



Melissa Maria Cruz Torres

Medida da razão de ramificação do canal
 $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$ **relativa ao canal**
 $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ **no Experimento LHCb**

Dissertação de Mestrado

Dissertação apresentada como requisito parcial para obtenção do grau de Mestre pelo Programa de Pós-graduação em Física do Departamento de Física da PUC-Rio

Orientador: Prof. Carla Göbel Burlamaqui de Mello

Rio de Janeiro
Maio de 2013



Melissa Maria Cruz Torres

**Medida da razão de ramificação do canal $Ds^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$
relativa ao canal $Ds^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ no experimento LHCb**

Dissertação apresentada como requisito parcial para obtenção do grau de Mestre pelo Programa de Pós-Graduação em Física do Departamento de Física do Centro Técnico Científico da PUC-Rio. Aprovada pela Comissão Examinadora abaixo assinada.

Profa. Carla Göbel Burlamaqui de Mello
Orientadora
Departamento de Física – PUC-Rio

Prof. André Sznajder
UERJ

Prof. Murilo Santana Rangel
UFRJ

José Eugenio Leal
Coordenador Setorial do Centro
Técnico Científico – PUC-Rio

Rio de Janeiro, 16 de maio de 2013.

Todos os direitos reservados. É proibida a reprodução total ou parcial do trabalho sem autorização da universidade, do autor e do orientador.

Melissa Maria Cruz Torres

Graduou-se em Física na área de Física Teórica na Universidade Nacional Autónoma de Honduras (Tegucigalpa, Honduras) em 2009 e em Engenharia Elétrica na área de Telecomunicações em na Universidade Nacional Autónoma de Honduras em 2010.

Ficha Catalográfica

Cruz Torres, Melissa Maria

Medida da razão de ramificação do canal $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$ relativa ao canal $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ no Experimento LHCb / Melissa Maria Cruz Torres; orientador: Carla Göbel Burlamaqui de Mello. — Rio de Janeiro : PUC-Rio, Departamento de Física, 2013.

v., 88 f: il. ; 29,7 cm

1. Dissertação (Mestrado em Física) - Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro, Departamento de Física.

Inclui referências bibliográficas.

1. Física – Tese. 2. Física de charme. 3. Decaimentos raros. 4. Decaimentos duplamente suprimidos por Cabibbo. I. Göbel Burlamaqui de Mello, Carla. II. Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro. Departamento de Física. III. Título.

Para os meus pais, Candida e Andres.

Agradecimentos

A Deus, pela vida, saúde e infinito amor em todo meu caminhar. Aos meus amados pais Andres Abelino Cruz e Candida Rosa Torres, por na distância serem minha fortaleza, por seu apoio constante, por seus ensinamentos de vida, por todo o amor imensurável, porque fazem de mim uma pessoa feliz. Ao meu irmão Cristian Cruz Torres por cuidar de mim, apoiar-me e fazer da minha vida mais fácil longe de casa.

Ao meu namorado Oliver Everett, por toda compreensão e amor.

Eu quero fazer um agradecimento muito especial à minha orientadora, Professora Carla Göbel, por ensinar-me tão pacientemente, desde o mais simples até o mais complexo, por sempre responder minhas inúmeras perguntas triviais, por me dirigir em todo o mestrado, mostrando-se sempre bastante disposta em ajudar-me, inclusive com as questões mais singelas.

Assim como foi escrito um dia, não há tesouro mais grandioso que os amigos. Aos meus amigos por terem me ajudado sempre com sua presença, conselhos e por sempre estarem ai em todo momento. Meu amigo Thiago Dourado, realmente agradeço todo seu tempo, sua total disponibilidade, conversas e palavras de incentivo, especialmente nos momentos mais críticos da realização desta dissertação; por sua companhia em noites em claro no desenvolvimento e criação deste trabalho. Meus amigos da PUC: Edwin, Jimmy, Carlos e Ayrton, por fazerem sempre os dias muito bacanas, meus amigos de “favelinha” por tornar o ambiente de trabalho bem mais agradável.

Ao grupo de Charme Rio, pelas discussões, ensinamentos sem os quais este trabalho não poderia ter sido feito. À Sandra, Érica, Alberto, Luana, Danielle, Daniel, Josué e Ana, membros de nossa equipe. A Ana devo agradecimentos especiais por sempre estar disponível em ajudar-me nas minhas inúmeras dúvidas.

A CAPES e CNPq pelo suporte financeiro.

Resumo

Cruz Torres, Melissa Maria; Göbel Burlamaqui de Mello, Carla. **Medida da razão de ramificação do canal $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$ relativa ao canal $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ no Experimento LHCb.** Rio de Janeiro, 2013. 88p. Dissertação de Mestrado — Departamento de Física, Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro.

O objetivo desta dissertação é a medida da taxa de decaimento $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$ em relação à bem conhecida taxa para o canal $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$. O processo $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$ é relativamente raro por envolver duas transições entre famílias de quarks (duplamente suprimido por Cabibbo). Estudos anteriores se basearam em amostras com muito baixa estatística, representando portanto medidas limitadas, com grandes incertezas. Neste trabalho, utilizam-se os dados coletados pelo LHCb em 2011, a partir de colisões próton-próton com uma energia de 7 TeV no centro de massa, e correspondendo a uma luminosidade integrada de $1,0 fb^{-1}$. A seleção dos eventos para os canais $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$ e $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ é baseada na exploração de suas características topológicas e identificação de partículas. Fazemos estudo das variáveis que sejam boas discriminantes entre sinal e *background* e, uma vez determinado o critério de seleção final, o número de decaimentos observados para cada canal é obtido através do ajuste do respectivo espectro de massa invariante. Por outro lado, as correções devido às eficiências de detecção para cada canal também são determinadas, sendo primariamente obtidas através de amostras de simulação do experimento. A amostra final de decaimento $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$ tem cerca de 17 mil eventos, quase 30 vezes maior que a estatística obtida em medidas anteriores. O resultado para a razão de ramificação relativa é $\mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+)/\mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+) = (2,411 \pm 0,047 \pm 0,014) \times 10^{-3}$ onde a primeira incerteza é estatística e a segunda é sistemática devido à estatística das amostras de simulação.

Palavras-chave

Física de charme; Decaimentos raros; Decaimentos duplamente suprimidos por Cabibbo;

Abstract

Cruz Torres, Melissa Maria; Göbel Burlamaqui de Mello, Carla (Advisor). **Measurement of the relative branching ratio of $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$ to $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ in the LHCb experiment.** Rio de Janeiro, 2013. 88p. MsC. Dissertation — Departamento de Física, Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro.

The purpose of this thesis is the measurement of the decay rate $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$ with respect to the well known rate of the channel $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$. The process $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$ is relatively rare since it involves two transitions between families of quarks (doubly Cabibbo suppressed). Previous studies were based on samples with very low statistics presenting therefore large uncertainties. In this work, we use the data collected by the LHCb experiment in 2011, from proton-proton collisions at energy of 7 TeV in the center of mass, and corresponding to an integrated luminosity of $1,0fb^{-1}$. The selection of events for the channels $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$ e $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ is based on the exploitation of their topological features and particle identification. We study the variables that are good discriminants between signal and noise. Once established the final selection criterion, the number of decays observed for each channel is obtained by fitting the respective invariant mass spectrum. On the other hand, corrections due to the detection efficiency for each channel are also calculated, being primarily taken from simulation samples of LHCb. The final sample of the decay $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$ has about 17 thousand events, almost 30 times greater than the size obtained in previous measurements. The result for the relative branching ratio is: $\mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+)/\mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+) = (2.411 \pm 0.047 \pm 0.014) \times 10^{-3}$ where the first uncertainty is statistical and the second is systematic due to the limitation of the simulation samples.

Keywords

Charm physics; Rare decay; Double Cabibbo suppressed decays;

Sumário

1	Introdução	13
2	Fundamentos Teóricos	15
2.1	O Modelo Padrão	15
2.2	Interações Fracas	18
2.3	Física de Charme	23
3	O Experimento LHCb	30
3.1	O Grande Colisor de Hádrons (LHC)	30
3.2	Os Detectores do LHCb	32
4	Seleção dos Dados	45
4.1	Operação do LHC em 2011	45
4.2	Seleção dos dados	46
4.3	Definições de Trigger	50
4.4	Seleção de Stripping	52
4.5	Amostras Monte Carlo (MC)	53
4.6	O Critério de Seleção Final	57
4.7	Ajuste de Massa	63
5	Medida da razão de ramificação do $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$	74
5.1	Cálculo das Eficiências	74
5.2	Medida da razão de ramificação relativa	79
6	Conclusões	83
	Referências Bibliográficas	85

Lista de figuras

Figura 2.1	<i>a)</i> Vértice básico eletromagnético exemplificado com elétron e pósitron, <i>b)</i> vértice básico para a interação forte com o quark <i>u</i> . Vértices fracos para a primeira geração <i>c)</i> de quarks e <i>d)</i> léptons	17
Figura 2.2	Partículas Elementares.	18
Figura 2.3	Diagrama de segunda ordem para o decaimento $K^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$.	22
Figura 2.4	Transições favorecidas por Cabibbo para a <i>a)</i> primeira e <i>b)</i> segunda família de quarks. Transições suprimidas por Cabibbo para a <i>c)</i> primeira e <i>d)</i> segunda família de quarks.	25
Figura 2.5	Diagrama de Feynman para o decaimento $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$.	26
Figura 2.6	Diagrama de Feynman para o decaimento $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$.	26
Figura 2.7	Distribuição de eventos no espectro de massa $\pi^- K^+ K^+$ e ajuste ao sinal para o decaimento $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$ obtido pela colaboração BaBar.	28
Figura 2.8	Distribuição de eventos no espectro de massa $\pi^- K^+ K^+$ e ajuste ao sinal para o decaimento $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$ obtido pela colaboração Belle.	29
Figura 3.1	Visão esquemática do LHC com os pontos de interação em destaque.	30
Figura 3.2	Visão lateral do espectrômetro de um só braço do LHCb. Os subdetectores se encontram indicados.	32
Figura 3.3	Simulação da distribuição angular de produção do par $b\bar{b}$ ($\sqrt{s} = 14$ Tev).	33
Figura 3.4	Visão esquemática do magneto do LHCb.	34
Figura 3.5	<i>a)</i> Respresentação do sensor- <i>R</i> e do sensor- ϕ . <i>b)</i> Imagem da disposição dos módulos do VELO no LHCb.	35
Figura 3.6	Vista esquemática das quatro camadas da estação TT, com a disposição das placas na forma <i>x-u-v-x</i> .	36
Figura 3.7	<i>a)</i> Visão esquemática das caixas arrajadas ao redor do feixe. <i>b)</i> Vista frontal de uma estação IT.	37
Figura 3.8	Figura ilustrativa de uma estação OT.	38
Figura 3.9	Esquema dos cinco tipos de traços reconstruídos no sistema de traço do LHCb.	39
Figura 3.10	Detalhes dos detectores RICH	40
Figura 3.11	Vista lateral das estações que formam o sistema de múons M1-M5. As divisões R1-R4 são também mostradas.	42
Figura 3.12	Visão esquemática dos nível de trigger.	44
Figura 4.1	<i>a)</i> Luminosidade fornecida para todos os experimento durante o 2011, pelo LHC. <i>b)</i> Luminosidade fornecida e aproveitada pelo LHCb em 2011.	45
Figura 4.2	Topologia do decaimento $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$	47

- Figura 4.3 a) Distribuição de massa invariante $M_{\pi^-K^+K^+}$ após seleção de *stripping* e *trigger* b) Distribuição de massa invariante $M_{K^-K^+\pi^-}$ após seleção de *stripping* e *trigger*. 54
- Figura 4.4 Comparação das distribuições das variáveis entre as amostras de MC e dados. "SB" faz referência ao sinal $D_s^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+$ com *background* subtraído e MC aos dados de MC 57
- Figura 4.5 Distribuição para a variável de *PIDK* para o segundo traço. 58
- Figura 4.6 a) e d) Distribuição da variável; b) e e) significância estatística; e c) e f) eficiência, em função do valor de corte para IP χ^2 (esquerda) e *p3_PIDK* (direita). 60
- Figura 4.7 a) e d) Distribuição da variável; b) e e) significância estatística; e c) e f) eficiência, em função do valor de corte para *PTsum* (esquerda) e *Vertex* χ^2 (direita). 61
- Figura 4.8 a) e d) Distribuição da variável; b) e e) significância Estatística; e c) e f) eficiência, em função dos cortes para *do-cahi* (esquerda) e *p2_PIDK* (direita). 62
- Figura 4.9 a) Distribuição da variável χ^2 do IP para o terceiro traço (*p3_IP* χ^2), b) significância Estatística e c) eficiência, em função dos cortes. 63
- Figura 4.10 Ajuste do espectro de massa para o $D_s^+ \rightarrow \pi^-K^+K^+$ para a) *MagUp* e b) *MagDown*. Na faixa inferior de cada figura, mostram-se os resíduos (*pulls*) para cada bin, $R_i = (N_{obs} - N_{ajuste})/erro$. 65
- Figura 4.11 Ajuste do espectro de massa na amostra de MC para o $D_s^+ \rightarrow \pi^-K^+K^+$ para a) *MagUp* e b) *MagDown*. 67
- Figura 4.12 Ajuste de massa do D_s^+ para a região: a) $29 \leq P_D < 31$ GeV/c; b) $59 \leq P_D < 60$ GeV/c; c) $100 \leq P_D < 105$ GeV/c, para *MagDown* 69
- Figura 4.13 Ajuste de massa do D_s^+ para a região: a) $29 \leq P_D < 31$ GeV/c; b) $59 \leq P_D < 60$ GeV/c; c) $100 \leq P_D < 105$ GeV/c, para *MagUp* 70
- Figura 4.14 Ajuste de massa do D_s^- para a região: a) $29 \leq P_D < 31$ GeV/c; b) $59 \leq P_D < 60$ GeV/c; c) $100 \leq P_D < 105$ GeV/c, para *MagDown*. 71
- Figura 4.15 Ajuste de massa do D_s^- para a região: a) $29 \leq P_D < 31$ GeV/c; b) $59 \leq P_D < 60$ GeV/c; c) $100 \leq P_D < 105$ GeV/c, para *MagUp* 72
- Figura 4.16 Ajuste do espectro de massa na amostra de MC para o $D_s^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+$ para a) *MagUp* e b) *MagDown*. 73
- Figura 5.1 Comparação entre a amostra de calibração sem pesagem (preto), após pesagem (vermelho) e a amostra de sinal do MC (azul). Distribuição de momento a) primeiro traço, b) segundo traço, c) terceiro traço. 79

Lista de tabelas

Tabela 2.1	Alguns exemplos de bárions e mésons.	17
Tabela 2.2	Os três dubletos quarks.	23
Tabela 2.3	Medidas prévias de $\mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+)/\mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+)$ (reproduzidos do PDG).	27
Tabela 4.1	Parâmetros principais do acelerador LHC, para o final do ano 2010, 2011 e os valores nominais projetados.	46
Tabela 4.2	Critérios de seleção da linha H1t1TrackA11L0	51
Tabela 4.3	Criterio de Seleção para HLT2CharmHadD2HHH sobre 2-corpos (primeiro passo) e 3-corpos (segundo passo).	52
Tabela 4.4	Critérios de seleção da <i>stripping</i> para $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$ e $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$.	53
Tabela 4.5	Cortes aplicados a nível do gerador	55
Tabela 4.6	Criterio de Seleção Final	59
Tabela 4.7	Valores obtidos para os parâmetros de ajuste para $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$.	66
Tabela 4.8	Valores obtidos para os parâmetros de ajuste para $D^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$ MC.	66
Tabela 4.9	Números de candidatos para o $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$ a partir do ajuste de massa, para dados e MC e para ambas polaridades do magneto.	66
Tabela 4.10	Valores obtidos para os parâmetros de ajuste para $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ MC.	68
Tabela 4.11	Números de candidatos para o $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ para dados e MC a partir dos ajustes de massa.	68
Tabela 5.1	Número de eventos obtido através do ajuste de massa (primeira coluna) e após filtragem (segunda coluna) para a amostra de MC de $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$.	75
Tabela 5.2	Número de eventos obtido através do ajuste de massa (primeira coluna) e após filtragem (segunda coluna) para a amostra de MC $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$.	76
Tabela 5.3	Eficiências de geração, filtro e seleção para cada canal de decaimento e para cada polaridade.	76
Tabela 5.4	Eficiências de PID para os canais $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$ e $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ obtida pelo processo de PIDCalib.	79
Tabela 5.5	Números de candidatos observados para o sinal e canal de referência	79
Tabela 5.6	Eficiências para sinal e referência, e razão entre elas, para MagUp	80
Tabela 5.7	Eficiências para sinal e referência, e razão entre elas, para MagDown	80
Tabela 5.8	Razão do número de eventos, razão das eficiências e razão de ramificação com erro estatístico e de MC para cada polaridade.	81

“Faz-se ciência com fatos, como se faz uma casa com pedras; mas uma acumulação de fatos não é uma ciência, assim como um montão de pedras não é uma casa.”

Henri Poincaré, *La Science et l’Hypothèse* (1902).

1

Introdução

Esta dissertação se dedica ao estudo do decaimento $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$. O méson D_s^+ ¹ tem conteúdo de quarks $c\bar{s}$ e possui um tempo de vida curto ($\sim 10^{-13}$ s). Ele decai via interação fraca, onde o quark c pode decair em um quark s ou d pela emissão de um bóson W^+ [01]. No decaimento em questão, há duas trocas de famílias, $c \rightarrow d$ e $u \rightarrow s$, o que o torna relativamente raro.

Parte das motivações do estudo deste canal, e em geral das partículas de charme, é a compreensão da dinâmica hadrônica charmosa. Ao possuírem massa ordem de $\mathcal{O}(2 \text{ GeV})$, apresentam características “semi-perturbativas” o que as torna um excelente laboratório para estudos de QCD associados ao decaimento fraco. Outra fonte de interesse em decaimentos de charme é que, segundo o Modelo Padrão, a violação da carga-paridade (CP) é altamente suprimida neste setor, portanto, a observação deste fenômeno poderia levar a evidências de nova física.

O experimento LHCb, originalmente desenhado para o estudo de decaimentos de processos envolvendo o quark b , tem tido uma excelente performance para física de charme devido à semelhança entre mésons B e D no que diz respeito a seus tempos de vida e características topológicas de seus decaimentos. De fato, o total dos dados armazenados, correspondente a uma luminosidade integrada de $1,1\text{fb}^{-1}$ em 2011, já representa a maior amostra de charme coletada até hoje [02].

Neste trabalho apresentamos a medida da razão de ramificação do canal duplamente suprimido por Cabibbo $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$ em relação ao favorecido por Cabibbo $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$. Estudos anteriores para esta medida foram realizados com estatísticas bem limitadas resultando em uma grande incerteza.

A dissertação está apresentada da seguinte forma: no Capítulo 2 fazemos uma breve descrição dos aspectos teóricos relacionados aos decaimentos de interesse; a descrição do experimento LHCb é feita no Capítulo 3. No Capítulo 4, discutimos o processo de seleção dos eventos de $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$ e $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ para a obtenção das amostras finais. No Capítulo 5, desenvolvemos

¹Ao longo da dissertação, processos conjugados de carga estão implícitos.

a metodologia para o cálculo da razão de ramificação para chegar ao resultado final. Nossas conclusões são então apresentadas no Capítulo 6.

2

Fundamentos Teóricos

2.1

O Modelo Padrão

Perguntas tais como: “Do que é feita a matéria?” , “Como se deu a origem do universo?”, fazem parte das questões que o ser humano sempre tem se perguntado. A física de partículas elementares tem como objetivo estudar, no nível mais fundamental, quais são os constituintes da matéria e como elas interagem. Hoje em dia sabemos que toda a matéria ordinária conhecida ¹ é feita de quarks e léptons, interagindo e mantendo-se coesa através das forças fundamentais da natureza, mediadas pela troca de partículas conhecidas como bósons de gauge.

O Modelo Padrão (MP) [03][04] da física de partículas é uma teoria de calibre que descreve o conjunto completo das interações fracas, eletromagnéticas e fortes entre as partículas elementares. Esta é uma teoria que vem sendo bem sucedida na predição de uma ampla gama de fenômenos. Em 2012, os experimentos ATLAS e CMS [05][06], no CERN, encontraram indícios de uma nova partícula com as características do bóson de Higgs, previsto como o responsável pela geração de massa das partículas fundamentais. A descoberta do bóson de Higgs representa um dos grandes triunfos do Modelo Padrão.

O grupo de gauge que caracteriza o Modelo Padrão é dado por

$$SU(3) \times SU(2) \times U(1),$$

onde $SU(N)$ se refere aos grupos especiais unitários de Lie, que consistem em $N \times N$ matrizes complexas $g \in C_{N \times N}$ com $\det(g) = 1$. Estes são os grupos que descrevem os bósons mediadores das forças fundamentais [07][08]. A Cromodinâmica Quântica (QCD) é a teoria das interações fortes descrita pelo grupo de simetria de cor $SU(3)$. Existem 8 geradores $SU(3)$: os 8 glúons que são os mediadores da interação forte entre partículas que possuem carga de cor. A Teoria Eletrofraca é caracterizada dentro do grupo de gauge $SU(2) \times U(1)$ e descreve as interações fracas e eletromagnéticas entre partículas que possuem

¹O que chamamos de matéria ordinária é aquela que constituinte das galáxias, formações estelares, etc.

cargas fracas e elétricas respectivamente [09][10][11].

O MP divide as partículas fundamentais em duas grandes categorias: férmions e bósons. A saber, tem-se:

Bósons de Gauge : São as partículas mediadoras das forças fundamentais de spin igual a 1.

- O mediador das interações eletromagnéticas (EM) entre partículas carregadas eletricamente é o fóton (γ). A força eletromagnética tem alcance infinito e governa muitos dos fenômenos físicos macroscópicos que experimentamos dia a dia. A teoria que a descreve é a Eletrodinâmica Quântica (QED), sendo esta teoria a mais simples, antiga, e de maior sucesso dentro das teorias de gauge, que permite fazer cálculos perturbativos. O longo alcance da força eletromagnética é atribuído à massa nula do fóton.
- As interações fracas são mediadas pelos bósons carregados W^\pm , com massa $m_W = 80.385 \pm 0.015 \text{ GeV}/c^2$ e o bóson neutro Z^0 , com $m_Z = 91.1876 \pm 0.0021 \text{ GeV}/c^2$ [12]. Todos os férmions possuem “carga fraca”, portanto podem interagir através da interação fraca.
- A força forte é mediada pela troca de glúons (g) entre partículas com carga de cor, os quarks. Mas de fato os glúons possuem eles mesmos carga de cor, o que dá origem à auto-interação. Esta característica é, em última instância, responsável pelo fato de que a interação forte é de curto alcance, apesar do glúon ser não massivo.

As interações fundamentais representadas em termo de seus vértices nos diagramas de Feynman são mostradas na Figura 2.1.

Bóson de Higgs: de spin 0 e com números quânticos do vácuo, é o quantum do campo de Higgs, através do qual as partículas, ao interagirem com ele, adquirem sua massa.

Férmions : São partículas com spin 1/2, que obedecem o Princípio de exclusão de Pauli; incluem todos os sabores de quarks e léptons no MP.

- Os quarks são os férmions que sofrem as interações fortes, além das interações fracas e EM. Assim como os glúons, nunca foram observados em estados livres: se encontram confinados em estados ligados formando partículas compostas, chamadas de hádrons. Cada quark tem três tipos de “cores” distintos: “vermelho”, “azul”, e

“verde” e suas respectivas anti-cores (para os anti-quarks). Um estado ligado de três quarks com três cores diferentes forma um bárion, em um estado neutro de cor. Um méson contém um quark e um antiquark, cuja carga de cor também se cancela. Alguns exemplos de bárions e mésons são mostrados na Tabela 2.1.

Bárions (formados por tres quarks)	Mésons (quark e antiquark)
próton (uud)	π^+ ($u\bar{d}$)
neutron (ddu)	K^+ ($u\bar{s}$)
Ξ^0 (ssu)	D^+ ($c\bar{d}$)
Σ^+ (uus)	D_s^+ ($c\bar{s}$)

Tabela 2.1: Alguns exemplos de bárions e mésons.

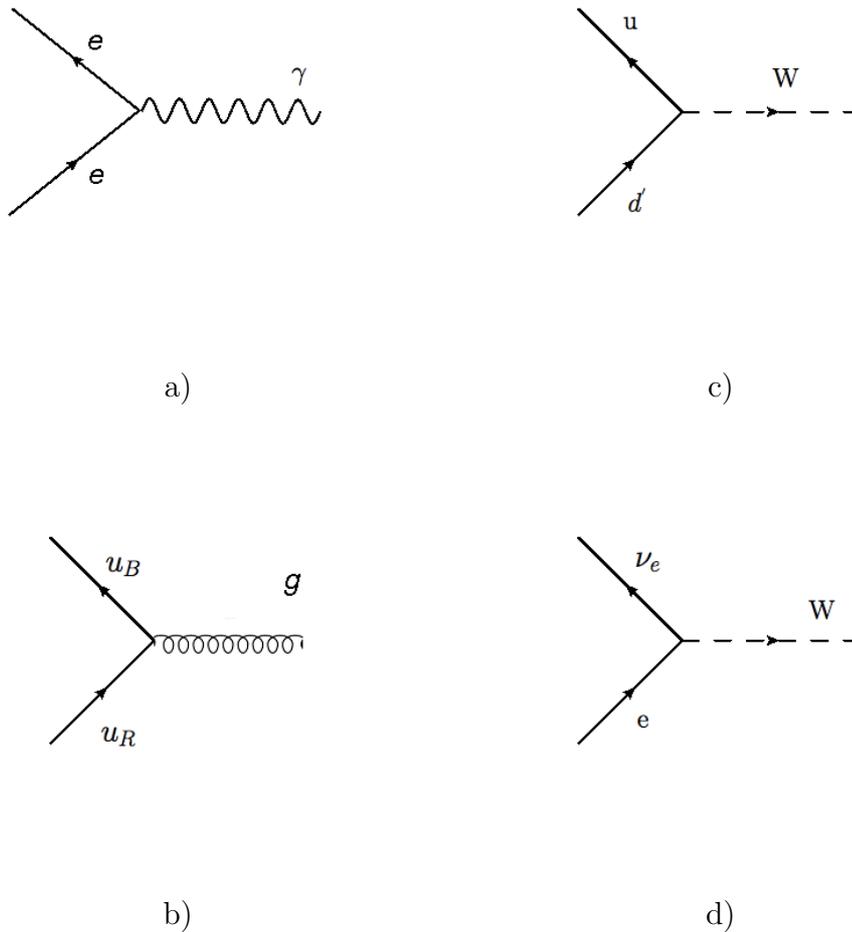


Figura 2.1: a) Vértice básico eletromagnético exemplificado com elétron e pósitron, b) vértice básico para a interação forte com o quark u . Vértices fracos para a primeira geração c) de quarks e d) léptons

Existem seis tipos de *sabores* de quarks classificados em gerações ou famílias, de acordo à ordem crescente de massa: a primeira geração composta pelos quarks *up* (u) e *down* (d), a segunda geração pelos quarks *charm* (c) e *strange* (s) e a terceira geração dada pelos quarks *top* (t) e *bottom* (b).

- Os léptons não interagem através da força forte, e sim através da interação EM (léptons carregados) e interação fraca (todos os léptons). Podem ser encontrados em estados livres na natureza.

Estes também são classificados em famílias ou gerações. A primeira geração é composta pelo elétron (*e*) e neutrino de elétron (ν_e), a segunda geração, por múon (μ) e o neutrino de múon (ν_μ), e terceira geração por tau (τ) e neutrino de tau (ν_τ). Os neutrinos são partículas eletricamente neutras, com uma massa muito pequena.

As famílias ou gerações de quarks e léptons são ilustradas na Figura 2.2. Para cada uma de estas partículas existe sua respectiva antipartícula.

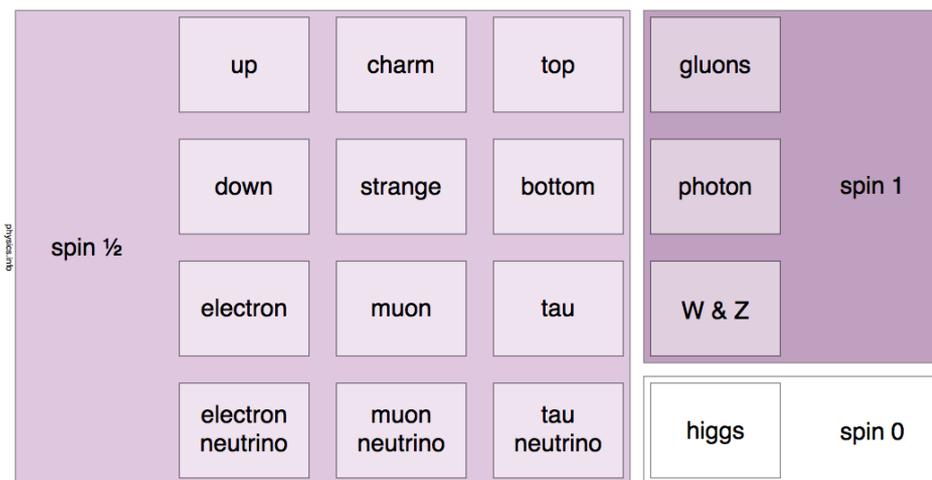


Figura 2.2: Partículas Elementares.

A seguir, daremos mais ênfase às interações fracas, em particular em processos hadrônicos, que é o tema desta dissertação.

2.2 Interações Fracas

A primeira tentativa para explicar a estrutura das interações fracas foi proposta em 1932 por Fermi. Sua teoria foi construída em analogia com a estrutura das interações eletromagnéticas, para a qual a amplitude invariante de transição é o produto de duas funções de vértice e um propagador:

$$M(QED) \sim (j^\mu)_1 (1/q^2) (j_\mu)_2, \quad (2-1)$$

onde $(j^\mu)_1$ e $(j_\mu)_2$ são os quadri-vetores que representam as densidades de correntes eletromagnéticas associadas a transição das partículas. Por exemplo, se tivéssemos a aniquilação de um elétron e um pósitron dando um par de múons, $(j^\mu)_1$ e $(j_\mu)_2$ ficariam como

$$(j^\mu)_1 = e(\bar{u}_3 \gamma^\mu u_1)_{\text{elctron}}; (j_\mu)_2 = e(\bar{u}_4 \gamma_\mu u_2)_{\text{muon}},$$

onde \bar{u} e u são os espinores de Dirac, e γ^μ representa as matrizes de Dirac.

A amplitude invariante proposta por Fermi [04] é dada por:

$$M = \frac{G_F}{\sqrt{2}} (j^\mu) (j_\mu^\dagger), \quad (2-2)$$

onde G_F é a constante de Fermi, a constante de acoplamento fraco. À diferença da amplitude eletromagnética, devido ao curtíssimo alcance da interação, a amplitude de Fermi não possui propagador, por isto, esta teoria inicialmente foi chamada da Teoria de *Interação de Quatro-Férmions*. As correntes fracas (j^μ) e (j_μ^\dagger) são chamadas de correntes carregadas fracas. Décadas depois, as correntes fracas neutras também vieram a ser descobertas [13].

A estrutura vetor-vetor para as interações fracas proposta por Fermi na realidade não se revelou totalmente correta. Modificações na amplitude de Fermi tiveram que ser feitas para incluir a importante característica de que a paridade não é conservada nos processos de interação fraca, como foi demonstrado no experimento histórico de Wu *et al*[14]. Neste experimento se estudou a transição β de um núcleo de Cobalto polarizado.[03]

Demonstrou-se que o elétron sempre era emitido com uma helicidade negativa², ainda que a orientação do campo magnético aplicado mudasse de sentido. Da mesma forma, o antineutrino do elétron sempre era emitido com helicidade positiva, evidenciando que a paridade era violada maximamente.

Assim, foi introduzida a estrutura vetor-axial das correntes carregadas com a substituição do fator γ^μ por $\gamma^\mu(1 - \gamma^5)$. O termo $\gamma^\mu \gamma^5$ leva naturalmente em conta a violação da paridade, já que γ^5 é um pseudo-escalar. Esta estrutura V-A (V = Vetorial, A = Vetor-Axial) das correntes carregadas traduz o fato que somente férmions de helicidade negativa e anti-férmions de helicidade positiva são acoplados nas interações fracas carregadas.

Os processos fracos carregados podem ser separados em três categorias:

- *Processos puramente leptônicos*: Os bósons W^\pm acoplam apenas léptons no estado inicial e final.

²Uma partícula tem helicidade positiva se a direção do momento e spin da partícula são paralelas e de helicidade negativa se são antiparalelas.

- *Processos semi-leptônicos*: Os bósons W^\pm acoplam correntes fracas hadrônicas e leptônicas.
- *Processos puramente hadrônicos*: Há somente hádrons no estado inicial e final.

2.2.1

Teoria de Cabibbo

Como foi descrito na seção anterior, quarks e léptons participam em interações fracas carregadas através de correntes V-A. Dentro deste contexto, era esperado que a mesma constante de acoplamento de Fermi regesse os três tipos de processos fracos (universalidade da interação fraca).

A finais da década dos 40, com a descoberta de muitas novas partículas hadrônicas, um novo número quântico \mathbf{S} , chamado de *estranheza*, foi estabelecido. Este era conservado nas interações eletromagnéticas e fortes, mas não nas interações fracas. Portanto, na hipótese da universalidade, deveria haver igual acoplamento para os processos fracos que conservassem a estranheza ($\Delta S = 0$) e os processos fracos que não conservassem a estranheza ($\Delta S \neq 0$), bem como para processos puramente leptônicos [15].

Com um maior entendimento e subsequentemente medidas mais precisas, mostrou-se que, por exemplo, a constante de acoplamento para o decaimento β do nêutron ($n \rightarrow pe^- \bar{\nu}_e$: decaimento semi-leptônico com $\Delta S = 0$) era bem próxima porém um pouco menor que a constante medida no decaimento do múon ($\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$: decaimento leptônico). Por outro lado, medições nas razões de ramificação de processos com $\Delta S \neq 0$ mostravam-se maior em um fator de 20 ou 10 com relação a transições $\Delta S = 0$. Com isto, tudo parecia indicar a existência de três constantes de acoplamento fraco, uma para decaimentos leptônicos, outra para decaimentos hadrônicos com $\Delta S \neq 0$, e uma terceira para decaimentos hadrônicos com $\Delta S = 0$.

Em 1963, de forma a resgatar a universalidade das interações fracas, Cabibbo[16] sugeriu que decaimentos hadrônicos com $\Delta S = 0$, carregassem um fator de $\cos \theta_c$ e que decaimentos com $\Delta S \neq 0$ carregassem um fator de $\sin \theta_c$. Deste modo, já na interpretação dos quarks surgida logo depois, Cabibbo introduz o fato que a corrente carregada não acopla o quark u com d e sim que o acoplamento é feito entre u e d' , onde o estado d' é uma mistura dos estados de massa de d e s , isto é:

$$d' = d \cos \theta_c + s \sin \theta_c \quad (2-3)$$

Portanto, o dubleto sobre o qual a interação fraca carregada atua é:

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u \\ d \cos \theta_c + s \sin \theta_c \end{pmatrix}$$

O parâmetro θ_c é o ângulo de Cabibbo e seu valor experimental é [12]:

$$\theta_c = 2,26 \text{ rad} = 13^\circ.$$

Desta maneira, Cabibbo explicou a aparente diferença entre as constantes de acoplamento. As amplitudes de transição \mathcal{M} para os distintos processos estão associadas à mesma constante de acoplamento fraco G_F , e relacionadas entre si por:

- Processos Leptônicos: $\mathcal{M} \sim G_F$,
- Procesos Hadrônicos ($\Delta S = 0$): $\mathcal{M} \sim G_F \cos \theta_c$,
- Procesos Hadrônicos ($\Delta S \neq 0$): $\mathcal{M} \sim G_F \sin \theta_c$.

2.2.2

O Mecanismo GIM e a Matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM)

Com a teoria de Cabibbo e a existência de um dubleto único, foi possível explicar as frações de decaimentos de muitas partículas, mas outras dificuldades começaram a surgir. O decaimento $K^0 \rightarrow \mu^- \mu^+$, suprimido em primeira ordem pela ausência de correntes neutras que trocam sabor (o Z^0 não muda sabor), poderia ocorrer em segunda ordem com transição $u \leftrightarrow d'$, como mostrado na Figura 2.3(a). Sua amplitude de transição deveria ser proporcional a $\sim \sin \theta_c \cos \theta_c$. Isto levava a prever uma taxa de decaimento muito maior do que a observada experimentalmente. Para suprimir decaimentos como estes, um quarto sabor de quark, chamado de *charme*, foi proposto em 1970 por Glashow, Iliopoulos e Maiani (GIM)[17][18], cujo acoplamento com o quark s envolve um fator de $\cos \theta_c$ e o acoplamento com o quark d , um fator de $-\sin \theta_c$. Então, dentro deste esquema, há mais um diagrama de segunda ordem para $K^0 \rightarrow \mu^- \mu^+$, como mostrado na Figura 2.3(b), onde há um quark c no lugar de u . Sendo assim, esta amplitude de transição do $K^0 \rightarrow \mu^- \mu^+$ é agora proporcional a $-\sin \theta_c \cos \theta_c$, levando alta supressão deste canal (o cancelamento não é completo devido à diferença de massa entre os quarks u e c) em concordância com as observações experimentais.

É assim que, dentro do “mecanismo de GIM”, as correntes carregadas acoplam os estados de quarks $u \leftrightarrow d'$ ou $c \leftrightarrow s'$, onde d' e s' são combinações ortogonais dos auto-estados de massa dos quarks d e s , isto é:

$$d' = d \cos \theta_c + s \sin \theta_c, \quad s' = -d \sin \theta_c + s \cos \theta_c. \quad (2-4)$$

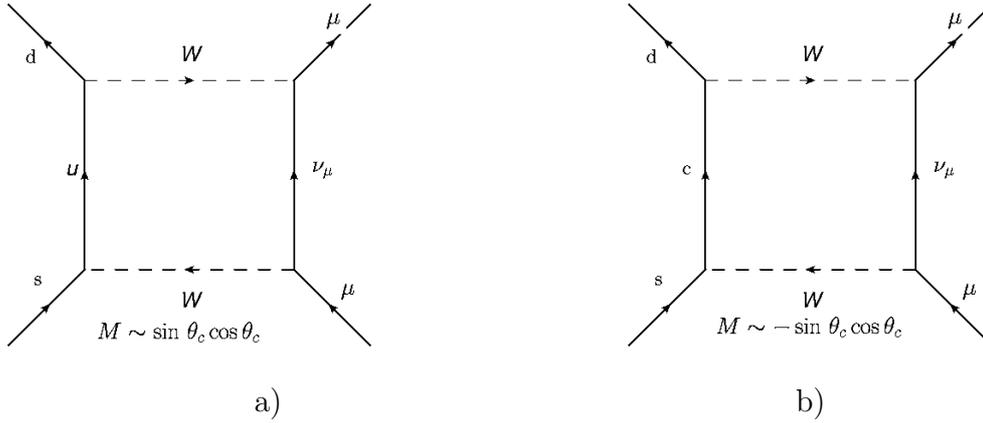


Figura 2.3: Diagrama de segunda ordem para o decaimento $K^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

Escrito em forma matricial:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_C & \sin \theta_C \\ -\sin \theta_C & \cos \theta_C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}. \tag{2-5}$$

Assim podemos interpretar que as correntes carregadas fracas fazem acoplamento entre estados “rotacionados” de quarks e j^μ vem dada como:

$$j^\mu = (\bar{u}, \bar{c}) \gamma^\mu (1 - \gamma^5) U \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix},$$

onde a matriz que faz a rotação entre os estado d e s é conhecida como a matriz de Cabibbo:

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta_C & \sin \theta_C \\ -\sin \theta_C & \cos \theta_C \end{pmatrix}. \tag{2-6}$$

Os processos que envolvem transições que são proporcionais a $\sin \theta_c$ são menos prováveis de ocorrer e são chamados de *suprimidos por Cabibbo*. Aqueles processos que são proporcionais a $\cos \theta_c$ ocorrem com maior frequência e são denominados como *favorecidos por Cabibbo*. As probabilidades de transição $u \leftrightarrow s$ e $c \leftrightarrow d$, comparadas com $c \leftrightarrow s$ e $u \leftrightarrow d$ são suprimidas por um fator:

$$\sin^2 \theta_c : \cos^2 \theta_c \approx 1:20$$

A generalização da matriz de Cabibbo para três dubletos de quarks (como mostrados na Tabela 2.2), com a introdução de um novo dubleto (t, b'), se estende a:

$$\begin{matrix} 1^a & 2^a & 3^a \\ \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix} \end{matrix}$$

Tabela 2.2: Os três dubletos quarks.

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}, \quad (2-7)$$

Esta matriz introduzida por Kobayashi e Maskawa [18], sendo unitária, contém três parâmetros reais (3 ângulos) e um complexo (1 fase), onde este parâmetro complexo permite explicar processos com violação de carga-paridade (CP). De fato, a introdução do terceiro dubleto foi proposto por Kobayashi e Maskawa antes da descoberta do charme, com o desejo de poder entender a violação CP (observada experimentalmente anos antes) que não podia ser explicada com o único parâmetro (θ_c) que possui a matriz 2×2 de Cabibbo.

A amplitude de probabilidade de transição entre dois quarks é descrita na matriz de CKM como proporcional ao elemento de matriz $V_{qq'}$. Dados os três parâmetros reais e 1 complexo, há várias parametrizações para a matriz CKM, sendo uma das mais usada a parametrização do Wolfenstein, baseada nas medidas experimentais:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4), \quad (2-8)$$

onde o η explicita a natureza complexa da matriz. O acoplamento da corrente fraca carregada para as três gerações de quarks pode ser expressada em uma forma similar como se fez com apenas dois dubletos:

$$j^\mu = (\bar{u}, \bar{c}, \bar{t}) \gamma^\mu (1 - \gamma^5) U \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix},$$

onde U é a matriz CKM.

2.3 Física de Charme

Em 1974, a descoberta de uma nova partícula pela equipe de C.C Ting no Brookhaven [19], e também independentemente pelo grupo de B. Richter no SLAC [20], mostrava características inusuais que colocava em evidência a

existência de uma nova física. Esta partícula, batizada com o nome de J/ψ , representava o estado ligado de um novo sabor de quark, o quark charme c e seu anti-quark (\bar{c}).

Esta descoberta confirmou a existência do quarto quark, como já havia sido predito pelo mecanismo de GIM. O quark charme se hadroniza como mésons charmosos “abertos” ($D^+(c\bar{d})$, $D_0(c\bar{u})$, $D_s^+(c\bar{s})...$), bárions (contendo um ou mais quarks charme) ou como estados de charmonium, que são estados ligados de quark c e anti-quark (\bar{c}).

Os decaimentos charmosos têm muito interesse devido a que sua faixa de massa permite fazer tratamentos dentro de um regime ainda semi-perturbativo da QCD. Portanto a física de charme associados ao processo fraco fornece um excelente laboratório para fazer estudos de QCD.

Como foi descrito na seção anterior, a mistura entre os estados de quarks é dada pela matriz CKM. Os decaimentos de charme em primeira ordem (diagramas árvore) processam transições apenas entre as duas primeiras gerações. Todos os processos podem ser separados em: favorecidos por Cabibbo (FC), $\{c \leftrightarrow s \text{ e } u \leftrightarrow d\}$; suprimidos por Cabibbo (SC), $\{c \leftrightarrow s \text{ e } u \leftrightarrow s\}$ ou $\{c \leftrightarrow d \text{ e } u \leftrightarrow d\}$; e duplamente suprimido por Cabibbo (DSC), $\{c \leftrightarrow d \text{ e } u \leftrightarrow s\}$.

Na Figura 2.4 mostra-se o vértice básico para transições favorecidas por Cabibbo e suprimidas por Cabibbo, para a primeira e segunda geração de quarks.

Atualmente, a maioria dos decaimentos SC dos mésons D^+ , D^0 e D_s^+ já foi estudada com uma boa estatística, enquanto muitos dos decaimentos DSC sofrem ainda de limitações estatísticas [21]. Este trabalho é precisamente motivado por fazer o estudo de um dos canais duplamente suprimido por Cabibbo, especificamente o canal $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$.

2.3.1

O Decaimento DSC $D_{s^+} \rightarrow \pi^- K^+ K^+$

O méson $D_s(c\bar{s})$ é um méson charmoso de massa $1.969 \text{ GeV}/c^2$ e tempo de vida $4.5 \times 10^{-13} \text{ s}$ [12]. Neste trabalho se faz o estudo da razão de ramificação do canal DSC $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$ em relação ao canal FC $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$. Medidas das frações de ramificação do D_s^+ , além de importantes por si só, também constituem o primeiro passo para fazer medidas de violação CP e análises de amplitudes do D_s^+ .

No decaimento $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$, ocorre a troca de sabor de duas famílias $c \leftrightarrow du\bar{s}$. Sua amplitude de probabilidade é portanto proporcional a $|V_{cd}| |V_{us}|$. O diagrama no nível de árvore para este decaimento é mostrado na Figura

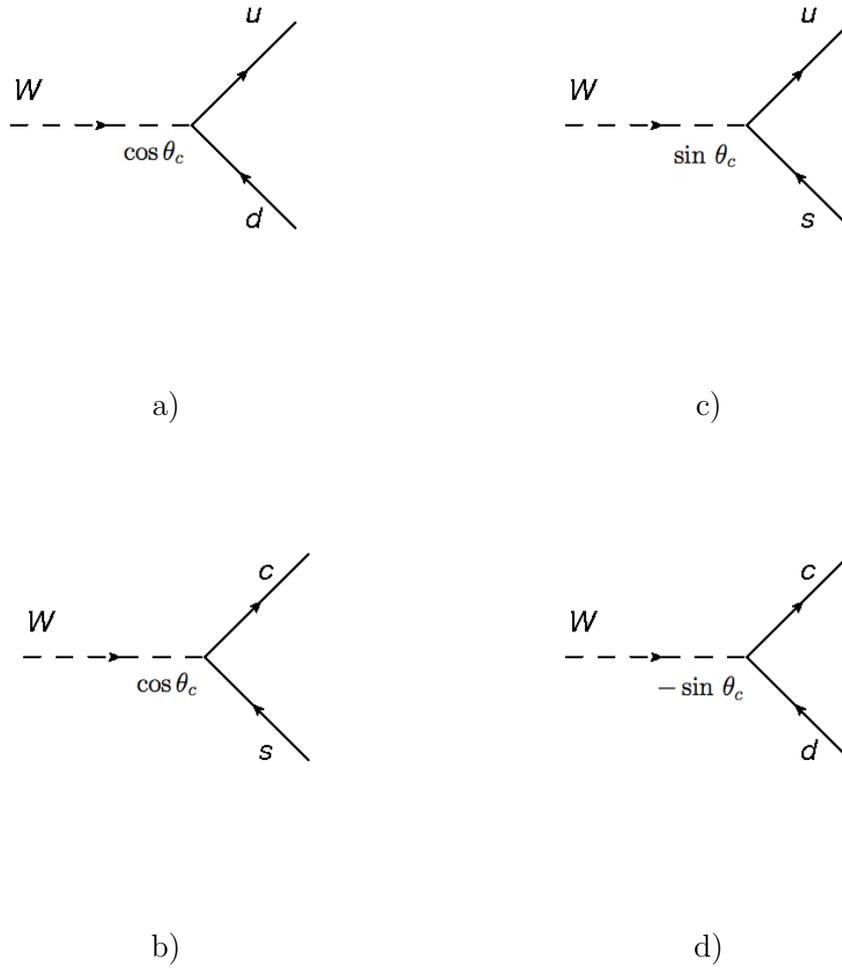


Figura 2.4: Transições favorecidas por Cabibbo para a a) primeira e b) segunda família de quarks. Transições suprimidas por Cabibbo para a c) primeira e d) segunda família de quarks.

2.5 (diagrama não-ressonante, isto é sem formação de ressonância anterior à formação do estado final)[22].

O decaimento do $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ tem sua amplitude de probabilidade proporcional $|V_{ud}| |V_{cs}|$, como é mostrado na Figura 2.6.

Partindo destes diagramas, uma estimativa simples para a taxa de decaimento DSC em relação ao FC é da ordem $\tan^4 \theta_c$, ou seja, um valor $\sim 0.29\%$.

A fração de ramificação para um modo de decaimento $X \rightarrow Y$ é definida como[23]:

$$\frac{N_{prod}(X \rightarrow Y)}{N_{prod}(X)}, \quad (2-9)$$

onde $N_{prod}(X)$ é o número total de partículas X produzidas e $N_{prod}(X \rightarrow Y)$

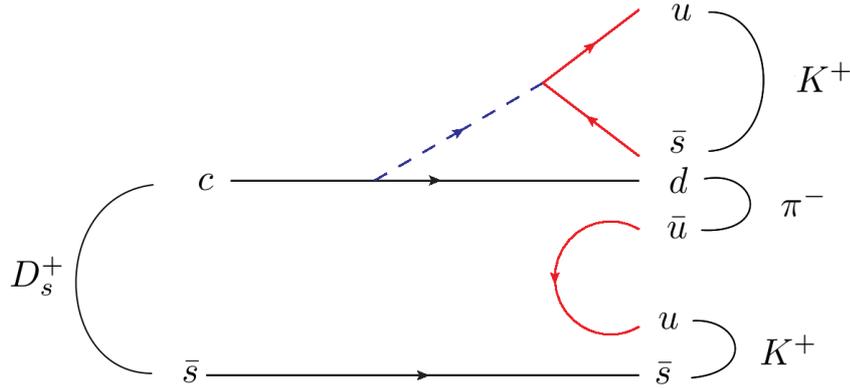


Figura 2.5: Diagrama de Feynman para o decaimento $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$.

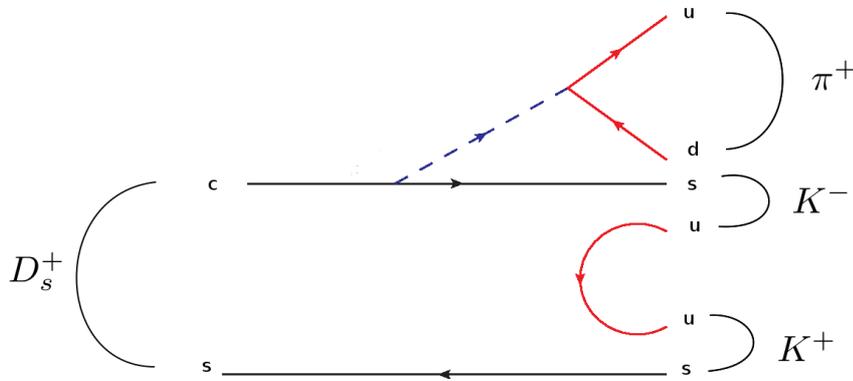


Figura 2.6: Diagrama de Feynman para o decaimento $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$.

é o número total de partículas X produzidas decaindo no estado final Y . Geralmente é difícil obter $N_{prod}(X)$ com uma boa precisão em um experimento. Assim usualmente uma medida mais robusta é obter a razão das frações de ramificação de dois modos de decaimentos: um deles é o canal que desejamos medir, chamado de “sinal” e o outro é o canal de referência, para o qual a sua fração de ramificação já haja sido bem medida anteriormente[24].

Para o caso particular do $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$, a medida da fração de ramificação relativa, seguindo a Eq. (2-9) fica:

$$\frac{\mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+)}{\mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+)} = \frac{N_{prod}(D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+)}{N_{prod}(D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+)}. \quad (2-10)$$

Por outro lado temos que $N_{prod}(X \rightarrow Y) = \frac{N_{obs}(X \rightarrow Y)}{\epsilon(X \rightarrow Y)}$, onde $N_{obs}(X \rightarrow Y)$ é o número de eventos *observados* e $\epsilon(X \rightarrow Y)$ é a eficiência total do canal de decaimento.

Assim a expressão final para o cálculo fração de ramificação relativa é dada por:

$$\frac{\mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+)}{\mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+)} = \frac{N_{\pi K K}^{obs} \epsilon_{total(K K \pi)}}{N_{K K \pi}^{obs} \epsilon_{total(\pi K K)}}. \quad (2-11)$$

Esta expressão será utilizada no capítulo 5 para o nosso resultado.

2.3.2

Resultados Anteriores

O valor médio mundial da razão de ramificação para o canal de estudo é [12]:

$$\frac{\mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+)}{\mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+)} = (2.33 \pm 0.23) \times 10^{-3}. \quad (2-12)$$

Este resultado está primariamente baseado nos estudos feitos pelas colaborações BaBar [25][26] e Belle [27], cujos resultados estão resumidos na Tabela 2.3.

Como pode se ver, as melhores medidas contaram com apenas ~ 300 eventos e o erro da razão de ramificação é de quase 10%. A medida final é ainda uma medida bem limitada, sendo fundamental melhorá-la. Nas Figs 2.7 e 2.8 mostram-se os espectros de massa $\pi^- K^+ K^+$ obtidos pelas colaborações BaBar e Belle, respectivamente.

Experimento	$N_{eventos}$	BR ($\times 10^{-3}$)
FOCUS	27 ± 9	$5.2 \pm 1.7 \pm 1.1$
Belle	281 ± 34	$2.29 \pm 0.28 \pm 0.12$
BaBar	356 ± 52	$2.3 \pm 0.3 \pm 0.2$
PDG (média mundial)		2.33 ± 0.23

Tabela 2.3: Medidas prévias de $\mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+)/\mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+)$ (reproduzidos do PDG).

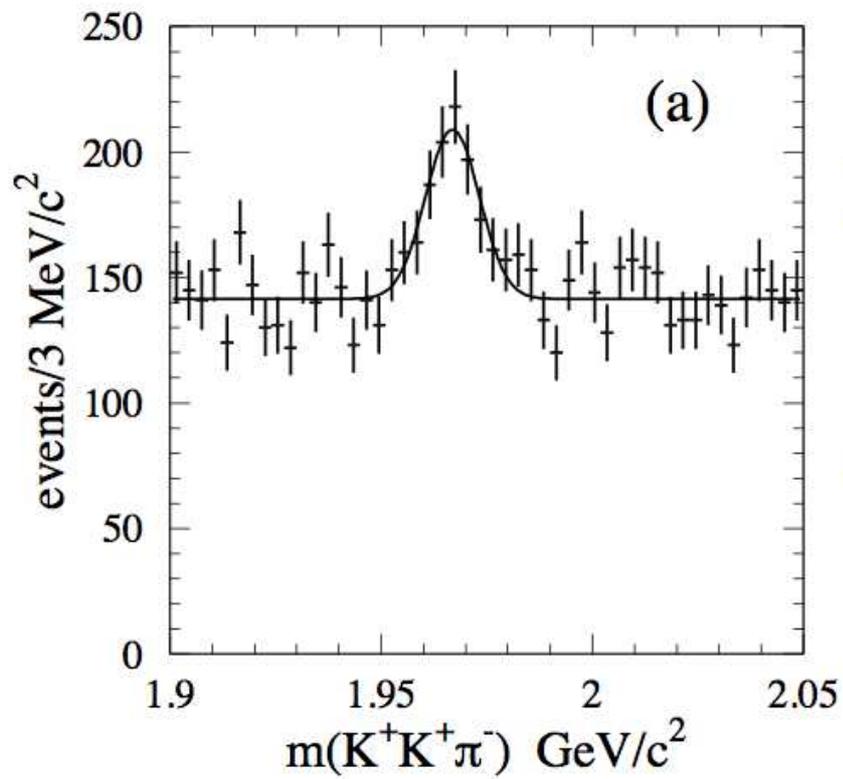


Figura 2.7: Distribuição de eventos no espectro de massa $\pi^- K^+ K^+$ e ajuste ao sinal para o decaimento $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$ obtido pela colaboração BaBar.

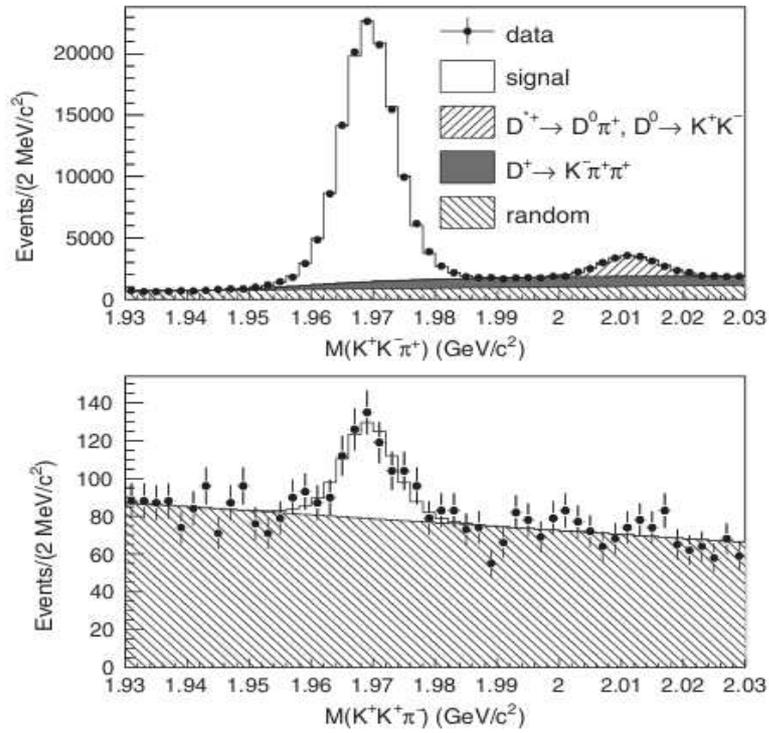


Figura 2.8: Distribuição de eventos no espectro de massa $\pi^- K^+ K^+$ e ajuste ao sinal para o decaimento $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$ obtido pela colaboração Belle.

3 O Experimento LHCb

3.1 O Grande Colisor de Hádrons (LHC)

O Grande Colisor de Hádrons [28], cuja sigla de seu nome em inglês é LHC (*Large Hadron Collider*), é o maior acelerador e colisor de partículas que existe atualmente. Ele está localizado no CERN, na fronteira entre a Suíça e a França, próximo à Genebra. Foi desenvolvido com o objetivo de colidir frontalmente feixes de partículas que circulam em direções opostas, em dois anéis supercondutores, cujos comprimentos são de 27 quilômetros e de profundidade subterrânea entre 45 e 170 metros. Uma visão esquemática é mostrada na figura 3.1

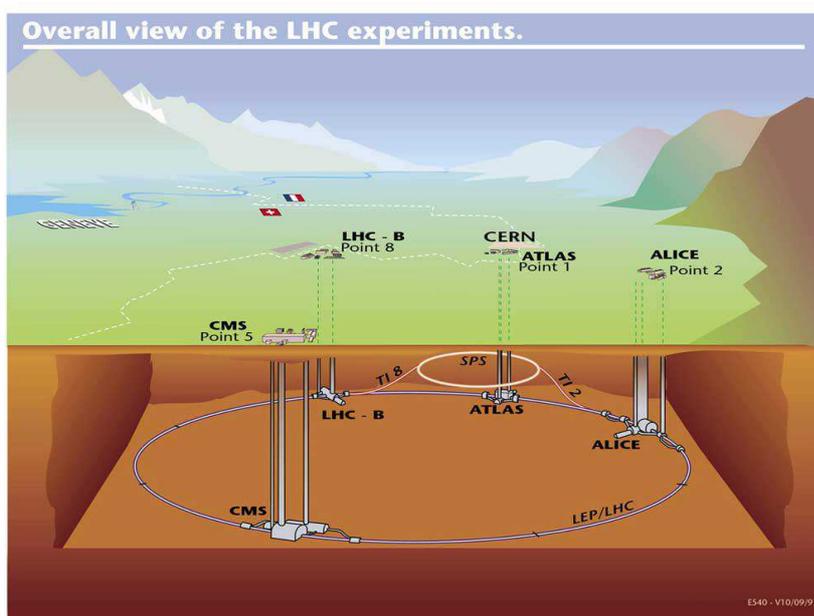


Figura 3.1: Visão esquemática do LHC com os pontos de interação em destaque.

Os feixes de prótons que circulam no LHC são mantidos em altíssimo vácuo, à uma temperatura de -271°C . Estes são conduzidos, através dos anéis, por um forte campo magnético produzido por magnetos supercondutores; 1232 dipolos magnéticos são usados para direcionar os feixes e 392 quadrupolos

magnéticos para focalizá-los.

O LHC foi projetado, em sua configuração nominal, para colidir feixes de prótons com uma energia de $\sqrt{s} = 14$ TeV no centro de massa, e com uma luminosidade de $L = 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Para atingir este objetivo, o acelerador foi projetado para ser preenchido com 2802 nuvens de prótons, com 1.1×10^{11} prótons por nuvem em cada feixe, e com cruzamento de pacotes de nuvens a cada de 25ns.

Ao alcançar a energia desejada, os feixes de prótons são cruzados para colidir em pontos específicos, onde localizam-se os detectores dos experimentos. Os experimentos funcionam de maneira simultânea, entretanto cada um foi desenvolvido com propósitos diferentes, a saber:

- **ALICE** (*A large Ion Collider Experiment*)[29]. É o experimento que tem por objetivo estudar as colisões de íons pesados (Pb-Pb ou p-Pb). Acredita-se que, logo após a colisão de íons de chumbos, a matéria passa a estar em um estado chamado de plasma de glúons e quarks, onde os quarks tornam-se desconfiados, estando em a condições similares a instantes após o Big-Bag.
- **ATLAS** (*A toroidal LHC Apparatus*)[30]. É um dos detectores polivalentes do LHC. O experimento de propósitos gerais explora vários âmbitos da física: desde a busca do bóson de Higgs, que é a descoberta mais importante dos últimos tempos, à busca de partículas que possam constituir a matéria escura.
- **CMS** (*Compact Muon Solenoid*)[31]. Este experimento tem os mesmos objetivos físicos do ATLAS, entretanto o CMS utiliza uma estratégia de detecção complementar, principalmente em relação ao magneto e sistema de múons.
- **LHCb** (*Large Hadron Collider Beauty*)[32]. O experimento LHCb tem como objetivo investigar a diferença entre a matéria e antimatéria existente no universo, por meio do estudo da violação da simetria Carga-Paridade (CP), em decaimento de hádrons pesados, isto é, decaimentos dos mésons e bárions contendo b e c .

Em 2011, operou a 7 TeV e com luminosidade de $1,0 \text{fb}^{-1}$ para o LHCb (como detalharemos na sec. 4.1)

3.2 Os Detectores do LHCb

Para os objetivos principais do experimento LHCb, isto é, a busca da violação CP nos mésons B e D , e o estudo dos decaimentos raros, a geometria do detetor foi escolhida de modo a ser possível a detecção de tais partículas, como é mostrado na Figura 3.2. As altas energias a produção dos quark $b\bar{b}$ se dá em uma distribuição angular muito próxima à direção do feixe. Desta forma, o detetor do LHCb é um espectrômetro de um só braço, com uma aceptância angular que vai desde 10mrad até 300mrad no plano horizontal, e de 10mrad até 250mrad no plano vertical, equivalente a uma pseudorapidez de $1.9 < \eta < 4.9$. Esta geometria foi escolhida com o objetivo de otimizar a quantidade de partículas reconstruídas dentro desta aceptância angular. O sistema de referência adotado é tal que o eixo z está na direção do tubo do feixe, o eixo x no plano horizontal e o y no vertical.

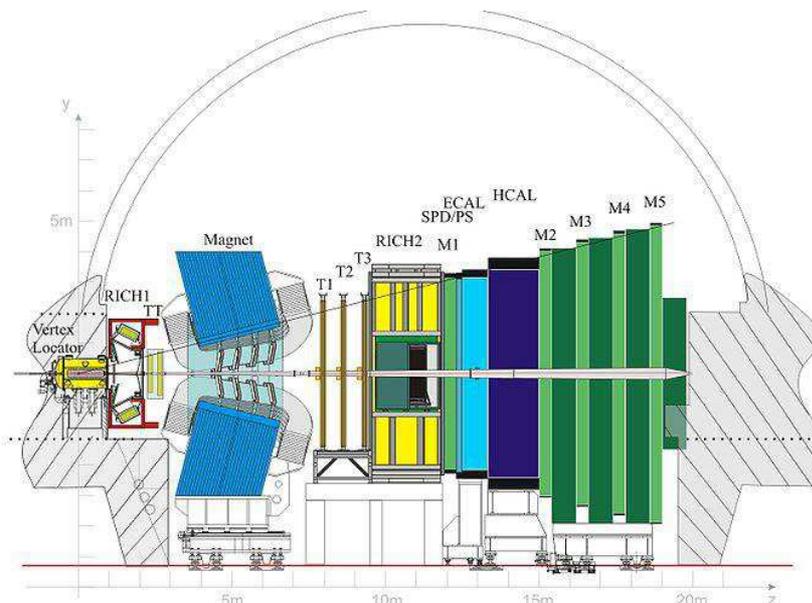


Figura 3.2: Visão lateral do espectrômetro de um só braço do LHCb. Os subdetectores se encontram indicados.

O LHCb utiliza uma série de subdetectores com o objetivo de reconstruir os produtos dos decaimentos dos mésons B e D . O primeiro subdetector é montado perto do ponto de colisão, e os outros são dispostos seguidamente, em uma extensão de 20m. As trajetórias dos pares b e \bar{b} (ou c e \bar{c}) produzidos seguem predominantemente o mesmo sentido, ambas para frente ou ambas para trás. A distribuição dos ângulos de produção do par $b\bar{b}$ é mostrada na Figura 3.3, ratificando a predominância dos ângulos pequenos.

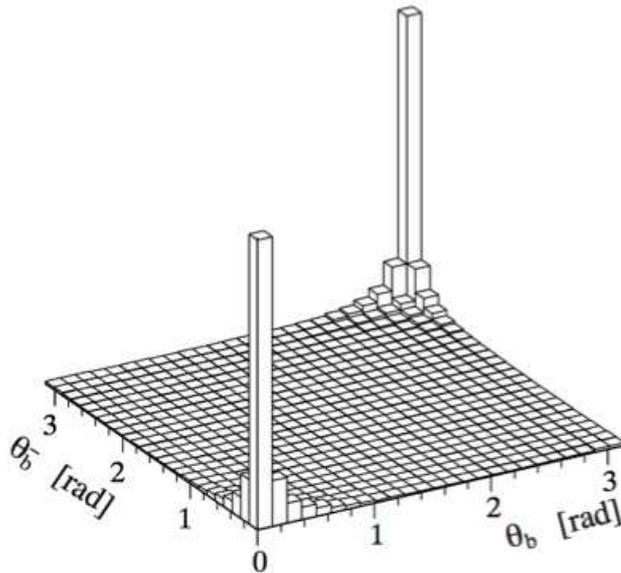


Figura 3.3: Simulação da distribuição angular de produção do par $b\bar{b}$ ($\sqrt{s} = 14$ Tev).

A luminosidade nominal para a qual o LHCb foi projetado é de $L = 2 \times 10^{32} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, que é inferior a dos outros experimentos citados na Seção 3.1. Tal luminosidade visa para manter uma boa performance do detector, em relação às medidas de precisão.

Para poder realizar estas medidas, é necessário que o detector seja capaz de fornecer as seguintes informações: uma boa precisão na reconstrução de trajetórias e vértices dos mésons B e D, (o ponto onde os mésons são criados chama-se de vértice primário e o ponto onde decaem de vértice secundário); uma boa discriminação das partículas no estado final de decaimento, que é fundamental para o estudo de canais específicos de decaimento; uma boa resolução de massa e, portanto, medidas precisas de momento são também necessárias. Devido a alta taxa de colisões, um sistema eficiente na separação de eventos de interesse em tempo real de forma rápida e precisa é fundamental, o chamado de sistema *trigger*.

Para a descrição do experimento, vamos separar o detector na distintas partes que o compõe.

3.2.1 O Magneto

O magneto [33], junto ao sistema de trajetória utilizado no experimento, consiste de um dipolo magnético que permite a medição da carga e do momento das partículas carregadas. Ele cobre uma distância angular de $\pm 250\text{mrad}$ verticalmente e $\pm 300\text{mrad}$ horizontalmente. As duas grandes bobinas que possui o magneto têm a forma de cela, e podem produzir um campo integrado de 4Tm para trajetórias de partículas de 10m de comprimento.

A polaridade do magneto pode ser invertida, de modo que a tomada de dados é feita tanto com o campo na direção para cima (“MagUp”) como para baixo (“MagDown”). Isto permite o estudo e redução dos erros sistemáticos em uma série de medidas. Uma visão esquemática do magneto é mostrada na Figura 3.4.

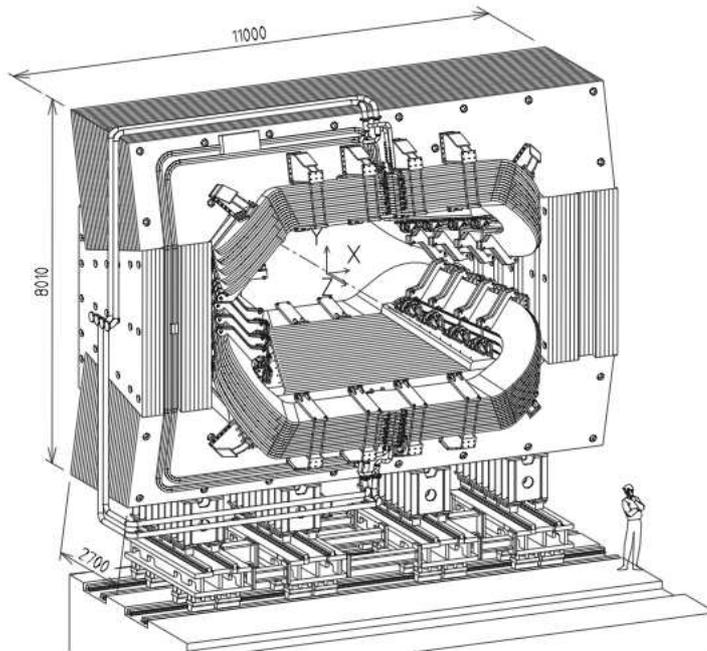


Figura 3.4: Visão esquemática do magneto do LHCb.

3.2.2 Sistema de Trajetórias

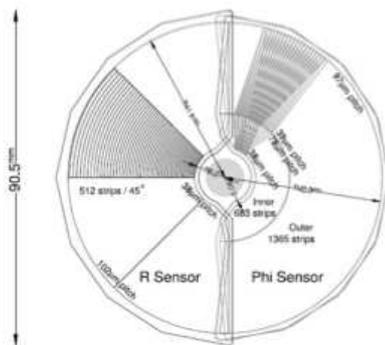
O sistema de traços (trajetórias de partículas carregadas) do LHCb consiste do VELO (*VErtex LOcator*) e de quatro estações planas de rastreamento, que são: TT (*Tracker Turicensis*) localizado acima do dipolo magnético e três estações T1–T3 localizadas na parte inferior do magneto. Este sistema é dedicado a fornecer medidas de precisão na posição das trajetórias das partículas

carregadas, permitindo assim a reconstrução eficiente das trajetórias e dos vértices primários e secundários. Estas últimas três estações, T1-T3, são separadas em duas regiões: uma interna (IT) e outra externa (OT).

O VERtEX LOcator (VELO)

O VELO[34] está localizado próximo à região de interação e fornece medidas precisas na posição das coordenadas dos traços, que são deixados pelas partículas produzidas perto do vértice primário. Estas coordenadas são utilizadas na reconstrução e localização do vértice secundário. Este deslocamento entre os vértices primário e secundário é uma característica importante que permite diferenciar decaimentos de hádrons com quarks b e c , por seu tempo de vida longo comparado a decaimentos via interações fortes ou eletromagnéticas.

O VELO consiste em uma série de 21 módulos de microtiras de silício, na forma de semi-discos e com dois lados idênticos, dispostos ao longo da direção do feixe. Cada módulo possui um sensor- R e um sensor- ϕ , como é mostrado nas Figuras 3.5a) e 3.5b).



a)



b)

Figura 3.5: a) Representação do sensor- R e do sensor- ϕ . b) Imagem da disposição dos módulos do VELO no LHCb.

Cada um destes módulos foi projetado a fim de fornecer a informação espacial 3D necessária para a reconstrução dos traços e vértices. O sensor- ϕ fornece informação sobre a coordenada azimutal na direção do feixe e o sensor- R fornece a coordenada radial. A coordenada z é obtida sabendo-se a posição de cada módulo dentro do experimento. A resolução espacial de reconstrução do vértice primário é de $40\mu\text{m}$ no eixo z e de $10\mu\text{m}$ na direção ϕ , e de $150\mu\text{m}$ e $300\mu\text{m}$, respectivamente, na posição do vértice secundário. A geometria do VELO é tal que os módulos são separados por alguns centímetros no eixo z ,

com a finalidade de se sobreponham para, assim, eliminar a existência de áreas de detecção mortas.

Tracker Turicensis (TT)

O TT tem como objetivo principal fornecer informações sobre os traços das partículas de baixo momento. Este está constituído por duas estações localizadas antes do magneto, com largura de 150cm e altura de 130cm. Cada estação está formada por quatro camadas de sensores de silício, onde cada sensor, com dimensões de 9,64cm de largura, 9,44cm de altura e $500\mu\text{m}$ de espessura, está constituído por 512 microtiras de silício. Estas quatro camadas em cada estação estão dispostas em uma geometria “ $x-u-v-x$ ”, isto é, a camada x está alinhada verticalmente com o eixo y , enquanto que a camada u possui uma rotação de -5° e a camada v uma rotação de 5° , em relação ao eixo y . Cada sensor possui uma precisão de $50\mu\text{m}$ na medida da posição.

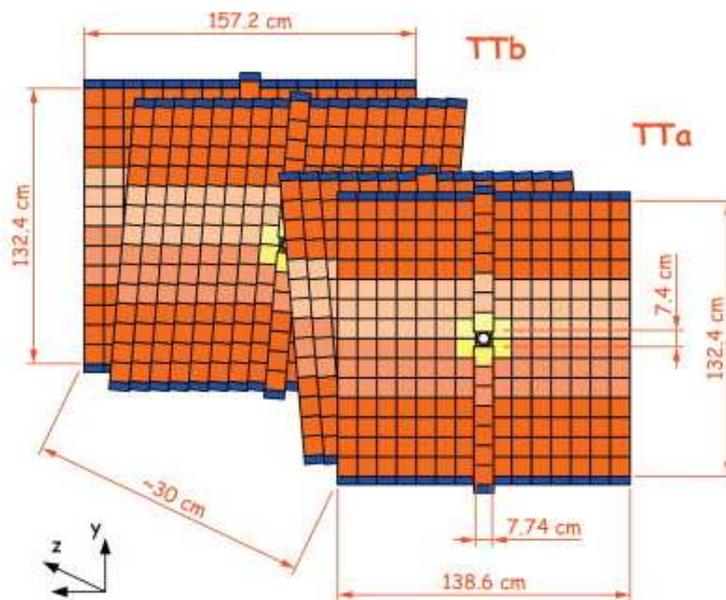


Figura 3.6: Vista esquemática das quatro camadas da estação TT, com a disposição das placas na forma $x-u-v-x$.

Inner Tracker (IT)

Cada uma das três estações IT [35] consiste de quatro caixas individuais arranjadas ao redor do feixe (Figura 3.7(a)). Cada caixa possui quatro camadas de silício com uma geometria igual a do TT, de $x-u-v-x$. As caixas superiores e inferiores contêm sete módulos, cada módulo com um único sensor, como é mostrado na Figura 3.7(b). As caixas laterais também contêm sete módulos,

cada um com dois sensores. A resolução na medida da posição é de pouco mais de $50\mu\text{m}$.

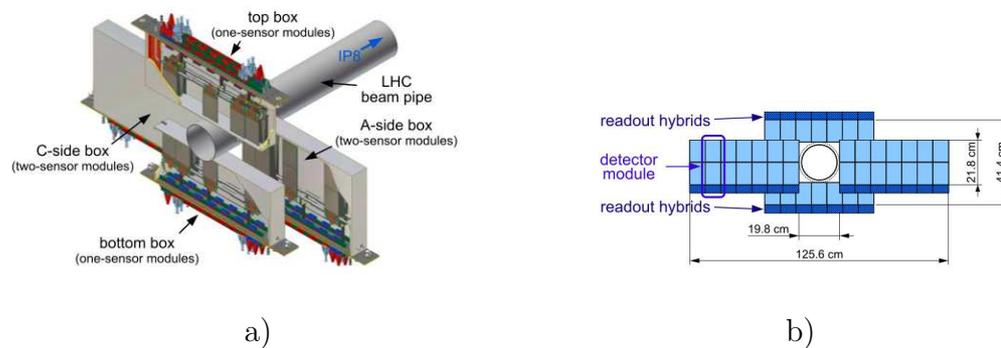


Figura 3.7: a) Visão esquemática das caixas arrajadas ao redor do feixe. b) Vista frontal de uma estação IT.

Outer Tracker (OT)

As estações OT [36] estão localizadas nas regiões mais externas, onde o fluxo de partículas, e portanto a ocupação do detetor, é inferior que nas estações IT. Estas são também responsáveis em auxiliar na determinação das trajetórias das partículas carregadas que, com a associação com o magneto, podem determinar seu momento. As estações consistem de quatro camadas que contêm 4608 câmaras de arrasto de forma cilíndrica. Estas camadas, como em IT e TT, possuem uma geometria $x-u-v-x$. Os tubos são preenchidos com uma mistura de Ar (70 %), CO_2 (28.5%) e O_2 (1.5 %) e possuem um diâmetro de 5mm. Estas câmaras fornecem um tempo de resposta inferior a 50ns e uma resolução de $200\mu\text{m}$. Uma visão lateral de uma estação OT é mostrada na Figura 3.8.

3.2.3

Reconstrução dos traços

A reconstrução das trajetórias, deixadas pelas partículas em seu passagem através dos detectores de traços, é feita através de um *software* que combina todas essas informações. Um evento típico do LHCb contém cerca de 100 traços.

O algoritmo de ajuste utilizado pelo LHCb é feito usando o método de “Kalman-Filter”. Este algoritmo atualiza progressivamente as informações do ajuste, aumentando o conhecimento da trajetória, sem a necessidade de refazer novamente o ajuste completo; está é de fato uma das vantagens do método “Kalman-Filter”. A qualidade dos traços é monitorada pelo χ^2 do ajuste.

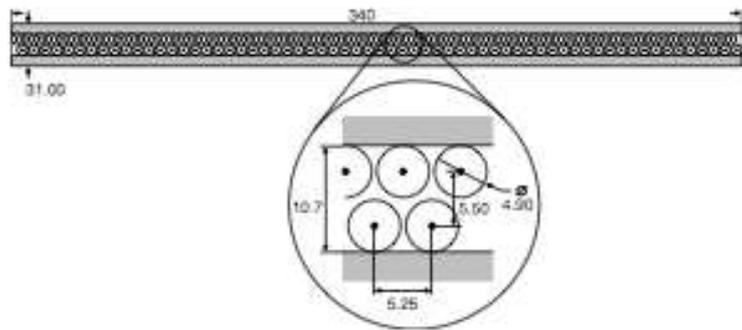


Figura 3.8: Figura ilustrativa de uma estação OT.

As cinco classes de traços reconstruídos no LHCb podem ser classificadas da seguinte forma:

- **Traços do VELO:** São traços que atravessam somente o VELO e em seguida saem da aceitação do detector.
- **Traços *upstream*:** São traços reconstruídos que passam pelo VELO e TT.
- **Traços *downstream*:** São traços reconstruídos que passam apenas pelas estações TT e T1-T3, que em geral decaíram fora do VELO.
- **Traços Longos:** São traços reconstruídos através de todos os detectores (VELO, TT, T1-T3) e portanto possuem boa resolução.
- **Traços T:** São traços produtos de interações secundárias, reconstruídos apenas no T1, T2, T3.

Estes cinco tipos traços são mostrados na Figura 3.9.

3.2.4 RICH

A identificação de partículas, píons, káons, prótons, elétrons, múons, é uma das características fundamentais do LHCb. A correta separação entre káons e píons é particularmente importante no estudo dos decaimentos de hádrons belos e charmosos. O LHCb possui três subdetectores dedicados à identificação de partículas: duas estações RICH[37] em associação ao sistema de trajetórias, têm o objetivo de identificar as partículas; as estações de múons que identificam múons; e os calorímetros que medem a energia depositada das partículas e identificam partículas neutras.

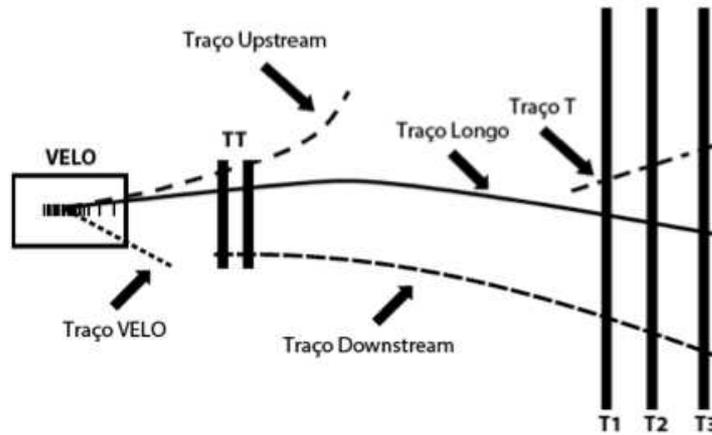


Figura 3.9: Esquema dos cinco tipos de traços reconstruídos no sistema de traço do LHCb.

Para a identificação das partículas, o RICH utiliza a radiação de Cherenkov. Quando as partículas carregadas incidem em um meio dielétrico, com uma velocidade maior do que da luz nesse meio, emitem radiação. Estes fótons de Cherenkov emitidos formam um cone com um ângulo θ_c em relação à trajetória. Este ângulo é definido pela seguinte relação:

$$\cos \theta_C = \frac{1}{vn}, \quad (3-1)$$

onde v é a velocidade da partícula, n o índice de refração desse meio e θ_C é o ângulo de Cherenkov. A identificação da partícula é feita com a combinação da medida do momento associado ao traço e a velocidade da partícula. A fim de cobrir todo o espectro do momento das partículas carregadas a primeira estação, o RICH1, é localizada entre o VELO e o TT; a segunda estação, o RICH2, é localizada entre o T3 e a estação de múons.

O RICH1 foi projetado para a detecção de partículas de baixo momento (2–60 GeV), que tem a característica de emergir com grandes ângulos polares. É composto por radiadores de aerogel SiO_2 com $n = 1.03$ e C_4F_{10} com $n = 1.0014$. O RICH2 foi projetado por sua vez na detecção de partículas de alto momento (15–100 GeV), que emergem com ângulos de saída pequenos; possui somente um gás radiador CF_4 com $n = 1.0005$. Para ambos detectores RICH, a luz de Cherenkov é focalizada nos detectores de fótons híbridos (HPD), utilizando uma combinação de espelhos esféricos (RICH1) e planos (RICH2). Uma visualização lateral do RICH1 e RICH2 é encontrada na Figura 3.10.

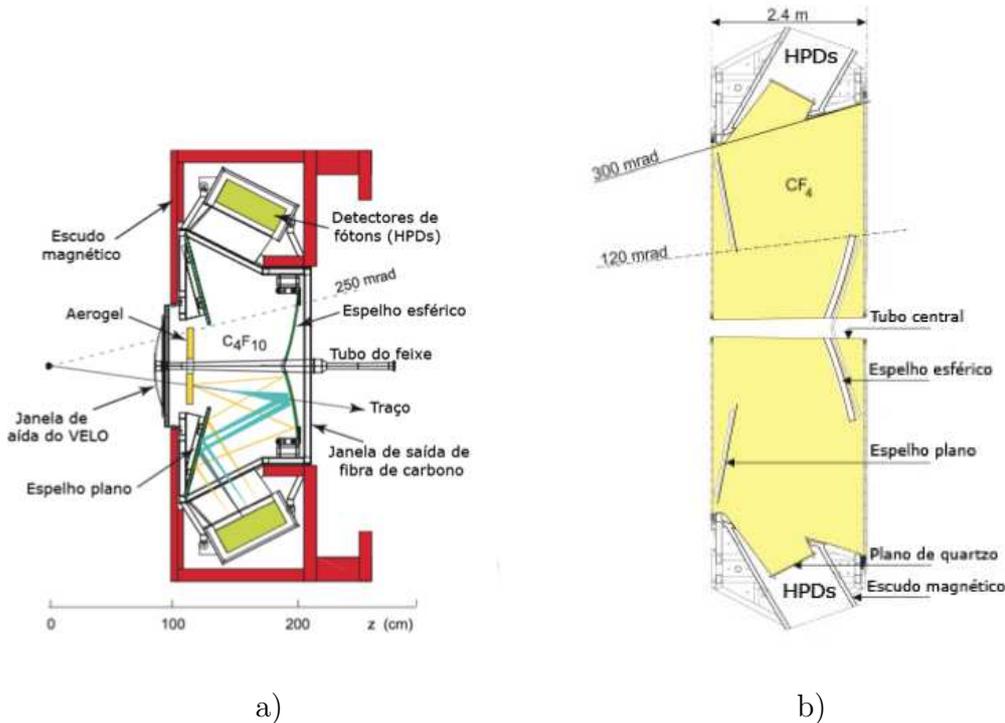


Figura 3.10: Detalhes dos detectores RICH

3.2.5 Calorímetros

O sistema de calorímetros do LHCb [38] tem as seguintes funcionalidades: fornece a identificação de elétrons, fótons e hádrons bem como medidas na posição e energia; e fazem seleções da energia transversa de hádrons e dos candidatos de elétrons e fótons para o primeiro nível de *trigger* (L0), que faz a decisão $4\mu\text{s}$ após a interação. O sistema está constituído de um calorímetro eletromagnético (ECAL), um calorímetro hadrônico (HCAL) e duas estações SPD/PS.

Os calorímetros medem a energia total depositada no meio ao serem atravessados por uma partícula. A partícula, após percorrer um comprimento típico X_0 (comprimento de onda de radiação), produz novas partículas com menor energia este efeito é chamado de *chuveiro*. Com o calorímetro bem calibrado, pode-se determinar a energia da partícula que provocou este chuveiro. As partículas produzidas ao passarem pelos cintiladores induzem a geração de fótons, que são coletados em seguida por tubos fotomultiplicadores.

Os detectores SPD e PS auxiliam na identificação das partículas. O SPD (*Scintillator Pad Detetor*) auxilia na rejeição dos elétrons com alto momento transversal, no decaimento de píons neutros, sendo sua principal função a discriminação de chuveiros resultantes de e^- e γ . O PS (*Preshower Detetor*), por sua vez, rejeita o *background* devido a píons carregados. Os detectores SPD

e PS estão localizados antes do ECAL, separados por uma folha de chumbo de 15mm, e ambos sistemas consistem de duas placas de cintiladores.

O ECAL tem por objetivo medir a energia dos elétrons e fótons e fazer a reconstrução dos π^0 . Ele é formado por uma folha de chumbo de 2mm, placas cintiladores de 4mm e uma camada branca para evitar reflexões no cintilador. A resolução na energia é uma função da energia da partícula e é dada por $10\%/\sqrt{E} \otimes 1\%$.

O HCAL tem por objetivo medir a energia de prótons, nêutrons, píons e káons. Seu sistema de funcionamento é o mesmo do ECAL, com a diferença que os chuveiros hadrônicos são determinados por um comprimento λ (comprimento de interação nuclear) que é maior que o comprimento de radiação. Por tal razão, o HCAL é mais denso do que o ECAL, intercalando placas cintiladores de 4mm e placas de ferro de 16mm. A resolução na energia é de $80\%/\sqrt{E} \otimes 10\%$

3.2.6

Sistema de múons

O sistema de múons [39] do LHCb tem por objetivo a identificação de múons *offline* e de fornecer informações ao *trigger* de múons. Ele está composto por cinco estações (M1-M5). A estação M1 está localizada antes dos calorímetros, para aumentar a precisão na medida do momento linear dos múons identificados no *trigger*; as estações M2-M5 estão posicionadas ao final do espectrômetro, onde somente múons devem ser capazes de alcançá-las. Para evitar qualquer *background* de hádrons, as quatro estações M2-M5 são intercaladas com filtros de ferro. Devido à diferente taxa de ocupação, as câmaras de múons são divididas em quatro regiões: R1–R4. Uma visualização lateral do sistema de múons é mostrada na Figura 3.11. Duas tecnologias são utilizadas no detetor: *Multi Wire Proportional Chamber* (MWPC), usada predominantemente em todas as estações e na região R1 da estação M1 o *Gas Electron Multiplier* (GEM).

O MWPC está formado por uma mistura de gases Ar, CO₂ e CF₄. Esta câmara, ao ser atravessada por um múon, produzirá um chuveiro de elétrons. Estes elétrons são levados ao anodo, produzindo um sinal elétrico enquanto que os íons são levados ao catodo. Os GEM são formados também de uma mistura de gases Ar, CO₂ e CF₄ e possuem três camadas de metal com uma alta densidade de buracos, intercalados entre catodo e anodo, submetidos à alta voltagem. Os elétrons ionizados são multiplicados e recolhidos pelos buracos.

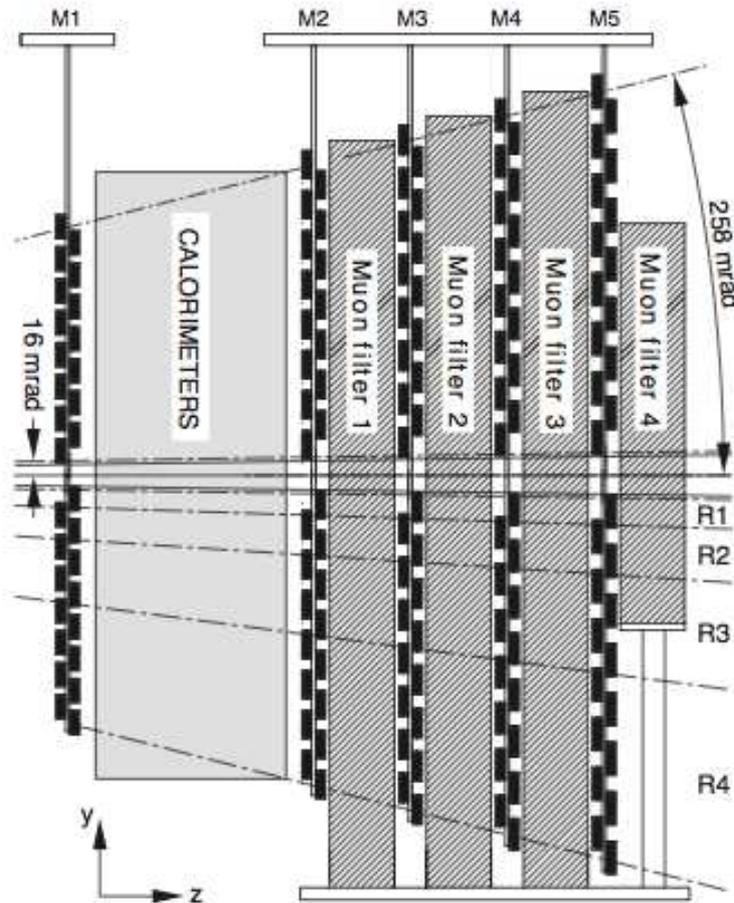


Figura 3.11: Vista lateral das estações que formam o sistema de múons M1-M5. As divisões R1-R4 são também mostradas.

3.2.7 Trigger

A taxa de produção de dados, durante o cruzamento de nuvens de prótons no LHC, é muito elevada, correspondendo a uma frequência de 40MHz. Isto é traduzido em uma frequência de cruzamento com interações visíveis no espectrômetro do LHCb de 10 MHz. Esta alta taxa torna impossível o armazenamento de todos os eventos, dada a finita capacidade dos computadores disponíveis. Portanto, o sistema de trigger [40], por um lado, deve reduzir esta taxa a um valor da ordem de 3kHz e, por outro, deve fazer uma seleção apenas de eventos de interesse. Para tal objetivo, o *trigger* é dividido em dois níveis: o nível-0 (L0) e o *High Level Trigger* (HLT).

O nível-0 (L0) de *trigger* é implementado ao nível de *hardware* e visa reduzir a taxa de armazenamento para 1 MHz. O L0 *trigger* seleciona elétrons, múons, fótons e hádrons com um alto momento e energia transversa. Para

tanto, sua decisão é baseada nas informações coletadas através das câmaras de múons e no calorímetro eletromagnético e hadrônico. Estas informações são levadas a um centro de decisões de L0, L0DU (*L0 Decision Unit*), onde o evento é aprovado ou não. A decisão do L0 deve ser tomada $4\mu\text{s}$ após o cruzamento de feixes.

Após os eventos serem selecionados pelo L0, eles são submetidos ao segundo nível de trigger, o HLT. Os dados são enviados para o *Event Filter Farm* (EFF). Um conjunto de aproximadamente dois mil computadores executam os algoritmos do HLT, que estão escritos na linguagem C++, por seu bom desempenho em termos de velocidade. O HLT é dividido por sua vez em duas etapas: O HLT1 e HLT2.

O primeiro estágio, o HLT1, tem o objetivo de reduzir a taxa de eventos para um valor de 10kHz. Ele faz uma reconstrução parcial dos eventos, usando informação do VELO e das estações de traços. Cortes nestes eventos reconstruídos, tais como no parâmetro de impacto e no momento, são aplicados.

O HLT2, por sua vez, utiliza algoritmos rápidos de reconstrução e aplica critérios mais rigorosos aos dados que foram selecionados pelo HLT1. Este tem o objetivo de reduzir o número de eventos para uma taxa de 3kHz. Faz uma reconstrução total dos eventos e seleciona eventos exclusivos e inclusivos principalmente do hádrons b e c . Estas seleções são separadas em “linhas”, onde cada linha representa um tipo de decaimento específico, por exemplo, a linha de trigger HLT2, `H1t2CharmHadD2HHH`, que é de nosso interesse, seleciona decaimentos de charme em três corpos. O fluxo por cada um dos estágios de *trigger* é mostrado na Figura 3.12.

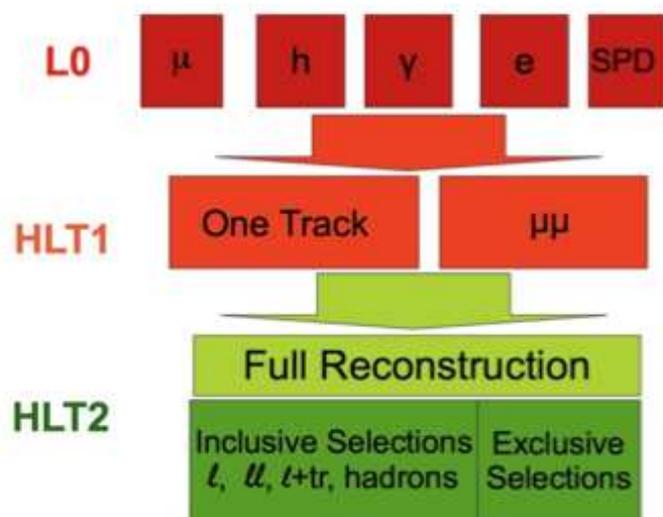


Figura 3.12: Visão esquemática dos níveis de trigger.

4 Seleção dos Dados

Neste trabalho, a medida da razão de ramificação do decaimento $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$, em relação ao canal de referência $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$, é desenvolvida a partir dos dados coletados pelo LHCb em 2011.

A estratégia para a seleção final dos eventos é apresentada neste capítulo. Começamos com a apresentação das condições de operação do LHC em 2011, e em seguida a descrição da configuração do *trigger*. Logo depois, as etapas do processo de seleção são discutidas. Finalmente os números finais de eventos para o canal $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$ e para o controle $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ são encontradas a partir dos ajuste do espectro de massa. Tais número serão usados no Capítulo 5, para obter o resultado final.

4.1 Operação do LHC em 2011

O LHC, em 2011, colidiu feixes de prótons com uma energia de 7 TeV no centro de massa, sendo este valor a metade do valor nominal projetado (14 TeV). Forneceu uma luminosidade integrada de 1.2 fb^{-1} para o experimento LHCb, 5 pb^{-1} para o ALICE e 5.6 pb^{-1} para os experimentos ATLAS e CMS. A Figura 4.1(a) mostra a luminosidade fornecida para cada um dos experimentos em função do tempo, bem como a de fato gravada em disco (1.0 fb^{-1} no caso do LHCb)[41].

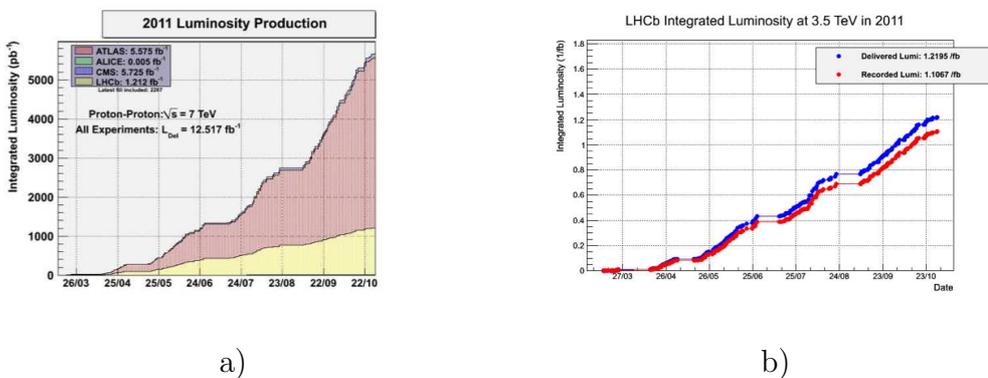


Figura 4.1: a) Luminosidade fornecida para todos os experimento durante o 2011, pelo LHC. b) Luminosidade fornecida e aproveitada pelo LHCb em 2011.

O LHC colidiu feixes com cruzamento de nuvens a cada 50ns (o valor nominal era de 25ns). Com isto o número de interações visíveis por cruzamento de nuvens observado no LHCb foi de $\mu = 1.4$, em contraste com o valor nominal de $\mu = 0.4$.

Ao final da tomada de dados em 2011, o LHC alcançou sua luminosidade instantânea máxima ($2 \times 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) e seus principais parâmetros são mostrados na Tabela 4.1, onde ϵ representa a emitância transversa normalizada ao feixe, β^* mede a habilidade dos magnetos em focar o feixe de interação, n_b é o número de nuvens por feixes, N o número de partículas por nuvens e L representa a luminosidade. A luminosidade fornecida para o LHCb durante o ano 2011 é mostrada na Figura 4.1(b).

Parâmetro	2010	2011	Nominal
$N [10^{11} \text{p/b}]$	1.2	1.5	1.15
n_b	368	1380	2808
Tempo entre cruzamento de nuvens [ns]	150	50	25
$\epsilon [\mu\text{m rad}]$	2.4-4	1.9-2.3	3.75
$\beta^* [\text{m}]$	3.5	1	0.55
$L [\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}]$	3.6×10^{33}	2×10^{32}	10^{34}
Energia Armazenada [MJ]	28	110	360

Tabela 4.1: Parâmetros principais do acelerador LHC, para o final do ano 2010, 2011 e os valores nominais projetados.

4.2

Seleção dos dados

4.2.1

Definição das variáveis de seleção

Hádrons charmosos podem viajar tipicamente distâncias da ordem de centímetro antes de decair, devido à sua vida média (por exemplo $\tau_{D_s} = 4.5 \times 10^{-13} \text{s}$). Sua trajetória pode de fato ser reconstruída pelo VELO (seção 3.2.2), através da observação de seus produtos de decaimento.

Partindo da conservação do 4-momento e da massa invariante relativística, podem-se associar os produtos de um decaimento com sua partícula mãe. Para um decaimento em um estado final de três corpos, a conservação do momento-energia é dada por:

$$P^\mu = p_1^\mu + p_2^\mu + p_3^\mu, \quad (4-1)$$

onde P^μ corresponde ao 4-momento da partícula mãe e $p_1^\mu, p_2^\mu, p_3^\mu$ correspondem aos 4-momentos das três partículas filhas.

Como consequência da equação (4-1), a massa invariante para um decaimento em três corpos é dado por:

$$M = \sqrt{E^2 - \vec{p} \cdot \vec{p}}, \quad (4-2)$$

onde $\vec{p} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \vec{p}_3$, é a soma dos tri-momento de cada uma das partículas filhas e $E = E_1 + E_2 + E_3$ é a soma de suas energias.

Assim sendo, se queremos estudar um determinado modo de decaimento, por exemplo $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$, devemos ter acesso aos tri-momentos de cada partícula filha e associar o valor de suas massas para calcular M com a Eq. (4-2). O espectro de massa $M(\pi^- K^+ K^+)$ deverá apresentar um pico na massa da partícula mãe (D_s^+ , neste caso) e um ajuste a este espectro fornece o número de eventos observados neste modo.

As amostras finais de análise, e portanto os candidatos a $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$ e $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$, são obtidos após uma série de seleções. A primeira etapa de seleção *-online-* é realizada durante a tomada de dados, graças ao sistema de *trigger*. Após o armazenamento permanente dos dados, seleções *offline*, que envolvem critérios na etapa chamada *stripping* e nas amostras finais dos decaimentos, são realizadas, como veremos nas próximas seções.

Estes critérios de seleção exploram as características topológicas dos decaimentos que servem como bons discriminantes na separação de sinal do *background*. A topologia típica de um decaimento do $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$ é mostrado na Figura 4.2. O méson D_s^+ é criado no vértice primário (PV), as três trajetórias reconstruídas (“traços”) das partículas filhas vêm de um vértice comum, o vértice secundário (SV), e a distância que percorre a partícula (D_s^+) antes de decair é chamada de distância de vôo (FD). As partículas filhas também exibem outras propriedades como um alto parâmetro de impacto (IP) em relação ao PV, alto momento transversal (P_T) entre outras, como veremos a seguir.

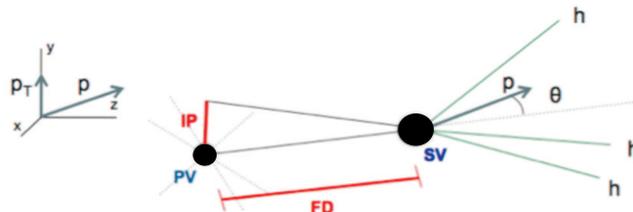


Figura 4.2: Topologia do decaimento $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$

O *background* em nossas amostras de dados pode ser devido a distintas fontes. O chamado *background* combinatorial é produto de uma combinação

aleatória, no qual três traços que não vêm de uma mesma mãe formam um bom vértice secundário. Normalmente, poderão ser parametrizados com uma função linear ou exponencial no espectro de massa estudado. Existe também o *background* devido às reflexões: outros decaimento charmosos que, sendo mal reconstruídos ou suas partículas filhas mal identificadas, podem aparecer no espectro de interesse.

Sendo assim, é desejável utilizar variáveis relacionadas com a topologia própria do sinal para fazer sua identificação e baixar os níveis de *background*. As principais variáveis utilizadas em nossa seleção são:

Massa (M): M é a massa invariante do candidato a D_s^+ , reconstruída a partir dos 4-momentos das partículas filhas. Requer-se que esteja próxima da massa nominal do D_s^+ .

Momento Transverso do D_s^+ (P_T): Representa a medida da componente do momento P , no referencial do laboratório, perpendicular ao eixo z . Requer-se um P_T mínimo para partículas charmosas.

Distância de vôo (FD): A distância que percorre a partícula antes de decair, distância entre o PV e SV, é chamada de distância de vôo. Esta informação é fornecida pelo VELO com excelente precisão. Para decaimentos de D_s^+ , normalmente se requer FD acima de um determinado valor.

χ^2 da Distância de vôo (FD χ^2): FD χ^2 é definida como a razão entre quadrado do valor do FD e o quadrado da incerteza combinada dos ajustes do PV e VS. Aqui também requer-se FD χ^2 acima de um determinado valor.

Parâmetro de impacto do D_s^+ (IP): É definido como a mínima distância entre a trajetória reconstruída do D_s^+ e o vértice primário.

χ^2 do Parâmetro de impacto (IP χ^2): Definido como a diferença do χ^2 do ajuste do vértice primário com e sem a inclusão do traço reconstruído do D_s^+ .

Cosseno do ângulo de direção (DIRA): O ângulo de direção é definido como o ângulo entre o vetor momento do D_s^+ reconstruído e o vetor que liga PV e SV. DIRA deve ser próximo de 1.

χ^2 do vértice secundário (Vertex χ^2): Variável que requer que a combinação dos traços das filhas forme um bom vértice.

Parâmetro de impacto das filhas em relação ao PV ($\mathbf{p}_i\text{-IP } \chi^2$): Os traços das partículas filhas ($i = n^\circ$ da filha) que foram originadas de um vértice secundário deslocado do D_s geralmente não apontam ao vértice primário. Portanto limites inferiores no IP χ^2 dos candidatos no estado final em relação aos seus associados PVs suprimem o *background* contendo traços que foram originados no PV.

Momento transverso das filhas ($\mathbf{p}_i\text{-}P_T$): Representa a componente transversal do momento em relação ao eixo z para cada filha.

PTsum: É a soma escalar dos P_T das filhas.

χ^2/ndof do ajuste dos traços: Um limite superior no χ^2 por grau de liberdade no ajuste dos traços é um critério básico de qualidade aplicado a todas as filhas no estado final.

Distância de aproximação mínima entre dois traços de partículas filhas

(DOCA): Para cada dois traços, calcula-se a distância mínima entre eles. Para um decaimento com três traços no estado final, existem três possibilidades de DOCA: combinação dos traços 12, 13 e 23.

DOCAhi: É o maior DOCA dos 3 acima.

Massa Corrigida (MCor): Variável importante em caso de reconstrução parcial: considera-se o P_T faltante das filhas para resgatar a direção original do D_s^+ e calcula-se como:

$$MCor = \sqrt{m^2 + |P_T^{miss}|^2 + |P_T^{miss}|}, \quad (4-3)$$

onde P_T^{miss} é o momento transverso da partícula perdida em relação ao momento do D_s^+ (P).

Limite no número de traços: Utilizado para limitar o número de traços por evento, é parte da família GEC (*Global Event Cuts*), usada para rejeitar os eventos que possuem uma alta multiplicidade de vértices primários.

Identificação da Partícula ($\mathbf{p}_i\text{-PIDK}$): Esta variável é especialmente útil ao suprimir *background* devido a reflexões e a combinações aleatórias abundantes de píons em eventos. Os algoritmos de PID no LHCb estão baseados na hipótese de verossimilhança para cada partícula de ser elétron, pión, múon, káon ou próton; usam informações dos detectores RICH, calorímetros e sistema de múons. O que se chama de PID é

na realidade a diferença de verossimilhança, por exemplo, $\ln \mathcal{L}(K) - \ln \mathcal{L}(\pi) = PIDK$, para a separação de káons e píons.

4.3

Definições de Trigger

Como foi mencionado na seção 3.2.7, o sistema de *trigger* do LHCb consiste em dois níveis: o nível L0, que é implementado em *hardware* e o nível HLT, um trigger de software [42][43]. A redução dos dados coletados de forma a conseguir a rejeição da maior quantidade de *background* possível começa aqui: o sistema de trigger do LHCb reduz a taxa de $\sim 10\text{MHz}$ para 3kHz de eventos, após HLT nos dois níveis.

O nível L0 tem como requerimento para a seleção de eventos com partículas de alta energia transversa (E_T). Para tanto, utiliza as informações fornecidas pelos calorímetros eletromagnético e hadrônico e o sistema de múons. Também rejeita eventos com alta multiplicidade de traços, e os eventos vazios que não são de interesse para a análise. O sistema L0 dos calorímetros distingue entre os chuveiros de fótons, elétrons e hádrons a partir das informações dos SPD, PS, ECAL e HCAL. Assim podem ser distinguidos três tipos de candidatos:

- Candidatos a hádrons (L0Hadron): Possuem uma alta E_T depositada em células no HCAL. Se existisse uma alta E_T depositada no conjunto de células, justamente na frente das correspondentes para o HCAL, a energia transversa do candidato é soma de ambos valores, ECAL e HCAL.
- Candidatos a fótons (L0Photon): Possuem uma alta E_T depositada em células no ECAL com 1 ou 2 *hits* nas células do PS, localizadas à frente do ECAL, mas sem hits nas células correspondentes do SPD.
- Candidatos a elétron (L0Electron): Têm os mesmos requerimentos que um candidato a fóton, sendo agora que é necessária a adição de ao menos um *hit* nas células do SPD à frente das células do PS.

O trigger de múons é fornecido através das informações coletadas nas estações de múons. Cada estação é dividida em quatro quadrantes, onde cada quadrante tenta identificar os dois traços de múons com mais alto P_T .

Com respeito aos candidatos a hádrons, além de possuir uma alta E_T depositada no HCAL, é necessário ter um limite no número de traços relacionados a esta energia. Em particular L0Hadron trigger exige $E_T > 3.2\text{ GeV}$ e um número de hits SPD < 600 .

Neste ponto, torna-se importante ressaltar que dentro de cada uma das etapas do trigger se têm vários cenários, cada um com critérios de seleção

diferentes. Estes distintos cenários são chamados de linhas de *trigger*, onde cada linha é composta de uma sequência de algoritmos de reconstrução e seleções. Assim sendo, nossas amostras iniciais contêm candidatos que passaram em ao menos alguma linha de *trigger* em cada etapa, onde as linhas que mais adiante são usadas para nosso sinal $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$ e referência $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ foram escolhidas por serem as mais apropriadas.

No nível L0, os nossos candidatos são requeridos que sejam ou L0Hadron_TOS, ou TIS em qualquer dos demais canais físicos (elétrons, fótons e múons), onde **TOS** e **TIS** se definem: **TOS** (*Triggered on Signal*), são candidatos que disparam o *trigger* devido precisamente à associação da informação do detector com sinal do candidato; **TIS** (*Triggered Independent of Signal*), por sua vez, são eventos que disparam o *trigger* sem necessariamente estarem associados com o sinal do candidato.

A seguinte etapa do *trigger* é o nível HLT que, por sua vez, é dividido em HLT1 e HLT2. O HLT1 processa toda a taxa fornecida por L0 e faz uma reconstrução parcial dos eventos; já HLT2 realiza uma reconstrução mais completa. Para o estágio do HLT1, utilizam-se principalmente as informações fornecidas pelo VELO e as estações de traços, assim sendo, confirmam-se ou rejeitam-se as decisões do nível L0.

Para a seleção do nosso candidato, é requerido que seja TOS na linha HLT1TrackA11L0. A filosofia desta linha é que no decaimento genérico de uma partícula de B/D em partículas filhas carregadas, ao menos um dos traços possuirá um alto momento e sua distância de vôo é da ordem de centímetro, portanto tem um parâmetro de impacto alto em relação ao vértice primário [44]. Na linha HLT1TrackA11L0, requer-se que ao menos um traço satisfaça os critérios mostrados na Tabela 4.2

$IP \chi^2 > 16$
$P_T > 1.7 \text{ GeV}/c$
$P > 10 \text{ GeV}/c$
$\chi^2/traco < 2.5$
$IP > 0,1 \text{ mm}$
Número de <i>hits</i> /traço no VELO > 9
Número de <i>hits</i> /traço faltante no VELO < 3
Duas vezes o número de <i>hits</i> /traço no OT + IT > 16

Tabela 4.2: Critérios de seleção da linha Hlt1TrackA11L0

O HLT2 realiza a reconstrução total dos eventos e consiste de seleções exclusivas e inclusivas com o objetivo de chegar a uma taxa de 3kHz, onde a maioria dos eventos foram selecionados por linhas topológicas. A seleção dos

decaimentos de charme é alcançada através de linhas de HLT2 que requerem a reconstrução de todos os produtos do decaimento e aplicando cortes restritivos na massa invariante dos candidatos reconstruídos. A linha do HLT2 utilizada na seleção de nossos candidatos foi DHLT2CharmHadD2HHH porque seleciona eventos de charme em três hádrons. Esta linha foi executada em dois passos. Devido ao que o HLT2 requer geralmente que os traços possuam $P_T > 500$ MeV/c e $P > 5000$ MeV/c, inicialmente forma-se a reconstrução de um objeto 2 corpos, combinando dois traços. Os cortes de seleção que são impostos a este objeto são mostrados na primeira coluna da Tabela 4.3. Seguidamente, um terceiro traço é adicionado a cada par sobrevivente aos critérios anteriores. O candidato de três corpos é submetido ao critério de seleção mostrado na segunda coluna da Tabela 4.3. Este procedimento em duas etapas permite a inclusão de um terceiro traço de menor momento, com menor taxa.

	Cortes	2 Corpos	3 Corpos
GEC $N_{FwdTrk} <$		110	–
PT (MeV/c) $>$		500	250
P (MeV/c) $>$		5000	2000
PTsum (MeV/c) $>$		2000	2500
IP $\chi^2 >$		10	5
traço $\chi^2 <$		3.	3
FD (mm) $>$		3	–
FD $\chi^2 >$		40	150
min DOCA (mm) $<$		0.1	0.08
Vertex $\chi^2 <$		–	20
IP $\chi^2 <$		–	15
MCor (MeV/c ²) $<$		3500	3500
Massa (MeV/c ²)		–	1800–2040
TOS em Hlt1A11L0Track ou Hlt1TrackMuon			

Tabela 4.3: Critério de Seleção para DHLT2CharmHadD2HHH sobre 2-corpos (primeiro passo) e 3-corpos (segundo passo).

4.4

Seleção de Stripping

Após serem selecionados os eventos de interesse pelo sistema de *trigger*, estes passam por novas etapas de processamento para reduções e separações por física de interesse. Os dados brutos são processados para a reconstrução das quantidades físicas do evento. Assim, *hits* são associados à posição e momento dos traços, medidas de energia dos ECAL e HCAL, e a informação da identificação de partículas também são reconstruídas. Estes eventos são

salvos em um novo formato chamado de *Data Summary Tape* (DST), que tem somente a informação necessária para a seguinte etapa chamada de rDST, na qual algoritmos de pré-seleção são aplicados. O rDST é analisado em um modo tipo produção, onde algoritmos são aplicados para selecionar candidatos específicos para os diferentes decaimentos de interesse. Este processo é chamado de *Stripping*. Finalmente os arquivos DST recebem o nome em função da versão de reconstrução e versão de *stripping* e são disponibilizados para análise.

A seleção de *stripping* é escolhida como um compromisso entre eficiência do sinal, sincronização e retenção, baseada na topologia e identificação de partículas. Nossas amostras iniciais de análise são selecionadas através das linhas de *stripping* exclusivas `StrippingD2hhh_KPPosLine` e `StrippingD2hhh_KKPos` que fazem parte da *Stripping17* dos dados coletados em 2011. Nas Figuras 4.3(a), 4.3(b) são apresentadas as distribuições de massa invariante para $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$ e $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$, respectivamente, para os eventos após o critério de seleção da *stripping* e linhas de *trigger* escolhidas. O critério de seleção da *stripping* é mostrado na Tabela 4.4.

Cortes no D_s	Cortes nas filhas do D_s
Vertex $\chi^2 < 10$	IP $\chi^2 > 4$
IP $\chi^2 < 15$	$P_T > 250$ MeV/c
$P_T > 1$ GeV/c	DOCA < 50
PTsum $> 2,8$ GeV/c	$P > 2$ GeV/c
$(1,9 < M_{D_s} < 2,04)$ GeV/ c^2	$PIDK < 3$ (para píons)
FD > 100 mm	$PIDK > 7$ (para káons)
DIRA > 0.98	GEC < 500

Tabela 4.4: Critérios de seleção da *stripping* para $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$ e $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$.

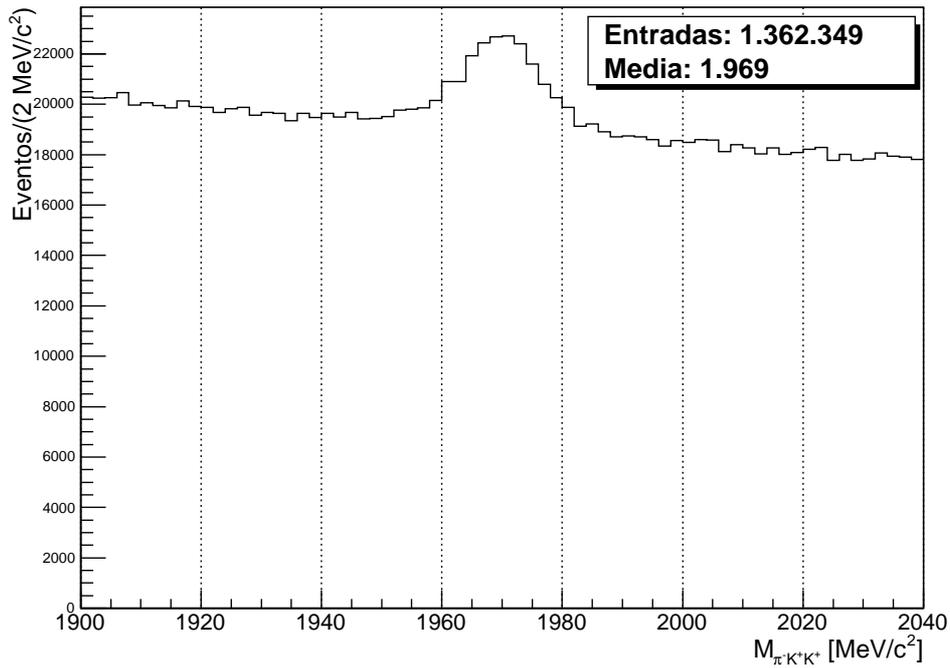
4.5

Amostras Monte Carlo (MC)

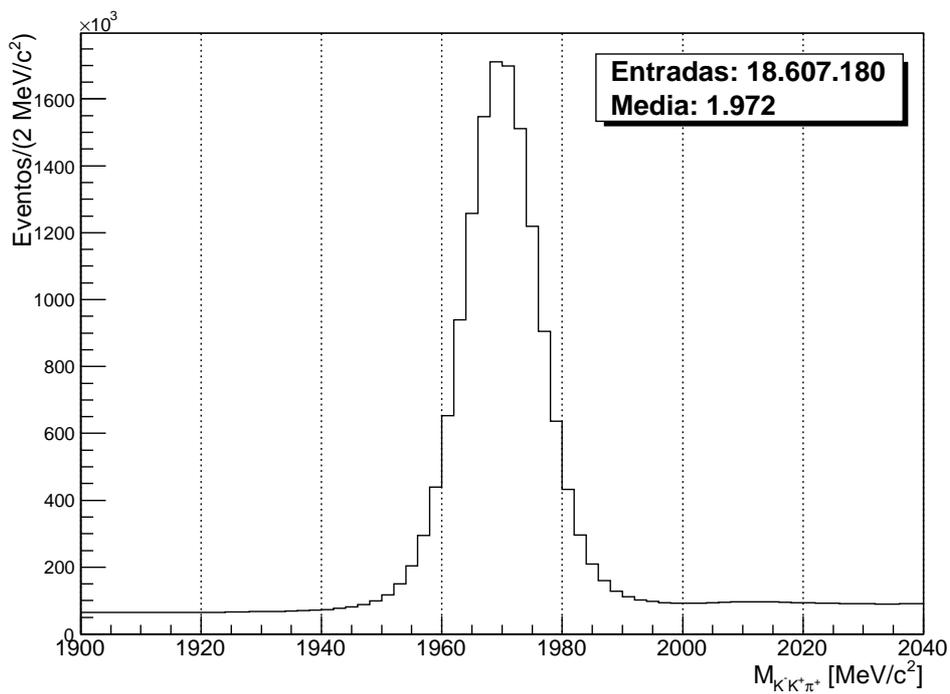
Antes de iniciarmos a discussão sobre o critério seleção final para os decaimentos em estudo e posteriormente cálculos de eficiência (Capítulo 5), vamos definir as amostras de MC utilizadas e a comparação entre estas amostras simuladas e os dados.

Uma simulação de um canal de decaimento é uma reprodução por meios computacionais de todo o processo de produção e decaimento da partícula nesse modo de particular interesse, isto é, desde a sua criação na colisão pp até sua detecção pelos componentes do detetor, com as mesmas condições em que os dados foram produzidos e coletados.

As simulações MC permitem gerar altas estatísticas de modos particulares de decaimento, amostras que são praticamente livres de *background*.



a)



b)

Figura 4.3: a) Distribuição de massa invariante $M_{\pi^- K^+ K^+}$ após seleção de *stripping* e *trigger* b) Distribuição de massa invariante $M_{K^- K^+ \pi^+}$ após seleção de *stripping* e *trigger*.

Gauss é o *software* de simulação do LHCb e consiste em duas fases:

- **Fase de Geração:** Geração das colisões pp e dos decaimentos das partículas produzidas, incluindo hadronização. Utiliza PYTHIA [45].
- **Fase de Simulação:** Processo onde as partículas são propagadas nos detectores do LHCb; rastreamento das partículas no detetor e na simulação dos processos físicos ocorrendo na configuração experimental, incluindo ineficiências e ruído eletrônico. Utiliza GEANT [46].

As amostras de Monte Carlo usadas nesta análise foram geradas com a configuração de MC11a, Reco12a, obtidas com o Gauss-v41r4. A medida de razão de ramificação relativa não pode estar limitada pela estatística própria de Monte Carlo. Por tal razão, a fim de conseguir uma grande amostra, sem aumentar de maneira impeditiva o tempo de geração e processamento, foram introduzidos cortes no nível de geração, mostrados na Tabela 4.5.

variável	corte
$D_{(s)}P >$	20 GeV
$D_{(s)}P_T >$	2.3 GeV
Em cada filha $P >$	2.4 GeV
Em cada filha $P_T >$	0.220 GeV

Tabela 4.5: Cortes aplicados a nível do gerador

Para o $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ foram geradas amostras com decaimentos tipo ressonante (RES) (com simulações de estados ressonantes intermediários, por exemplo $K^{*0} K^+$ e $\phi \pi^-$); no entanto, para o $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$ a simulação foi tipo não ressonante (PHP) (espaço de fase), por ainda serem desconhecidas as amplitudes dos decaimentos ressonantes.

4.5.1

Comparação do MC e Dados

Como foi mencionado na seção anterior, as simulações MC fornecem uma amostra limpa de sinal que é gerada sob as mesmas condições nas quais os dados foram coletados. Esta vantagem permite, em princípio, extrair medições através dela com alto grau de confiabilidade. Porém, de forma a validar resultados a partir do MC, a comparação com os dados reais é realizada.

A comparação entre as simulações e os dados é realizada através das distribuições das variáveis cinemáticas e globais. As variáveis usadas neste processo de validação são precisamente o conjunto de variáveis escolhidas no

processo de otimização de cortes (que descreveremos na próxima seção), ou seja, o conjunto de variáveis que compõe o nosso critério de seleção final.¹

Para este processo de validação, usamos o canal de referência $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$. As distribuições de algumas variáveis utilizadas são mostradas nas Figuras 4.4 e 4.5.

As distribuições das variáveis de MC são mostradas em verde e aquelas para os dados em azul. Foi necessário fazer a subtração no canal de dados de eventos de *background*. Para isto a distribuição de massa invariante para o D_s^+ é dividida em três regiões:

- Uma região central ao redor de $20 \text{ MeV}/c^2$ centrada no valor de massa central para o méson D_s , ou seja, $1950 < M < 1990 \text{ MeV}/c^2$.
- Duas regiões laterais, uma para $1900 < M < 1940 \text{ MeV}/c^2$ e a outra para $2000 < M < 2040 \text{ MeV}/c^2$.

Os candidatos que têm a maior probabilidade de representar o méson D_s^+ são precisamente aqueles que estão dentro da região central de massa (eventos de sinal S), mas dentro desta região também existe um nível de *background* (B). Para a correta comparação de uma determinada variável para dados simulados e dos dados reais, faz-se para dados a subtração da distribuição esperada para o *background* da seguinte forma:

1. Projeta-se a distribuição da variável com o corte de massa definido pela região central (Distri_central).
2. Projeta-se a distribuição da variável com o corte de massa definido pelas regiões laterais (Distri_lateral).
3. Os eventos de sinal com *background* subtraído são obtidos como $\text{Distri_sinal} = \text{Distri_central} - (1/2)\text{Distri_lateral}$, onde o fator (1/2) é devido à consideração das duas regiões que representam *background* (regiões 1 e 3), que têm em média duas vezes mais eventos de *background* que a região central.

Na Figura 4.4, mostramos algumas distribuições para variáveis típicas usadas na nossa análise. Vê-se que o comportamento para MC e dados é muito similar. Como estaremos fazendo medidas de razão de ramificação relativa, onde aparece a razão entre as eficiências para sinal e canal de controle obtidas por MC, é esperado que eventuais efeitos devido a pequenas discrepâncias entre as distribuições MC/dados sejam canceladas nesta divisão.

¹ver Tabela 4.6.

Na Figura 4.5, mostramos a comparação sinal/MC para a variável de $PIDK$. Neste caso vemos que são significativamente diferentes. Mais adiante, no Capítulo 5, trataremos $PIDK$ de uma maneira diferenciada para obtenção de eficiências.

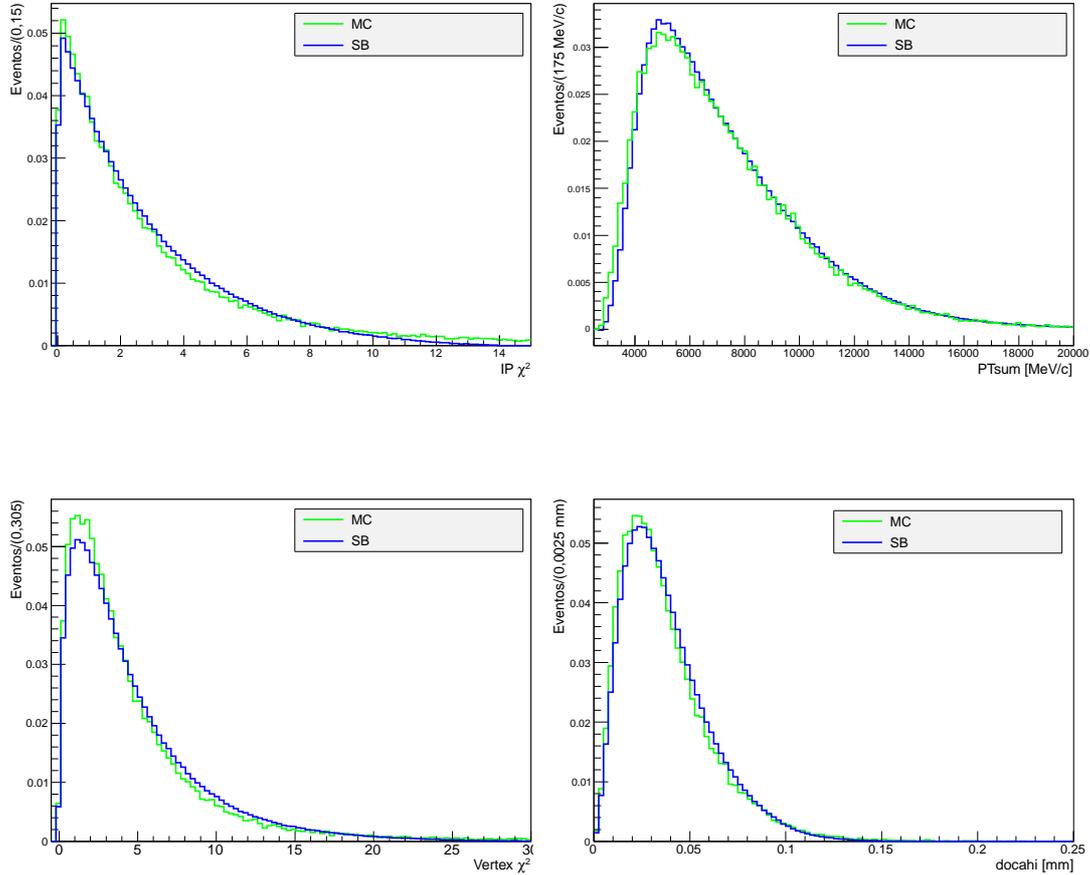


Figura 4.4: Comparação das distribuições das variáveis entre as amostra de MC e dados. “SB” faz referência ao sinal $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ com *background* subtraído e MC aos dados de MC

4.6

O Critério de Seleção Final

Vimos nas Figuras 4.3(a) e 4.3(b) as distribuições de massa invariante para os eventos dos dados após passarem pelas etapas de seleção de *trigger*, reconstrução e *stripping*, respectivamente, para os canais $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$ e $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$. Pode-se ver particularmente que, sendo o $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$ um canal raro, o espectro de massa é bastante dominado pelo *background*. A fim de conseguirmos uma amostra mais limpa de sinal, cortes mais restritivos em variáveis que sejam boas discriminantes entre sinal e *background* terão que ser aplicados. Nosso critério de seleção final é constituído por um conjunto de

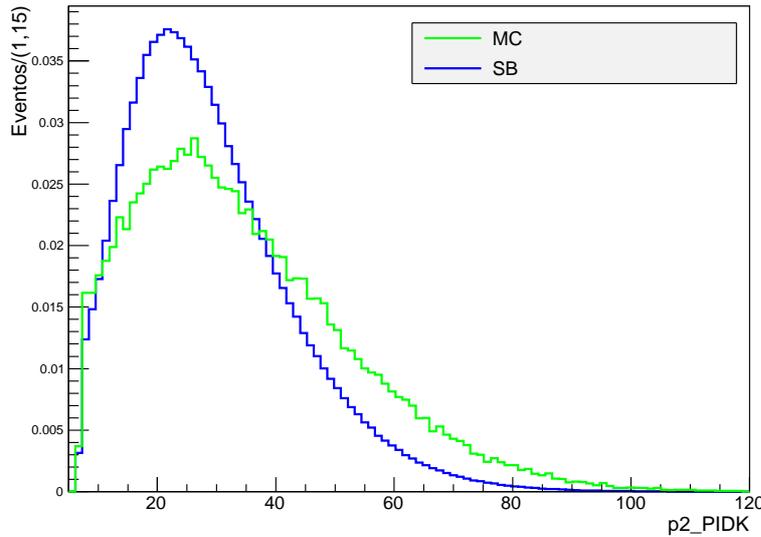


Figura 4.5: Distribuição para a variável de $PIDK$ para o segundo traço.

variáveis e respectivamente um conjunto de cortes que são escolhidos a fim de refinar os candidatos a D_s^+ . Este critério é baseado em um processo de otimização de cortes descrito a seguir.

O método consiste em encontrar um critério de seleção (conjunto de cortes) que maximize a significância estatística. Esta é dada por:

$$\mathcal{S} = \frac{S}{\sqrt{S+B}}, \quad (4-4)$$

onde S são os eventos de sinal e B os eventos de *background*. A eficiência é dada pela razão do número de eventos de sinal que são mantidos com a aplicação do corte em relação ao número de eventos sem corte nenhum. O processo de otimização seguido é o seguinte:

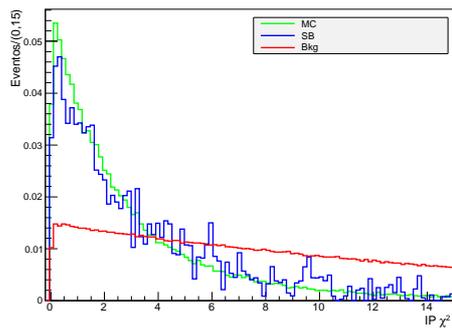
1. Como primeiro passo, é necessário selecionar as melhores variáveis em quanto à discriminação entre sinal e *background*. Para este propósito, todas as variáveis foram analisadas após a seleção de *stripping* e linhas de *trigger*. A projeção da variável com o sinal subtraído irá representar os eventos de sinal e a projeção da variável nas regiões laterais de massa irá representar os eventos de *background*.
2. Para cada variável, compara-se a significância estatística e eficiência de sinal e *background* em função dos valores de cortes possíveis que poderiam ser aplicados. Procura-se aquele valor de corte que maximize a significância estatística, observando-se também a eficiência de sinal.

Cortes	3 Corpos
IP $\chi^2 <$	8
PTSum (MeV/c) $>$	3600
VERTEX $\chi^2 <$	15
docahi $<$	0.08
$p2$ PIDK $>$	10
$p3$ PIDK $>$	15
$p3$ IP $\chi^2 >$	20
Massa (MeV/c ²)	1900–2040

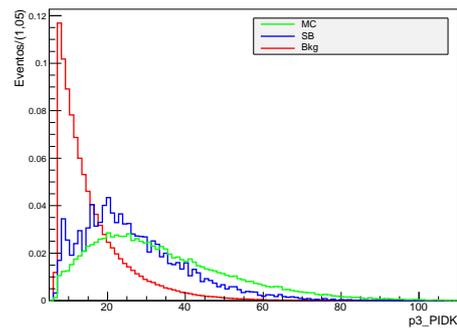
Tabela 4.6: Critério de Seleção Final

- Após verificar-se qual é a variável que apresenta o maior pico de significância, escolhe-se o valor de corte onde isto acontece. Caso \mathcal{S} se mantenha estável em um valor maximizado, escolhe-se o corte que apresente maior eficiência. Aplica-se este corte e voltam-se a projetar as outras variáveis, logo o processo é novamente reiniciado.

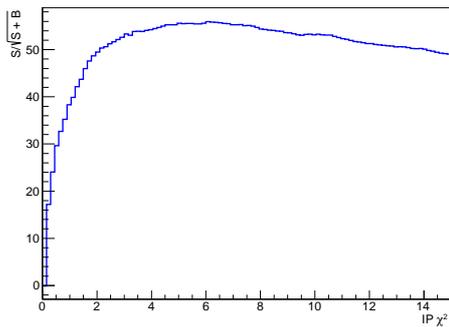
A primeira variável escolhida foi o IP χ^2 , como pode se ver na Figura 4.6. O corte que otimiza a significanca estatística é o IP $\chi^2 < 8$, onde se tem uma eficiência de 92%. A partir daí, outras variáveis e cortes são escolhidos sucessivamente de acordo com o passo 3. Nas Figuras 4.6 a 4.9 mostram-se em (a) as distribuições de sinal e *background* para cada uma das variáveis escolhidas em nosso critério de seleção final em (b) a significância estatística e em (c) a eficiência. Para o decaimento $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$, o conjunto de cortes finais é mostrado na Tabela 4.6. Os cortes aplicados ao canal de referencia $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ são essencialmente os mesmos com exceção dos cortes: $p2$ PIDK >15 , $p3$ IP $\chi^2 >20$. Para o $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$ referimo-nos nessa mesma ordem a “ π^- ” como “ $p1$ ”, “ K^+ ” como “ $p2$ ” e “ K^+ ” como “ $p3$ ”. Para $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ referimo-nos respectivamente a “ K^- ” como “ $p1$ ”, “ K^+ ” como “ $p2$ ” e para “ π^+ ” como “ $p3$ ”.



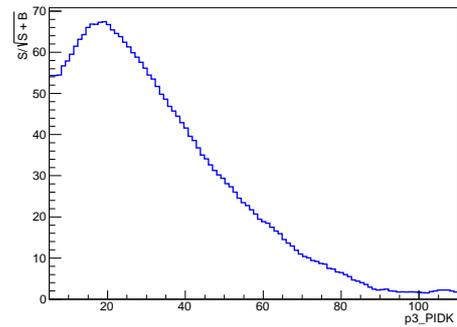
a)



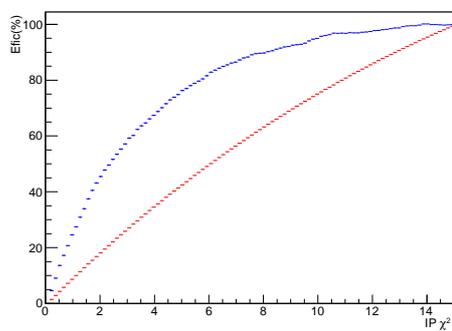
d)



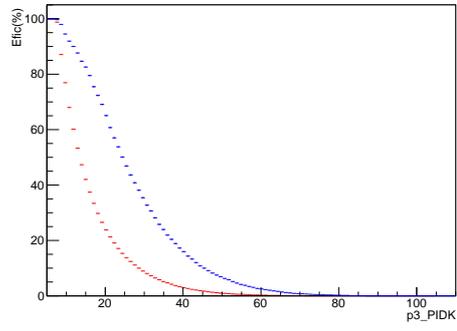
b)



e)



c)



f)

Figura 4.6: a) e d) Distribuição da variável; b) e e) significância estatística; e c) e f) eficiência, em função do valor de corte para $IP \chi^2$ (esquerda) e $p3_PIDK$ (direita).

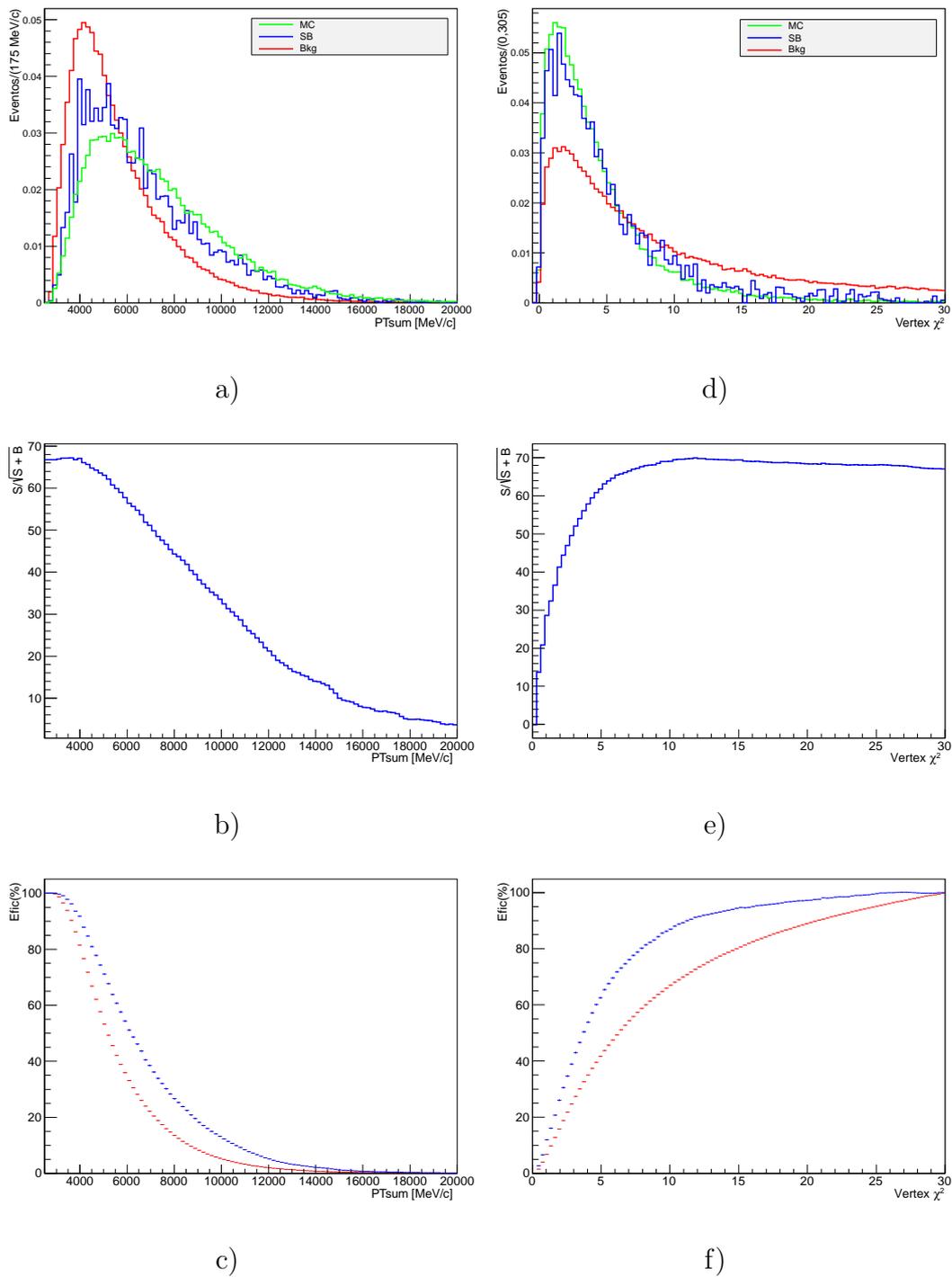


Figura 4.7: a) e d) Distribuição da variável; b) e e) significância estatística; e c) e f) eficiência, em função do valor de corte para PT_{sum} (esquerda) e $Vertex \chi^2$ (direita).

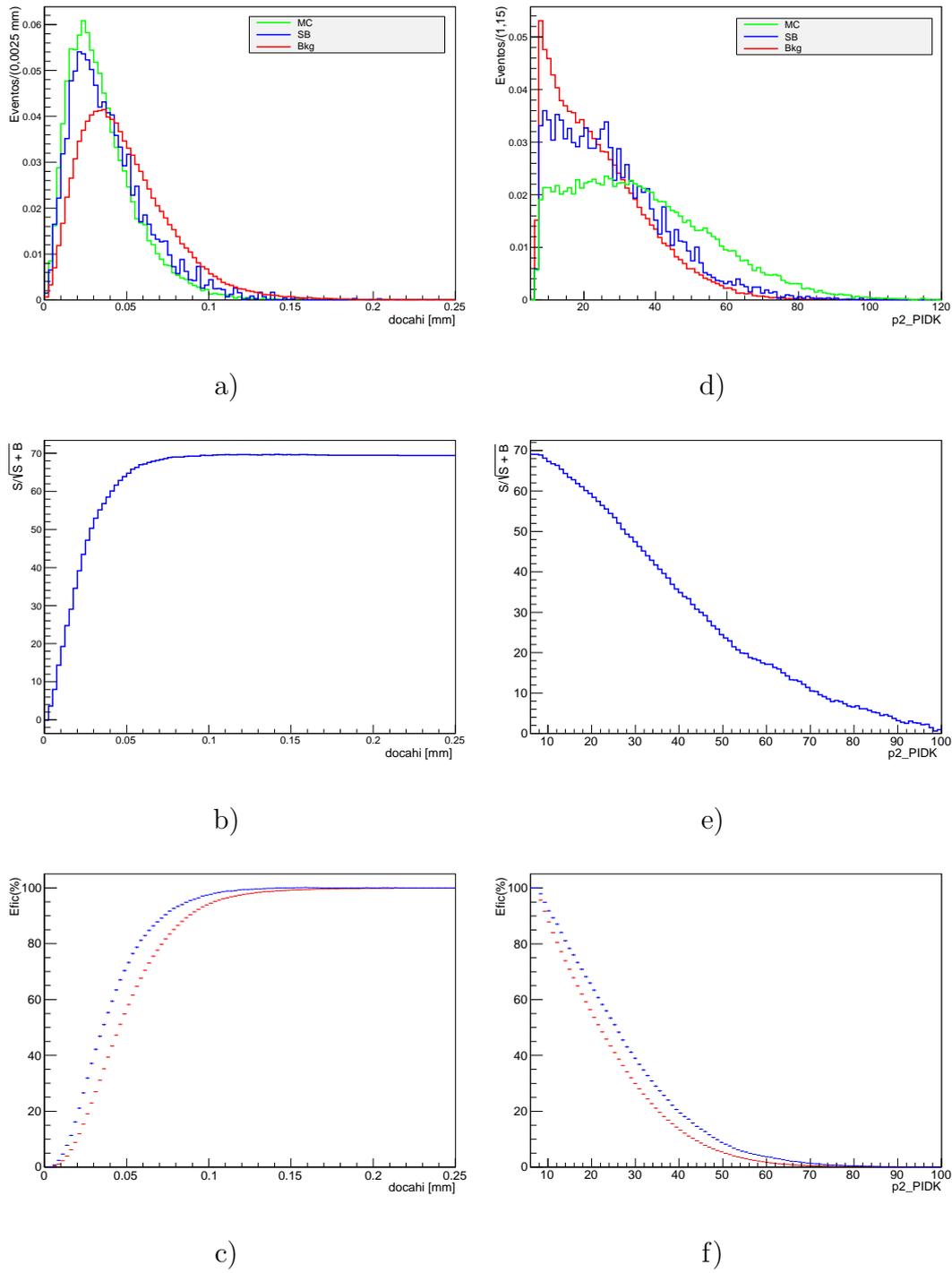
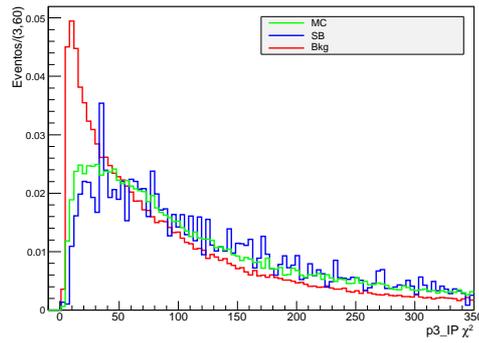
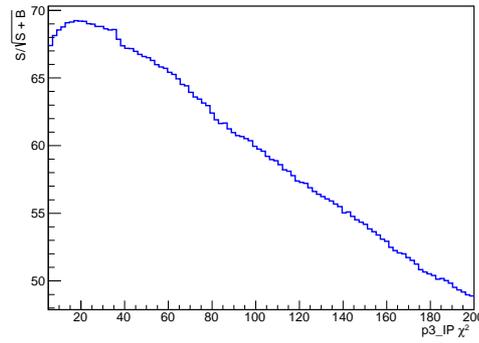


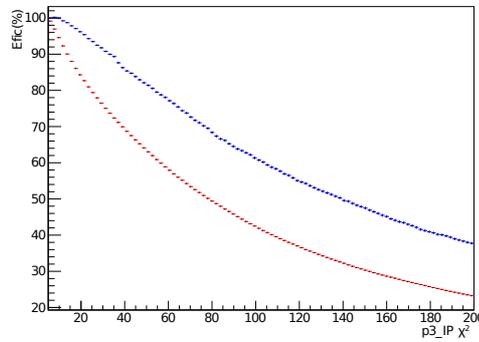
Figura 4.8: a) e d) Distribuição da variável; b) e e) significância Estatística; e c) e f) eficiência, em função dos cortes para $docahi$ (esquerda) e $p2_PIDK$ (direita).



a)



b)



c)

Figura 4.9: a) Distribuição da variável χ^2 do IP para o terceiro traço ($p3_IP \chi^2$), b) significância Estatística e c) eficiência, em função dos cortes.

4.7 Ajuste de Massa

Uma vez que se tem a seleção final dos candidatos o ajuste ao espectro de massa para a obtenção do número de candidatos de $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$ e $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ é feito, onde parametrizam-se as contribuições de sinal e *background*. É a razão dos valores resultantes, respectivamente, do ajuste no canal de sinal e do referência o que permite calcular a razão de ramificação

relativa, juntamente com a correção devido às eficiências, como será discutido no próximo capítulo.

4.7.1

Ajuste de massa para o $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$

O sinal de $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$ é parametrizado por uma função de densidade de probabilidade (PDF) dada pela soma de duas gaussianas. Os parâmetros livres desta PDF são a massa e largura correspondentes para cada função gaussiana e a fração relativa de eventos entre elas:

$$F_S(M) = \frac{1}{\mathcal{N}_S} \left\{ n_1 \exp \left[-\frac{(M - m_1)^2}{2\sigma_1^2} \right] + (1 - n_1) \exp \left[-\frac{(M - m_2)^2}{2\sigma_2^2} \right] \right\}, \quad (4-5)$$

onde m_1 e σ_1 , são a massa e largura para a primeira Gaussiana, m_2 e σ_2 respectivamente para a segunda. n_1 é a fração da contribuição da primeira Gaussiana e \mathcal{N}_S é o fator de normalização da PDF.

O *background* é parametrizado como uma PDF exponencial com um parâmetros livre: sua inclinação:

$$F_B(m) = \frac{1}{\mathcal{N}_B} e^{-\beta m}, \quad (4-6)$$

onde \mathcal{N}_B é o fator de normalização e β o coeficiente da exponencial.

Assim, o espectro de massa do $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$ é parametrizado pela soma destas duas funções de probabilidade; a função de ajuste total é expressa da seguinte maneira:

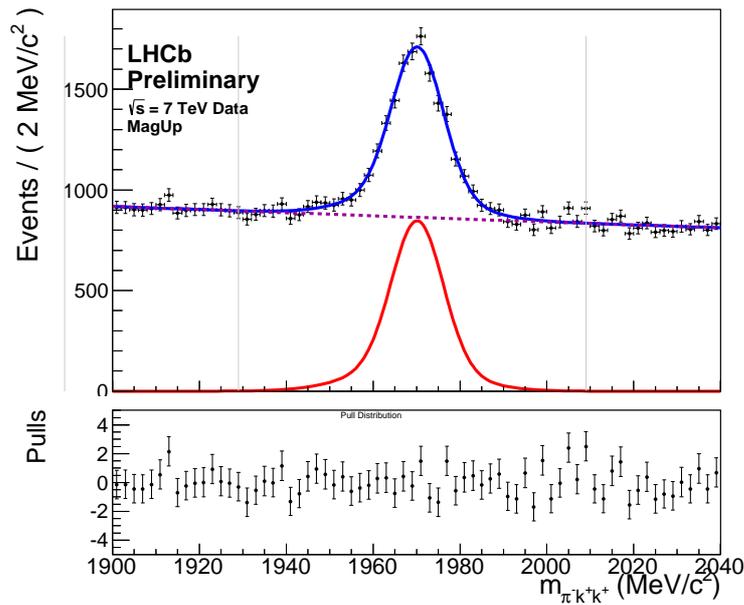
$$F_T(m) = N_S F_S(m) + N_B F_B(m), \quad (4-7)$$

onde N_S e N_B são parâmetros livres que representam o número de eventos de sinal e *background*, respectivamente.

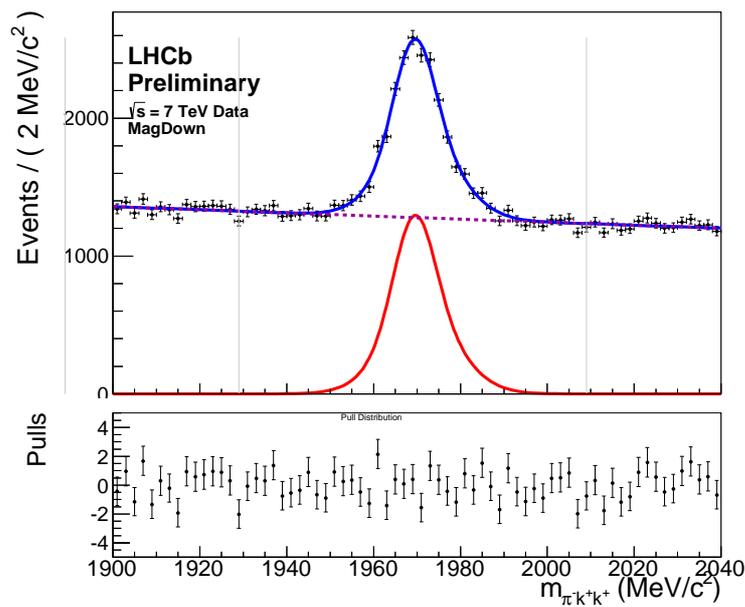
Como já foi discutido no Capítulo 3, o LHCb estrategicamente toma parte dos dados com orientação vertical para cima para seu campo magnético (“MagUp”) e parte com a orientação inversa (“MagDown”) para haver controle sobre eventuais efeitos sistemáticos devido ao campo magnético. Desta forma, nossos resultados, a começar do ajuste para o espectro de massa, serão obtidos separadamente para as amostras MagUp e MagDown e posteriormente combinados, no Capítulo 5.

Nas figuras 4.10(a) e 4.10(b) são mostrados os ajustes de massa do $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$ para MagUp e MagDown, respectivamente. Os resultados para os parâmetros de ajuste são mostrados na Tabela 4.7.

Da mesma forma, o ajuste do espectro de massa é realizado para a amostra de MC (mesmos cortes são aplicados com exceção dos cortes *PIDK*).



a)



b)

Figura 4.10: Ajuste do espectro de massa para o $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$ para a) MagUp e b) MagDown. Na faixa inferior de cada figura, mostram-se os resíduos (pulls) para cada bin, $R_i = (N_{obs} - N_{ajuste})/erro$.

Na Figura 4.11(a) e 4.11(b) mostram-se os ajustes de massa para MagUp e MagDown, respectivamente. Os parâmetros ajustados são mostrados na Tabela 4.8.

A Tabela 4.9, resume o número de candidatos obtidos a partir do ajuste, tanto para a amostra de dados como para a amostra de MC e cada polaridade

Parâmetros	MagUp	MagDown
N_S	$(7,198 \pm 0,254) \times 10^3$	$(10,135 \pm 0,235) \times 10^3$
N_B	$(3,458 \pm 0,019) \times 10^4$	$(5,119 \pm 0,021) \times 10^4$
m_1 (MeV/c ²)	1968 ± 2	$1969 \pm 0,3$
m_2 (MeV/c ²)	$1970 \pm 0,02$	$1970 \pm 0,6$
σ_1 (MeV/c ²)	$12,4 \pm 3,0$	$4,6 \pm 0,5$
σ_2 (MeV/c ²)	$5,8 \pm 0,3$	$8,5 \pm 0,9$
n_1	$0,25 \pm 0,11$	$0,45 \pm 0,15$
β	$(-0,09 \pm 0,01) \times 10^{-2}$	$(-0,08 \pm 0,01) \times 10^{-2}$

Tabela 4.7: Valores obtidos para os parâmetros de ajuste para $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$.

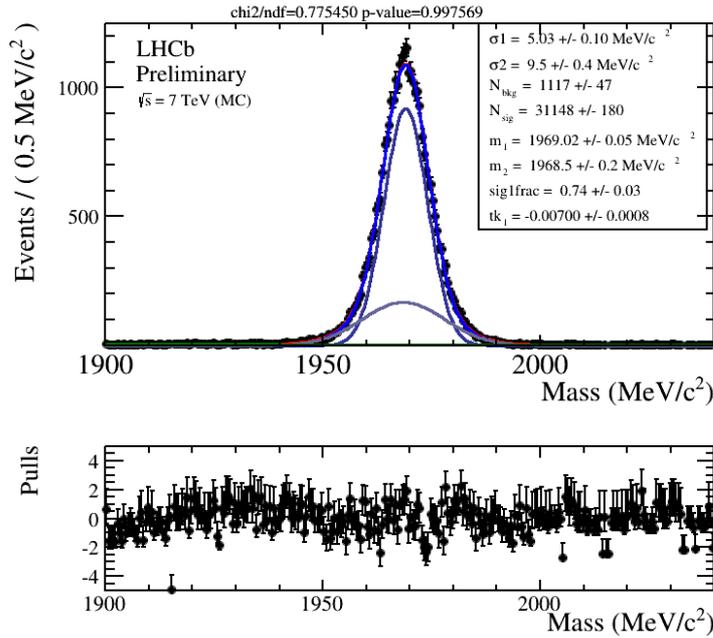
Parâmetros	MagUp MC	MagDown MC
N_S	$(31,148 \pm 0,180) \times 10^3$	$(28,509 \pm 0,172) \times 10^3$
N_B	1117 ± 47	936 ± 44
m_1 (MeV/c ²)	$1969,02 \pm 0,05$	$1968,97 \pm 0,05$
m_2 (MeV/c ²)	$1968,5 \pm 0,2$	$1968,5 \pm 0,2$
σ_1 (MeV/c ²)	$5,03 \pm 0,10$	$5,17 \pm 0,09$
σ_2 (MeV/c ²)	$9,5 \pm 0,4$	$9,9 \pm 0,4$
n_1	$0,74 \pm 0,03$	$0,77 \pm 0,03$
β	$(-0,70 \pm 0,08) \times 10^{-2}$	$(-0,47 \pm 0,09) \times 10^{-2}$

Tabela 4.8: Valores obtidos para os parâmetros de ajuste para $D^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$ MC.

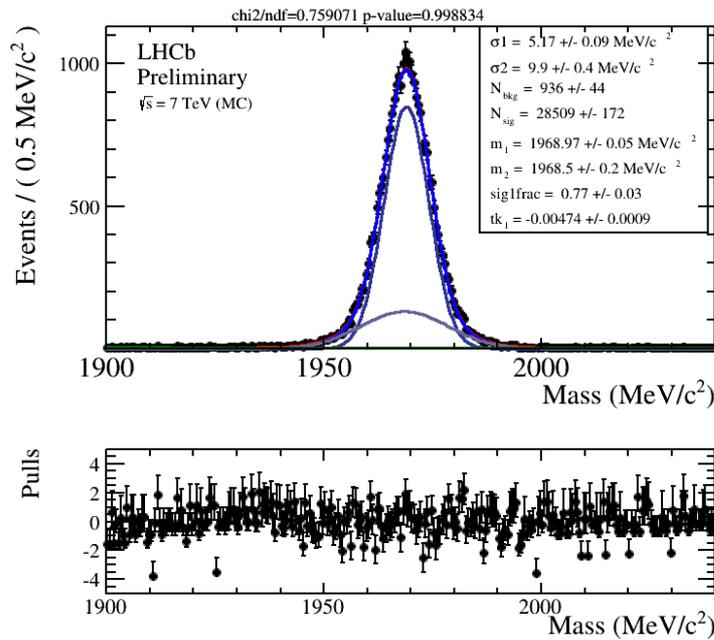
do magneto.

Decaimento $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$	N_{obs} (Dados)	N_{obs} (MC)
MagUp	$(7,198 \pm 0,254) \times 10^3$	$(31,148 \pm 0,180) \times 10^3$
MagDown	$(10,135 \pm 0,235) \times 10^3$	$(28,509 \pm 0,172) \times 10^3$

Tabela 4.9: Números de candidatos para o $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$ a partir do ajuste de massa, para dados e MC e para ambas polaridades do magneto.



a)



b)

Figura 4.11: Ajuste do espectro de massa na amostra de MC para o $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$ para a) MagUp e b) MagDown.

4.7.2

Ajuste de massa para o $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$

O ajuste de massa para o canal $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ tornou-se uma tarefa mais complicada. Devido à alta estatística que possui, o ajuste de massa para

amostra dados teve que ser realizado em distintas faixas de momento, para cada polaridade e ainda separado por carga. Para cada uma destas faixas ajustou-se o sinal com a função de probabilidade que é descrita pela equação (4-5) e o *background* foi ajustado com um polinômio tipo Chebyshev [47] com três parâmetros livres. A razão para isto é que existe uma dependência da resolução de massa com o momento, que fica em maior evidência para o $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$, por possuir bem mais estatística do que $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$. Em total foram escolhidas 30 faixas de momento para cada polaridade e carga, resultando em um total de 120 distribuições de massa. Como exemplo os ajustes de massa para três faixas de momento $29000 \leq P_D < 31000$ MeV/c, $59000 \leq P_D < 60000$ MeV/c e $100000 \leq P_D < 105000$ MeV/c para o D_s^+ com a polaridade para baixo do magneto são mostradas na Figura 4.12 e com a polaridade para cima do magneto na Figura 4.13. Igualmente para as mesmas faixas de momento mostramos os ajuste de massa para D_s^- nas Figuras 4.14 e 4.15.

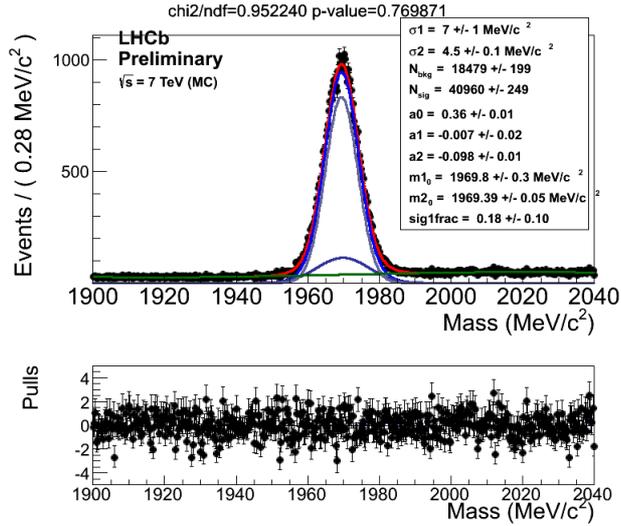
O ajuste de massa para a amostra de MC (mesmos cortes são aplicados com exceção dos cortes *PIDK*) para cada polaridade é mostrado na Figura 4.16, os resultados para os parâmetros de ajuste são mostrados na Tabela 4.10. O total de candidatos obtidos para o MC e dados são mostrados na Tabela 4.11. Os resultados finais apresentados nas Tabelas 4.9 e 4.11 serão usados no Capítulo 5 para obter a razão de ramificação relativa.

Parâmetros	MagUp MC	MagDown MC
N_S	$(32,405 \pm 0,201) \times 10^3$	$(31,380 \pm 0,199) \times 10^3$
N_B	$(10,978 \pm 0,138) \times 10^3$	$10,472 \pm 0,137$
m_1 (MeV/c ²)	$1969,13 \pm 0,07$	$1968,99 \pm 0,06$
m_2 (MeV/c ²)	$1968,8 \pm 0,2$	$1968,9 \pm 0,2$
σ_1 (MeV/c ²)	$4,7 \pm 0,2$	$4,8 \pm 0,1$
σ_2 (MeV/c ²)	$8,4 \pm 0,4$	$9,1 \pm 0,5$
n_1	$0,62 \pm 0,06$	$0,67 \pm 0,04$
β	$(-0,18 \pm 0,02) \times 10^{-2}$	$(-0,15 \pm 0,02) \times 10^{-2}$

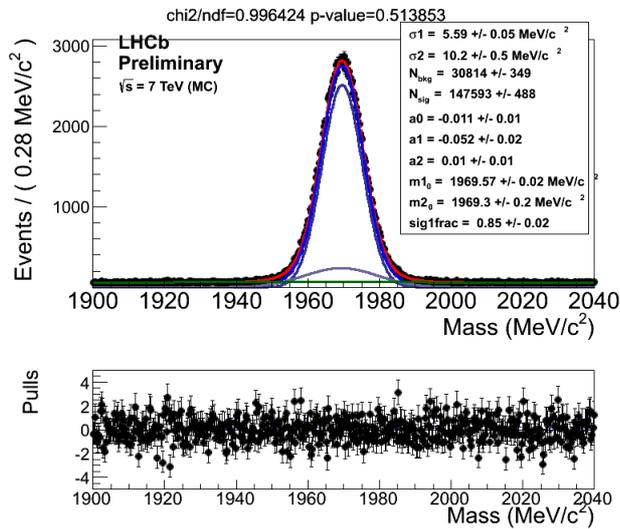
Tabela 4.10: Valores obtidos para os parâmetros de ajuste para $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ MC.

Decaimento $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$	N_{obs} (Dados)	N_{obs} (MC)
MagUp	$(3,628 \pm 0,0021) \times 10^6$	$(32,405 \pm 0,201) \times 10^3$
MagDown	$(5,509 \pm 0,0026) \times 10^6$	$(31,380 \pm 0,199) \times 10^3$

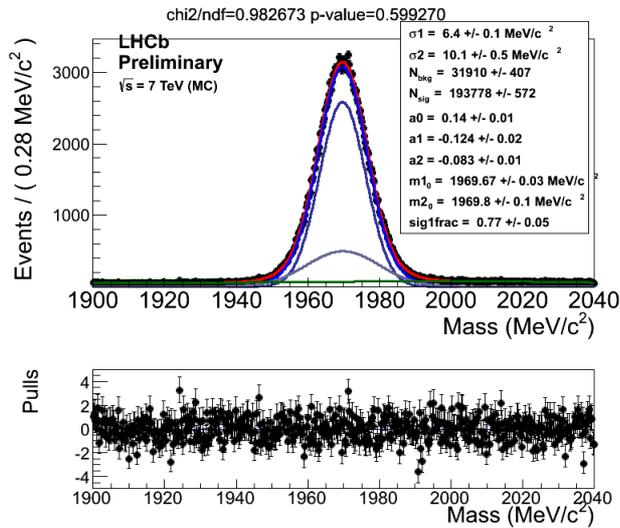
Tabela 4.11: Números de candidatos para o $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ para dados e MC a partir dos ajustes de massa.



a)

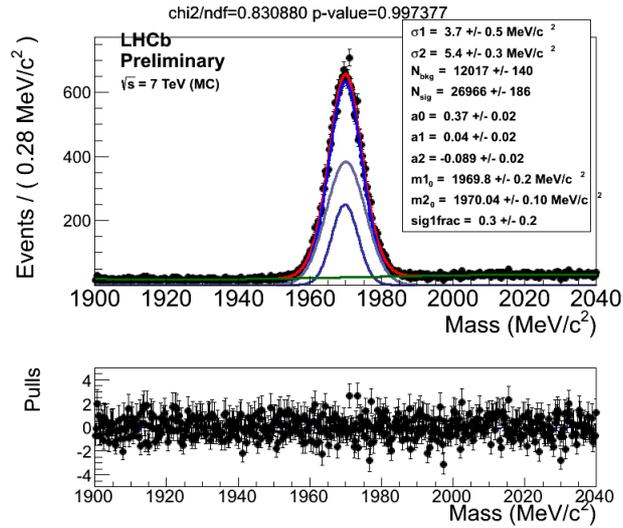


b)

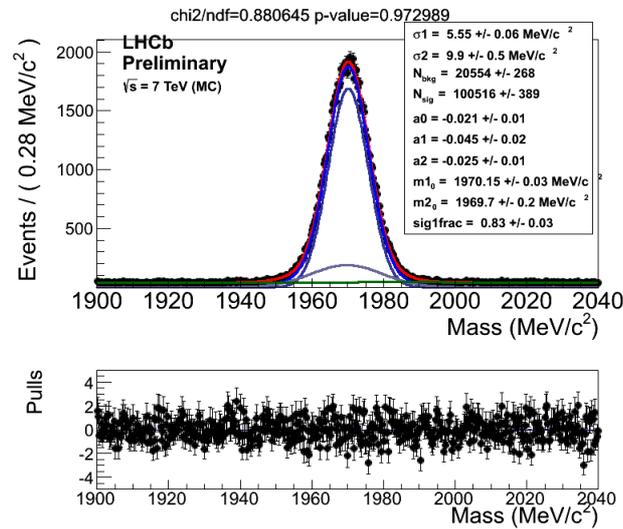


c)

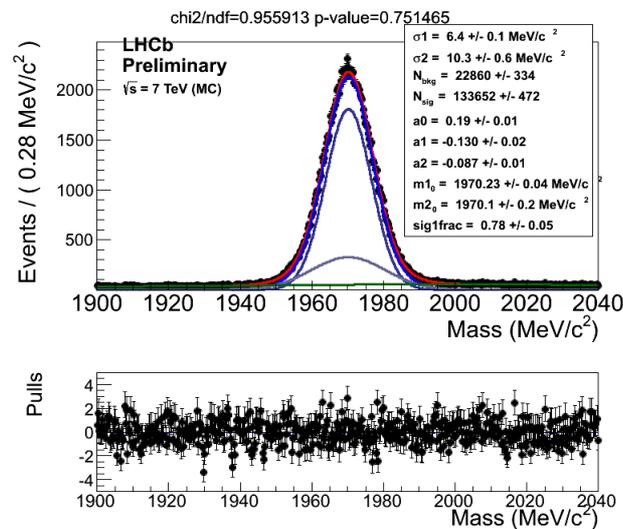
Figura 4.12: Ajuste de massa do D_s^+ para a região: a) $29 \leq P_D < 31 \text{ GeV}/c$; b) $59 \leq P_D < 60 \text{ GeV}/c$; c) $100 \leq P_D < 105 \text{ GeV}/c$, para MagDown



a)

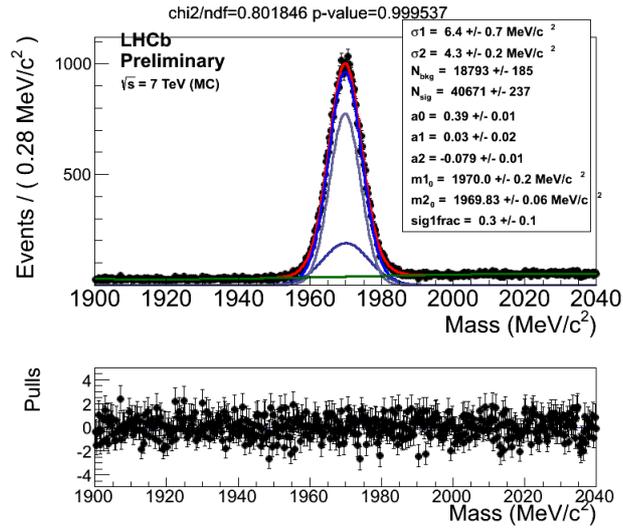


b)

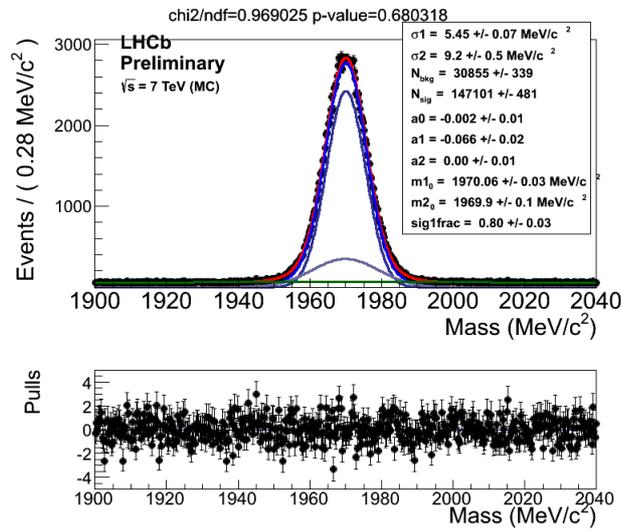


c)

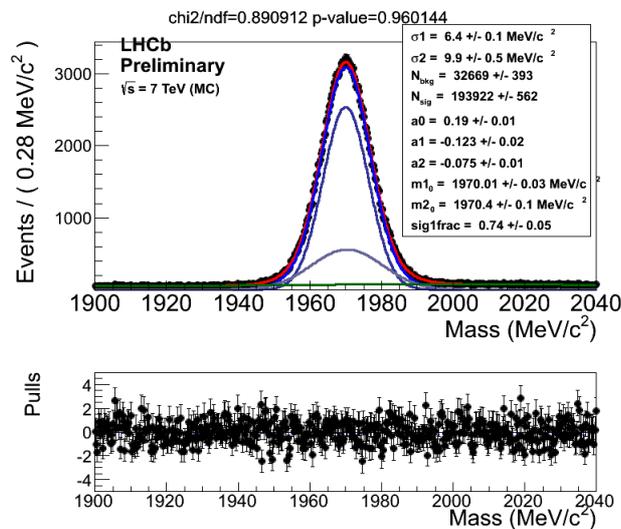
Figura 4.13: Ajuste de massa do D_s^+ para a região: a) $29 \leq P_D < 31$ GeV/c; b) $59 \leq P_D < 60$ GeV/c; c) $100 \leq P_D < 105$ GeV/c, para MagUp



a)

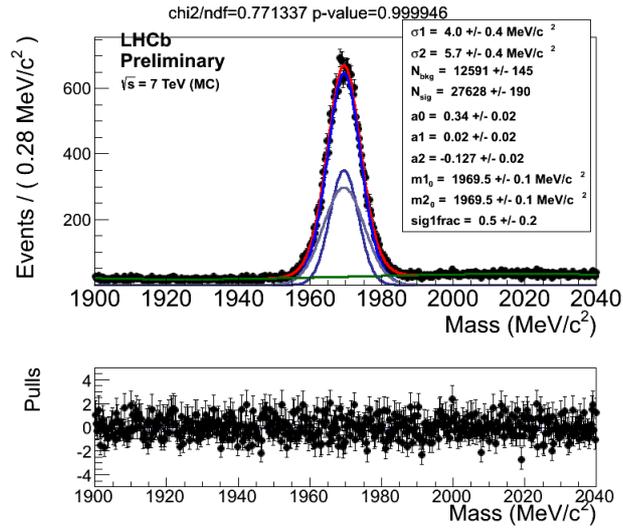


b)

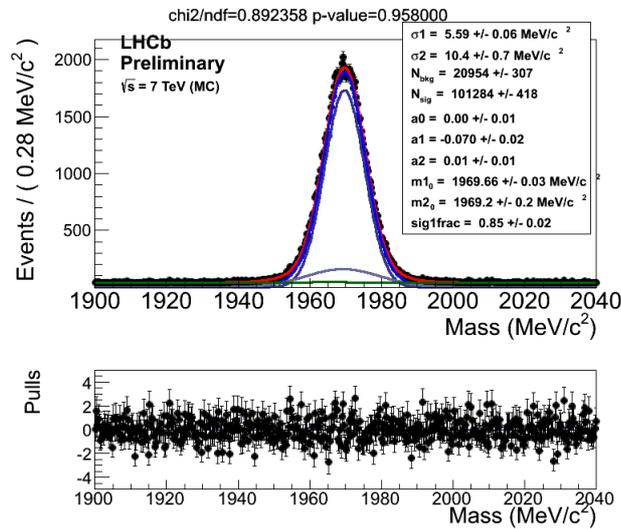


c)

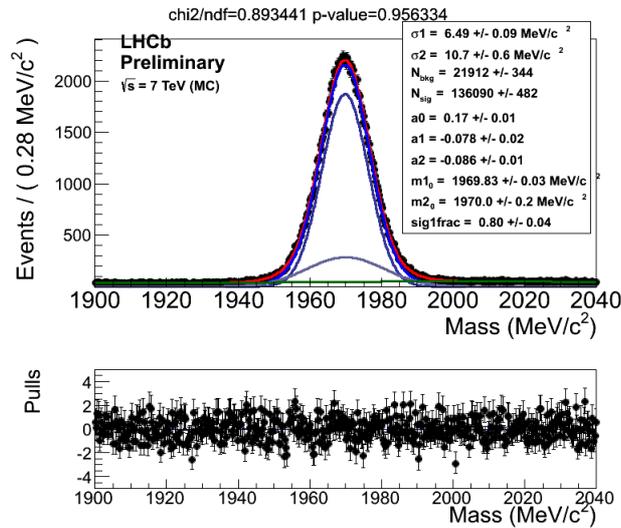
Figura 4.14: Ajuste de massa do D_s^- para a região: a) $29 \leq P_D < 31 \text{ GeV}/c$; b) $59 \leq P_D < 60 \text{ GeV}/c$; c) $100 \leq P_D < 105 \text{ GeV}/c$, para MagDown.



a)

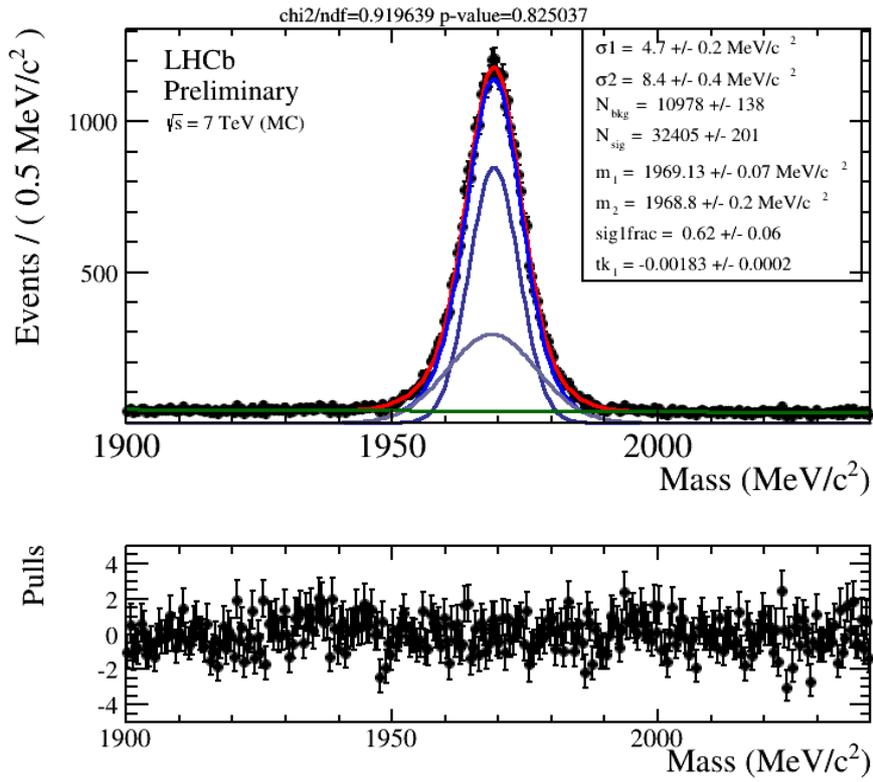


b)

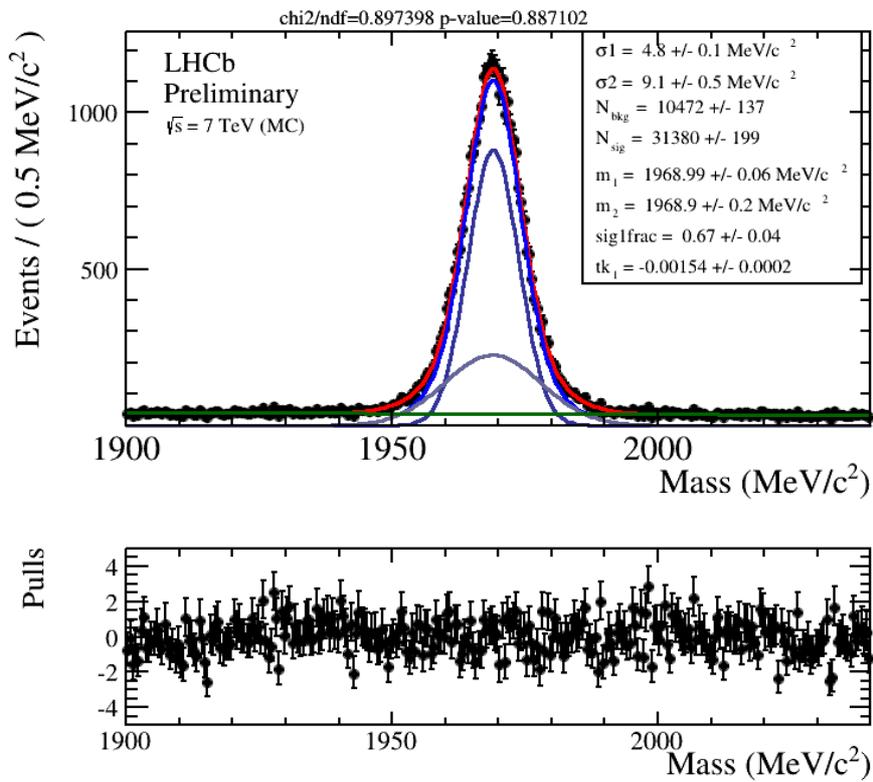


c)

Figura 4.15: Ajuste de massa do D_s^- para a região: a) $29 \leq P_D < 31$ GeV/c; b) $59 \leq P_D < 60$ GeV/c; c) $100 \leq P_D < 105$ GeV/c, para MagUp



a)



b)

Figura 4.16: Ajuste do espectro de massa na amostra de MC para o $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ para a) MagUp e b) MagDown.

5

Medida da razão de ramificação do $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$

Com o objetivo de calcular a razão de ramificação do $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$ relativa ao $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$, o número de candidatos (N_{obs}) obtido através do ajuste de massa tanto para o canal do sinal como para o canal de referência tem que levar em conta as perdas sucessivas por fatores tais como: eficiência devido à aceitação do detetor, *trigger*, eficiências relacionadas à reconstrução dos candidatos e aos critérios de seleção. De fato temos que:

$$\frac{\mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+)}{\mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+)} = \frac{N_{\pi K K}^{obs}}{N_{K K \pi}^{obs}} \frac{\epsilon_{total(K K \pi)}}{\epsilon_{total(\pi K K)}}, \quad (5-1)$$

como vimos na equação (2-11).

Neste capítulo apresentamos o processo para a obtenção das eficiências totais para o sinal e o canal de referência, retiradas majoritariamente do estudo das amostras de MC. É abordada uma discussão mais detalhada da eficiência de PID (ϵ_{PID}), por ser esta não bem simulada. A medida da razão de ramificação relativa é calculada para cada polaridade do magneto e, finalmente, a medida de razão de ramificação final é apresentada, mostrando sua comparação com a média mundial dada pelo PDG.

5.1

Cálculo das Eficiências

A eficiência total muitas vezes deve ser fatorizada em várias componentes, dependendo da forma como cada componente pode ser obtida. No nosso caso, a eficiência total foi fatorizada nas seguintes contribuições: eficiência de geração (ϵ_{ger}), eficiência de filtro (ϵ_{filtro}), eficiência de seleção (ϵ_{sel}) e eficiência de PID (ϵ_{PID}).

Como descrito na Seção 4.5, as amostras de MC, com o objetivo de otimizar o processo de geração, foram produzidas com cortes no nível de gerador, de P e PT do D_s^+ e das filhas, incluindo o corte na aceitação angular do detetor; estes cortes foram resumidos na Tabela 4.5. Assim sendo, a ϵ_{ger} é definida como o número de eventos após estes cortes no nível do gerador em relação ao número total inicial de eventos gerados. Logo depois, é requerida a filtragem de eventos através das linhas de *trigger* `Hlt1TrackAllL0Decision &`

Hlt2CharmHadD2HHHDecision. A razão dos eventos após filtragem em relação ao número de eventos após nível de geração é a eficiência de filtro (ϵ_{filtro}) da nossa análise. Estas duas eficiências são fornecidas no processo de geração das amostras.

A eficiência de seleção (ϵ_{sel}) representa a razão de todos os eventos que passaram pelo nosso critério de seleção, obtidos através do ajuste de massa, em relação à etapa de filtragem anterior. Assim sendo, requereu-se que todos os candidatos houvessem passado tanto por cortes de *stripping* como pelos cortes de seleção final, com exceção de cortes de PID. Finalmente, como veremos mais adiante, a eficiência de PID (ϵ_{PID}) é obtida através do pacote PIDCalib. Mais explicitamente, a eficiência total para cada canal de decaimento pode ser encontrada como:

$$\epsilon_{total} = \epsilon_{ger} * \epsilon_{filtro} * \epsilon_{sel} * \epsilon_{pid}. \quad (5-2)$$

Colocando explicitamente esta fatorização da eficiência total, a medida da razão de ramificação relativa calculada para cada polaridade do magneto é encontrada através da seguinte expressão:

$$\frac{\mathcal{B}(signal)}{\mathcal{B}(norm)} = \frac{N^{sig}}{N^{norm}} \frac{\epsilon_{ger}^{norm}}{\epsilon_{ger}^{sig}} \frac{\epsilon_{filtro}^{norm}}{\epsilon_{filtro}^{sig}} \frac{\epsilon_{sel}^{norm}}{\epsilon_{sel}^{sig}} \frac{\epsilon_{pid}^{norm}}{\epsilon_{pid}^{sig}}, \quad (5-3)$$

onde “sig” refere ao canal de sinal e “norm” ao canal de referência ou normalização. O resultado final da razão de ramificação é obtido fazendo a média ponderada entre os dois resultados parciais para cada polaridade.

Na primeira coluna da Tabela 5.1, resumimos o número de candidatos de MC obtido através do ajuste de massa, para cada polaridade do canal de sinal, como foi discutido na Seção 4.7. Na segunda coluna, denotado como o total de “ $D's$ ”, mostramos o número total de eventos após a etapa de filtragem. A razão dos valores da primeira e segunda coluna constitui a eficiência de seleção para o canal de sinal. Da mesma forma, a Tabela 5.2 resume os dados obtidos para o canal de referência. As eficiências ϵ_{ger} , ϵ_{filtro} , ϵ_{sel} para cada canal de decaimento e para cada polaridade são mostradas na Tabela 5.3.

Decaimento $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$	N_{obs} (MC)	Total de “ $D's$ ” (MC)
MagUp	$(31,148 \pm 0,180) \times 10^3$	59087
MagDown	$(28,509 \pm 0,172) \times 10^3$	54166

Tabela 5.1: Número de eventos obtido através do ajuste de massa (primeira coluna) e após filtragem (segunda coluna) para a amostra de MC de $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$.

Decaimento $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$	N_{obs} (MC)	Total de “ $D's$ ” (MC)
MagUp	$(32,405 \pm 0,201) \times 10^3$	58548
MagDown	$(31,380 \pm 0,199) \times 10^3$	56546

Tabela 5.2: Número de eventos obtido através do ajuste de massa (primeira coluna) e após filtragem (segunda coluna) para a amostra de MC $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$.

Decaimento	$\epsilon_{ger}\%$	$\epsilon_{filtro}\%$	$\epsilon_{sel}\%$
$D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$: MagUp	$4,7972 \pm 0,0059$	$1,44 \pm 0,01$	$52,72 \pm 0,21$
$D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$: MagDown	$4,7901 \pm 0,0132$	$1,48 \pm 0,01$	$52,63 \pm 0,21$
$D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$: MagUp	$4,8975 \pm 0,0045$	$1,35 \pm 0,01$	$55,35 \pm 0,21$
$D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$: MagDown	$4,9019 \pm 0,0051$	$1,38 \pm 0,01$	$55,49 \pm 0,21$

Tabela 5.3: Eficiências de geração, filtro e seleção para cada canal de decaimento e para cada polaridade.

Eficiência de PID

Como as variáveis do PID são pobremente descritas no MC, a eficiência de PID calculada diretamente a partir das simulações, teria associada grandes efeitos sistemáticos. Fatores como a variação do desempenho dos RICH nos diferentes períodos de coleta dos dados no ano, assim como efeitos de segunda ordem que não foram consideradas nas simulações, são causa da não boa simulação da variável $PIDK$. A ϵ_{PID} é obtida através das ferramentas do pacote **PidCalib**, que é uma coleção de pacotes que realizam distintas tarefas e que permitem extrair as eficiências dos cortes de PID tanto para os dados reais como para o MC.

O código do pacote reside dentro do projeto Erasmus, um *software* de análise de alto nível para o experimento do LHCb. Este é uma *data driven technique*, seu propósito essencial é a calibração das distribuições de verossimilhança para a identificação de partículas da amostra de sinal para obter a eficiência de um determinado valor de corte. De forma a estabelecer a eficiência de PID para todos os tipos de traços, K^\pm , π^\pm , p , \bar{p} , se faz uso dos *modos de ouro ou decaimentos exclusivos* que são decaimentos copiosamente produzidos no experimento, reconstruídos sem o uso dos detectores RICH, assim sendo, obtêm-se amostras de calibração puras de píons e káons. Ainda mais, as distribuições de verossimilhança de traços com mesma cinemática que as destas partículas permitem testar as respostas dos detectores RICH. Alguns dos modos que podem ser reconstruídos limpamente com somente sua cinemática são:

$$- K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$$

- $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$
- $\Lambda_c^+ \rightarrow K^- p\pi^+$
- $\phi \rightarrow K^+ K^-$
- $D^* \rightarrow D(K^- \pi^+) \pi_s^+$

Estes modos de decaimento representam as amostras de calibração utilizadas dentro do pacote PidCalib. As distribuições de píons e káons de calibração utilizadas em nossa análise vêm do decaimento D^* . A eficiência total calculada para um modo de decaimento com várias partículas filhas no estado final tem que ter em conta que, por um lado, a identificação de cada traço é dependente da cinemática desse traço e que, por outro, existem correlações entre as variáveis cinemáticas dos traços das partículas filhas. Mais explicitamente:

1. A eficiência ϵ de cada traço para um dado corte de PID é função das variáveis cinemáticas, x_i .
2. Existe uma função de correlação entre as variáveis cinemáticas dos traços das partículas filhas[42].

Com isto, a eficiência média para um decaimento com n -corpos em seu estado final, com requerimentos de PID, é encontrada em faixas de variáveis cinemáticas. Sendo assim, a eficiência de PID para um dado corte sobre píons ou káons em nossa amostra de análise é obtida através da aplicação desse corte sobre as distribuições de píons ou káons na amostra de calibração, onde estas distribuições foram pesadas, respectivamente, de acordo com a cinemática das respectivas distribuições da amostra de análise.

A variável $PIDK$ tem uma dependência importante nas variáveis cinemática de momento (P), momento transversal (P_T) e pseudorapidez (η). Na nossa análise escolhemos as eficiências dos cortes de PID em função do P_T e η , onde esta escolha foi puramente estratégica.

Implementação do pacote PIDCalib

Para a implementação do pacote PIDCalib, é necessário que a amostra de análise não tenha cortes de PID, portanto, como nossas amostras de dados (do $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$ e $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$) possuem tais cortes já na *stripping*, as amostras de MC são utilizadas. Estas foram geradas sem cortes de PID e simulam bem as variáveis cinemáticas P_T e η . Em seguida, escolhemos os intervalos em P_T e em η para cada uma das partículas filhas no estado final de cada decaimento. A estratégia seguida foi primeiro dividir em faixas

de P_T de modo que tivéssemos uma distribuição uniforme de eventos por faixa, da ordem $\mathcal{O}(10^3)$. Logo dividimos em faixas de η e feita uma distribuição bidimensional (P_T, η) , assegurando que em cada intervalo de (P_T, η) tivéssemos uma população da ordem de $\mathcal{O}(10^2)$ eventos. Foram escolhidas 17 faixas de P_T e 4 faixas de η . Para a verificação do processo de pesagem nas amostras de calibração, verificamos a cinemática para cada traço da amostra de calibração após esta pesagem, comparando-a com a cinemática para cada traço da amostra de análise. Como foi mencionado na Seção 4.6 definimos o ordenamento dos traços com a seguinte convenção:

- $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$
 - $p_1 \rightarrow \pi^-$ (píon)
 - $p_2 \rightarrow K^+$ (primeiro káon)
 - $p_3 \rightarrow K^-$ (segundo káon)
- $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$
 - $p_1 \rightarrow K^-$ (primeiro káon)
 - $p_2 \rightarrow K^+$ (segundo káon)
 - $p_3 \rightarrow \pi^+$ (píon)

A filosofia de pesagem para cada traço é realizada da seguinte forma: as populações dos intervalos (P_T, η) são comparadas entre as duas amostras (sinal e calibração); a razão destas populações é estabelecida como o peso dos eventos em cada intervalo e este peso é atribuído à amostra de calibração. Deste modo, ao fazer a comparação das distribuições, por exemplo do Momento (P) observa-se uma muito boa semelhança entre ambas. Estas distribuições podem ser observadas na Figura 5.1, os pontos pretos indicam a amostra de calibração antes de ser pesada, os pontos vermelhos após pesagem e os azuis representam a amostra de sinal.

Finalmente, os cortes de PID aplicados foram aqueles escolhidos na nossa seleção final:

1. Para o $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$: $PIDK < 3$ para o píon (por corte de *stripping*), $PIDK > 10$ para o primeiro káon, $PIDK > 15$ para o segundo káon.
2. Para o $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$: $PIDK > 7$ para o primeiro káon (por corte de *stripping*), $PIDK > 10$ para o segundo káon, $PIDK < 3$ para o píon (por corte de *stripping*).

Os resultados obtidos para cada um dos decaimentos e para cada uma das polaridades são mostrados na Tabela 5.4.

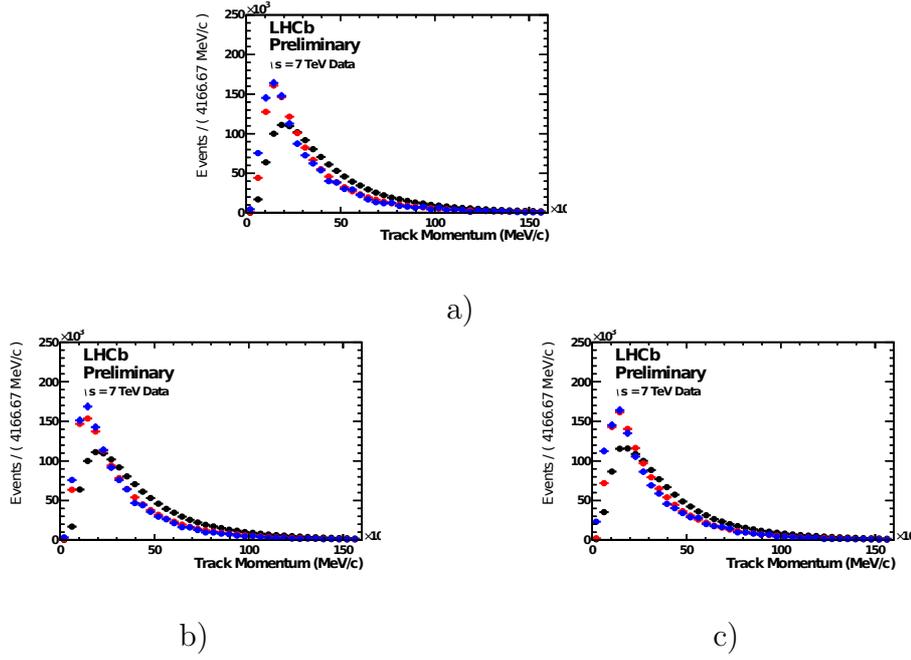


Figura 5.1: Comparação entre a amostra de calibração sem pesagem (preto), após pesagem (vermelho) e a amostra de sinal do MC (azul). Distribuição de momento *a)* primeiro traço, *b)* segundo traço, *c)* terceiro traço.

Decaimento	MagUp $\epsilon_{pid}(\%)$	MagDown $\epsilon_{pid}(\%)$
$D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$	$54,3540 \pm 0,0011$	$54,3175 \pm 0,0009$
$D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$	$69,1494 \pm 0,0011$	$69,2823 \pm 0,0009$

Tabela 5.4: Eficiências de PID para os canais $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$ e $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ obtida pelo processo de PIDCalib.

5.2

Medida da razão de ramificação relativa

Como mostrado na Eq.(5-3), a medida da razão de ramificação relativa depende tanto da razão entre os números de eventos finais observados para sinal e canal de referência, como da razão entre as eficiências de ambos. Os números finais de eventos foram apresentados no capítulo anterior, e estão resumidos aqui na Tabela 5.5 e as eficiências foram mostradas nas Tabelas 5.3 e 5.4.

Decaimento	$N_{obs}(\text{Dados})$
$D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$: MagUp	$(7,19 \pm 0,25) \times 10^3$
$D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$: MagDown	$(10,13 \pm 0,23) \times 10^3$
$D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$: MagUp	$(36,28 \pm 0,02) \times 10^5$
$D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$: MagDown	$(55,09 \pm 0,02) \times 10^5$

Tabela 5.5: Números de candidatos observados para o sinal e canal de referência

A eficiência total, como definida na Equação (5-2), é igual ao produto das eficiências parciais que pode ser re-expressa da seguinte forma:

$$\epsilon_{Tot} = \epsilon_{preliminar} * \epsilon_{PID}, \quad (5-4)$$

onde $\epsilon_{preliminar}$ é definida da seguinte maneira:

$$\epsilon_{preliminar} = \epsilon_{ger} * \epsilon_{filter} * \epsilon_{sel}, \quad (5-5)$$

e seu respectivo erro é calculado como:

$$\delta\epsilon_{preliminar} = (\epsilon_{ger} * \epsilon_{filter} * \epsilon_{sel}) * \frac{\delta\epsilon_{sel}}{\epsilon_{sel}} \quad (5-6)$$

Os erros das eficiências de geração e de filtragem de *trigger*, fornecidas no processo de geração da amostra de MC, não devem ser considerados independentemente uma vez que o erro em ϵ_{sel} é binomial e depende fundamentalmente do número de eventos de MC após a seleção final. O erro binomial é expressado da seguinte forma:

$$n = \frac{N_{sel}}{N_{ger}} \rightarrow \delta n = \sqrt{\frac{n(1-n)}{N_{ger}}}, \quad (5-7)$$

onde N_{sel} e N_{ger} são duas amostras, sendo que N_{sel} é um subconjunto de N_{ger} .

O erro na eficiência $\delta\epsilon_{preliminar}$ tem origem, portanto, na estatística finita de eventos de MC. Este erro é considerado como erro sistemático associado ao MC.

Na Tabela 5.6 apresentamos a eficiência total tanto para o canal de referência como para o canal de sinal para MagUp e, na Tabela 5.7, a eficiência total para MagDown.

Decaimento	$\epsilon_{preliminar}(\%)$	$\epsilon_{pid}(\%)$	$\epsilon_{total}(\%)$
$D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$: MagUp	$0,0364 \pm 0,0001$	$54,3540 \pm 0,0011$	$0,01979 \pm 0,00011$
$D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$: MagUp	$0,0365 \pm 0,0001$	$69,1494 \pm 0,0011$	$0,02530 \pm 0,00014$
$\epsilon(norm)/\epsilon(sinal)$	$1,002 \pm 0,003$	$1,272 \pm 3,27 \times 10^{-5}$	$1,27843 \pm 0,01014$

Tabela 5.6: Eficiências para sinal e referência, e razão entre elas, para MagUp

Decaimento	$\epsilon_{preliminar}\%$	$\epsilon_{pid}\%$	$\epsilon_{total}\%$
$D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$: MagDown	$0,0373 \pm 0,0001$	$54,3175 \pm 0,0009$	$0,02027 \pm 0,00012$
$D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$: MagDown	$0,0375 \pm 0,0001$	$69,2823 \pm 0,0009$	$0,02601 \pm 0,00015$
$\epsilon(norm)/\epsilon(sinal)$	$1,005 \pm 0,003$	$1,276 \pm 2,687 \times 10^{-5}$	$1,28326 \pm 0,01050$

Tabela 5.7: Eficiências para sinal e referência, e razão entre elas, para MagDown

A medida da razão de ramificação é obtida para cada polaridade usando a Equação (5-3) e as Tabelas 5.5, 5.6, 5.7 e assim obtemos:

$$\frac{\mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+)}{\mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+)_{MagUp}} = (2,536 \pm 0,092) \times 10^{-3}, \quad (5-8)$$

$$\frac{\mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+)}{\mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+)_{MagDown}} = (2,361 \pm 0,058) \times 10^{-3}. \quad (5-9)$$

Estes resultados são compatíveis entre si. A incerteza apresentada é apenas estatística, calculada da seguinte forma:

$$\delta \mathcal{B} \mathcal{R}_{estat} = \mathcal{B} \mathcal{R} * \sqrt{(\delta R_N / R_N)^2}, \quad (5-10)$$

onde R_N é a razão entre número de eventos finais para sinal e referência. A incerteza δR_N é calculada como:

$$\delta R_N = R_N * \sqrt{(\delta N_{obs}^{sinal} / N_{obs}^{sinal})^2 + (\delta N_{obs}^{norm} / N_{obs}^{norm})^2}, \quad (5-11)$$

Por outro lado, temos a incerteza devido à eficiência:

$$\delta R \epsilon_{Tot} = R \epsilon_{Tot} * \sqrt{(\delta R \epsilon_{preliminar} / R \epsilon_{preliminar})^2 + (\delta R \epsilon_{PID} / R \epsilon_{PID})^2}, \quad (5-12)$$

onde colocamos explicitamente tanto a contribuição da eficiência preliminar como do PID. R_N , $R \epsilon_{total}$, e a medida da razão de ramificação relativa para cada polaridade são resumidos na Tabela 5.8.

Polaridade	R_N	$R \epsilon_T$	B_R
MagUp	$0,00198 \pm 0,00007$	$1,27843 \pm 0,01014$	$(2,536 \pm 0,090 \pm 0,020) \times 10^{-3}$
MagDown	$0,00184 \pm 0,00004$	$1,28326 \pm 0,01050$	$(2,361 \pm 0,055 \pm 0,019) \times 10^{-3}$

Tabela 5.8: Razão do número de eventos, razão das eficiências e razão de ramificação com erro estatístico e de MC para cada polaridade.

Até agora o cálculo da razão de ramificação relativa foi realizado separadamente para cada polaridade. O resultado final da razão de ramificação relativa $\mathcal{B} \mathcal{R}$ é calculado como a média ponderada entre estes dois resultados[48], dado por:

$$\mathcal{B} \mathcal{R} = \frac{\frac{\mathcal{B} \mathcal{R}_{Down}}{\delta \mathcal{B} \mathcal{R}_{Down}^2} + \frac{\mathcal{B} \mathcal{R}_{Up}}{\delta \mathcal{B} \mathcal{R}_{Up}^2}}{\frac{1}{\delta \mathcal{B} \mathcal{R}_{Down}^2} + \frac{1}{\delta \mathcal{B} \mathcal{R}_{Up}^2}} \quad (5-13)$$

$$\delta \mathcal{B} \mathcal{R} = \sqrt{\frac{1}{\frac{1}{\delta \mathcal{B} \mathcal{R}_{Up}^2} + \frac{1}{\delta \mathcal{B} \mathcal{R}_{Down}^2}}} \quad (5-14)$$

O resultado final da medida da medida da razão de ramificação relativa entre o canal duplamente suprimido por Cabibbo $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$ e o favorecido por Cabibbo $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ com os dados coletados pelo LHCb em 2011 é portanto :

$$\mathcal{BR} = (2,411 \pm 0,047 \pm 0,014) \times 10^{-3}, \quad (5-15)$$

onde o primeiro erro é estatístico e o segundo é devido à amostra finita de MC. Assim temos um erro estatístico percentual de 2%, que representa uma melhora substancial frente à atual medida mundial,

$$\mathcal{BR}_{\text{PDG}} = (2,33 \pm 0,23) \times 10^{-3}$$

cujo erro relativo é de 10%. Neste resultado, ainda não estão incluídos os erros sistemáticos. Este é um trabalho ainda em andamento e envolve os seguintes estudos:

- Variáveis no critério de seleção dos eventos.
- Variações nos critérios de trigger.
- Efeitos sistemáticos para o PIDCalib.
- Variações no modelo de ajuste.
- Separação D_s^+ e D_s^- .

6

Conclusões

Com os dados coletados pelo LHCb em 2011, correspondendo a uma luminosidade de $1,0 \text{ fb}^{-1}$ a partir de colisões de próton-próton com uma energia de 7 TeV no centro de massa, calculamos a medida da razão de ramificação do canal duplamente suprimido por Cabibbo $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$ (sinal) relativa ao favorecido por Cabibbo $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ (referência). O decaimento do $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$ é um decaimento raro por envolver transições entre duas famílias de quarks, e portanto um canal de baixa estatística. Então, como base para ter um maior entendimento deste canal, a medida de ramificação constitui o primeiro passo na realização de um estudo completo deste canal, que envolve também análise de amplitudes (estudo de sub-estrutura ressonante) e busca de efeito de violação de CP (que neste canal envolveria nova física). Anteriormente esta medida foi obtida com muito baixa estatística e portanto grandes incertezas associadas.

Como primeiro passo na realização desta medida, critérios de seleção foram aplicados em etapas sucessivas do processo de análise. Cortes em variáveis discriminantes entre sinal e *background* foram escolhidos a fim de maximizar a significância estatística. Então o número de candidatos para a amostra de sinal e referência foi obtido através do ajuste do espectro de massa invariante, obtendo um valor de $N_{\text{sinal}} = (17,33 \pm 0,34) \times 10^3$ para o canal $D_s^+ \rightarrow \pi^- K^+ K^+$ e $N_{\text{norm}} = (913,79 \pm 0,33) \times 10^4$ para o canal $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$, combinando as amostras obtidas para tomada de dados com a polaridade do magneto para cima e para baixo.

As eficiências das diferentes etapas de seleção foram obtidas a partir das amostras de simulação separando-as em várias componentes, a saber: eficiência de geração, filtro, seleção e a associada à identificação de partículas. De posse destes resultados, a medida da razão de ramificação relativa (\mathcal{BR}) obtida foi

$$\mathcal{BR} = (2,411 \pm 0,047 \pm 0,014) \times 10^{-3},$$

onde a primeira incerteza corresponde a incerteza estatística e a segunda devido à estatística finita das amostras simuladas.

Este resultado é compatível com a média mundial dado pelo PDG [12], $(2,33 \pm 0,23) \times 10^{-3}$, porém a incerteza, antes de 10%, foi reduzida a 2%.

Entretanto, este resultado ainda não inclui um estudo detalhado de erros sistemáticos. Estes já estão sendo realizados e espera-se a publicação do resultado em breve.

Referências Bibliográficas

- [01] M. GERSABECK; ET AL. **Brief review of charm physics.** [arXiv:1207.2196v1]. 1
- [02] COLABORAÇÃO LHCb. **Prompt charm production in pp collisions at $\sqrt{7}$ GeV.** 2010. LHCb-CONF-2010-013. 1
- [03] D. J. GRIFFITHS. **Introduction to elementary particles.** John Wiley and Sons Ltd., England, 1987. 2.1, 2.2
- [04] F. HALZEN; A. MARTIN. **Quarks and Leptons: An Introduction Course in modern Particles Physics.** John Wiley and Sons Ltd, USA, 1984. 2.1, 2.2
- [05] COLABORAÇÃO ATLAS. **Observation of a new particle in the search for the standard model higgs with the atlas detector at the lhc.** Phys. Lett. B, 716:1–29, 2012. 2.1
- [06] COLABORAÇÃO CMS. **Evidence for a new state decaying into two photons in the search for the standard model higgs boson in pp collisions.** CMS PAS HIG-12-015, 2012. 2.1
- [07] E. LEADE; E. PREDAZZI. **A Introduction to Gauge Theories and the new Physics.** Cambridge University Press, England, 1982. 2.1
- [08] I. J. R. AITCHISON; A. I. G. HEY. **Theories in Particles Physics.** Adam Hilger. Ltd, Bristol, 1982. 2.1
- [09] S. L GLASHOW. Nucl. Phys., 22:579, 1961. 2.1
- [10] A. SALAM; J. C. WARD. Phys. Lett, 13:168, 1964. 2.1
- [11] S. WEINBERG. Phys. Rev., 19:1264, 1967. 2.1
- [12] PARTICLE DATA GROUP. **Pdg.** Phys. Rev. D, 86:010001, 2012. 2.1, 2.2.1, 2.3.1, 2.3.2, 6
- [13] C. GOBËL. **Procura por correntes neutras que trocam sabor pela análise do decaimento $d^+ \rightarrow \mu^- \mu + \pi^+$.** Dissertação de mestrado, PUC-Rio, 1994. 2.2

- [14] C. S. WU ET AL. -. Phys. Rev., 105:1413, 1957. 2.2
- [15] D. C. CHENG; G. K. O'NEILL. **Elementary Particle Physics**. Addison-Wesley Ltd., U.S.A, 1979. 2.2.1
- [16] N. CABIBBO. -. Phys. Rev. Lett., 10:531, 1963. 2.2.1
- [17] S. L. GLASHOW; J. ILIOPOULOS ; L. MAIANI. -. Phys. Rev. D., 2:1285, 1970. 2.2.2
- [18] M. KOBAYASHI; T. MASKAWA. -. Prog. Theor. Phys., 49:652–657, 1973. 2.2.2, 2.2.2
- [19] COLABORAÇÃO E598; J. AUBET ET AL. **Experimental observation of heavy particle j**. Phys. Rev. Lett, 33:1404–1406, 1974. 2.3
- [20] COLABORAÇÃO SLAC-SP-017. **Discovery o a narrow resonance in e^-e^+ annihilation**. Phys. Rev. Lett, 33:1406–1408, 1974. 2.3
- [21] T. E. BROWDER. **Unsolved problems in hadronic charm decay**. SLAC-PUB-5083, 1989. 2.3
- [22] J. L. ROSNER. -. [arXiv:hep-ph/0607346v3], 2006. 2.3.1
- [23] H. S. CARVALHO. **Medida da razão de ramificação do decaimento $D^+ \rightarrow K^- K + K i^+$** . PhD thesis, CBPF, 1997. 2.3.1
- [24] I. BEDIAGA; C. GOBEL ; R. MENDEZ-GALAIN. -. Phys. Rev. D, 56:4268, 1997. 2.3.1
- [25] COLABORAÇÃO BABAR; P. DEL AMO SANCHEZ ET AL.. -. Phys. Rev. D, 83:052001, 2011. 2.3.2
- [26] P. F. HARRISON; QUINN ; R. HELEN. **The BaBar physics book: Physics at an asymmetric B factory**. Phys. Lett., 2004, 2004. 2.3.2
- [27] COLABORAÇÃO BELLE; B. R. KO ET AL. -. Phys. Lett., 10:1103, 2009. 2.3.2
- [28] L. EVANS; P. BRYANT. **Lhc machine 3**. [S08001], 2008. 3.1
- [29] K. AAMODT ET AL. **The ALICE experiment at the LHC, JINST 3**. [S08002], 2008. 3.1
- [30] G. AAD ET AL. **The ATLAS experiment at the LHC, JINST 3**. [S08003], 2008. 3.1

- [31] G. AAD ET AL. **The CMS experiment at the LHC**, JINST 3. [S08004], 2008. 3.1
- [32] A. ALVES JR ET AL. **The LHCb detector at the LHC**, JINST 3. [S08005], 2008. 3.1
- [33] COLABORAÇÃO LHCb. **LHCb magnet: Technical design report**. CERN-LHCC-2000-007, 2000. 3.2.1
- [34] COLABORAÇÃO LHCb. **LHCb VELO: Technical design report**. CERN-LHCC-2001-011, 2001. 3.2.2
- [35] COLABORAÇÃO LHCb. **LHCb inner tracker: Technical design report**. CERN-LHCC-2002-029, 2002. 3.2.2
- [36] COLABORAÇÃO LHCb. **LHCb outer tracker: Technical design report**. CERN-LHCC-2002-029, 2001. 3.2.2
- [37] COLABORAÇÃO LHCb. **LHCb RICH: Technical design report**. CERN-LHCC-2000-037, 2000. 3.2.4
- [38] COLABORAÇÃO LHCb. **LHCb calorimeters: Technical design report**. CERN-LHCC-2000-036, 2000. 3.2.5
- [39] COLABORAÇÃO LHCb. **LHCb muon system: Technical design report**. CERN-LHCC-2001-010, 2001. 3.2.6
- [40] COLABORAÇÃO LHCb. **LHCb trigger system: Technical design report**. CERN-LHCC-2003-031, 2003. 3.2.7
- [41] D. FOURNIER. **Performance of the LHC, ATLAS and CMS in 2011**. [arXiv:hep-ph/1201.4681v1], 2012. 4.1
- [42] COLABORAÇÃO LHCb. **Prompt charm production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$ in 2011**. [LHCb-ANA-2011-018], 2013. 4.3, 2
- [43] R. AAIJ ET AL. **The LHCb trigger and its performance in 2011**. [arXiv:hep-ph/1211.3055v2], 2012. 4.3
- [44] I. BEDIAGA ET AL. **Relative branching fraction measurements of charmless B decays to three hadrons**. [LHCb-ANA-2011-079], 2011. 4.3
- [45] S. TORBJÖRN; M. STEPHEN ; P. SKANDS. **A brief introduction to PYTHIA 8.1**, *comput. phys. commun* 178:852-867. [arXiv:hep-ph/0603175], 2006. 4.5

- [46] J ALLISON ET AL. **Geant4 developments and applications**. IEEE Trans. Nucle. Sci 53, 2006. 4.5
- [47] R. BROUCKE. **Ten subroutines for the manipulation of chebyshev series**. 1973. 4.7.1
- [48] L. LYON. **Statistics for nuclear and particle physicists**. USA, New York, 2009. 5.2