 2020. Disponível em: <https://www.dunescience.org/>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 20 CONVERSI, M.; PANCINI, E.; PICCIONI, O. On the disintegration of negative mesons. *Phys. Rev.*, College Park, v. 71, p. 209–210, Feb 1947. Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.71.209>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 21 LATTES, C. M. G. et al. Processes involving charged mesons. *Nature*, London, v. 159, p. 694–697, 1947. Disponível em: <https://doi.org/10.1038/159694a0>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 22 NULEDO. *Cloud Chambers*. 2020. Disponível em: <https://www.nuledo.com/en/cloud-chambers/>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 23 ROCHESTER, G.; BUTLER, C. Evidence for the existence of new unstable elementary particles. *Nature*, London, v. 160, p. 855 – 857, 1947. Disponível em: <https://doi.org/10.1038/160855a0>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 24 PAIS, A. On the baryon-meson-photon system*. *Progress of Theoretical Physics*, Oxford, v. 10, n. 4, p. 457–469, 10 1953. ISSN 0033-068X. Disponível em: <https://doi.org/10.1143/PTP.10.457>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 25 PAIS, A. Some remarks on the v -particles. *Phys. Rev.*, College Park, v. 86, p. 663–672, 1952. Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.86.663>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 26 BARNES, V. E. et al. Observation of a hyperon with strangeness minus three. *Phys. Rev. Lett.*, College Park, v. 12, p. 204–206, 1964. Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.12.204>. Acesso em: 10 set. 2020.

- 27 GREENBERG, O. W. Resource letter q-1: Quarks. *American Journal of Physics*, Hamilton, v. 50, n. 12, p. 1074–1089, 1982. Disponível em: <https://doi.org/10.1119/1.12922>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 28 SYMMETRY MAGAZINE. *Solliday, Amanda*. The November Revolution. 2014. Disponível em: <http://www.symmetrymagazine.org/article/november-2014/the-november-revolution>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 29 AUBERT, J. J. et al. Experimental observation of a heavy particle j . *Phys. Rev. Lett.*, College Park, v. 33, p. 1404–1406, 1974. Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.33.1404>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 30 AUGUSTIN, J. E. et al. Discovery of a narrow resonance in e^+e^- annihilation. *Phys. Rev. Lett.*, College Park, v. 33, p. 1406–1408, 1974. Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.33.1406>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 31 FERMILAB. *Particle Physics*. 2018. Disponível em: <https://www.fnal.gov/pub/science/particle-physics/index.html>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 32 KARTVELISHVILI, V. *Particle physics discovery raises hope for a theory of everything*. 2015. Disponível em: <https://theconversation.com/particle-physics-discovery-raises-hope-for-a-theory-of-everything-41778>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 33 ROSE, J. *Here, at last!* 2013. Disponível em: <https://www.nobelprize.org/uploads/2018/06/popular-physicsprize2013.pdf>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 34 ATLAS COLLABORATION. Observation of a new particle in the search for the standard model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Physics Letters B*, Edinburgh, v. 716, n. 1, p. 1 – 29, 2012. ISSN 0370-2693. Disponível em: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037026931200857X>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 35 CMS COLLABORATION. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Physics Letters B*, Edinburgh, v. 716, p. 30 – 61, 2012. Disponível em: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269312008581>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 36 ABBANEO, D. et al. A new boson with a mass of 125 GeV observed with the CMS experiment at the large hadron collider. *Science*, Washington, v. 338, p. 1569–1575, 2012. Disponível em: <https://science.sciencemag.org/content/338/6114/1569>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 37 M, N. The gravitational mechanism to generate mass. *Classical and Quantum Gravity*, Bristol, v. 28, n. 3, p. 035003, 2011. Disponível em: <https://doi.org/10.1088/0264-9381/28/3/035003>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 38 PDG. $D^*(2010)\pm$. 2016. Disponível em: <https://pdg.lbl.gov/2017/listings/rpp2017-list-D-star-2010-plus-minus.pdf>.
- 39 PDG. D_0 . 2018. Disponível em: <https://pdg.lbl.gov/2018/listings/rpp2018-list-D-zero.pdf>.

- 40 COLLINS, J. C.; SOPER, D. E.; STERMAN, G. Heavy particle production in high-energy hadron collisions. *Nuclear Physics B*, Amsterdam, v. 263, n. 1, p. 37–60, 1986. ISSN 0550-3213. Disponível em: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/055032138690026X>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 41 AAD, G. et al. Measurement of $D^{*\pm}$, D^\pm and D_s^\pm meson production cross sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector. *Nuclear Physics B*, Amsterdam, v. 907, p. 717 – 763, 2016. ISSN 0550-3213. Disponível em: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0550321316300700>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 42 CMS COLLABORATION. Measurement of prompt open-charm production cross sections in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. CERN, Geneva, CMS-PAS-BPH-18-003, 2020. Disponível em: <http://cds.cern.ch/record/2720606>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 43 TSRUNCHEV, P. Luminosity measurements at CMS. CERN, Geneva, 2018. Disponível em: <https://cds.cern.ch/record/2647770>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 44 BANKS, M. *CERN physicists spot symmetry violation in charm mesons*. 2019. Disponível em: <https://physicsworld.com/a/cern-physicists-spot-symmetry-violation-in-charm-mesons/>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 45 COELHO, E. A. *Analysis of Central FiffRACTIVE Production of D_0 and D^* Mesons in Proton-Proton Collisions at 13 TeV with the CMS and TOTEM Combined Data*. 2019. 290 f. Tese (Doutorado em Física) — Instituto de Física Armando Dias Tavares, Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 2020.
- 46 CACCIARI, M. et al. Theoretical predictions for charm and bottom production at the LHC. *Journal of High Energy Physics*, Berlin, v. 2012, n. 10, 2012. ISSN 1029-8479. Disponível em: [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP10\(2012\)137](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP10(2012)137). Acesso em: 10 set. 2020.
- 47 CERN. *About CERN*. 2020. Disponível em: <https://home.cern/about>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 48 CERN. *Member states*. 2020. Disponível em: <http://home.cern/about/member-states>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 49 BRÜNING, O. S. et al. *LHC Design Report*. Geneva: CERN, 2004. 548 p. (CERN Yellow Reports: Monographs). Disponível em: <https://cds.cern.ch/record/782076>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 50 MOBS, E. *The CERN accelerator complex*. 2016. Document Server. Disponível em: <https://cds.cern.ch/record/2197559>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 51 TUNNEY, P.; NO, J. M.; FAIRBAIRN, M. Probing the pseudoscalar portal to dark matter via $b^-bz(\rightarrow ll)+et$: From the LHC to the galactic center excess. *Physical Review D*, College Park, v. 96, n. 9, 2017. ISSN 2470-0029. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.96.095020>. Acesso em: 10 set. 2020.

- 52 NAYAK, T. K. Heavy ions: Results from the large hadron collider. *Pramana*, Bengaluru, v. 79, p. 719–735, 2012. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/s12043-012-0373-7>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 53 NIELSEN, J. Fundamentals of LHC experiments. *World Scientific*, Santa Cruz, USA, p. 127–152, 2011. Disponível em: <https://inspirehep.net/literature/913551>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 54 CMS COLLABORATION. *Tracker detector*. 2011. Disponível em: <https://cms.cern/detector/identifying-tracks>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 55 LENZI, T. *Development and Study of Different Muon Track Reconstruction Algorithms for the Level-1 Trigger for the CMS Muon Upgrade with GEM Detectors*. 2013. 146 f. Dissertação (Mestrado em Física) — U. Brussels (main), Genebra, 2013. Disponível em: <https://inspirehep.net/literature/1236817>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 56 DIMOVA, T. Calibration and performance of the CMS electromagnetic calorimeter during the LHC run ii. *Springer Proc. Phys.*, Novosibirsk, v. 227, p. 293–298, 2019. Disponível em: <https://inspirehep.net/literature/1754629>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 57 CHADEEVA, M.; LYCHKOVSKAYA, N. Calibration of the CMS hadron calorimeter in run 2. *Journal of Instrumentation*, Bristol, v. 13, n. 03, p. C03025–C03025, mar 2018. Disponível em: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/03/C03025>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 58 CERN. *Accelerating science*. 2020. Disponível em: <https://home.cern/about/physics/supersymmetry>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 59 CMS. *CMS prepares for Pixel and HCAL upgrades*. 2012. Disponível em: <http://cms.web.cern.ch/news/cms-prepares-pixel-and-hcal-upgrades>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 60 LENZI, T. *Safety at CMS*. 2015. Disponível em: <https://startseeingmore.wordpress.com/tag/lhc/>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 61 BATTILANA, C. Performance of the CMS muon system in LHC run-2. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Bologna, v. 936, p. 472–473, 2019. Disponível em: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890021831088X>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 62 CMS. *Triggering and Data Acquisition*. 2011. Disponível em: <http://cms.web.cern.ch/news/triggering-and-data-acquisition>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 63 BOCCI, A. *Introduction to CMS: Data Acquisition and Trigger*. 2015. Disponível em: https://indico.cern.ch/event/402576/contributions/1844999/attachments/1124324/1604903/2015.07.10_-_Introduction_to_CMS_Data_acquisition_and_trigger.pdf. Acesso em: 10 set. 2020.
- 64 DAW, E. *Lecture 7 - Rapidity and Pseudorapidity*. 2012. Disponível em: http://www.hep.shef.ac.uk/edaw/PHY206/Site/2012_course_files/phy206rlec7.pdf. Acesso em: 10 set. 2020.

- 65 KIM, M. S. CMS reconstruction improvement for the muon tracking by the RPC chambers. *Physics Letters B*, Bristol, v. 8, n. 03, p. T03001–T03001, mar 2013. Disponível em: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/8/03/t03001>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 66 CDF COLLABORATION. *The Energy Dependence of the Underlying Event at CD*. 2012. Disponível em: https://www-cdf.fnal.gov/physics/new/qcd/ue_escan/escan/index.html. Acesso em: 10 set. 2020.
- 67 CMS COLLABORATION. *CMS Luminosity - Public Results*. Integrated and peak luminosity, 2015-2018 (run 2 only). 2019. Disponível em: https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/LumiPublicResults#Multi_year_plots. Acesso em: 10 set. 2020.
- 68 RESSEGOTTI, M.; CMS Collaboration, O. behalf of the. Overview of the CMS detector performance at LHC run 2. *Universe*, Pavia, v. 5, n. 1, 2019. ISSN 2218-1997. Disponível em: <https://www.mdpi.com/2218-1997/5/1/18>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 69 CMS COLLABORATION. *CMS enters a busy period of detector upgrades*. Austin Ball. 2019. Disponível em: <https://cms.cern/news/cms-enters-busy-period-detector-upgrades>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 70 ANDROSOV, K. Higgs to tau tau channels with CMS. *CERN*, Genebra, p. 203–206, 2017. Disponível em: <https://inspirehep.net/literature/1605242>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 71 SIRUNYAN, A. M. et al. Observation of Higgs boson decay to bottom quarks. *Phys. Rev. Lett.*, College Park, v. 121, p. 121801, Sep 2018. Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.121.121801>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 72 SIRUNYAN, A. M. et al. Search for associated production of a Higgs boson and a single top quark in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. *Phys. Rev. D*, College Park, v. 99, p. 092005, May 2019. Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.99.092005>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 73 THE ATLAS COLLABORATION et al. A search for the dimuon decay of the standard model Higgs boson with the ATLAS detector. *Physics Letters B*, Edinburgh, v. 812, p. 135980, 2021. ISSN 0370-2693. Disponível em: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269320307838>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 74 CMS. *Computing Grid*. 2011. Disponível em: <http://cms.web.cern.ch/news/computing-grid>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 75 UERJ. *HEPGrid Brazil Project - Tier 2 Center*. 2020. Disponível em: <http://cms.web.cern.ch/news/computing-grid>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 76 CERN. *ROOT Data Analysis Framework*. 2020. Disponível em: <https://root.cern/>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 77 RIZZI, A.; PETRUCCIANI, G.; PERUZZI, M. A further reduction in CMS event data for analysis: the nanoaod format. *EPJ Web of Conferences*, Sofia, v. 214, p. 06021, 01 2019. Disponível em: <http://cds.cern.ch/record/2699585>. Acesso em: 10 set. 2020.

- 78 PETRUCCIANI, G.; RIZZI, A.; VUOSALO, C. Mini-aod: A new analysis data format for CMS. *Journal of Physics: Conference Series*, Bristol, v. 664, n. 7, p. 072052, 2015. ISSN 1742-6596. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/664/7/072052>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 79 LANDSBERG, G. *B Physics Parking Program at CMS*. 2018. Disponível em: <https://indico.cern.ch/event/754760/contributions/3127694/attachments/1714192/2764759/B-parking-RDMS-2018.pdf>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 80 CERN. *Roofit*. 2020. Disponível em: https://root.cern.ch/doc/master/group__Roofit.html. Acesso em: 10 set. 2020.
- 81 LEONARDO, N. T. *Matter Antimatter Fluctuations: search, discovery and analysis of bs flavor oscillations*. Saarbruecken: Lap Lambert, 2011. 364 p.
- 82 PIVK, M.; DIBERDER, F. L. : A statistical tool to unfold data distributions. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Amsterdam, v. 555, n. 1-2, p. 356–369, 2005. ISSN 0168-9002. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2005.08.106>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 83 CERN. *Summer Student Programme*. 2020. Disponível em: <https://home.cern/summer-student-programme>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 84 SOUZA, R. G. *D analysis Bparking MiniAOD*. 2020. Disponível em: <https://github.com/raphatrivium/DanalysisBparkingMiniAOD>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 85 SOUZA, R. G. *TagAndProbe 2019*. This is a simple example of the TagAndProbe method using datasets of CMS Open Data. 2020. Disponível em: <https://github.com/cms-legacydata-analyses/TagAndProbe>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 86 SOUZA, R. G. *Tag And Probe 2019*. 2019. Disponível em: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Sandbox/TestTopic11111203>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 87 JALES, A.; GAEHTGENS, T. *Efficiency Studies using the Tag and Probe Method*. Lição proposta para Remote CMS Open Data Workshop for Theorists at the LPC. 2020. Disponível em: <https://cms-opendata-workshop.github.io/workshop-lesson-tagandprobe/>. Acesso em: 10 set. 2020.

APÊNDICE A – Cinemática Relativística

A.1 Transformação de Lorentz para a Energia e o Momento

Sejam dois sistemas de referência S e S' , com S' se movendo com uma velocidade constante V ao longo do eixo z . Seja uma partícula de massa m , velocidade v medida no referencial S e velocidade v' medida no referencial S' , a energia e o momento da partícula são dados por:

$$E = \gamma(v)mc^2 \quad E' = \gamma(v')mc^2 \quad (26)$$

$$p_z = \gamma(v)mv_z \quad p'_z = \gamma(v')mv'_z \quad (27)$$

$$p_x = \gamma(v)mv_x \quad p'_x = \gamma(v')mv'_x \quad (28)$$

$$p_y = \gamma(v)mv_y \quad p'_y = \gamma(v')mv'_y \quad (29)$$

onde $\gamma(v) = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ e $\gamma(v') = 1/\sqrt{1 - v'^2/c^2}$. O fator de Lorentz se transforma:

$$\gamma(v') = \gamma(v)\gamma(V)(1 - vV/c^2) . \quad (30)$$

Assim, E' pode ser escrita como

$$E' = \gamma(V)[\gamma(v)mc^2 - \gamma(v)mc^2v_zV/c^2] \quad (31)$$

$$\boxed{E' = \gamma(V)(E - p_zV)} . \quad (32)$$

A transformação, para p'_z , fica

$$p'_z = \gamma(V)\gamma(v)(1 - v_zV/c^2)mv'_z \quad (33)$$

lembrando que $v'_z = \frac{(v_z - V)}{(1 - v_zV/c^2)}$

$$p'_z = \gamma(V)\gamma(v)(1 - v_zV/c^2)m\frac{(v_z - V)}{(1 - v_zV/c^2)} \quad (34)$$

$$p'_z = \gamma(V)(\gamma(v)mv_z - \gamma(v)mV) \quad (35)$$

$$\boxed{p'_z = \gamma(V)(p_z - EV/c^2)} \quad (36)$$

Para p'_x , temos

$$p'_x = \gamma(V)\gamma(v)(1 - v_x V/c^2)mv'_x \quad (37)$$

$$\text{lembrando que } v'_x = \frac{v_x}{\gamma(V)(1 - v_x V/c^2)}$$

$$p'_x = \gamma(V)\gamma(v)(1 - v_x V/c^2)m \frac{v_x}{\gamma(V)(1 - v_x V/c^2)} \quad (38)$$

$$p'_x = \gamma(v)mv_x \quad (39)$$

$$\boxed{p'_x = p_x} \quad (40)$$

Da mesma forma, para p'_y , temos:

$$p'_y = \gamma(V)\gamma(v)(1 - v_y V/c^2)mv'_y \quad (41)$$

$$\text{lembrando que } v'_y = \frac{v_y}{\gamma(V)(1 - v_y V/c^2)}$$

$$p'_y = \gamma(V)\gamma(v)(1 - v_y V/c^2)m \frac{v_y}{\gamma(V)(1 - v_y V/c^2)} \quad (42)$$

$$p'_y = \gamma(v)mv_y \quad (43)$$

$$\boxed{p'_y = p_y} \quad (44)$$

Podemos escrever os momentos da partícula da seguinte maneira:

$$p_z = p_{\parallel} \quad p'_z = p'_{\parallel} \quad (45)$$

$$p_{\perp} = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad p'_{\perp} = \sqrt{p_x'^2 + p_y'^2} \quad (46)$$

Podemos ainda escrever as transformações para a energia e os momentos de uma forma mais simples, através da representação matricial.

$$\begin{pmatrix} E' \\ p'_{\parallel} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma(V) & -\gamma(V)V \\ -\gamma(V)V/c^2 & \gamma(V) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E \\ p_{\parallel} \end{pmatrix}, \quad p'_{\perp} = p_{\perp} \quad (47)$$

Lembrando que $\beta = V/c$

$$\begin{pmatrix} E' \\ p'_{\parallel} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma(V) & -\gamma(V)\beta c \\ -\gamma(V)\beta/c & \gamma(V) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E \\ p_{\parallel} \end{pmatrix}, \quad p'_{\perp} = p_{\perp} \quad (48)$$

Em unidades naturais,

$$\boxed{\begin{pmatrix} E' \\ p'_{\parallel} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma(V) & -\gamma(V)\beta \\ -\gamma(V)\beta & \gamma(V) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E \\ p_{\parallel} \end{pmatrix}, \quad p'_{\perp} = p_{\perp}} \quad (49)$$

Devemos descobrir qual tipo de transformação preserva a condição $ds^2 = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 = 0$ em outro sistema. O problema é semelhante ao de deduzir quais transformações preservam a fórmula de Pitágoras para o comprimento em \mathbb{R}^3 . A resposta são rotações.

Considerando referenciais S e S' , com S' em velocidade relativa V ao longo do eixo z , uma transformação das coordenadas pode ser representada pela equação matricial

$$\begin{pmatrix} cdt \\ dz \\ dx \\ dy \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha & \lambda & 0 & 0 \\ \mu & \delta & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} cdt' \\ dz' \\ dx' \\ dy' \end{pmatrix} \quad (50)$$

$$cdt = \alpha c dt' + \lambda dz' \quad (51)$$

$$dz = \mu c dt' + \delta dz' \quad (52)$$

$$ds^2 = ds'^2 \implies c^2 dt^2 - dz^2 = c^2 dt'^2 - dz'^2 \quad (53)$$

$$(\alpha^2 c^2 dt'^2 + 2\alpha\lambda c dt' dz' + \lambda^2 dz'^2) - (\mu^2 c^2 dt'^2 + 2\mu\delta c dt' dz' + \delta^2 dz'^2) = c^2 dt'^2 - dz'^2 \quad (54)$$

Assim, temos:

$$\begin{cases} (\alpha^2 - \mu^2)c^2 dt'^2 = c^2 dt'^2 \\ (2\alpha\lambda - 2\mu\delta)c dt' dz' = 0 \\ (\lambda^2 - \delta^2)dz'^2 = -dz'^2 \end{cases} \implies \begin{cases} \alpha^2 - \mu^2 = 1 \\ \alpha\lambda - \mu\delta = 0 \\ -\lambda^2 + \delta^2 = 1 \end{cases} \quad (55)$$

Da segunda equação de (55), temos $\mu = \alpha\lambda/\delta$. Substituindo na primeira equação:

$$\alpha^2 - \frac{\alpha^2 \lambda^2}{\delta^2} = 1 \implies \frac{\alpha^2(\delta^2 - \lambda^2)}{\delta^2} = 1 \quad (56)$$

$$\frac{\alpha^2}{\delta^2} = 1 \implies \alpha = \pm\delta \quad (57)$$

Se quisermos incluir a transformação identidade ($V = 0$), somente $\delta = +\alpha$ serve. Logo, $\mu = \lambda$.

Resta a equação $\alpha^2 - \lambda^2 = 1$. Lembrando que $\cosh^2 \phi - \sinh^2 \phi = 1$, podemos fazer:

$$\delta = \alpha = \cosh \phi \quad \text{e} \quad \lambda = \mu = \sinh \phi \quad (58)$$

A transformação toma a seguinte forma

$$cdt = \cosh \phi cdt' + \sinh \phi dz' \quad (59)$$

$$dz = \sinh \phi cdt' + \cosh \phi dz' \quad (60)$$

Considerando o movimento da origem do referencial S' ($z' = 0$), e lembrando que S' se move com velocidade $dz/dt = V$ em relação a S , temos

$$cdt = \cosh \phi cdt' \quad (61)$$

$$dz = \sinh \phi cdt' \quad (62)$$

Dividindo (61) por (62), obtemos

$$\frac{1}{c} \frac{dz}{dt} = \tanh \phi \implies \boxed{\tanh \phi = \frac{V}{c}} \quad (63)$$

$$\cosh^2 \phi - \sinh^2 \phi = 1 \implies 1 - \tanh^2 \phi = \frac{1}{\cosh^2 \phi} \quad (64)$$

$$\boxed{\cosh \phi = \frac{1}{\sqrt{1 - V^2/c^2}}} \quad (65)$$

$$\cosh^2 \phi - \sinh^2 \phi = 1 \implies \sinh^2 \phi = \cosh^2 \phi - 1 \quad (66)$$

$$\sinh^2 \phi = \frac{1}{1 - V^2/c^2} - 1 = \frac{V^2/c^2}{1 - V^2/c^2} \quad (67)$$

$$\boxed{\sinh \phi = \frac{V/c}{\sqrt{1 - V^2/c^2}}} \quad (68)$$

$$\begin{pmatrix} cdt \\ dz \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1/\sqrt{1 - V^2/c^2} & V/c/\sqrt{1 - V^2/c^2} \\ V/c/\sqrt{1 - V^2/c^2} & 1/\sqrt{1 - V^2/c^2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} cdt' \\ dz' \end{pmatrix}. \quad (69)$$

Fazendo $\cosh \phi = \frac{1}{\sqrt{1 - V^2/c^2}} = \gamma$ e $V/c = \tanh \phi = \beta$, a transformação fica

$$\begin{pmatrix} cdt \\ dz \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & \beta\gamma \\ \beta\gamma & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} cdt' \\ dz' \end{pmatrix}. \quad (70)$$

Podemos escrever a equação 49 da seguinte maneira:

$$\begin{pmatrix} E' \\ p'_{\parallel} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cosh \phi & -\sinh \phi \\ -\sinh \phi & \cosh \phi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E \\ p_{\parallel} \end{pmatrix} \quad (71)$$

A.2 Rapidez Y

A energia e o momento de uma partícula de massa m são dadas por:

$$E = \gamma mc^2 \quad p_{\parallel} = \gamma mV \quad (72)$$

Como $\cosh \phi = \gamma$ e $\sinh \phi = \beta\gamma$, temos

$$E = mc^2 \cosh \phi \quad p_{\parallel} = mc \sinh \phi \quad (73)$$

$$\frac{mc \sinh \phi}{mc^2 \cosh \phi} = \frac{p_{\parallel}}{E} \implies \tanh \phi = \frac{p_{\parallel}c}{E} . \quad (74)$$

Definindo $\phi = y$ como a rapidez, e lembrando que $\tanh^{-1}(z) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1+z}{1-z} \right)$, temos:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_{\parallel}c}{E - p_{\parallel}c} \right) \quad (75)$$

Em unidades naturais,

$$\boxed{y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_{\parallel}}{E - p_{\parallel}} \right)} . \quad (76)$$

A.3 Pseudo-Rapidez η

No limite de altas energias, $E^2 = |\vec{p}|^2 c^2 + m^2 c^4 \approx |\vec{p}|^2 c^2$. Em unidades naturais $E \approx |\vec{p}|$.

$$p_{\parallel} = |\vec{p}| \cos \theta \approx E \cos \theta \quad (77)$$

$$y = \eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E[1 + \cos \theta]}{E[1 - \cos \theta]} \right) \quad (78)$$

$$\boxed{\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} \right)} \quad (79)$$

Como $\cos^2 \theta/2 = \frac{1 + \cos \theta}{2}$ e $\sin^2 \theta/2 = \frac{1 - \cos \theta}{2}$, a pseudo-rapidez pode ser escrita como

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{2 \cos^2 \theta/2}{2 \sin^2 \theta/2} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1}{\tan^2 \theta/2} \right) = -\frac{1}{2} \ln (\tan^2 \theta/2) . \quad (80)$$

$$\boxed{\eta = -\ln (\tan \theta/2)} . \quad (81)$$