



Lucas Nicholas Falcão Ferreira

**Estudos de sensibilidade para Violação de
Carga-Paridade nos decaimentos
 $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ e $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ no
experimento LHCb**

Dissertação de Mestrado

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

Orientadora: Profa. Carla Göbel Burlamaqui de Mello

Rio de Janeiro
abril de 2021



Lucas Nicholas Falcão Ferreira

**Estudos de sensibilidade para Violação de
Carga-Paridade nos decaimentos
 $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ e $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ no
experimento LHCb**

Dissertação apresentada como requisito parcial para obtenção do grau de Mestre em Física pelo Programa de Pós-graduação em Física da PUC-Rio, do Departamento de Física da PUC-Rio. Aprovada pela Comissão Examinadora abaixo:

Profa. Carla Göbel Burlamaqui de Mello

Orientadora
Departamento de Física – PUC-Rio

Prof. Juan Martin Otalora Goicochea

UFRJ

Profa. Patrícia Camargo Magalhães

Universidade de Bristol

Rio de Janeiro, 30 de abril de 2021

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

Lucas Nicholas Falcão Ferreira

Recebeu o título de Bacharel em Física pela Universidade do Estado do Rio de Janeiro em 2018.

Ficha Catalográfica

Falcão, Lucas

Estudos de sensibilidade para Violação de Carga-Paridade nos decaimentos $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ e $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ no experimento LHCb / Lucas Nicholas Falcão Ferreira; orientador: Carla Göbel Burlamaqui de Mello. – Rio de Janeiro: PUC-Rio, Departamento de Física, 2021.

v., 117 f: il. color. ; 30 cm

Dissertação (mestrado) - Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro, Departamento de Física.

Inclui bibliografia

1. Física – Teses. 2. Grande Colisor de Hádrons;. 3. Modelo Padrão;. 4. Física do Charme;. 5. Violação de CP;. 6. Mapa de Dalitz.. I. Göbel, Carla. II. Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro. Departamento de Física. III. Título.

CDD: 620.11

Dedico este trabalho à minha mãe,
em cima de seus ombros que pude enxergar tão longe.

Agradecimentos

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

Gostaria de começar agradecendo à minha mãe, não só pelo apoio durante o mestrado, mas pelo sacrifício durante toda a vida, sem dúvidas sua maior herança é a força. Sempre foi fonte de inspiração não só pra mim mas também pra todos que conhecem sua história. Ser de origem incrivelmente humilde e conseguir formar um filho que será doutor é para poucos. Agradeço também à minha tia, sei que de algum lugar você olha por mim.

Devo um agradecimento à minha família, meu padraсто Edson, meus sogros Lara e Cláudio, e minha cunhada Nicole pelo apoio manifestado de diversas formas. Claro, não poderia faltar o amor da minha vida, Cloé. Amorzinho, te agradeço por todo companheirismo, cumplicidade, paciência e amor durante esses anos, obrigado por sempre acreditar em mim. Ah, e te agradeço pelas imagens desse trabalho, essa parte foi especialmente importante (risos).

Agradeço aos meus companheiros de pesquisa do Grupo de Charme do Rio, aos professores Alberto dos Reis, Érica Polycarpo e especialmente Sandra Amato por todos os ensinamentos durante as discussões nas reuniões de grupo. Aos meus amigos de trabalho Carol, Fernanda e Juan pelas reuniões que precisávamos fazer pra esclarecer as coisas e aprender uns com os outros, pelos códigos trocados e pela complementação do trabalho que é feito a muitas mãos. Aqui cabe um agradecimento especial ao Felipe Luan. Só posso te agradecer imensamente por todos os ensinamentos, todas as madrugadas trabalhando juntos e trocando informações, pelas partidas de xadrez que nos distraíam (espero que essa parte os professores não leiam) e pela gentileza e mansidão durante todo o trabalho.

Claro, não poderia faltar os meus amigos de PUC. Agradeço a todos os meus amigos de cavernão como Antônio, João Formiga, Matheus, e especialmente ao Pedro pela amizade na mudança de faculdade e ser o único rosto amigo no início do processo, você foi particularmente importante. Aos trabalhadores da PUC também, como a Giza, o Eduardo e todos que estiveram lá pra sustentar a estrutura da faculdade, desde a secretária ao porteiro e tia da limpeza.

E por último agradeço à minha orientadora, Carla Göbel, que teve o papel de me guiar, inclusive com alguns puxões de orelha (risos), nesse mar de informações que é a física de partículas. Mesmo com todas as dificuldades

por conta do trabalho ser remoto, te agradeço pela paciência e adaptação às situações complicadas que acabaram permeando todo o ano de 2020.

Resumo

Falcão, Lucas; Göbel, Carla. **Estudos de sensibilidade para Violação de Carga-Paridade nos decaimentos $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ e $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ no experimento LHCb**. Rio de Janeiro, 2021. 117p. Dissertação de Mestrado – Departamento de Física, Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro.

Na última década, desde o início do funcionamento do LHC, o Modelo Padrão de física de partículas vem sendo posto à prova com precisão sem precedentes, com enorme êxito. Um de seus experimentos é o LHCb, dedicado à física dos hádrons contendo os quarks *beauty* e *charm*. Um dos importantes temas de pesquisa do LHCb é o estudo de efeitos de assimetria partícula-antipartícula em processos de decaimento, devido à chamada violação de Carga-Paridade (CP). A violação de CP é prevista pelo Modelo Padrão e, em decaimentos envolvendo o quark *charm*, pode ocorrer em certos processos chamados de suprimidos por Cabibbo. No entanto, este efeito é muito pequeno, da ordem de 0.1%. Esta pequenez faz com que o ambiente de decaimentos charmosos seja atraente para busca por física além do Modelo Padrão.

O objetivo deste trabalho é o estudo de sensibilidade para violação de CP nos canais $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ e $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ no *run* II do LHCb. Através de uma representação do espaço de fase desses decaimentos, chamado de Dalitz Plot, e a utilização do método de *Mirandizing*, que se baseia em procurar significâncias locais na diferença da distribuição de eventos no Dalitz Plot de partícula e antipartícula, pode-se buscar por assimetrias de carga que indicariam efeitos de violação de CP nestes decaimentos. Baseando-se nas estatísticas dos dados tomados entre 2016 e 2018 no LHCb, foram desenvolvidos pseudoexperimentos, via método de Monte Carlo, visando reproduzir a dinâmica dos dados reais, e inserindo pequenos efeitos de violação de CP. Verificamos que há sensibilidade para a violação de CP com efeitos da ordem de 10^{-3} em algumas situações, que condiz com as expectativas do Modelo Padrão, o que indica a possibilidade de observação de violação de CP nos dados reais do *run* II.

Palavras-chave

Grande Colisor de Hádrons; Modelo Padrão; Física do Charme; Violação de CP; Mapa de Dalitz.

Abstract

Falcão, Lucas; Göbel, Carla (Advisor). **Sensitivity studies for Charge-parity violation in the decays $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ and $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ in the LHCb experiment.** Rio de Janeiro, 2021. 117p. Dissertação de mestrado – Departamento de Física, Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro.

In the last decade, since the beginning of the operation of the LHC, the Standard Model of particle physics has been tested with unprecedented precision, with enormous success. One of its experiment is LHCb, dedicated to the physics of hadrons containing the beauty and charm quarks. One of the important research topics of the LHCb is the study of the effects of particle-antiparticle asymmetry in decay processes, due to the so-called charge-parity violation (CP). CP violation is predicted by the Standard Model and, in decays involving the charm quark, it can occur in certain processes called Cabibbo-suppressed. However, this effect is very small, of the order of 0.1%. This smallness makes the environment of charm decays attractive to search for physics beyond the Standard Model.

The aim of this work is the study of sensitivity for CP violation in the channels $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ and $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ in *run II* of the LHCb. Through the phase space of these decays, called Dalitz Plot, and the use of the Mirandizing method, which is based on looking for local significance in the difference in the distribution of events for particle and antiparticle Dalitz Plots, one can seek for local asymmetries that would indicate effects of CP violation in these decays. Based on the data statistics taken between 2016 and 2018 at the LHCb, pseudo experiments were performed, using the Monte Carlo method, aiming to reproduce the dynamics of real data, and inserting small effects of CP violation. We found that there is sensitivity for CP violation with effects of the order of 10^{-3} in some situations, which is the expected level predicted by the Standard Model, indicating a possibility for observing CP violation in the real data from *run II*.

Keywords

Large Hadron Collider (LHC); Standard Model; Charm Physics; CP Violation; Dalitz Plot.

Sumário

1	Introdução	19
2	Fundamentos Teóricos	22
2.1	O Modelo Padrão	22
2.2	Introdução à Violação de CP	25
2.2.1	Simetrias CPT	25
2.2.2	Condições de Sakharov	27
2.3	Física de sabores e a Matriz CKM	28
2.3.1	CKM - matriz de mistura das 3 famílias	30
2.3.2	Violação de CP: fases fortes e fracas no Modelo Padrão	32
2.4	A Física do quark Charm e Violação de CP	33
2.5	Decaimento em 3 corpos	37
2.5.1	Modelo isobárico	43
2.5.2	Cenários de VCP em amplitudes e fases	44
2.6	Motivação para o estudo de $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ e $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$	46
3	O experimento LHCb	47
3.1	O Grande Colisor de Hádrons	47
3.2	O detector LHCb	50
3.3	VELO	51
3.4	Estações de trajetórias	52
3.4.1	Tracker Turicensis (TT)	52
3.4.2	Inner Tracker (IT) e Outer Tracker (OT)	53
3.5	O Magneto	54
3.6	Ring-Imaging Cherenkov System (RICH)	54
3.7	Sistema de Calorímetros	56
3.8	Sistema de Múons	57
3.9	Sistema de <i>trigger</i>	57
3.9.1	Trigger Nível 0 (L0)	58
3.9.2	Trigger de Alto Nível (HLT)	58
3.9.3	Turbo stream	59
3.9.4	Classificação TOS e TIS	60
4	Seleção de dados	61
4.1	Variáveis de seleção	61
4.2	Pré-seleção para o canal $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$	63
4.2.1	Seleção usando TMVA	65
4.2.2	Ajuste de massa e quantidade de eventos de sinal	71
4.2.3	Seleção do canal $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$	76
5	Estudos de sensibilidade para Violação de CP	78
5.1	Anisotropia no Dalitz Plot: <i>Mirandizing</i>	78
5.2	Estratégia para os pseudoexperimentos	82
5.3	Sensibilidade de VCP para o canal $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$	82

5.3.1	Eficiência e modelo de background	83
5.3.2	Testes de Hipótese Nula	86
5.3.3	Primeiro Rastreamento	88
5.3.4	Resultados para o canal $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$	92
5.4	Sensibilidade de VCP para o canal $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$	94
5.4.1	Eficiência e modelo de background	96
5.4.2	Testes de Hipótese Nula	99
5.4.3	Primeiro Rastreamento	101
5.4.4	Resultados para o canal $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$	103
6	Conclusões	105
7	Apêndice: o valor-P	107
8	Apêndice: Ressonâncias	109
8.1	Ressonâncias de $D \rightarrow K^- K^+ \pi^+$	109
8.2	Ressonâncias de $D \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$	111
	Referências bibliográficas	113

Lista de figuras

Figura 2.1	Modelo Padrão de Partículas Elementares [8].	23
Figura 2.2	Diagramas de Feynman dos vértices básicos das interações fundamentais: a) interação forte que atua nos quarks, b) interação eletromagnética que atua em partículas carregadas eletricamente, c) e d) interação fraca que atua nos léptons e quarks, d) é a única que troca o sabor das partículas.	24
Figura 2.3	Ilustração do triângulo unitário.	32
Figura 2.4	Ilustração das probabilidades de decaimentos dos quarks que é proporcional à $ V_{ij} ^2$.	34
Figura 2.5	Exemplos de diagramas árvore de decaimentos dos mésons D^+ e D_s^+ em Píons e Káons.	35
Figura 2.6	Decaimento $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ e seus sub-canais $D^+ \rightarrow K^*(892)^0 K^+$ e $D^+ \rightarrow \phi(1020) \pi^+$.	36
Figura 2.7	Ilustração de um decaimento em 3 corpos [24].	37
Figura 2.8	Ilustração de um Dalitz Plot genérico no plano $s_{12} \times s_{23}$ [24].	39
Figura 2.9	Analogia entre o Dalitz Plot e um experimento de múltiplas fendas.	40
Figura 2.10	Exemplos de manifestação de ressonâncias de um decaimento do tipo $M \rightarrow ABC$ e suas diferenças no Dalitz Plot (cortesia de Alberto dos Reis).	41
Figura 2.11	Dalitz Plot de $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ com destaque das contribuições de cada ressonância [5].	42
Figura 2.12	Ilustração de um decaimento ressonante e não ressonante do méson D em 3 corpos [30].	43
Figura 3.1	Ilustração do LHC com os pontos dos seus experimentos e aceleradores.	48
Figura 3.2	Ilustração do detector LHCb e seus componentes [34].	50
Figura 3.3	Ilustração da geometria $r\phi$ dos sensores do subdetector VELO [34]. O feixe de prótons se cruza na região central (perpendicular aos módulos).	51
Figura 3.4	Ilustração das quatro camadas das estações do Tracker Turicensis [34].	52
Figura 3.5	Ilustração das estações de trajetórias Inner Trackers (roxo) e as Outer trackers (azul) [34].	53
Figura 3.6	Ilustração do Magneto do LHCb [34].	54
Figura 3.7	Ilustração do detector RICH1 [47].	55
Figura 3.8	Ilustração do detector RICH2 [47].	55
Figura 3.9	Ilustração dos detectores SPD/PS e ECAL (à esquerda) e do HCAL (à direita) [34].	57
Figura 3.10	Ilustração do sistema de detecção de múons (à esquerda) e as 4 regiões da estação de múons (à direita) [34].	58
Figura 3.11	Ilustração da trajetória de um múon desde a interação, atravessando as estações M1-M5 [34].	59

Figura 4.1	Topologia de um decaimento em três corpos. As siglas estão definidas no texto.	62
Figura 4.2	Espetro de massa do decaimento de $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ com pico em cerca de $1870 \text{ MeV}/c^2$ após os cortes de pré-seleção.	64
Figura 4.3	Ilustração de cortes retangulares em duas variáveis de corte.	66
Figura 4.4	Conjunto de variáveis passadas ao TMVA que foram usadas para o treinamento.	67
Figura 4.5	Curvas de comparações de eficiência entre cortes retangulares e o BDT. Quanto maior a área embaixo da curva melhor será o desempenho do método.	68
Figura 4.6	Saída (topo), eficiência (meio) e desempenho de over-training (base) do método BDT.	69
Figura 4.7	Significância estatística do corte em valBDT para $D \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$.	70
Figura 4.8	Espetro de massa do decaimento de $D^\pm \rightarrow \pi^\mp \pi^\pm \pi^\pm$ com o critério de seleção final, incluindo BDT.	70
Figura 4.9	Ajuste de massa do $D^\pm \rightarrow \pi^\mp \pi^\pm \pi^\pm$ para a subamostra de 2018 de <i>MagUp</i> .	74
Figura 4.10	Região cinemática permitida aos momentos p_y e p_z das partículas 2 e 3.	75
Figura 4.11	Dalitz Plot do canal $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$.	75
Figura 4.12	Espetro de massa do decaimento de $D^\pm \rightarrow K^\mp K^\pm \pi^\pm$ após todos os cortes aplicados.	77
Figura 4.13	Dalitz Plot do canal $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ em escala logarítmica no eixo Z .	77
Figura 5.1	Visualização dos três tipos de binagens para $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$: regular (topo), adaptativa (meio) e física (base).	80
Figura 5.2	Visualização dos três tipos de binagens para $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$: regular (topo), adaptativa (meio) e física (base).	81
Figura 5.3	No canto superior esquerdo pode-se ver o Dalitz Plot gerado uniformemente. No canto superior direito está o Dalitz Plot para o <i>background</i> , obtido das janelas laterais de massa. No canto inferior esquerdo se vê a razão entre o Dalitz Plot do <i>background</i> dividido pela distribuição uniforme. Por último, pode-se ver o Dalitz Plot suavizado pelo método Spline.	84
Figura 5.4	Dalitz Plot suavizado de eficiência para $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ usado na geração dos pseudoexperimentos.	84
Figura 5.5	Comparação do Dalitz Plot do decaimento $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$: dados (topo), simulação (meio) e comparação entre as distribuições da projeção $s_{K^- K^+}$ e $s_{K^- \pi^+}$ simulados com os dados (base).	85
Figura 5.6	Distribuição de valores-P para o caso de purezas iguais, pode ser vista à direita do leitor, para partícula e antipartícula, a distribuição se torna uniforme neste caso. À esquerda se vê a ordem de grandeza dos valores-P para cada par de toy.	87

- Figura 5.7 Distribuição de valores-P para o caso de purezas diferentes, pode ser vista à direita do leitor, para partícula e antipartícula, existe uma clara tendência a valores pequenos. À esquerda se vê a ordem de grandeza dos valores-P para cada par de toy. 87
- Figura 5.8 Exemplo do resultado de *Mirandizing* de simulações geradas com magnitude relativa de 0.2% para $K^*(892)K^+$ (à esquerda) $\phi(1020)\pi^+$ (à direita) usando a binagem motivada pela física. O gráfico de cima é a distribuição dos S_{CP} ao longo do Dalitz Plot, o de baixo é o correspondente unidimensional com o ajuste gaussiano. 90
- Figura 5.9 Exemplo do resultado de *Mirandizing* de simulações geradas com magnitude relativa de 0.2% para $K^*(892)K^+$ (à esquerda) $\phi(1020)\pi^+$ (à direita) usando a binagem uniforme. O gráfico de cima é a distribuição dos S_{CP} ao longo do Dalitz Plot, o de baixo é o correspondente unidimensional com o ajuste gaussiano. 90
- Figura 5.10 Exemplo do resultado de *Mirandizing* de simulações geradas com magnitude relativa de 0.2% para $K^*(892)K^+$ (à esquerda) $\phi(1020)\pi^+$ (à direita) usando a binagem adaptativa. O gráfico de cima é a distribuição dos S_{CP} ao longo do Dalitz Plot, o de baixo é o correspondente unidimensional com o ajuste gaussiano. 91
- Figura 5.11 Ajuste de modelo isobárico aos dados do *run* I: distribuição $s_{12}\pi^-\pi^+$ (topo) e $s_{23}\pi^+\pi^+$ (base) [61]. 95
- Figura 5.12 Dalitz Plot suavizado de eficiência para $D^+ \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^+$ usado na geração dos pseudoexperimentos. Pode-se ver como a eficiência é mais baixa nos cantos do Dalitz Plot [57]. 96
- Figura 5.13 No canto superior esquerdo pode-se ver o Dalitz Plot gerado uniformemente. No canto superior direito está o Dalitz Plot para o *background*, obtido das janelas laterais de massa. No canto inferior esquerdo se vê a razão entre o Dalitz Plot do *background* dividido pela distribuição uniforme, para tirar efeitos de binagem na borda. Por último, pode-se ver o Dalitz Plot suavizado pelo método Spline. 97
- Figura 5.14 Dalitz Plot do decaimento $D^+ \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^+$: *run* I (topo), *run* II (meio) e da simulação do GOOFIT (base). 98
- Figura 5.15 Distribuição de valores-P para o caso de purezas iguais a 75.27% pode ser vista à direita, para partícula e antipartícula, a distribuição é uniforme neste caso e não há tendência a valores pequenos. À esquerda se vê a ordem de grandeza dos valores-P para cada par de simulações. 100
- Figura 5.16 Distribuição de valores-P para o caso de purezas diferentes pode ser vista à direita, para partícula e antipartícula, fica clara a tendência a valores pequenos dessa amostra. À esquerda se vê a ordem de grandeza dos valores-P para cada par de simulações. 100

Figura 5.17 Exemplo do resultado de *Mirandizing* de simulações geradas com magnitude relativa de 0.5% para $\rho(770)\pi^+$ (à esquerda) e $f_2(1270)\pi^+$ (à direita) usando a binagem regular. 102

Figura 5.18 Exemplo do resultado de *Mirandizing* de simulações geradas com magnitude relativa de 0.5% para $\rho(770)\pi^+$ (à esquerda) e $f_2(1270)\pi^+$ (à direita) usando a binagem física. 102

Figura 5.19 Exemplo do resultado de *Mirandizing* de simulações geradas com magnitude relativa de 0.5% para $\rho(770)\pi^+$ (à esquerda) e $f_2(1270)\pi^+$ (à direita) usando a binagem adaptativa. 103

Figura 7.1 Como cada lado tem 50% de chance de acontecer cada vez que a moeda é lançada, ao lançarmos duas vezes, se pode descobrir sua probabilidade simplesmente dividindo a quantidade de vezes que o evento desejado aparecer pela quantidade de resultados total. No caso de duas “caras”, será $1/4 = 25\%$. Para o caso de uma “cara” e uma “coroa”, independente de ordem pois a primeira rodagem não interfere no resultado da segunda, temos $2/4 = 50\%$. 108

Lista de tabelas

Tabela 2.1	Características das 4 interações fundamentais da natureza, intensidade relativa aproximada com referência em duas partículas fundamentais à uma distância de 10^{-15} [7].	23
Tabela 2.2	Fatores de Forma de Blatt-Weisskopf, p^* é o módulo do momentum dos mésons produzidos no referencial de repouso da partícula "mãe" e r é o raio efetivo da interação	44
Tabela 2.3	Cenários para $ P/T $ e fase forte, e seus respectivos $\Delta\delta$ e magnitude relativa.	45
Tabela 3.1	Valores aproximados das condições das tomadas de dados do LHCb [41] [57].	49
Tabela 4.1	Cortes aplicados ao $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$.	65
Tabela 4.2	Parâmetros resultantes do ajuste do espectro de massa de $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ para amostra de 2018 <i>MagUP</i> .	72
Tabela 4.3	Número de candidatos de sinal para $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ obtidos após o ajuste do espectro de massa para polaridade <i>MagDown</i> .	73
Tabela 4.4	Número de candidatos de sinal para $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ obtidos após o ajuste do espectro de massa para polaridade <i>MagUp</i>	73
Tabela 4.5	Corte fiducial aplicado à amostra de $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$.	74
Tabela 4.6	Valor total da amostra de $D^\pm \rightarrow \pi^\mp \pi^\pm \pi^\pm$, onde a pureza é definida como a razão do número de eventos de sinal pelo total de sinal mais <i>background</i> .	74
Tabela 4.7	Cortes aplicados em $D^\pm \rightarrow K^\mp K^\pm \pi^\pm$.	76
Tabela 4.8	Corte fiducial aplicado em $D^\pm \rightarrow K^\mp K^\pm \pi^\pm$.	76
Tabela 5.1	Características da amostra de $D^\pm \rightarrow \pi^\mp \pi^\pm \pi^\pm$. Esses são os valores usados nas simulações.	82
Tabela 5.2	Características da amostra de $D^\pm \rightarrow K^\mp K^\pm \pi^\pm$.	82
Tabela 5.3	Valores de amplitude e fase usados para $D^\pm \rightarrow K^\mp K^\pm \pi^\mp$. Os valores que são passados para o gerador são aqueles do modelo do CLEO-c.	83
Tabela 5.4	Valores testados de diferença de magnitude relativa para cada tipo de binagem, e seus valores-P.	89
Tabela 5.5	Valores testados de diferença de fase para cada tipo de binagem, e seus valores-P.	89
Tabela 5.6	Valores testados de diferença de fase e magnitude relativa para cada tipo de binagem, e seus valores-P.	89
Tabela 5.7	Pseudoexperimentos com valor-P de pelo menos 5σ com 0.3° de diferença de fase para cada tipo de binagem. Foram gerados 100 pseudoexperimentos para D^+ e 100 para D^- .	92

Tabela 5.8	Pseudoexperimentos com valor-P de pelo menos 5σ para 5σ com 0.2% de diferença de magnitude relativa para cada tipo de binagem. Foram gerados 100 pseudoexperimentos para D^+ e 100 para D^- .	92
Tabela 5.9	Frações dos 100 pseudoexperimentos com pela menos 5σ de signal de VCP para diferentes configurações.	93
Tabela 5.10	Valores centrais de amplitude e fase usados para $D^\pm \rightarrow \pi^\mp \pi^\pm \pi^\mp$.	94
Tabela 5.11	Rastreamento de diferença de magnitude relativa para os tipos de binagem e seus valores-P.	101
Tabela 5.12	Rastreamento de diferença de fase para os tipos de binagem e seus valores-P.	101
Tabela 5.13	Frações dos 100 pseudoexperimentos com pela menos 5σ de signal de VCP para diferentes configurações.	104

"A jornada de mil quilômetros começa com o primeiro passo."

Rafiki, O Rei Leão.

Lista de Abreviaturas

VCP – Violação de Carga e Paridade
MP – Modelo Padrão
CKM – Cabibbo-Kobayashi-Maskawa
CS – Suprimido por Cabibbo
LHCb – Large Hadron Collider beauty
QES – Quebra Espontânea de Simetria
QED – Eletrodinâmica quântica
QCD – Cromodinâmica quântica
CF – Favorecido por Cabibbo
CS – Suprimido por Cabibbo
DCS – Duplamente Suprimido por Cabibbo
LHC – Large Hadron Collider
CERN – Centre Européenne pour la Recherche Nucléaire
LEP – Large Electron-Positron Collider
TMVA – Toolkit for Multivariate Analysis
MC – Monte Carlo
CB – Crystal Ball

1

Introdução

No começo do século 20, os átomos ainda não eram muito bem compreendidos, sabíamos que tudo era feito de matéria mas não entendíamos muito sua natureza. Por volta do final da década de 20, Dirac tentava unir dois conceitos importantes para física: a relatividade e a mecânica quântica. Sua famosa equação possuía uma estranha solução que sugeria a existência de dois estados para o “elétron”, um como já conhecemos - o próprio elétron - e outro exatamente igual ao elétron porém com carga oposta; esta partícula seria nomeada de pósitron que veio a ser confirmado experimentalmente por Carl Anderson em 1932.

Um dos maiores mistérios da física é o surgimento da matéria e, junto ao descobrimento da antimatéria, uma dúvida foi lançada: porque o universo é feito apenas desta matéria que conhecemos, e não também de antimatéria? A isto é dado o nome de assimetria matéria-antimatéria. Tentar compreender parte deste problema é o tema que guiará este trabalho.

Aqui introduzimos a violação de carga-paridade (VCP), uma das condições necessárias para explicarmos a assimetria de matéria-antimatéria do universo, mas não a única [1]. Trata-se de uma combinação das simetrias da conjugação de carga C , que consiste em trocar uma partícula por sua antipartícula, ou seja, todos os números quânticos aditivos da partícula são invertidos, e a paridade P , que inverte o sinal das coordenadas espaciais.

Como já é conhecido, o universo do cotidiano é composto de partículas. Praticamente todos os fenômenos físicos das partículas conhecidas são extremamente bem descritos pelo Modelo Padrão (MP) das partículas elementares e suas interações fundamentais. O MP fornece um arcabouço teórico muito elegante e, apesar de possuir limitações, passou com sucesso por testes precisos [2].

O MP inclui VCP através de uma fase complexa na chamada matriz de mistura de quarks Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM). A observação da violação de CP foi estabelecida em interações fracas nos sistemas de mésons K e B por vários experimentos e, mais recentemente, no setor charmoso, em canais neutros [3]. A violação de CP em decaimentos pode ser observada pela diferença da taxa de decaimento entre partícula e antipartícula, e é conhecida

e interpretada no formalismo de CKM, para a maioria dos casos.

Dentro do Modelo Padrão, para a física do charme - que é dedicada a estudos de partículas compostas de quarks *charm* - a VCP acontece apenas em canais chamados suprimidos por Cabibbo (CS), a partir da interferência de amplitudes de decaimento diferentes que levem a um mesmo estado final. Através da dinâmica da matriz CKM, espera-se observar efeitos de violação de CP da ordem de 10^{-3} para esses canais [4]. Ou seja, caso víssemos uma VCP da ordem de 10^{-2} , seria um sinal provável de física além do MP [5].

Estudos experimentais acerca do Modelo Padrão vêm sendo realizados no LHC, no CERN, onde prótons colidem a energias de 13 TeV (condições do *run II*). Este complexo possui quatro experimentos principais: CMS, LHCb, ATLAS e ALICE.

Este trabalho é baseado nos dados do LHCb, que foi desenhado para o estudo de hádrons que contêm os quarks B e C. São feitos estudos acerca da violação de CP nos canais $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ e $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$,¹ fazendo uso do chamado Dalitz Plot, que representa graficamente o espaço de fase de um decaimento em três corpos. Esta ferramenta traz informações sobre a dinâmica e cinemática do decaimento. De fato, através da estrutura do Dalitz Plot, pode-se obter informações sobre a dinâmica, como por exemplo se a partícula decaiu diretamente no estado final ou se através de estados intermediários chamados de ressonâncias. Estas são de crucial importância para esta análise uma vez que estes decaimentos em três corpos são amplamente dominados por estados ressonantes.

Com auxílio dos estudos do Dalitz Plot para partícula e antipartícula, se pode fazer uma comparação entre os respectivos decaimento para testar VCP. Essa comparação é feita através de um técnica chamada *Mirandizing* [6], que se baseia na busca por anisotropias ao longo do espaço de fase, medindo a significância estatística da diferença entre as distribuições de D^+ e D^- , ao longo do Dalitz Plot.

Neste trabalho são expostos aspectos teóricos de física de partículas, Modelo Padrão e sua previsão de violação de CP, além de especificidades de dinâmica e cinemática de decaimentos em três corpos (Capítulo 2). No Capítulo 3 é descrita a parte técnica do acelerador LHC e do experimento LHCb, como seus subaceleradores e detectores, incluindo informações sobre as tomadas de dados *run I* e *run II*. No Capítulo 4 é apresentada a seleção de dados do canal $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$, desenvolvida neste trabalho, e também a seleção de dados do canal $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$, não desenvolvida neste trabalho,

¹Sempre que nos referirmos a um decaimento, está implícito também o decaimento conjugado, ou seja, da antipartícula, a menos de casos que seja ditos explicitamente o contrário.

mas cujos resultados são necessários. O Capítulo 5 apresenta os resultados dos testes de sensibilidade à violação de CP realizados para cada canal. Finalmente, no capítulo 6, apresentamos nossas conclusões e perspectivas. Ao final, os apêndices mostram informações sobre as ressonâncias que compõe os decaimentos e como elas podem se manifestar dentro do Dalitz Plot, e também informações sobre a ferramenta estatística valor-P.

2

Fundamentos Teóricos

Neste capítulo serão apresentados fundamentos de física de partículas, começando com uma rápida revisão sobre Modelo Padrão, e na sequência alguns conceitos das simetrias discretas de Carga (C), Paridade (P), e Reversão Temporal (T). Logo após, é feita uma introdução à violação de Carga-Paridade (CP) do ponto de vista geral, e depois é particularizado para o caso de física do charme. Também são apresentados aspectos gerais de decaimentos hadrônicos em três corpos, e como eles podem ser estudados através da representação gráfica do espaço de fase do decaimento, chamado Dalitz Plot.

2.1

O Modelo Padrão

As chamadas partículas elementares são os constituintes menores da matéria, sem subestrutura conhecida até os limites atuais de 10^{-19} metros ou menos. Classificamos como férmions as partículas de spin semi-inteiro que são subdivididas em quarks e léptons. As demais partículas são os bósons mediadores das interações fundamentais, que podem ser separados em escalar ou vetorial, dependendo de seu spin. Segundo o Modelo Padrão (MP), as partículas interagem através das interações eletromagnética, fraca e forte, a depender de características da própria partícula¹. Cada interação fundamental possui suas características, veja Tabela 2.1, e seus bósons mediadores são:

- Fóton (γ): responsável por mediar a interação eletromagnética, não possui massa e nem carga elétrica. Por ter spin 1 se trata de um bóson vetorial.
- W^{\pm} e Z^0 : responsáveis por mediar as interações fracas, carregadas e neutras respectivamente; são bósons massivos e também vetoriais.
- Glúons (g): responsáveis por mediar as interações fortes, também não possuem massa mas possuem carga cor, que é um número quântico intrínseco de partículas que interagem fortemente. Glúons interagem entre si e são vetoriais.

¹A interação gravitacional não está incluída na formulação do Modelo Padrão.

- Higgs: responsável por mediar a interação das partículas com campo de Higgs, fornecendo massa às mesmas. É o único bóson escalar da teoria e possui massa.

Os férmions elementares são:

- Quarks: Up (u), Down (d), Charm (c), Strange (s), Bottom (ou Beauty) (b) e Top (t).
- Léptons: Elétron (e), Múon (μ), Tau (τ), Neutrino do Elétron (ν_e), Neutrino do Múon (ν_μ) e Neutrino do Tau (ν_τ).

Interação	Forte	Eletromagnética	Fraca	Gravitacional
Bóson de Gauge	Glúons	Fótons	W^\pm, Z^0	Graviton ²
Carga associada	cor	elétrica	isospin fraco	massa
Intensidade	1	10^{-3}	10^{-8}	10^{-37}
Massa (GeV)	0	0	$\approx 80, \approx 90$	0
Spin	1	1	1	2
Alcance (m)	$< 10^{-15}$	∞	10^{-18}	∞
Atua em	Quarks Glúons	Partículas com carga elétrica	Todas	Todas

Tabela 2.1: Características das 4 interações fundamentais da natureza, intensidade relativa aproximada com referência em duas partículas fundamentais à uma distância de 10^{-15} [7].

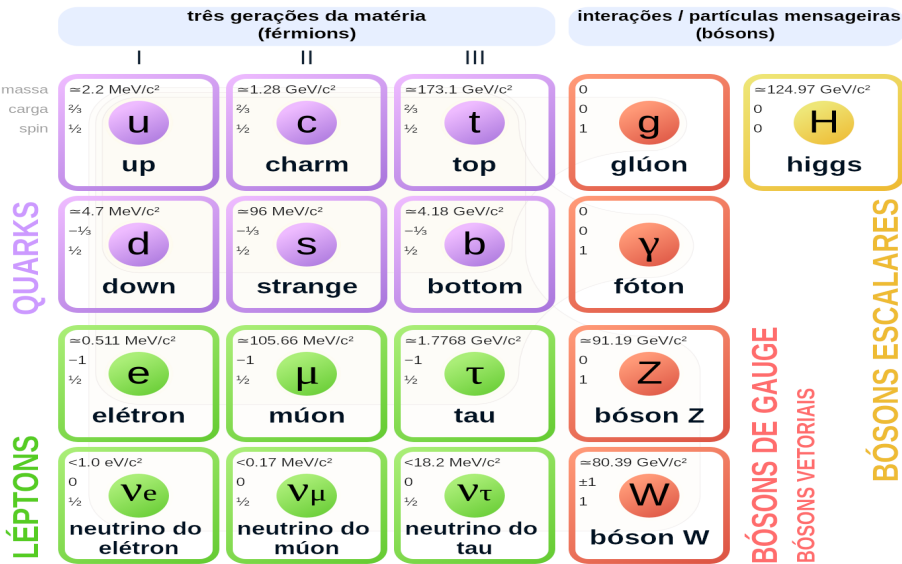


Figura 2.1: Modelo Padrão de Partículas Elementares [8].

²Ainda não observado.

Dentro do Modelo Padrão, os léptons e quarks aparecem agrupados em 3 famílias, ver Figura 2.1. O termo “sabor” é usado para se referir aos tipos diferentes de quarks e léptons.

Os Diagramas de Feynman da Figura 2.2 mostram os vértices básicos das interações dentro do Modelo Padrão. As interações eletromagnéticas, fortes e fracas neutras preservam sabor, enquanto que interações fracas carregadas promovem mudança de sabor, como por exemplo no decaimento de um quark c em um quark s através de um bóson W^+ .

Por conta das propriedades das interações fortes, os quarks não são encontrados individualmente na natureza, senão em estados ligados, os chamados hádrons que podem ser divididos em bárions e mésons³:

- Bárions: partículas formadas por 3 quarks (ou antiquarks), como os prótons (uud) e nêutrons (udd). Por terem spin semi-inteiro são férmions.
- Mésons: partículas formadas por um par quark-antiquark, como o pión ($u\bar{d}$) e o D^+ ($c\bar{d}$), que é de interesse deste trabalho. Por terem spin inteiro são bósons.

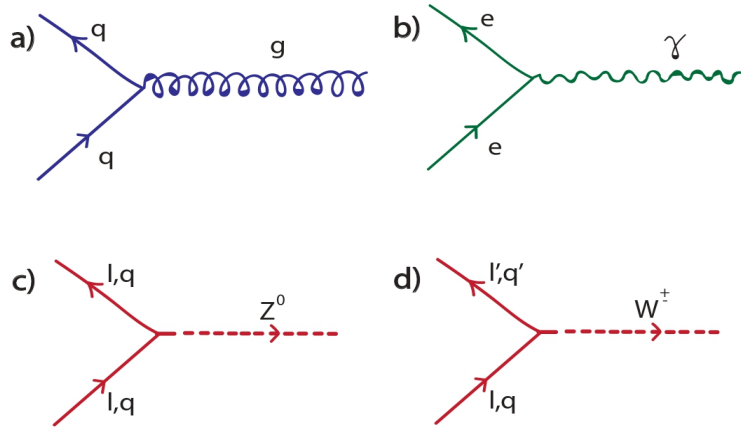


Figura 2.2: Diagramas de Feynman dos vértices básicos das interações fundamentais: a) interação forte que atua nos quarks, b) interação eletromagnética que atua em partículas carregadas eletricamente, c) e d) interação fraca que atua nos léptons e quarks, d) é a única que troca o sabor das partículas.

³Recentemente novos estados hadrônicos foram descobertos, como os tetraquarks ($q\bar{q}q\bar{q}$) e pentaquarks ($qqqq\bar{q}$) [9].

2.2

Introdução à Violação de CP

2.2.1

Simetrias CPT

O ambiente das teorias quânticas de campos é adequado para contemplar as interações fundamentais do Modelo Padrão. Este pode ser visto como a união de algumas delas, como a eletrodinâmica quântica (QED) e a cromodinâmica quântica (QCD), que cuidam das interações eletromagnéticas e fortes, respectivamente. Para entender melhor o papel das simetrias CPT dentro da QCD e da QED e, portanto, dentro do MP, façamos um breve resgate histórico.

De um ponto de vista mais técnico, o MP se trata de uma teoria de calibre, não abeliana, com quebra espontânea de simetria (QES). Enquanto teoria quântica de campos renormalizável é baseada na simetria de calibre $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Nesse grupo de simetrias, $SU(3)_C$ trata das interações fortes, e $SU(2)_L \times U(1)_Y$ das interações eletrofracas, antes da QES. Após a QES, devido à interação com o campo de Higgs, os bósons das W^\pm e Z^0 adquirem massa - além de todos os férmions - e o fóton permanece não massivo.

No início do século 20, mecânica quântica e relatividade eram conceitos separados para a comunidade científica. Os primeiros passos das teorias quânticas de campos são datados do final da década de 20, quando Paul Dirac publica seu artigo "*A teoria quântica da emissão e absorção de radiação*" [10], onde ele cunha o termo *eletrodinâmica quântica* [11]. Neste trabalho, ele propôs o casamento entre a “mecânica quântica tradicional” e a relatividade restrita. Como resultado, ele obteve uma equação de onda que descrevia o comportamento relativístico de partículas de spin semi-inteiro, como o elétron. De forma simplificada, as teorias quânticas de campos entendem as partículas como uma vibração localizada no campo, uma expressão da excitação energética deste.

Por volta do final da década de 40, pelas mãos de Feynman, Schwinger e Tomonaga, a QED renormalizável se tornou uma espécie de paradigma. Por ser invariante sob as simetrias de C, P e T, e dada sua relação com a invariância de Lorentz, admitiu-se que as interações fracas também conservariam C, P e T. Vejamos do que se tratam essas três operações:

- **C**: a operação de conjugação de carga inverte todos os números quânticos aditivos, como o número bariônico, leptônico⁴ e carga elétrica. É a

⁴Número bariônico e leptônico estão relacionados com as partículas de acordo com as suas características. Um bárion possui número bariônico igual a +1, enquanto um antibárion igual a -1. O número leptônico funciona de forma análoga.

operação que troca partícula por antipartícula. Dizemos que um estado é autoestado de C caso não seja alterado por ele, como é o caso, por exemplo, de alguns mésons neutros e o fóton:

$$C|\pi^0\rangle = |\pi^0\rangle \quad (2-1)$$

$$C|\gamma\rangle = -|\gamma\rangle \quad (2-2)$$

onde o autovalor geralmente depende de seu spin e momento angular orbital. Por exemplo, para um estado $|\psi\rangle$ genérico, com graus de liberdade de momento angular (J) e carga elétrica (Q), a conjugação de carga promove:

$$C|\psi(J, Q)\rangle = |\psi(J, -Q)\rangle \quad (2-3)$$

- **P**: a conjugação de paridade promove a inversão das coordenadas espaciais em relação à origem. A aplicação do operador P em vetores comuns acontece da seguinte forma: $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$ e $\vec{p} \rightarrow -\vec{p}$. Porém, por exemplo, para o caso de um pseudovetor como é o momento angular, não existe mudança de sinal. Assim sendo, o spin também não é afetado pelo operador P , e esta característica é importante para o que virá a seguir.
- **T**: o operador de reversão temporal faz a transformação discreta $t \rightarrow -t$. Isto é o equivalente a mudar o sinal do vetor velocidade sem alterar a posição e, portanto, a operação pode ser entendida como uma reversão de movimento. Na mecânica quântica, caso a hamiltoniana seja real, a reversão temporal conserva a equação de Schrödinger invariante sob T .

Até meados da década de 50, se imaginava que todas as interações fundamentais fossem invariantes sob essas simetrias. Em 1956, Yang e Lee publicaram um artigo que questionava a conservação de paridade nas interações fracas [12]. Em seus estudos, eles observaram que não existia evidência de que esta simetria deveria ser conservada neste tipo de interação. Esta foi a motivação para que Madame Wu, em 1957, iniciasse seu trabalho com decaimentos β de Cobalto-60 [13]. Seu experimento se tratava da observação do decaimento de núcleos de Cobalto-60, com spin alinhado por um campo magnético intenso, em Níquel-60, via interação fraca, produzindo um elétron e um antineutrino do elétron. Este experimento é especial pois demonstra a

preferência das interações fracas por certas configurações de spin, o que viola completamente a simetria de paridade.

Hoje em dia se sabe que tais observações de Madame Wu estão relacionadas ao caráter quiral das interações fracas. De forma semelhante, Yang, Lee e Oehme questionaram também a conservação de C nas interações fracas, ainda em 1957 [14], demonstrando que esta simetria não se mantinha em decaimentos leptônicos do pión. E por último, mais recentemente foi observada a violação de simetria T em mésons B neutros pelo experimento BaBar [15].

Uma vez que as simetrias C e P eram violadas separadamente nas interações fracas, a aplicação de ambas juntas era esperada ser uma boa simetria, visto que só eram observados neutrinos de helicidade⁵ de mão esquerda e anti-neutrinos de helicidade de mão direita. Esta combinação de simetrias foi colocada à prova em 1964, por James Cronin e Val Fitch [16]. Seu trabalho envolvia a observação do decaimento de um feixe de mésons K neutros, que podem ser subdivididos em K_S e K_L , onde S (de *short*) e L (de *long*) faz referência as suas vidas médias, mais curta e mais longa, respectivamente. Esta divisão está relacionada com os principais canais hadrônicos de decaimento dos káons, em 2 ou 3 píons, respectivamente. Se acreditava que o K_S , com tempo de vida menor, deveria decair somente em 2 píons, que tem autovalor de CP igual a $+1$, enquanto o K_L iria a 3 píons, com autovalor de CP igual a -1 . Cronin e Fitch observavam que eventualmente o K_L podia decair em 2 píons, o que era uma evidência de violação de CP .

Finalmente, podemos falar sobre a combinação das 3 simetrias. O teorema CPT sustenta a idéia de que qualquer teoria quântica de campos unitária, local, com invariância de Lorentz e causalidade no espaço de Minkowski, é invariante sob CPT [17]. Atualmente o teorema CPT se mantém como uma simetria exata para todas as interações e não há indício experimental do contrário.

2.2.2

Condições de Sakharov

A violação de CP é uma das condições que foram propostas por Sakharov em 1967 [18] para explicar a assimetria bariônica do universo (BAU). A assimetria entre as quantidades de bárions e antibárions (ou, de forma mais geral, entre partículas e antipartículas) é evidente, visto que vivemos em um universo quase que composto apenas de matéria bariônica. Em um modelo simplificado de Big Bang, matéria e antimatéria existiam em quantidades iguais

⁵Helicidade é a projeção do spin na direção do momento. Helicidade e quiralidade são diferentes. Quiralidade é sempre um invariante de Lorentz e está relacionada com os autoestados da matriz γ^5 . Contudo, para partículas de massa nula, quiralidade e helicidade são equivalentes [7].

no universo primordial. No entanto, é necessário que tenham existido processos físicos que favoreceram matéria sobre a antimatéria, são eles:

- (i) Violação do número bariônico: se todas as interações respeitassem a conservação de número bariônico, nunca observaríamos mais bárions do que anti-bárions. Logo, número bariônico precisa ser violado por algum processo dinâmico;
- (ii) Violação de C e CP: violar C é necessário, pois uma interação que produz mais bárions do que anti-bárions não deve ser balanceada por outra interação que produz ao contrário. Da mesma forma, violar CP é necessário, ou então teríamos sempre o mesmo número de bárions de mão direita e de mão esquerda.
- (iii) Reações fora do equilíbrio térmico: os fenômenos acima precisam ser irreversíveis;

Este tópico é interessante para este trabalho pois o que buscamos é exatamente contribuir com uma peça do quebra-cabeça que compõe a assimetria de partículas e antipartículas. Neste caso em especial, buscamos observar diferenças nos processos de decaimento de mésons D^+ e D^- em colisões próton-próton altamente energéticas, que reproduzem de certa forma as condições iniciais do universo.

2.3

Física de sabores e a Matriz CKM

A física de sabores trata dos constituintes da matéria, separados em 3 famílias de quarks e léptons, que são distinguíveis perante as interações fracas, de acordo com seu sabor. Essas três gerações possuem iguais acoplamentos de gauge, porém com diferentes massas e interações de Yukawa, isto faz com que existam efeitos de violação de CP e mudança sabor entre as famílias. Tanto a interação forte quanto a eletromagnética são chamadas de “cegas ao sabor” [19].

Aqui introduzimos o conceito de estranheza⁶, para explicar a primeira matriz de mistura dos quarks, que foi proposta em 1964, conhecida como matriz de Cabibbo. Na época, foi comprovado experimentalmente que decaimentos de hádrons que conservavam estranheza possuíam razões de ramificação diferentes dos que não a conservavam. Isto queria dizer que não haveria uma

⁶Estranheza (S) é uma propriedade, expressa através de um número quântico, que está associada ao quark Strange, este possui $S = -1$, enquanto seu antiquark possui $S = +1$. Esta grandeza é conservada nas interações fortes e eletromagnéticas, porém violada nas interações fracas.

universalidade expressada por uma mesma constante de acoplamento para as interações fracas com $\Delta S = 0$ e $\Delta S \neq 0$ [20].

A proposta de Cabibbo envolvia a reobtenção da universalidade das interações fracas, de forma a incluir tanto processos que conservavam estranheza como o contrário. Por conta dessa universalidade, Cabibbo sugeria que processos que conservam estranheza vinham acompanhados de $\cos(\theta_c)$, enquanto o contrário $\sin(\theta_c)$, onde $\theta_c = 13^\circ$ é o ângulo de Cabibbo, obtido experimentalmente. Logo após a teoria de Cabibbo, Gell-Mann e Zweig propuseram a existência de quarks, e todos os hádrons foram entendidos como compostos por combinações de Up, Down e Strange. Em 1970, devido à falta de observação de mudança de sabor em correntes fracas neutras com variação de estranheza (FCNC), Glashow, Iliopoulos e Maiani, propuseram o que viria a ser conhecido como mecanismo GIM [21], que predizia a existência do quark Charm [22].

Portanto, já no contexto dos quarks, a proposta era de que as cargas fracas se acoplavam, por exemplo, em u e d' , em vez de u e d , onde d' é uma combinação linear de d e s :

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

Logo, podemos definir a matriz Cabibbo de mistura das duas primeiras gerações de quarks como:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_c & \sin\theta_c \\ -\sin\theta_c & \cos\theta_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix} \quad (2-5)$$

e os dubletos fracos como:

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} \quad e \quad \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix} \quad (2-6)$$

Por fim, considerando as interações fracas como uma teoria renormalizável, Maskawa e Kobayashi concluíram, em 1973, que não poderia existir um modelo realista de violação de CP, que havia sido observado em 1964, sem a introdução de uma terceira família de quarks [23]. A partir disso é definida a matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM).

2.3.1

CKM - matriz de mistura das 3 famílias

No MP, a violação de CP está intimamente relacionada à mudança de sabores. Ela surge a partir da associação dos autoestados de massa (d, s, b) com os autoestados de interação fraca (d', s', b'). Esta associação está contida na matriz CKM, onde cada elemento mede a amplitude de probabilidade de tal transição entre dois quarks ocorrer.

Vemos na Eq.2-7 que a matriz como se ilustra é composta por elementos V_{ij} , onde $i = u, c, t$ e $j = d, s, b$. Em uma matriz unitária 3×3 qualquer, o número de parâmetros é 9, sendo 3 ângulos e 6 fases. No caso da CKM, por ser uma matriz complexa, existe mais liberdade na estrutura de fases dos autoestados de massa dos quarks. Isto significa que essa liberdade pode ser usada para remover 5 das 6 fases, sobrando então apenas 4 parâmetros independentes: 3 ângulos e uma fase. A matriz CKM é dada por:

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

Escrita em termos dos três ângulos de mistura e uma fase complexa, ele pode ser apresentada como:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix},$$

onde $s_{ij} = \sin(\theta_{ij})$, $c_{ij} = \cos(\theta_{ij})$, e δ é a fase (responsável última por toda a violação de CP em decaimentos de hádrons dentro MP). Os θ_{ij} são os ângulos de rotação $\theta_{12} \approx 12.9^\circ > \theta_{23} \approx 2.4^\circ > \theta_{13} \approx 0.22^\circ$, obtidos experimentalmente [24]. Podemos ver que os elementos em que há fase complexa estão multiplicados por $\sin(\theta_{ij})$, que é pequeno. Isso ajuda a explicar o porquê da observação de VCP ser tão pequena. A parte imaginária de V_{cd} , V_{cs} e V_{ts} tem varios fatores $\sin(\theta_{ij})$, o que faz com que esta seja muito pequena frente a parte real. Portanto, um aproximação razoável é de que apenas V_{td} e V_{ub} são complexos.

Uma parametrização comum da matriz CKM, que considera medidas experimentais, é a de Wolfenstein, que explicita melhor a ordem de grandeza dos elementos $|V_{ij}|$ [25, 26] escritos em termos de A , λ , η e ρ que, por sua vez, estão relacionados com os termos de s_{ij} . Nesta parametrização, expande-se os elementos em ordens de λ , tendo a seguinte hierarquia: $\lambda = s_{12} \approx 0.22$, $s_{23} \approx \lambda^2$ e $s_{13} \approx \lambda^3$. De fato, em ordem λ^3 , V_{td} e V_{ub} são os únicos elementos que apresentam fase fraca, como visto antes:

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

onde $A \approx 0.81$, $\rho \approx 0.13$ e $\eta \approx 0.34$ [24]. A condição de unitariedade da matriz de CKM estabelece que:

$$\sum V_{ij}V_{ik}^* = \delta_{jk}, \quad (2-9)$$

ou seja, a Eq.2-9 se estende em 12 equações, sendo 6 delas identidades e 6 de ortogonalidade:

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0; \quad |V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1. \quad (2-10)$$

$$V_{us}V_{ub}^* + V_{cs}V_{cb}^* + V_{ts}V_{tb}^* = 0; \quad |V_{cd}|^2 + |V_{cs}|^2 + |V_{cb}|^2 = 1. \quad (2-11)$$

$$V_{ud}V_{us}^* + V_{cd}V_{cs}^* + V_{td}V_{ts}^* = 0; \quad |V_{td}|^2 + |V_{ts}|^2 + |V_{tb}|^2 = 1. \quad (2-12)$$

$$V_{td}V_{ud}^* + V_{ts}V_{us}^* + V_{tb}V_{ub}^* = 0; \quad |V_{ud}|^2 + |V_{cd}|^2 + |V_{td}|^2 = 1. \quad (2-13)$$

$$V_{td}V_{cd}^* + V_{ts}V_{cs}^* + V_{tb}V_{cb}^* = 0; \quad |V_{us}|^2 + |V_{cs}|^2 + |V_{ts}|^2 = 1. \quad (2-14)$$

$$V_{ud}V_{cd}^* + V_{us}V_{cs}^* + V_{ub}V_{cb}^* = 0; \quad |V_{ub}|^2 + |V_{cb}|^2 + |V_{tb}|^2 = 1. \quad (2-15)$$

Dividindo a primeira equação de 2-10 por $V_{cd}V_{cb}^*$, pois já vimos que V_{td} e V_{ub} são os termos complexos, tem-se:

$$\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} + \frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} + 1 = 0 \quad (2-16)$$

e encontra-se um dos chamados triângulos unitários, visto na Figura 2.3. Como há 6 relações de ortogonalidade diferentes, há 6 triângulos diferentes com a mesma área $A = 2J_{CP}$, onde J_{CP} é o parâmetro de Jarlskog [27]. Dentro do MP, J_{CP} é visto como a intensidade de violação de CP.

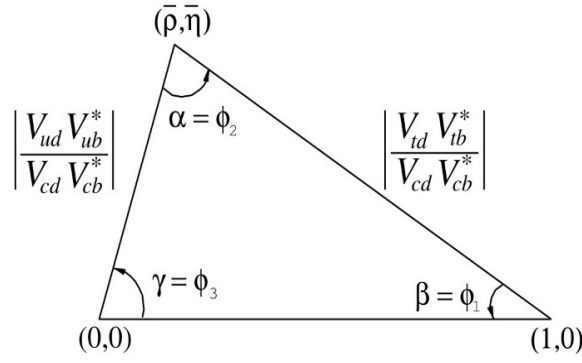


Figura 2.3: Ilustração do triângulo unitário.

Os ângulos do triângulo unitário da Eq.2-16 são assim definidos:

$$\beta = \phi_1 = \arg\left(-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*}\right), \quad \alpha = \phi_2 = \arg\left(-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*}\right), \quad \gamma = \phi_3 = \arg\left(-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\right) \quad (2-17)$$

2.3.2

Violação de CP: fases fortes e fracas no Modelo Padrão

De uma forma geral, a fonte da violação de CP está vinculada a existência de termos complexos na densidade Lagrangeana. Essas fases podem ser de dois tipos: CP-impar e CP-par. A primeira se trata de uma fase que muda de sinal em uma conjugação de CP - portanto, ela é diferente para partícula e antipartícula - enquanto a segunda não muda.

Dentro do MP, essas fases aparecem nas interações. Enquanto fases CP-impar podem aparecer via força fraca, as fases CP-par acontecem em interações fortes ou eletromagnéticas, por conta disso elas são renomeadas como fases fracas e fases fortes, respectivamente. A fase fraca, no MP, possui origem na matriz CKM, o que possibilita a previsão de quais tipos de decaimentos eventualmente apresentam VCP. Por sua vez, a fase forte possui duas possíveis fontes que estariam associadas aos chamados diagramas pinguim ou interações de estado final (re-espalhamento) [4].

Por simplicidade, vejamos um exemplo de um decaimento de $D^+ \rightarrow f$ e seu conjugado $D^- \rightarrow \bar{f}$, onde f é um estado final possível, tal que este estado pode ser alcançado através de duas amplitudes (caminhos quânticos) diferentes. As amplitudes totais para D^+ e D^- são:

$$A_f = |a_1|e^{i(\delta_1+\phi_1)} + |a_2|e^{i(\delta_2+\phi_2)} \quad (2-18)$$

$$\bar{A}_{\bar{f}} = |a_1|e^{i(\delta_1-\phi_1)} + |a_2|e^{i(\delta_2-\phi_2)}, \quad (2-19)$$

onde $\delta_{1,2}$ são as fases fortes, $\phi_{1,2}$ são as fases fracas e $a_{1,2}$ são amplitudes intermediárias. Fazendo a conjugação de CP, a fase fraca troca de sinal enquanto a fase forte, não. A assimetria entre as taxas de decaimento pode ser quantificada pela grandeza A_{CP} , dada por:

$$A_{CP} = \frac{\Gamma(D^+ \rightarrow f^+) - \Gamma(D^- \rightarrow f^-)}{\Gamma(D^+ \rightarrow f^+) + \Gamma(D^- \rightarrow f^-)} = \frac{|A_f|^2 - |\bar{A}_{\bar{f}}|^2}{|A_f|^2 + |\bar{A}_{\bar{f}}|^2}. \quad (2-20)$$

Substituindo as Eqs.2-18 e 2-19 na Eq.2-20, encontramos:

$$A_{cp} = \frac{2|a_1a_2|\text{sen}(\delta_2 - \delta_1)\text{sen}(\phi_2 - \phi_1)}{|a_1|^2 + |a_2|^2 + 2|a_1a_2|\cos(\delta_2 - \delta_1)\cos(\phi_2 - \phi_1)}. \quad (2-21)$$

Da Eq. 2-21 podemos ver que, uma vez que tenhamos interferência entre amplitudes com fases fortes e fracas diferentes, teremos uma assimetria de CP observável.

2.4

A Física do quark Charm e Violação de CP

Por ser quase diagonal, a matriz CKM mostra que existe uma preferência entre as transições dos quarks: eles tendem a mudar de sabor dentro da mesma família, ver Figura 2.4. Para decaimentos charmosos, representados em excelente aproximação pela da matriz de Cabibbo (setor 2×2 da matriz CKM), classificamos as mudanças de sabor dentro da mesma família de favorecidas por Cabibbo, e do contrário de suprimidas por Cabibbo. Portanto, dependendo dos elementos de matriz que compõe um decaimento de charme, podemos classificá-lo de:

- ▷ Favorecido por Cabibbo (CF): caso a transição seja composta apenas por elementos da diagonal, ou seja, $c \rightarrow s(u\bar{d})$;
- ▷ Suprimido por Cabibbo (CS): caso a transição contenha um elemento fora da diagonal, e outro na diagonal, $c \rightarrow s(u\bar{s})$ ou $c \rightarrow d(u\bar{d})$;
- ▷ Duplamente Suprimido por Cabibbo (DCS): caso os dois elementos da transição estejam fora da diagonal $c \rightarrow d(u\bar{s})$;

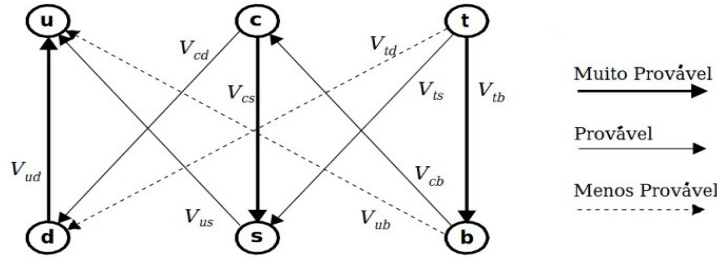


Figura 2.4: Ilustração das probabilidades de decaimentos dos quarks que é proporcional à $|V_{ij}|^2$.

Alguns exemplos dessas transições para mésons D^+ e D_s^+ em 3 corpos são mostrados na Figura 2.5.

O Modelo Padrão prevê uma pequena assimetria de CP em decaimentos charmosos, tipicamente da ordem de 10^{-3} ou menos. Logo, buscas por violação de CP são muito motivadas pela possibilidade de encontrar física além do Modelo Padrão. A violação de CP se manifesta, por exemplo, através da diferença da taxa de decaimento de partícula e antipartícula, esta é chamada de violação de CP direta. Esta diferença se torna possível por meio de uma interferência entre amplitudes que vão a um mesmo estado final, porém com diferentes fases forte e fraca. Dentro do Modelo Padrão, a violação de CP só é possível, em decaimentos charmosos, nos casos suprimidos por Cabibbo. Neste tipo de decaimento existem duas amplitudes que podem interferir e gerar assimetrias.

Vamos exemplificar através do decaimento $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$. Este é dominado pela formação dos sub-canais ressonantes $D^+ \rightarrow K^*(892)^0 K^+$ e $D^+ \rightarrow \phi(1020) \pi^+$. Alguns de seus diagramas são mostrados na Figura 2.6. Por exemplo, a Figura 2.6 (a) mostra o diagrama dominante para o processo $D^+ \rightarrow K^*(892)^0 K^+$; a transição nível “árvore” $c \rightarrow s(u\bar{s})$, sem fase fraca associada. A Figura 2.6 (b) mostra o diagrama pinguim, suprimido por um fator de CKM de λ^4 em relação ao primeiro, mas que traz fase fraca devido a V_{ub} . A Figura 2.6 (c) mostra o diagrama $D^+ \rightarrow \phi(1020) \pi^+$ que não tem fase fraca; não há diagrama pinguim para este caso. Assim, potencialmente, a interferência dos sub-canais $D^+ \rightarrow K^*(892)^0 K^+$ e $D^+ \rightarrow \phi(1020) \pi^+$, ao produzir o estado final $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$, pode permitir a observação de violação de CP neste canal.

O processo $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$, além de permitir o mesmo tipo de mecanismo (interferência árvore - pinguim), também possui contribuição de fase fraca diretamente do termo V_{cd} (complexo em ordem λ^4 em relação ao termo dominante), podendo induzir VCP em processos de respalhamento.

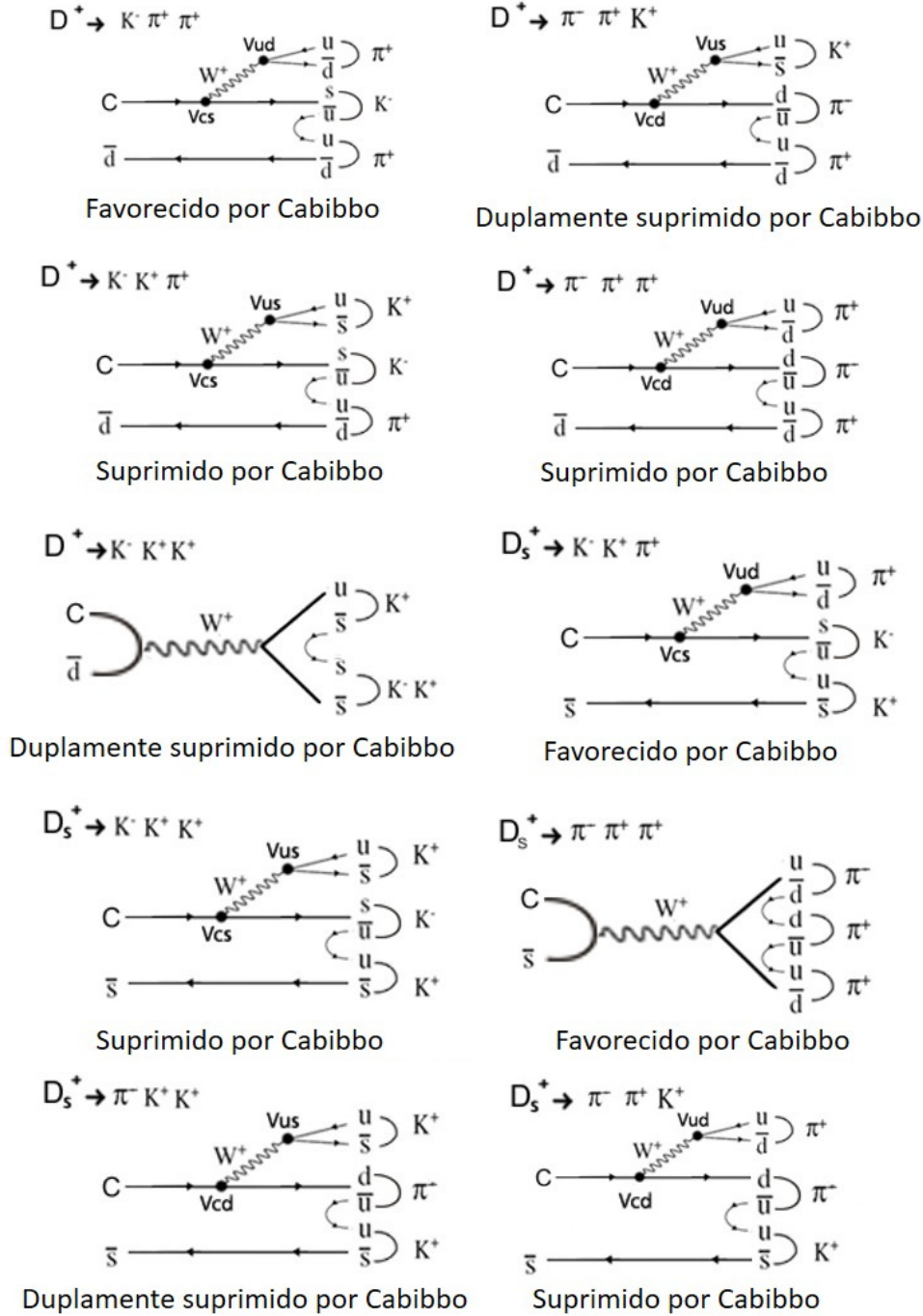


Figura 2.5: Exemplos de diagramas árvore de decaimentos dos mésons D^+ e D_s^+ em Píons e Káons.

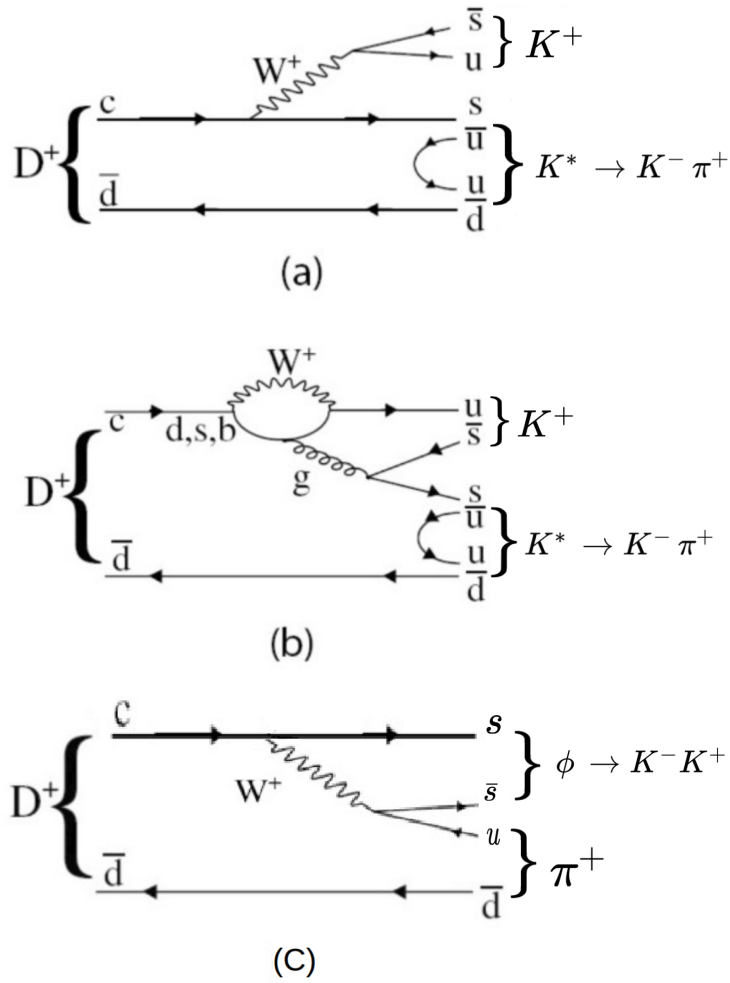


Figura 2.6: Decaimento $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ e seus sub-canaís $D^+ \rightarrow K^*(892)^0 K^+$ e $D^+ \rightarrow \phi(1020) \pi^+$.

2.5

Decaimento em 3 corpos

Considere o caso do decaimento de uma partícula de massa M , sem spin, e com quadri-momento P decaindo em 3 outras partículas de massa m_1 , m_2 e m_3 e quadri-momentos p_1 , p_2 e p_3 , também sem spin, como vemos na Figura 2.7. A conservação de energia e momento impõe vínculos:

$$E_P = \sum_{i=1}^n E_i, \quad E_i^2 = m_i^2 + \mathbf{p}_i^2, \quad \vec{p}_P = \sum_{i=1}^n \mathbf{p}_i = 0. \quad (2-22)$$

Em princípio, existiriam 9 graus de liberdade, os 3 tri-momento das partículas no estado final. Este número é reduzido a 5, visto que temos 4 equações de conservação de energia e momento da Eq.2-22. Além do mais, os tri-vetores do estado final formam um plano no referencial de repouso da partícula que decai; este plano não tem orientação relevante caso a partícula não tenha spin. Isto significa que, não havendo dinâmica, as partículas filhas devem ser produzidas de maneira isotrópica. Logo, não pode haver dependência dos três ângulos de Euler e isto faz com que o número de graus de liberdade seja reduzido a 2, e quaisquer variáveis cinemáticas, como ângulos e energias, podem ser escritas em termos desses dois.

Aqui introduzimos o conceito de massa invariante quadrada dos pares de partículas, ou variáveis de Dalitz, que são invariantes sob transformações de Lorentz:

$$\begin{aligned} s_{12} &\equiv s_1 = (p_1 + p_2)^2 = (p - p_3)^2 = m_{12}^2, \\ s_{23} &\equiv s_2 = (p_2 + p_3)^2 = (p - p_1)^2 = m_{23}^2, \\ s_{31} &\equiv s_3 = (p_3 + p_1)^2 = (p - p_2)^2 = m_{31}^2. \end{aligned} \quad (2-23)$$

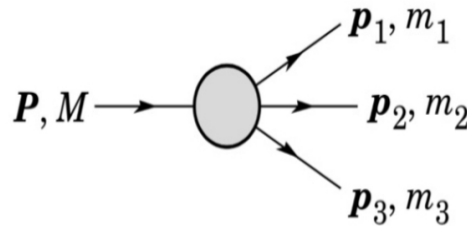


Figura 2.7: Ilustração de um decaimento em 3 corpos [24].

Podemos verificar a seguinte relação entre essas equações através da soma entre elas, onde $\sqrt{s} = M$ é a massa da “partícula mãe”:

$$s_1 + s_2 + s_3 = s + m_1^2 + m_2^2 + m_3^2. \quad (2-24)$$

O chamado Dalitz Plot é uma representação gráfica do espaço de fase bidimensional de um decaimento em 3 partículas no estado final. Ele pode ser construído a partir de qualquer par entre s_{12} , s_{23} e s_{31} (ou variável que esteja relacionada a uma dessas variáveis de Dalitz, através de uma transformação linear de Jacobiano constante [28]).

A Figura 2.8 mostra a ilustração de um Dalitz Plot genérico $s_{12} \times s_{23}$. Seu formato é determinado unicamente por M , m_1 , m_2 e m_3 , que limitam os valores máximos e mínimos de s_{ij} :

$$(m_1 + m_2)^2 \leq s_{12} \leq (\sqrt{s} - m_3)^2, \quad (2-25)$$

$$(m_2 + m_3)^2 \leq s_{23} \leq (\sqrt{s} - m_1)^2, \quad (2-26)$$

$$(m_3 + m_1)^2 \leq s_{31} \leq (\sqrt{s} - m_2)^2. \quad (2-27)$$

Esses limites são definidos a partir das energias mínimas e máximas de cada par de partículas. Seja o caso de s_{12} : o valor mínimo no centro de massa deste par é a soma das massas quando as duas partículas são produzidas em repouso, m_1 e m_2 . Por outro lado, o valor máximo que pode ser obtido por s_{12} se dá quando, no centro de massa da mãe, a terceira partícula é produzida em repouso assim toda a energia cinética é fornecida ao sistema de s_{12} , e a energia máxima será a subtração da massa da partícula mãe pela massa da terceira partícula.

Os limites cinemáticos fornecem as bordas dos Dalitz Plot, que são determinadas por duas funções, uma superior, representada por s_{12}^+ , e uma inferior, representada por s_{12}^- [28]:

$$s_{12}^{\pm} = m_1^2 + m_2^2 - \frac{1}{2s_{23}}[(s_{23} - s + m_1^2)(s_{23} + m_2^2 - m_3^2) \mp \lambda^{\frac{1}{2}}(s_{23}, s, m_1^2)\lambda^{\frac{1}{2}}(s_{23}, m_2^2, m_3^2)] \quad (2-28)$$

onde utilizamos a função de Källén $\lambda(x, y, z) = (x - y - z)^2 - 4yz$.

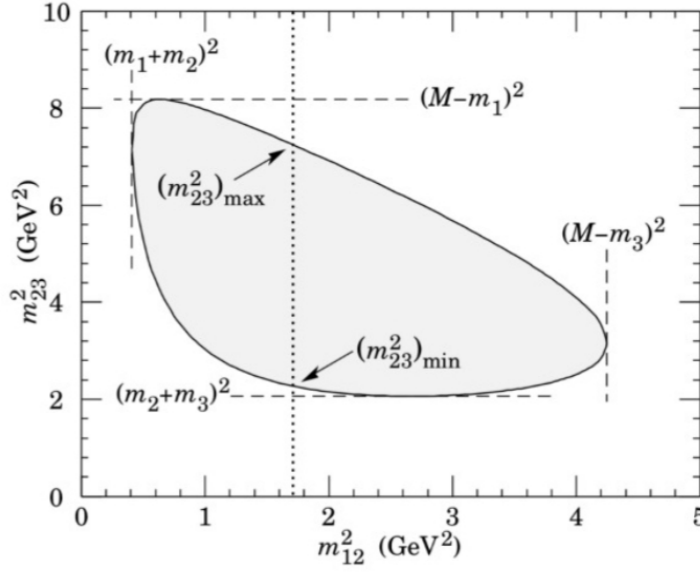


Figura 2.8: Ilustração de um Dalitz Plot genérico no plano $s_{12} \times s_{23}$ [24].

Pode-se mostrar que a taxa de transição em termos de um par de Dalitz s_{ij} , que modula a distribuição de densidade de eventos dentro do Dalitz Plot [28], é dada por

$$\Gamma = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{1}{32M^3} \int |\mathcal{A}(s_{ij}, s_{jk})|^2 ds_{ij} ds_{jk}, \quad (2-29)$$

onde $ds_{ij}ds_{jk}$ é o elemento infinitesimal do Dalitz Plot. A Eq.2-29 mostra o fator constante da densidade de estados (fora da integral) que contém as informações cinemáticas, e o módulo da amplitude total de decaimento $|\mathcal{A}|^2$. Esta contém toda a informação sobre a dinâmica do decaimento e, caso seja constante, o Dalitz Plot será preenchido uniformemente dentro do limite cinemático permitido. Qualquer variação deste comportamento indica efeitos da dinâmica.

Tipicamente, um decaimento em 3 corpos de mésons D é majoritariamente dominado pela produção de estados ressonantes, e estruturas no Dalitz Plot geralmente têm origem na presença dessas partículas intermediárias. Características intrínsecas como massa, largura e spin das ressonâncias podem ser observadas diretamente da distribuição de eventos no Dalitz Plot. Mais ainda, efeitos de interferência entre estados ressonantes também podem ser observados.

Podemos fazer uma analogia da estrutura de um Dalitz Plot por ressonâncias com experimento de fendas múltiplas, em que as fendas representam os

caminhos quânticos possíveis, como vemos na Figura 2.9. Neste caso, exemplos de ressonâncias como $\phi \rightarrow K^- K^+$, $\bar{K}^{*0} \rightarrow K^- \pi^+$ e $f_0(980) \rightarrow K^- K^+$, para o decaimento $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$, entre outras.

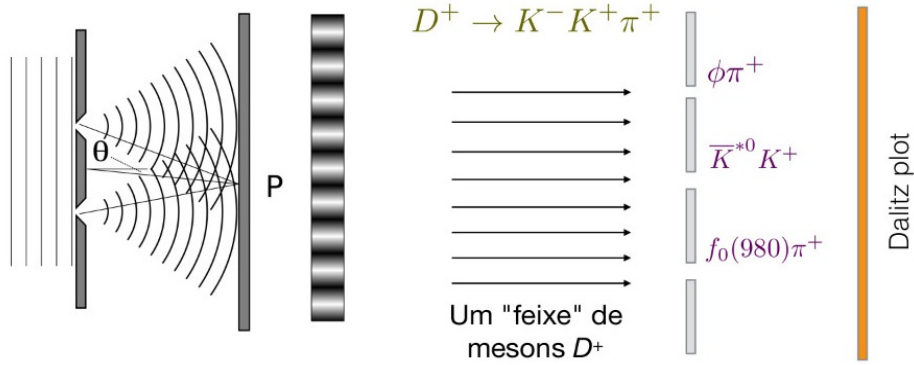


Figura 2.9: Analogia entre o Dalitz Plot e um experimento de múltiplas fendas.

A Figura 2.10 ilustra melhor o efeito da produção de algumas ressonâncias. Ressonâncias escalares, de spin 0, aparecem no Dalitz Plot como uma banda única. Ressonâncias vetoriais, de spin 1, aparecem com um nodo. Já as ressonâncias tensoriais, de spin 2, aparecem com dois nodos. A distribuição dos eventos, quando produzida via ressonância, se acumula perpendicularmente aos eixos dos pares que a geram.

Na Figura 2.11 pode-se ver o Dalitz Plot para o decaimento $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$, obtido com os dados do LHCb em 2010 [5]. O eixo x tem a variável $s_{K^- \pi^+}$ e o eixo y , $s_{K^- K^+}$. Pode-se observar claramente a ressonância $\phi(1020)$ como uma banda fica na horizontal, com o nodo característico de spin 1, e a ressonância $K^*(892)^0$ como banda vertical, também com a assinatura de méson vetorial. Essas estruturas são manifestações da dinâmica, é a mecânica quântica a olho nu.

⁷Convencionamos chamar a partícula negativa do decaimento de P_1 e as positivas de P_2 e P_3

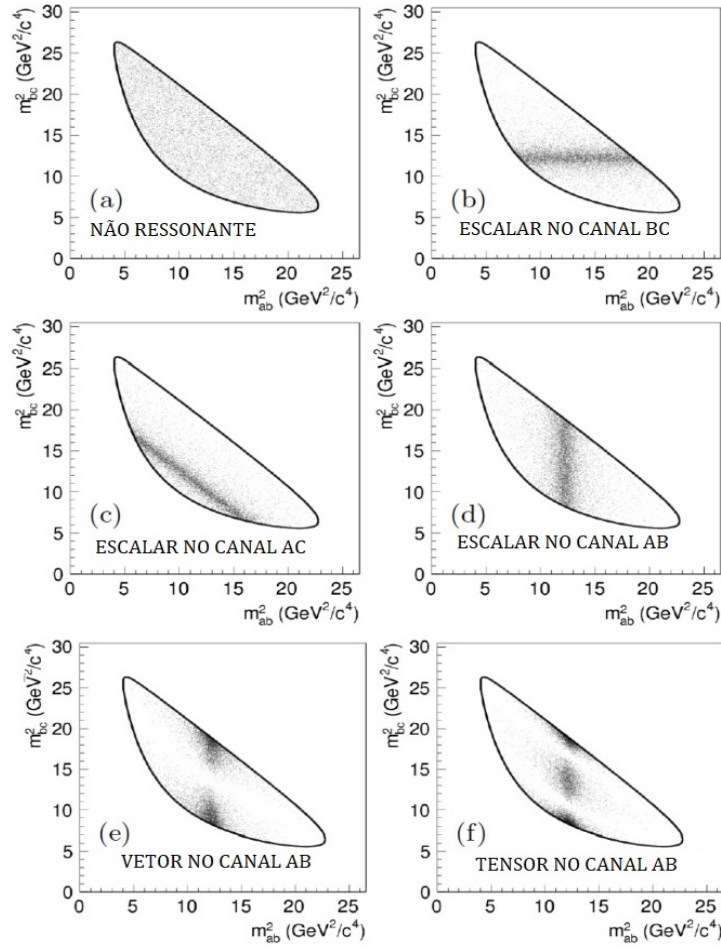


Figura 2.10: Exemplos de manifestação de ressonâncias de um decaimento do tipo $M \rightarrow ABC$ e suas diferenças no Dalitz Plot (cortesia de Alberto dos Reis).

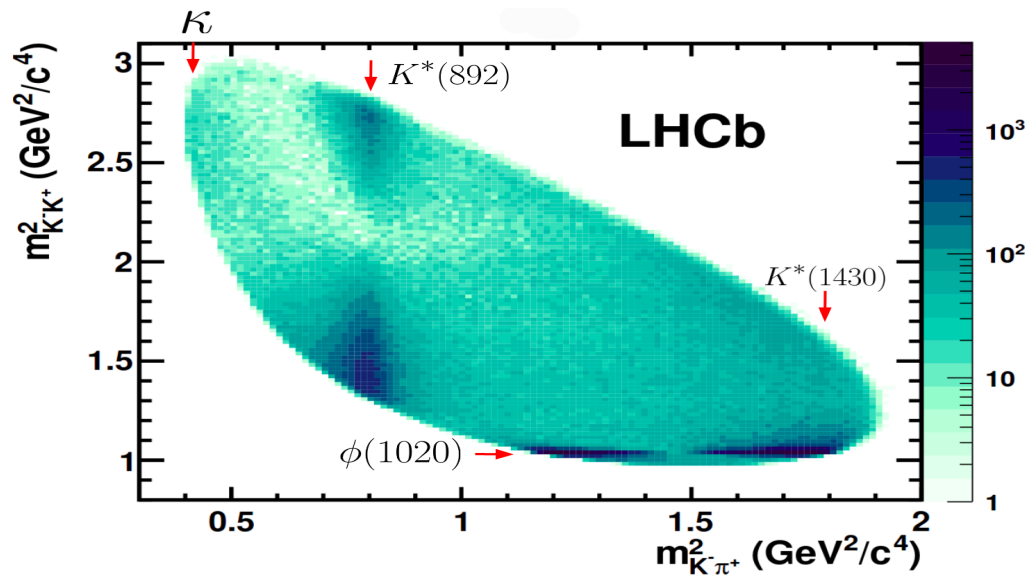


Figura 2.11: Dalitz Plot de $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ com destaque das contribuições de cada ressonância [5].

2.5.1

Modelo isobárico

Na aproximação do modelo isobárico, decaimentos não leptônicos em três corpos geralmente acontecem a partir do decaimento da partícula “mãe” por duas maneiras: produzindo um par de hádrons que decaem por interações fortes formando o estado final, ou diretamente nos 3 corpos que compõe o estado final, o chamado decaimento não-ressonante, como pode ser visto na Figura 2.12.

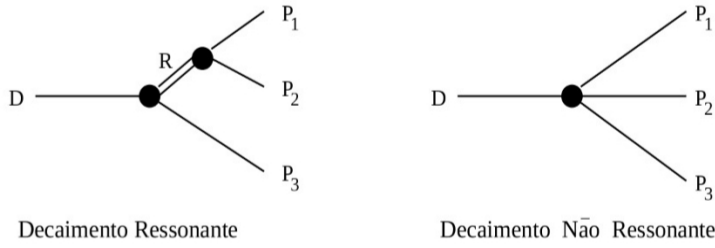


Figura 2.12: Ilustração de um decaimento ressonante e não ressonante do méson D em 3 corpos [30].

Em uma abordagem fenomenológica simplificada, podemos entender a taxa de decaimento como a contribuição de diferentes estados ressonantes e não ressonante. A partir deste ponto de vista podemos introduzir o chamado modelo isobárico, que busca descrever a amplitude total de decaimento como a soma coerente de amplitudes. Descrevemos aqui de maneira muito resumida os principais elementos do modelo isobárico, mais detalhes podem ser obtidos em [24]. Nesse modelo, escreve-se a amplitude total da seguinte maneira:

$$\mathcal{A}_{\text{TOTAL}}(P \rightarrow P_1 P_2 P_3) = a_{NR} e^{i\delta_{NR}} + \sum_i a_i e^{i\delta_i} \mathcal{A}_i \quad (2-30)$$

onde $a_{NR} e^{i\delta_{NR}}$ descreve a contribuição não ressonante, e o somatório em i representa cada uma das amplitudes ressonantes possíveis ao decaimento. Os termos de a_i e δ_i representam magnitudes e fases complexas, respectivamente; estas últimas podem ser compostas de fases fortes e fracas.

A construção de cada amplitude de decaimento ressonante é feita a partir de características da própria ressonância, como seu spin, sua massa e largura. Tipicamente, devemos escrever uma amplitude que possui um propagador para representar uma ressonância. As ressonâncias podem ser bem descritas por funções Breit-Wigner, quando suas larguras são pequenas. Deve-se considerar um fator relativo a conservação de momento e momento angular no vértice de decaimento, que é bem descrito pelo formalismo de Zemach [31].

Spin J	Fator de Forma
0	1
1	$\frac{1}{\sqrt{1+r^2 p^{*2}}}$
2	$\frac{1}{\sqrt{9+3r^2 p^{*2}+r^4 p^{*4}}}$

Tabela 2.2: Fatores de Forma de Blatt-Weisskopf, p^* é o módulo do momentum dos mésons produzidos no referencial de repouso da partícula "mãe" e r é o raio efetivo da interação

Por fim, por serem hádrons, que são compostos, precisamos considerar fatores de forma. A forma geral desta amplitude, para o caso em que a ressonância é formada pelas partículas 1 e 2, é:

$$\mathcal{A}(P \rightarrow RP_3 \rightarrow (P_1 P_2) P_3) = F_D F_R (-2|\vec{p}_1||\vec{p}_3|)^J P_J(\cos\theta_{13}) \times BW, \quad (2-31)$$

onde BW representa a função Breit-Wigner que parametriza a ressonância pela massa m_0 e largura Γ dependente do momento. F_D e F_R são o que chamamos de fatores de forma, geralmente são tomados de acordo com a parametrização de Blatt e Weisskopf [32] e retratam o efeito de penetração dos mésons necessário à interação. P_J é o polinômio de Legendre e J é o spin da ressonância. Como se pode ver na Tabela 2.2 os fatores de forma dependem do spin da ressonância. As partículas P_1 e P_3 , que formam o ângulo θ_{13} , tem momento \vec{p}_1 e \vec{p}_3 medido no referencial de repouso da partícula "mãe" R. A Breit-Wigner é dada por:

$$BW = \frac{1}{m_0^2 - m_{12}^2 - im_0 \Gamma_{m_{12}}} \quad , \quad (2-32)$$

onde

$$\Gamma_{m_{12}} = \frac{F_r^2(p^*)}{F_r^2(p_0^*)} \left(\frac{p^*}{p_0^*}\right)^{2J+1} \frac{m_0}{m_{12}} \Gamma_0 \quad (2-33)$$

sendo Γ_0 a largura total da ressonância e p_0^* o valor que p^* assume para $m_{12} = m_0$.

2.5.2

Cenários de VCP em amplitudes e fases

Neste trabalho os estudos de sensibilidade para violação de CP são feitos através de efeitos de diferenças de fase, magnitude e ambas. Na parametrização de Wolfenstein, ao nível de λ^3 , o efeito da fase fraca vem de V_{ub} , e as amplitudes dominante e suprimida, que levam aos estados finais, são proporcionais a λ

e λ^5 , respectivamente. Portanto, o termo de interferência aparece com uma dependência λ^4 . De fato, testamos cenários para a razão $|\frac{P}{T}|$ e a fase forte(δ_f), ambas são desconhecidas.

Em particular, podemos escrever as amplitudes de decaimento para partículas e antipartículas como [33]:

$$\begin{aligned} A_f(D \rightarrow f) &= T[1 + re^{i(\delta_f - \gamma)}] \\ \bar{A}_{\bar{f}}(\bar{D} \rightarrow \bar{f}) &= T[1 + re^{i(\delta_f + \gamma)}] \end{aligned} \quad (2-34)$$

onde T é a amplitude dominante e P é a suprimida, que carrega a fase fraca $\gamma \approx 70^\circ$, $r = \frac{P}{T}\lambda^4$ e $\lambda = 0.226$. Pode-se escrever essas amplitudes como um número complexo, $a_\pm e^{i\delta_\pm}$, logo:

$$\delta_\pm = \text{artg}\left[\frac{r \sin(x)}{1 + r \cos(x)}\right], \quad a_\pm = \sqrt{1 + r^2 + 2r \cos(x)} \quad (2-35)$$

sendo $x = (\delta_f \pm \gamma)$. Conforme mudamos $|\frac{P}{T}|$ e δ_f , também mudamos δ_\pm e a_\pm , que são componentes da diferença de fase e magnitude relativa. Pode-se ver os valores para os diferentes cenários e a relação entre $|\frac{P}{T}|$, fase forte, e seus respectivos $\Delta\delta(^\circ)$ e diferença de magnitude relativa $\frac{a_- - a_+}{a_+} \times 100$ na Tabela 2.3.

Tabela 2.3: Cenários para $|P/T|$ e fase forte, e seus respectivos $\Delta\delta$ e magnitude relativa.

P/T	Fase forte($^\circ$)	$\Delta\delta(^\circ)$	Dif. Mag. Rel.(%)
0.2	30	0.048	-0.049
0.2	45	0.039	-0.069
0.2	60	0.028	-0.084
0.5	30	0.12	-0.12
0.5	45	0.09	-0.17
0.5	60	0.07	-0.2

Os valores usados para $|\frac{P}{T}|$ têm respaldo no valor medido para violação de CP nos canais $D^0 \rightarrow K^- K^+$ e $D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$. Sendo $A_{CP}(K^- K^+) - A_{CP}(\pi^- \pi^+) = -1.5 \times 10^{-3}$ [3], e supondo $A_{CP}(KK) \approx A_{CP}(\pi\pi)$, mas com sinais opostos, a partir da Equação 2-21 chega-se a $\sin(\delta_f)|\frac{P}{T}| \approx 0.5$. Isso sugere que $|\frac{P}{T}|$ pode variar entre valores de 0.2 e 0.5, dependendo da fase forte[4].

2.6

Motivação para o estudo de $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ e $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$

Como dito anteriormente, a violação de CP foi observada em decaimentos de mésons K , B e também em decaimentos de mésons D [3]. Este último foi observado em 2019 pela colaboração LHCb, em decaimentos neutros suprimidos por Cabibbo de 2 corpos, $D^0 \rightarrow K^- K^+$ e $D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$. Estes possuem semelhanças com os decaimentos em 3 corpos $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ e $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$. No entanto, neste caso, os decaimentos em 3 corpos são vantajosos uma vez que possuem espaço de fase (decaimentos em dois corpos não tem espaço de fase).

Estudos de violação de CP nos canais $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ e $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ já foram realizados [5, 29], com dados de 2010 e 2012, coletados no *run* I, respectivamente. As amostras continham cerca de 370 mil candidatos para $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ e cerca de 3.1 milhões de candidatos para $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$. Estes trabalhos utilizaram o mesmo método de mapeamento do Dalitz Plot que se usa neste trabalho, como será visto no capítulo 5. Nenhuma evidência de violação de CP foi encontrada. No *run* II, temos amostras de aproximadamente 200 milhões para $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ e 80 milhões $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ e o objetivo deste trabalho é, via testes de sensibilidade, verificar a factibilidade de observação de VCP nesses decaimentos, para essas estatísticas.

3

O experimento LHCb

Neste capítulo são descritas algumas das principais características do LHC, seu complexo de aceleradores e suas colaborações. O CERN possui quatro experimentos principais: ALICE, ATLAS, CMS e LHCb. Este último é um experimento dedicado à física dos sabores pesados. Alguns de seus principais objetivos são o estudo de violação de CP e processos raros envolvendo hádrons contendo os quarks b e c [34].

3.1

O Grande Colisor de Hádrons

O LHC (*Large Hadron Collider*) é um acelerador instalado em um túnel de aproximadamente 27 km de comprimento, que foi construído entre 1984 e 1989 para o LEP (*Large Electron-Positron Collider*), e fica em torno de 100 m abaixo da superfície na fronteira entre a Suíça e a França, nos arredores de Genebra [35]. O LHC tem como principal proposta o estudo das partículas elementares e suas interações, com intuito de pesquisar a validade de modelos teóricos como o MP e buscar física além dele. Este acelerador foi projetado para colidir feixes de prótons e de núcleos de chumbo, e proporcionar energias de até 13 TeV no centro de massa.

As colisões ocorrem em quatro pontos distintos dando origem aos experimentos, ver Figura 3.1. Esses quatros experimentos são:

1. ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*): é o experimento voltado para a colisão de íons pesados e se concentra na QCD, o setor de interação forte do MP. De acordo com ela deve existir uma nova fase da matéria a valores extremos de densidade e temperatura, que pode ser alcançada a partir de de energia em colisões núcleo-núcleo [36];
2. ATLAS (*A Toroidal LHC Apparatus*): é o maior dos quatro experimentos e esteve envolvido, junto ao CMS, no descobrimento do bóson de Higgs, em 2012. Também compõe seus estudos tópicos como medidas de precisão do MP e efeitos além deste, como a busca por dimensões extras e matéria escura[37];

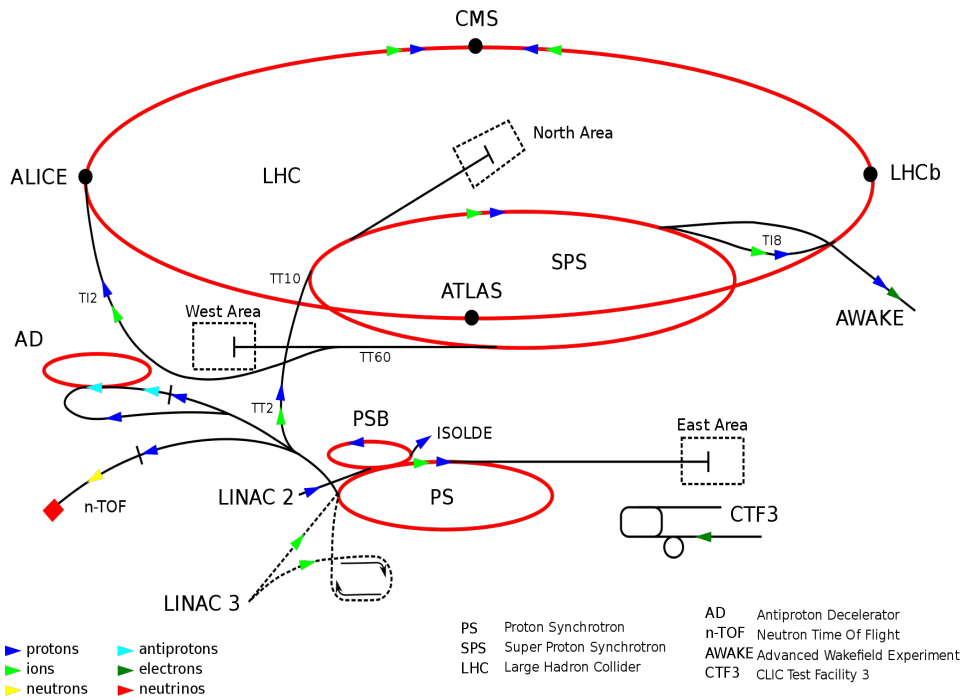


Figura 3.1: Ilustração do LHC com os pontos dos seus experimentos e aceleradores.

3. CMS (*Compact Muon Solenoid*): também é um experimento de propósito geral como o ATLAS, porém mais compacto [38];
4. LHCb (*Large Hadron Collider beauty experiment*): este experimento estuda possibilidades de física além do MP via buscas indiretas, e também a assimetria de matéria e antimatéria através de medidas de VCP em decaimentos de quarks *charm* e *beauty* [34];

Feixes de prótons viajam através do túnel do acelerador, em direções opostas, em um ambiente de ultra-alto vácuo a temperaturas de 2 K e são direcionados e colimados por dipolos supercondutores e quadrupolos magnéticos, respectivamente.

A Figura 3.1 mostra o complexo de aceleradores que auxiliam o LHC. Estes aceleradores menores são responsáveis por fornecer energias intermediárias às partículas antes delas alcançarem o LHC. No LINAC2 são obtidos os prótons que serão colididos. Eles são acelerados até 50 MeV através de um bombardeamento de gás hidrogênio por elétrons, o que ioniza o gás. Em seguida eles passam ao PSB (*Proton Synchrotron Booster*), onde são acelerados até 1.4 GeV. O feixe é injetado no PS (*Proton Synchrotron*) onde é acelerado até 25 GeV. Após isso, os prótons são direcionados ao SPS (*Super Proton Synchrotron*), onde alcançam 450 GeV. E, por último, chegam ao LHC. Uma vez

neste último estágio, os prótons atingem a energia de 13 TeV no centro de massa e colidem em pontos específicos, onde ficam localizados os detectores.

Além da energia no centro de massa, a luminosidade (\mathcal{L}) é outro fator fundamental. Esta representa a medida do número de colisões que pode acontecer por área e por segundo: quanto maior a luminosidade maior a quantidade de colisões. A luminosidade pode ser escrita como:

$$\mathcal{L} \approx \frac{N^2}{t \times S_{eff}}, \quad (3-1)$$

onde N^2 representa o número de prótons (um N para cada nuvem com aproximadamente 1.1×10^{11} prótons por nuvem), t o tempo entre as nuvens, que é cerca de $25 \times 10^{-9} s$, e S_{eff} a seção efetiva de colisão, que depende da seção de choque e tem valor de aproximadamente $4\pi(16 \times 10^{-4})^2 cm^2$. Portanto, chegamos a um valor de $\mathcal{L} \approx 10^{34} cm^2 s^{-1}$ [39], isto representa a possibilidade do LHC produzir 10^{34} colisões por cm^2 por segundo. Uma vez que conhecemos a luminosidade podemos integrá-la ao longo do tempo, esta luminosidade integrada é uma medida da quantidade de dados coletados. A luminosidade instantânea usada pelo LHCb é menor, de $10^{32} cm^2 s^{-1}$, este valor é usado por conta da necessidade de limitar o número de interações por cruzamento de feixes, para permitir a reconstrução de vértices primários e secundários, e prevenir o envelhecimento prematuro do detector [40]. A Tabela 3.1 mostra os valores de luminosidade integrada e energia para cada ano de coleta dos dados nos *run* I e II do LHCb .

Tabela 3.1: Valores aproximados das condições das tomadas de dados do LHCb [41] [57].

<i>run</i>	Ano	\sqrt{s} (TeV)	Luminosidade integrada (fb^{-1})
I	2011	7	1.14
I	2012	8	2.19
II	2015	13	0.36
II	2016	13	1.88
II	2017	13	1.87
II	2018	13	2.46

3.2

O detector LHCb

O LHCb é um detector formado por uma série de outros subdetectores com funções específicas, como descrevemos a seguir. Trata-se de um espectrômetro de braço único com cerca de 10 - 300 mrad de abertura angular frontal no plano horizontal e de 10 - 250 mrad no plano vertical. Isto é equivalente ao limite de $2 < \eta < 5$, onde $\eta = -\ln(\tan\theta/2)$ representa a pseudorapidez em termos θ , que é o ângulo em relação ao eixo do feixe.

A Figura 3.2 mostra alguns dos componentes deste detector. O VELO (*Vertex Locator*) é responsável pela reconstrução das trajetórias das partículas carregadas junto ao conjunto de estações dos trajetórias, TT (*Tracker Turicensis*), T1, T2 e T3, e com isso pode determinar os pontos de interação, chamados de vértices primários, e pontos de decaimentos, vértices secundários. O Magneto é responsável por defletir a trajetória das partículas carregadas, possibilitando a medida de seus momentos. Os RICH (*Ring Imaging CHerenkov*) são responsáveis pela identificação das partículas. Os calorímetros (ECAL, HCAL, SPD/PS) são responsáveis por medir as posições e energias das partículas, o que auxilia no processo de identificação delas, como o elétron, fóton e hádrons. As estações de múons (M1 - M5) são responsáveis por identificar os múons.

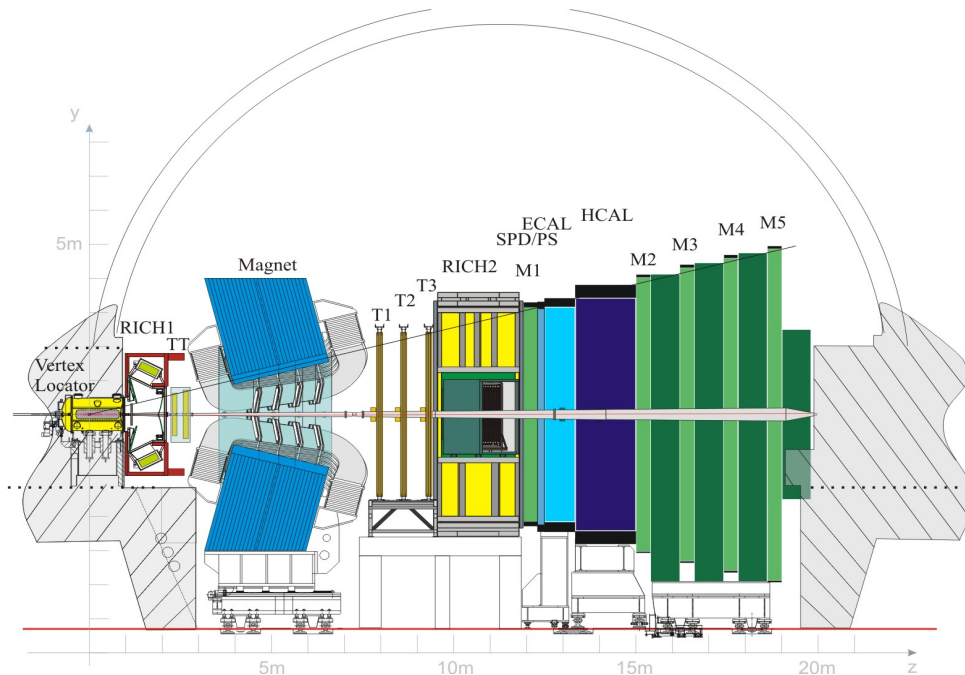


Figura 3.2: Ilustração do detector LHCb e seus componentes [34].

3.3 VELO

É fundamental para a análise dos dados sabermos com precisão a posição do ponto de interação, conhecido como vértice primário (VP), entre os prótons que colidiram, e também identificar os vértices secundários (VS), que são os pontos de decaimentos de hádrons como os mésons B e D . As interações acontecem dentro da região englobada pelo VELO. A distância entre os vértices primário e secundário é fundamental para o estudo de hárons pesados, e o VELO é responsável por fornecer informações sobre as coordenadas das partículas, o que possibilita a reconstrução e localização do vértice secundário [42].

Este subdetector é composto de 42 módulos, 21 para cada lado da semi-circunferência que envolve o feixe. Esses módulos são feitos de tiras de silício e possuem sensores, um para as coordenadas radiais (sensor- r) e outro para as coordenadas azimutais (sensor- ϕ). A coordenada z é obtida através da posição de cada módulo ao longo do experimento. Dessa forma, se pode ter a reconstrução tridimensional das trajetórias e vértices. Este sistema fornece uma resolução espacial de $10\mu\text{m}$ e $40\mu\text{m}$, para coordenadas ϕ e z , respectivamente, para o primeiro vértice. Para o segundo vértice a resolução é de $300\mu\text{m}$ e $150\mu\text{m}$, para ϕ e z . Na figura 3.3 se pode ver a geometria dos sensores do VELO.

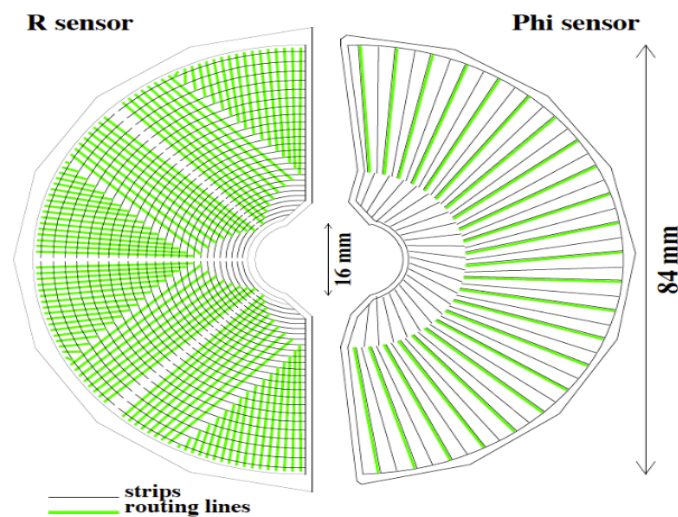


Figura 3.3: Ilustração da geometria $r\phi$ dos sensores do subdetector VELO [34]. O feixe de prótons se cruza na região central (perpendicular aos módulos).

3.4

Estações de trajetórias

Em conjunto com o VELO, as estações de trajetórias TT e T1, T2, T3, compõe o sistema de reconstrução das trajetórias das partículas. Estas últimas separadas em regiões internas (IT) e externas (OT) [43], como explicado a seguir.

3.4.1

Tracker Turicensis (TT)

O TT tem como principal objetivo fornecer informações sobre as trajetórias das partículas de baixo momentum. Ele cobre completamente a aceitação angular do LHCb e tem dimensões de 150 cm de largura e 130 cm de altura. Este detector, como o VELO, também utiliza tiras de silício em sua composição em 4 camadas diferentes, e fica localizado entre o RICH1 e o Magneto. Essas camadas estão organizadas no formato “x-u-v-x”, ver Figura 3.4, com tiras verticais em “x” e tiras rotacionadas de -5° e $+5^\circ$ nas tiras “u” e “v”, respectivamente. Esta disposição fornece uma melhor resolução do momento transversal. Cada tira de silício possui uma resolução de $200\mu\text{m}$.

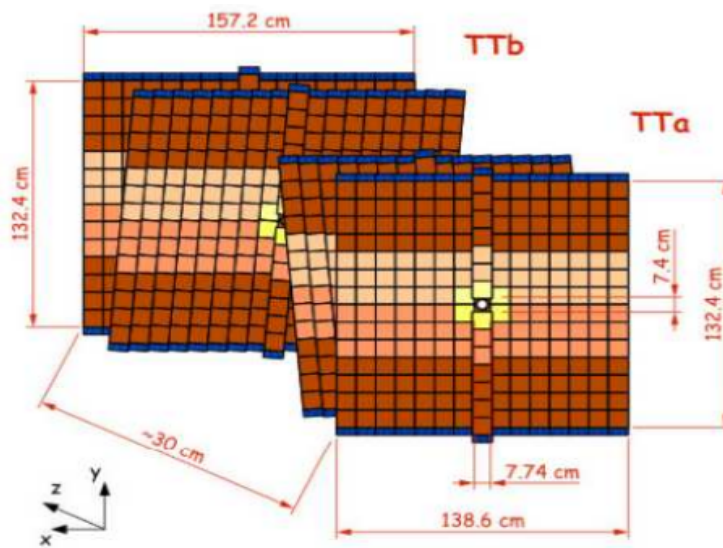


Figura 3.4: Ilustração das quatro camadas das estações do Tracker Turicensis [34].

3.4.2

Inner Tracker (IT) e Outer Tracker (OT)

A idéia por trás do detector IT é semelhante a usada no TT, usando também tiras de silício e uma disposição de camadas em “x-u-v-x”. Este cobre a região interna de T1, T2 e T3 e cada uma delas possui 4 caixas em torno do feixe de partículas contendo 7 módulos. As caixas são posicionadas em formato de cruz, cada módulo dentro de cada caixa possui 1 sensor, se estiver em cima ou em baixo, ou dois sensores, caso esteja nas laterais. Como o TT, esse sistema também possui aproximadamente $200\mu\text{m}$ de resolução [44].

O OT fica na região externa das estações de trajetória. Funciona como um detector de ionização, quando uma partícula carregada atravessa o ambiente que contém o gás, que é uma mistura de Argônio (70%) e CO_2 (30%), os átomos do gás são ionizados e coletados pelo ânodo no centro do tubo. Como os anteriores, este também é composto por 4 camadas que são alinhadas na forma “x-v-u-x”. O tempo de arrasto é de cerca de 50ns, devido à característica do diâmetro do tubo, 4,9 mm, e a própria mistura do gás [45]. Pode-se ver uma ilustração desses detectores na Figura 3.5.

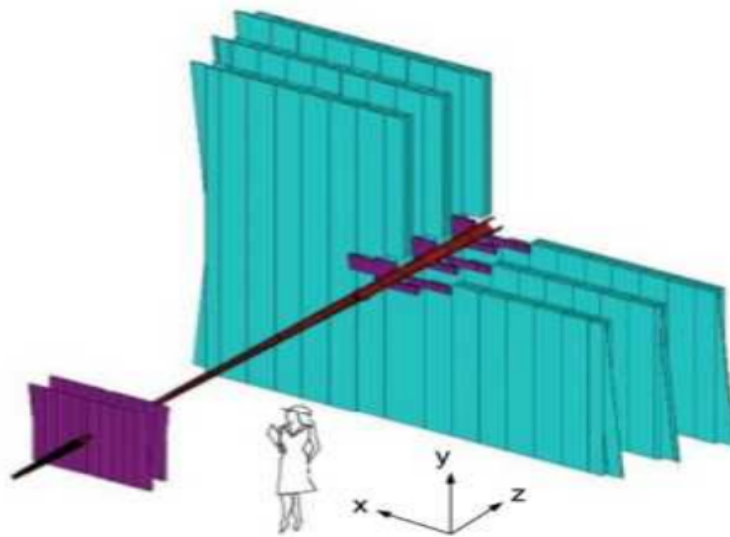


Figura 3.5: Ilustração das estações de trajetórias Inner Trackers (roxo) e as Outer trackers (azul) [34].

3.5

O Magneto

O Magneto é responsável por curvar a trajetória das partículas carregadas produzidas através de um campo magnético de dipolo na direção vertical “y”, que fornece um campo integrado de 4 Tm ao longo de 10 m [46]. Ele fica localizado próximo à primeira estação de trajetórias TT e é formado por espiras em formato de sela. Esse campo magnético gera uma força perpendicular que depende do momentum da partícula, logo, este pode ser medido a partir da deflexão gerada pela componente dominante do campo na direção que ele atua.

Periodicamente são invertidas as polaridades do magneto, e assim o sentido do campo pode apontar para cima ou para baixo. A essas configurações chamamos *MagUp* e *MagDown*, respectivamente. Essa troca de polaridade é importante para o controle de efeitos sistemáticos de assimetrias de carga devido ao detector.

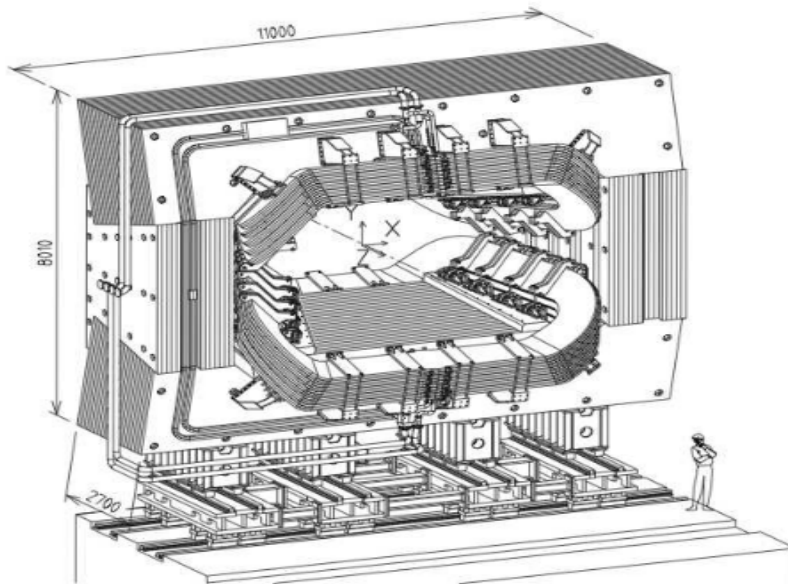


Figura 3.6: Ilustração do Magneto do LHCb [34].

3.6

Ring-Imaging Cherenkov System (RICH)

Para o estudo de decaimentos de hádrons pesados é fundamental a identificação das partículas do estado final. Para esse propósito, a colaboração utiliza detectores RICH, que são responsáveis pela diferenciação das partículas. O RICH funciona fundamentado no fenômeno de radiação Cherenkov. Quando uma partícula carregada atravessa um meio com velocidade maior que a da luz nesse meio, o campo elétrico gerado pela partícula incidente polariza de forma

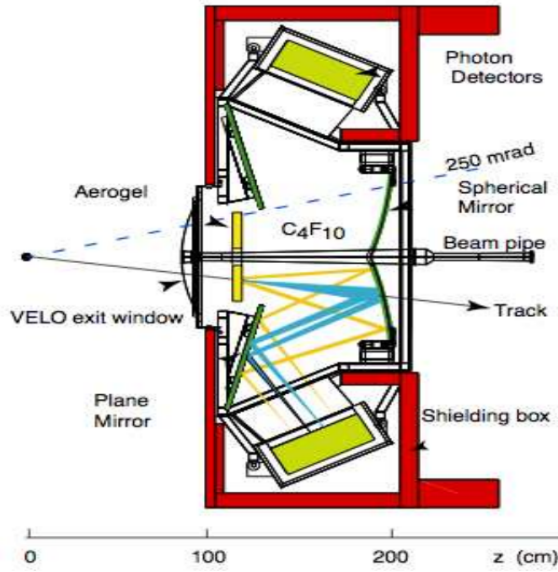


Figura 3.7: Ilustração do detector RICH1 [47].

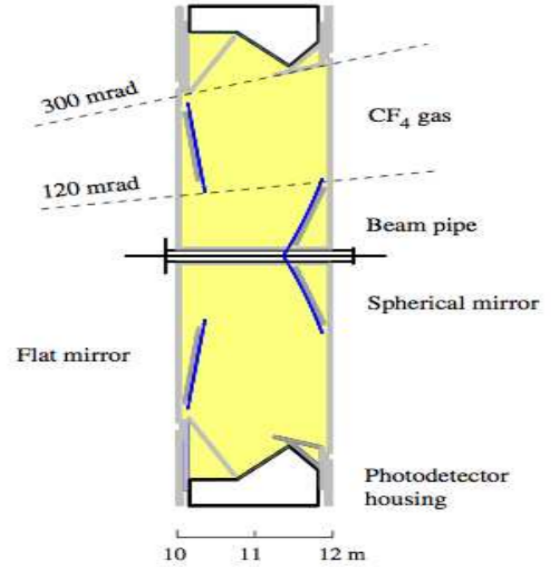


Figura 3.8: Ilustração do detector RICH2 [47].

abrupta os átomos que compõem o meio, pois a partícula se move mais rápido que o efeito de seu campo. Como consequência, para retornar ao seu estado neutro de equilíbrio, os átomos emitem radiação na forma de luz conhecido como radiação Cherenkov¹.

Através da velocidade da partícula, juntamente a informação de momento fornecida pelo sistema de trajetórias, pode-se determinar sua massa. O cone formado pelos fótons emitidos quando a partícula atravessa o meio possui um ângulo θ , com relação a trajetória, tal que:

$$\cos\theta_c = \frac{1}{vn}, \quad (3-2)$$

onde n é o índice de refração do meio, θ_c é o ângulo de Cherenkov e v a velocidade da partícula.

Dois detectores do tipo RICH são usados de acordo com os momentos das partículas. Ângulos maiores proporcionam partículas com baixo momentum, e partículas de alto momentum são geradas a partir de ângulos menores. O RICH1 é responsável pelas partículas de baixo momento (de 1 - 70 GeV), e fica entre o VELO e o TT. O RICH2 tem desempenho melhor para partículas de alto momento (de 16 - 100 GeV), e se localiza entre o T3 e as estações de múons.

¹A radiação Cherenkov pode ser encarada como um efeito semelhante ao de jatos que viajam a velocidades maiores que a do som, que criam ondas de choque em formato de cone. O efeito Cherenkov é semelhante, mas para a luz

3.7

Sistema de Calorímetros

O sistema de calorímetros é formado por um conjunto de subdetectores: ECAL e HCAL, que são calorímetros eletromagnéticos e hadrônicos, respectivamente, SPD (*Scintillator Pad Detector*), e o PS (*PreShower*). Seu principal propósito é auxiliar na identificação de partículas como elétrons, fótons e hádrons, medindo as suas energias e posições [48], e também no sistema de *trigger*.

Esses detectores possuem a mesma característica básica: são compostos de absorvedores intercalados com cintiladores. Os primeiros participam da geração dos chuveiros de partículas, que são criados a partir da partícula incidente em um material muito denso. Partículas mais leves e menos energéticas são criadas. O segundo é feito de materiais cintilantes, quando interagem com partículas carregadas estas depositam parte de sua energia naquele material, emitindo fótons. Esses fótons são guiados até as fotomultiplicadoras (PMT) que, por meio do efeito fotoelétrico, transforma os ftons em elétrons gerando um sinal elétrico mensurável. Dessa forma, os calorímetros podem determinar a energia da partícula incidente. A Figura 3.9 ilustra os detectores; vejamos as funções de cada um deles separadamente:

- HCAL: faz medidas de energia de prótons, nêutrons, píons e káons. É composto de placas de ferro de 16 mm com seus cintiladores de 4 mm orientados paralelamente ao feixe de partículas. Tem resolução de energia de $\sigma_E/E = 80\%\sqrt{E} \otimes 10\%$;
- ECAL: faz medidas de energia de elétrons e fótons ². É composto de folhas de chumbo de 2mm com seus cintiladores de 4mm. Tem resolução de energia de $\sigma_E/E = 10\%\sqrt{E} \otimes 1\%$;
- SPD e PS: esses sistemas auxiliam na rejeição de partículas. O primeiro participa da discriminação de chuveiros resultantes de elétrons e fótons, e na rejeição de elétrons com alto momentum transversal. O segundo auxilia na rejeição de *background* de píons carregados em relação aos candidatos a elétron.

²A identificação de fótons, entre outras razões, é fundamental para a reconstrução de π^0 .

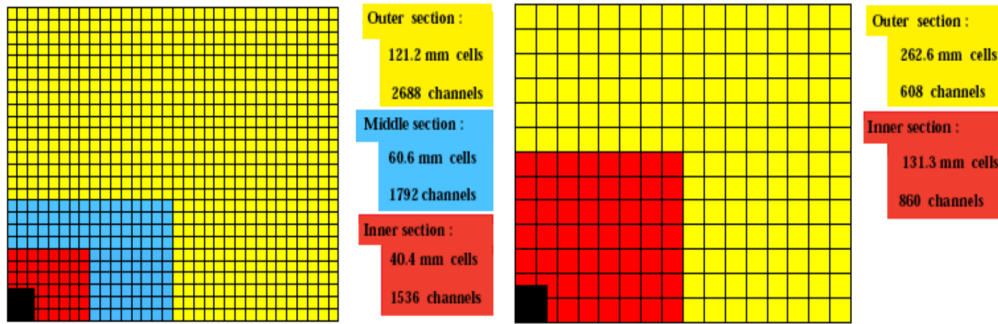


Figura 3.9: Ilustração dos detectores SPD/PS e ECAL (à esquerda) e do HCAL (à direita) [34].

3.8

Sistema de Múons

Estas partículas geralmente estão presentes no estado final de vários decaimentos de hádrons pesados. O sistema de múons é composto por um conjunto de 5 estações M1-M5 que cobrem uma área de 435 m^2 , mostrado na Figura 3.10. Devido ao alto poder de penetração característico dos múons, são posicionadas placas de ferro entre as estações (M2-M5 e atrás do M5), tendo sua área dividida em quatro regiões (R1 a R4). Dessa forma se pode evitar qualquer *background* de hádrons [49].

A estação M1 fica localizada à frente do calorímetro e as outras atrás. Para M1 são usados detectores do tipo GEM (*Gas Electron Multiplier*) por conta da sua alta taxa de ocupação. As outras são construídos com a tecnologia de multifilares (MWPC - *Multi Wire Proportional Chambers*). As MWPC's utilizam uma mistura de fases do tipo Ar (40%), CO_2 (55%) e CF_4 (5%). Quando um múon a atravessa, ioniza o gás do meio: enquanto os átomos ionizados seguem em direção ao cátodo, os elétrons vão para o ânodo e produzem um sinal elétrico. Os detectores GEM são compostos por três placas GEM posicionadas entre os planos do cátodo e ânodo. Estas são preenchidas com uma mistura gasosa de Ar (45%), CO_2 (15%) e CF_4 (40%). Dessa forma se pode determinar a trajetória que o múon fez dentro do sistema, como mostrado na Figura 3.11.

3.9

Sistema de *trigger*

O sistema de *trigger* é responsável pela seleção dos eventos *online*. A frequência de cruzamento do feixe com interações visíveis, que são aquelas que produzem ao menos duas partículas carregadas que possam ser reconstruídas, é da ordem 40 MHz para todo o LHC. O sistema de *trigger* é responsável

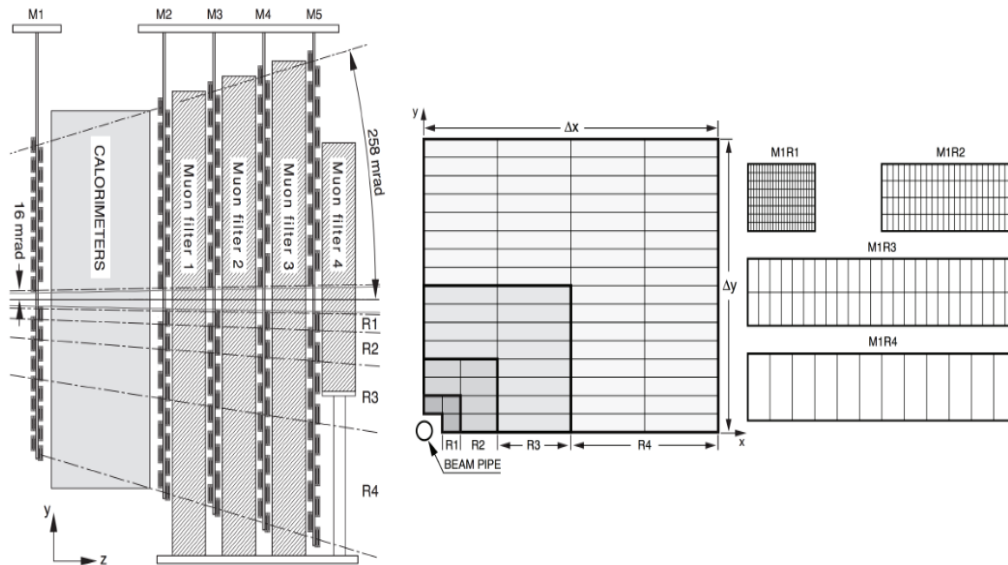


Figura 3.10: Ilustração do sistema de detecção de múons (à esquerda) e as 4 regiões da estação de múons (à direita) [34].

por selecionar apenas os eventos que interessam, reduzindo esta quantidade à ordem de alguns kHz. O *trigger* do LHCb é baseado em três níveis: o nível de *hardware* L0, e os níveis de *software* HLT1 e HLT2 (*High Level Trigger*) como explicado a seguir [50] [52].

3.9.1

Trigger Nível 0 (L0)

O primeiro nível de trigger combina informações dos sistemas de múons, calorímetros e do detector SPD. Ele foi projetado para reduzir a taxa de eventos a cerca de 1 MHz, que é feito através de informações da seleção de hádrons, elétrons e fótons com alta energia transversa e de múons com alto momentum transversa, dadas pelos calorímetros e sistema de múons, respectivamente. Essa informação é passada por uma unidade de decisão L0 (L0DU) que determina se o evento será aproveitado ou não.

3.9.2

Trigger de Alto Nível (HLT)

Os eventos que são aceitos pelo L0 passam pelo filtro do HLT, que reduz o fluxo de dados de 1MHz a algo da ordem de alguns kHz. Ao serem aceitos pelo L0, seu vértices, trajetórias e momentos são reconstruídos pelo VELO e TT, a partir daí se pode determinar o parâmetro de impacto das trajetórias com relação aos vértices primários. Ele é composto de uma rede de computadores chamada de EFF (*Event Filter Farm*), que fazem a filtragem dos eventos

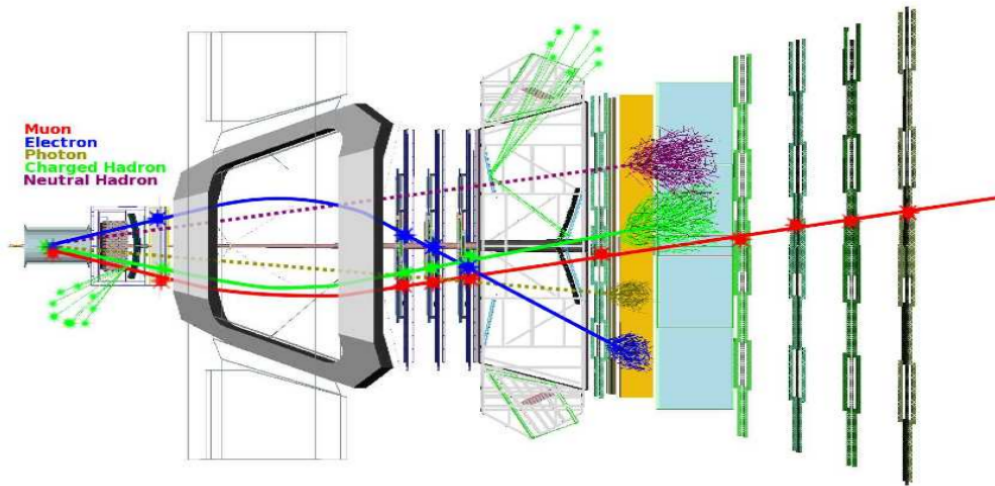


Figura 3.11: Ilustração da trajetória de um múon desde a interação, atravessando as estações M1-M5 [34].

através de algoritmos em C++, tendo acesso a todas as informações vindas dos detectores. Podemos separar o HLT em duas etapas:

- HLT1: reduz o fluxo de dados para aproximadamente 30 kHz através da aplicação de cortes simples. Ele utiliza as informações do VELO, sistema de trajetórias e múons para fazer uma reconstrução parcial do evento.
- HLT2: reduz o fluxo de dados para cerca de alguns kHz através de aplicações de cortes, que podem ser aplicados nesse nível uma vez que é nesta etapa que o evento é completamente reconstruído. Esta etapa é caracterizada também por conter predominantemente eventos de interesse físico. Linhas de HLT2 já podem ser específicas para cada decaimento.

3.9.3

Turbo stream

O HLT fornece informações em tempo real, isto possibilita uma reconstrução *online* dos eventos, que permite uma seleção de dados mais efetiva. O papel do *Turbo Stream* é de possibilitar algumas análises físicas diretamente enquanto as informações vindas do HLT são calculadas. Essas informações do *trigger* são usadas para calcular medidas físicas de forma a dispensar reconstruções *offline*. Este método é vantajoso pois possibilita a armazenagem apenas de informações relacionadas com o candidato a sinal [51]. Grande parte das análises de decaimentos de charme no *run II* vêm de linhas de *Turbo Stream*, como é o caso dos canais $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ e $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ estudados neste trabalho.

3.9.4

Classificação TOS e TIS

De forma geral, chamamos de candidato a sinal aquele que, a partir de combinações de trajetórias, venha a ser reconstruído e selecionado *offline*. Os candidatos a sinal devem cumprir algumas exigências, primeiro deve estar dentro da aceitação do detector, depois devem passar pelo *trigger*, ser reconstruído e finalmente passa pela seleção *offline*. Os critérios para associar um evento que passou pelo *trigger* à um evento que contenha um candidato a sinal são: caso o próprio candidato a sinal seja o responsável por acionar o *trigger*, é chamado de *Triggered On Signal* (TOS), ou, caso esse candidato seja guardado por conta de outra atividade do evento, este é chamado de *Triggered Independent of Signal* (TIS) [52]. Esta classificação existe para L0, HLT1, HLT2.

4

Seleção de dados

Neste capítulo é apresentado o processo de seleção de dados, necessário para a obtenção das amostras de $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ e $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$. O estudo de sensibilidade para VCP nestes canais se baseia na estatística dos dados do *run II* do LHCb.

Aqui são apresentadas as técnicas usadas para os estudos de otimização de sinal no canal $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$. Estudos semelhantes foram feitos também no canal $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$, porém não foram feitos neste trabalho, apenas utilizamos seus resultados. Os resultados usados neste capítulo visam, além de explicitar o processo de seleção de dados, conhecer qual é a quantidade de eventos de sinal dos dois canais e sua respectiva pureza. Assim, podemos realizar o estudo de sensibilidade, através de simulações via método de Monte Carlo, usando características semelhantes às dos eventos reais.

4.1

Variáveis de seleção

Uma vez que vimos no capítulo anterior que nossos dados são coletados a partir de colisões próton-próton, precisamos usar ferramentas para diferenciar os decaimentos charmosos dos demais e, para isso, são usadas as variáveis de seleção que veremos a seguir.

Grande parte do trabalho relacionado à seleção de dados está baseada na avaliação de variáveis que estão vinculadas à identificação das partículas do estado final e características topológicas do decaimento, como mostrado na Figura 4.1. Nosso trabalho é utilizar essas variáveis com intuito de separar o sinal, ou seja, eventos que nos interessam, dos eventos de *background*. Essas variáveis são associadas a quantidades físicas que podem ser boas discriminantes. Vejamos quais são essas variáveis:

- **Massa invariante:** a partir das massas das três partículas filhas se pode reconstruir a massa do méson em questão, uma vez que temos os tri-momentos dos traços que foram reconstruídos, para escrever seus 4-momentos $p_D^\mu = p_1^\mu + p_2^\mu + p_3^\mu$. A massa invariante é dada por:

$$m_{hhh} = \sqrt{(p_1^\mu + p_2^\mu + p_3^\mu)^2}$$

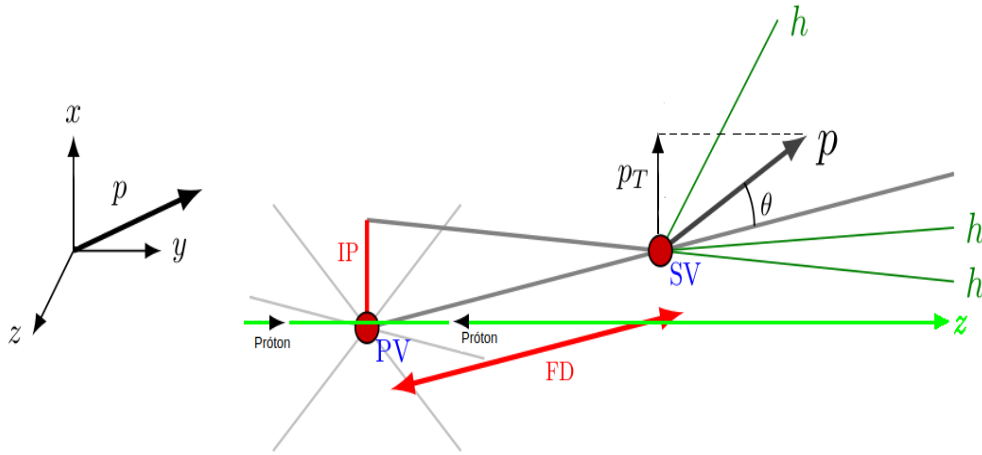


Figura 4.1: Topologia de um decaimento em três corpos. As siglas estão definidas no texto.

- **Distância de Vôo** (*Flight distance* (FD)): é a distância de vôo entre o vértice primário (PV) e o vértice secundário (SV). PV é o ponto onde ocorre a interação dos prótons e onde geralmente o méson D^+ é produzido. O vértice secundário é o ponto onde o decaimento acontece.
- **Momento Transverso** (p_T): é o momento perpendicular ao eixo z da partícula em consideração; usamos esta variável tanto para o méson D^+ quanto para as partículas produzidas a partir deste.
 - Momento transverso da partícula mãe (D^+): como geralmente as partículas mães são pesadas, utiliza-se um corte acima de um dado valor.
 - Momento transverso das filhas: como a partícula mãe é relativamente pesada e, portanto, tem grande momento transverso, o momento transverso das filhas geralmente é um excelente discriminante de *background*.
- **P_Tsum**: é a soma escalar dos momentos transversos das partículas filhas.
- **Parâmetro de Impacto** (IP): é definido como a menor distância entre a trajetória reconstruída de uma partícula e o vértice primário associado.
- **DIRA**: é o cosseno do ângulo definido entre o momento reconstruído do D^+ e sua direção de vôo.
- **DOCA**: é a distância de aproximação mínima entre as trajetórias reconstruídas de duas das partículas do estado final. Como neste caso se trata de um decaimento em três corpos, temos DOCA12, DOCA13, DOCA23.

- χ^2 da distância de vôo (FDCHI2): se trata da razão entre o quadrado da distância de vôo e a soma quadrática das incertezas do PV e SV.
- χ^2 do parâmetro de impacto (IPCHI2): é a diferença de χ^2 do ajuste do PV com e sem a partícula (ou traço) sendo avaliado.
- **logIP**: logaritmo da razão dos produtos de IPCHI2 das 3 partículas filhas e da partícula mãe (D^+).

$$\log \text{IP} = \log \left(\frac{\Pi_i \chi_{IP\pi_i}^2}{\chi_{IPD}^2} \right) \quad (4-1)$$

- **PIDK**: é uma variável de identificação de partículas que calcula a diferença de verossimilhança da partícula em questão ser um káon ou ser um pión; informação proveniente dos detectores RICH.
- **ProbNN**: é outra variável de identificação de partículas que usa combinações de informações de PID, que resultam em probabilidades para cada hipótese de identificação da partícula.

4.2

Pré-seleção para o canal $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$

A seleção de dados pode ser separada em dois estágios: *online* e *offline*. A seleção *online* faz referência às decisões de *trigger*. A seleção *offline* se dá a partir dos eventos que passaram pelo trigger (L0, HLT1 e HLT2), para serem considerados como bons candidatos a eventos de sinal. Como dito no capítulo anterior, são usados critérios de TOS e TIS neste nível de seleção, em que foram aplicadas condições de TOS no nível de L0, para hádrons, e TIS para os demais, e TOS para HLT1 e HLT2. A partir desses eventos remanescentes é que serão aplicados cortes específicos para a otimização da relação *background*/sinal.

Esta pré-seleção foi feita anteriormente ao trabalho descrito aqui e seus resultados podem ser vistos na Tabela 4.1, que mostra os valores de corte usados para as variáveis e que fazem com que parte do *background* seja rejeitado.

Alguns dos cortes exibidos nas tabelas são combinações de variáveis, como é o caso do corte para K_S e remoção de clones. No canal $D^+ \rightarrow K_S \pi^+$, que é favorecido por Cabibbo, o K_S decai em $\pi^+ \pi^-$, o que faz com que ele seja confundido com o sinal que buscamos. Para evitar isso, como o K_S possui uma massa bem definida, é simples fazer a remoção dessa contaminação através de um corte na massa $\pi^+ \pi^-$, onde um dos píons é negativo e o segundo é o pión positivo menos energético, por conta disso a massa deste par é chamada de

low. O segundo caso trata da observação da razão dos momentos dos píons com mesma carga, 2 e 3: se faz uma comparação entre as duas partículas de mesma carga e têm diferença entre essas frações muito próxima de 0, essas partículas são descartadas por se tratarem de clones. Clones representam situações em que são reconstruídos dois traços diferentes para a mesma partícula, fazendo com que ela seja duplicada.

Existe uma contaminação de $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ que, junto a um traço aleatório de pión, aparece no espectro de massa de três píons, acima da massa do $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$. Uma maneira de remover essa contribuição é através do corte aplicado ($m_{\pi\pi\pi} - m_{\pi\pi} - m_{\pi} > 14$), que é efetivo para remoção da contaminação do $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, associado a um pión aleatório. A Figura 4.2 mostra a distribuição da massa invariante dos candidatos de D^+ em 3 píons, após os cortes da Tabela 4.1, com o pico centrado na massa da partícula.

Desta seção em diante serão apresentados resultados de estudos que de fato foram feitos pelo autor. Por uma questão de completeza e coerência, é necessária a exibição dos resultados anteriores a este trabalho.

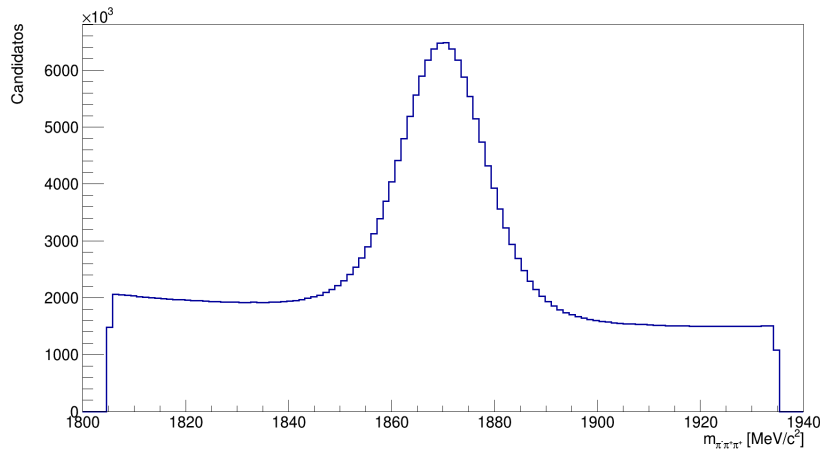


Figura 4.2: Espectro de massa do decaimento de $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ com pico em cerca de 1870 MeV/c^2 após os cortes de pré-seleção.

Tabela 4.1: Cortes aplicados ao $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$.

Variável	Corte
PIDK para os 3 píons	< 1
IPCHI2 do D	< 12
$m_{\pi\pi}(low)$	$> 508 \text{ MeV}/c^2$
$m_{\pi\pi}(low)$	$< 484 \text{ MeV}/c^2$
$m_{\pi\pi\pi} - m_{\pi\pi} - m_{\pi}$	$> 14 \text{ MeV}/c^2$
(p1,p2,p3)_ProbNNpi	> 0.3
(p1,p2,p3)_ProbNNK	< 0.2
$p_3PX/p_3PZ - p_2PX/p_2PZ$	$> 6 \times 10^{-5}$
$p_3PY/p_3PZ - p_2PY/p_2PZ$	$> 6 \times 10^{-5}$

4.2.1

Seleção usando TMVA

Mesmo após os cortes da Tabela 4.1, ainda há um nível alto de *background*, que pode vir de outros canais charmosos, mas principalmente de combinações aleatórias. Até então, os cortes que foram vistos na Tabela 4.1 são cortes do tipo retangulares. A pré-seleção foi uma espécie de limpeza inicial, pois a aplicação de cortes retangulares ainda é efetiva para o caso em que se tem um nível de *background* muito alto. No entanto, cortes retangulares passam a ser ineficientes quando aumentamos o rigor dos cortes, por conta disso passamos a usar a chamada análise multivariada, usando o *Toolkit for Multivariate Analysis* (TMVA) [53]. No nosso caso o objetivo é maximizar a significância estatística, escrita como:

$$\mathcal{S} = \frac{S}{\sqrt{S+B}} \quad (4-2)$$

onde \mathcal{S} = significância estatística, S = número de candidatos de sinal e B = número de candidatos de *background*.

A Figura 4.3 mostra um exemplo de cortes retangulares sendo aplicados em um conjunto de dados com *background* e sinal, de modo a dirimir os eventos de *background*. Como se pode ver, caso as variáveis discriminantes de separação entre sinal e *background* individualmente não tenham muita capacidade de discriminação, os cortes retangulares serão pouco eficientes.

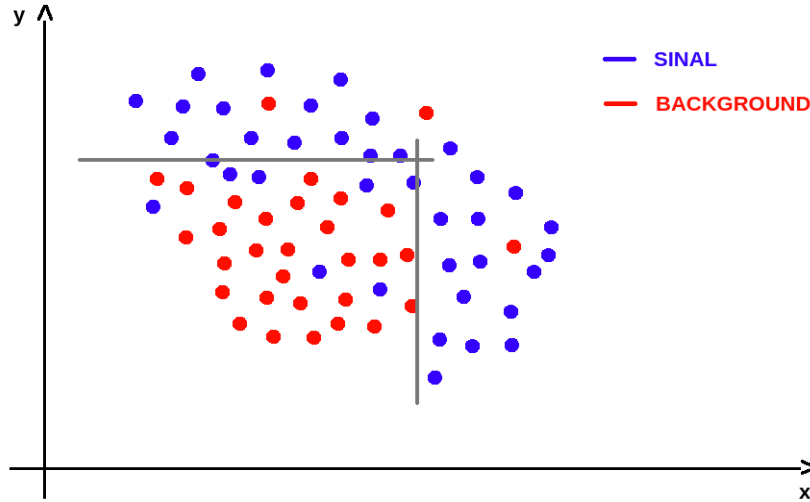


Figura 4.3: Ilustração de cortes retangulares em duas variáveis de corte.

A análise multivariada é um tipo de seleção que trata da aprendizagem de classificação, por parte do algoritmo, do que é sinal e o que é *background*. Portanto, com esse conhecimento, é possível a máquina treinar, avaliar e aplicar os cortes de forma mais eficiente que um humano.

Tipicamente, para treinarmos o algoritmo de forma que compreenda o que é *background* e o que é sinal, fornecemos amostras que representam nosso melhor entendimento de quais são suas características. Para o *background* este trabalho é simples, uma vez que fornecendo os eventos nas duas regiões laterais que estão fora da região central de massa, ou seja, $[1805, 1840] \text{ MeV}/c^2$ e $[1900, 1935] \text{ MeV}/c^2$, estamos separando apenas eventos de *background*; chamamos essas regiões de janelas laterais. Portanto, com esta amostra de *background*, o algoritmo infere como é o comportamento do *background* que está dentro da região de sinal $[1850, 1890] \text{ MeV}/c^2$. Para o caso do sinal, como não se tem apenas eventos de sinal na janela do meio, lançou-se mão da técnica de sPlot [54].

Para a construção do comportamento do sinal é feito um ajuste para uma pequena amostra dos dados no espectro de massa ($m_{\pi^-\pi^+\pi^+}$) após os cortes de pré-seleção. A partir deste ajuste, o sPlot associa um peso evento a evento para sinal e para *background*, segundo as características que vieram deste ajuste tal que, quando se projeta outra variável descorrelacionada utilizando este peso, sua distribuição implica em uma subtração do *background*. Ou seja, o sPlot tem o trabalho de pesar eventos e dar conta de separar as componentes, criando as duas variáveis que atribuem peso aos eventos, indicando se são de sinal ou não.

Dessa forma o algoritmo no passo seguinte aplica o treinamento anteriormente feito, na amostra que será analisada, gerando uma nova variável que será a principal para discriminação.

Existem métodos diferentes em análises multivariadas. Um método que é muito utilizado e serve aos propósitos deste trabalho é o Boosted Decision Tree (BDT), baseado em árvores de decisões. Essas árvores de decisões são estruturas binárias que decidem qual de dois caminhos seguir, até atingir o objetivo.

No caso deste trabalho o treinamento foi feito com 150 mil candidatos de $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$, com cerca de 42 mil desses eventos sendo sinal. Estes eventos foram descartados após o treinamento. A Figura 4.4 mostra a combinação das distribuições das variáveis usadas para o treino.

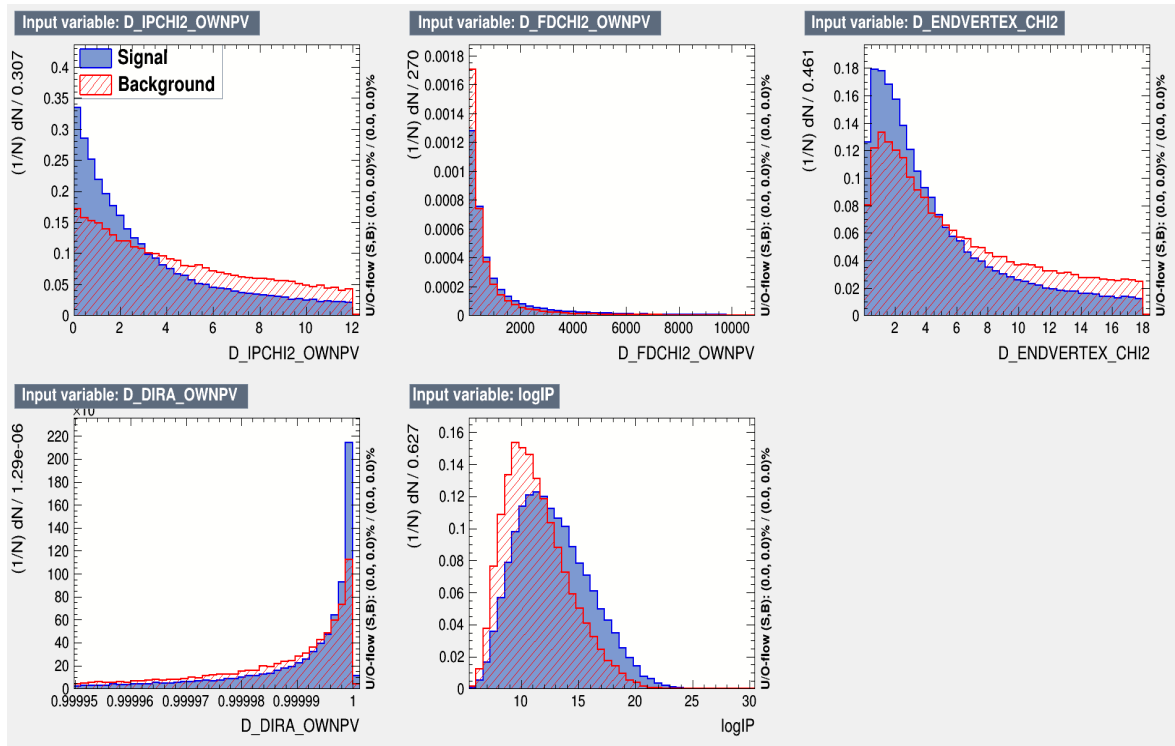


Figura 4.4: Conjunto de variáveis passadas ao TMVA que foram usadas para o treinamento.

Para verificar a maior eficiência do BDT com relação aos cortes retangulares (CUTS), avaliamos as curvas ROC (receiver operator characteristic) disponibilizadas pelo TMVA, ver Figura 4.5. Esta figura mostra a eficiência de sinal em relação a rejeição de *background*. Pode-se ver que existe uma melhora sensível quando se utiliza o BDT.

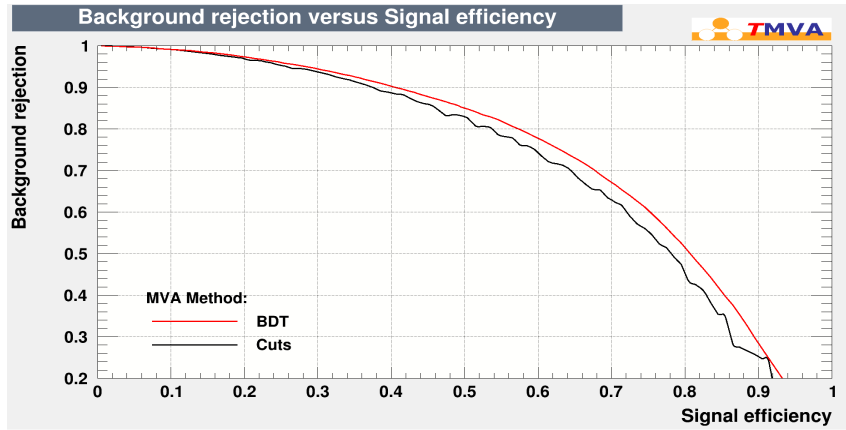


Figura 4.5: Curvas de comparações de eficiência entre cortes retangulares e o BDT. Quanto maior a área embaixo da curva melhor será o desempenho do método.

A Figura 4.6 mostra o gráfico de saída, eficiência e desempenho do *overtraining*¹ do BDT. Este método adiciona a variável discriminante *valBDT* aos arquivos de dados, que auxilia na escolha conveniente que favoreça a significância estatística. Feita a aplicação, a nova variável *valBDT* adicionada é a principal ferramenta para a separação de *background* e sinal.

Após adicionada esta variável, é feita um varredura da mesma e para cada valor desta varredura é calculada a significância; é escolhido o valor que a maximiza. Da Figura 4.7 com as distribuições de *valBDT* pela significância pode-se concluir que o melhor corte que rejeitará *background* e com maior significância estatística é $\text{valBDT} > -0.09$. Podemos ver finalmente a distribuição da massa invariante $\pi^-\pi^+\pi^+$ após todos os cortes na Figura 4.8. Percebe-se que houve uma considerável diminuição do nível de *background* em relação ao conjunto de dados inicial.

¹Ocorre quando o classificador possui muitos graus de liberdade por conta do número grande de parâmetros livres, e passa a aprender também as flutuações estatísticas nos dados.

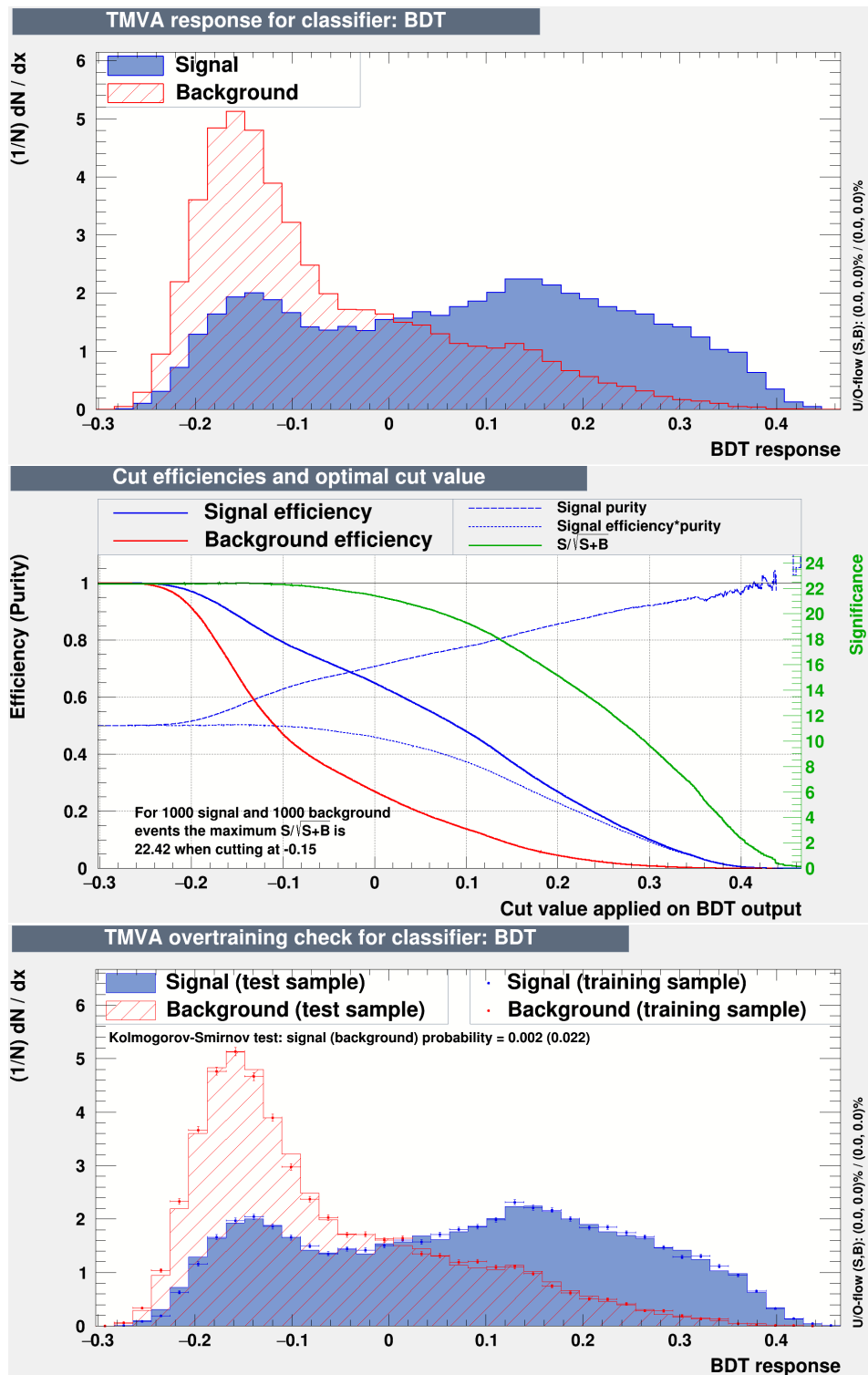


Figura 4.6: Saída (topo), eficiência (meio) e desempenho de overtraining (base) do método BDT.

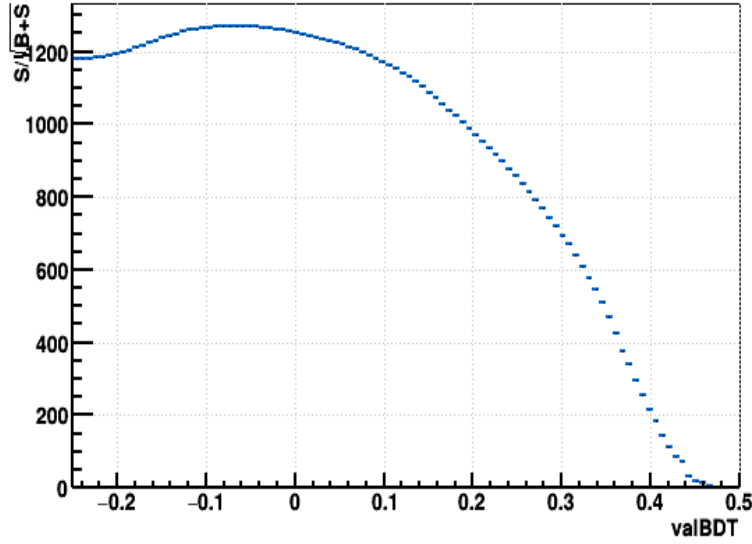


Figura 4.7: Significância estatística do corte em valBDT para $D \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$.

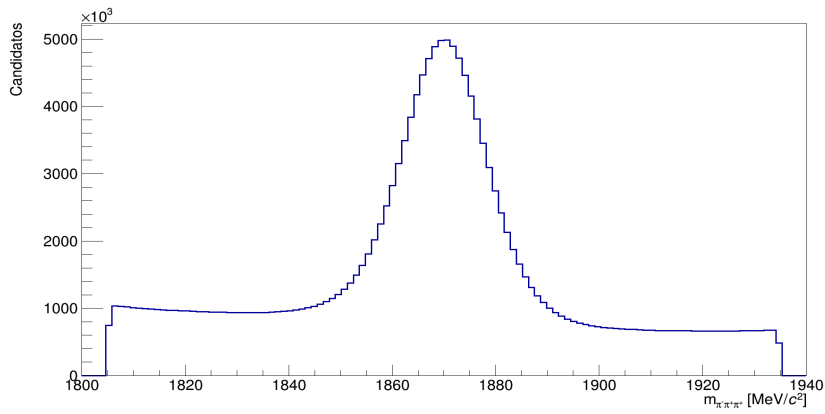


Figura 4.8: Espetro de massa do decaimento de $D^\pm \rightarrow \pi^\mp \pi^\pm \pi^\pm$ com o critério de seleção final, incluindo BDT.

4.2.2

Ajuste de massa e quantidade de eventos de sinal

Finalmente, pode-se aplicar o corte de valBDT em todos os arquivos de dados. Podemos então determinar a quantidade de eventos de sinal fazendo um ajuste ao espectro de massa. Para isso foi usado o pacote RooFit [55]. O ajuste foi feito utilizando duas *Crystal-Balls* [56] mais uma gaussiana para representar o sinal, e uma exponencial para o *background*. A função *Crystal Ball* (CB) consiste na união de uma função gaussiana com uma cauda exponencial parametrizada por μ , σ , n e α , sendo respectivamente o valor médio, a largura, expoente da lei de potência e o ponto de transição entre a gaussiana e a exponencial, como se pode ver na Equação 4-3.

$$CB(m_{\pi\pi\pi}, \mu, \sigma, n, \alpha) = N \begin{cases} \exp(-\frac{(m_{\pi\pi\pi}-\mu)^2}{2\sigma^2}), & -\alpha < \frac{m_{\pi\pi\pi}-\mu}{\sigma} \\ A(B - \frac{m_{\pi\pi\pi}-\mu}{\sigma})^{-n} & -\alpha \geq \frac{m_{\pi\pi\pi}-\mu}{\sigma} \end{cases}, \quad (4-3)$$

sendo

$$\begin{aligned} A &= \left(\frac{n}{|\alpha|}\right)^n \exp(-\frac{|\alpha|^2}{2}), \\ B &= \frac{n}{|\alpha|} - |\alpha|, \\ C &= \left(\frac{n}{|\alpha|}\right)^n \exp(-\frac{|\alpha|^2}{2}), \\ D &= \sqrt{\frac{\pi}{2}}(1 + \operatorname{erf}(\frac{|\alpha|^2}{\sqrt{2}})), \\ N &= \frac{1}{\sigma(C + D)}. \end{aligned} \quad (4-4)$$

onde N é um fator de normalização e erf é a função erro. Neste caso, os parâmetros das duas CB (a cauda de cada *Crystal-Ball* cobre laterais opostas da distribuição de massa) descrevendo as caudas foram fixados de ajustes prévios em amostras de simulação do *run I* [57]. Consideramos os valores médios das CB e da gaussiana como os mesmos e definimos as razões entre as larguras de cada CB e da gaussiana como σ_{CB_1}/σ_G e σ_{CB_2}/σ_G , que foram fixados segundo o ajuste da simulação do *run I*. A gaussiana é parametrizada por uma largura e valor médio, escrita como:

$$G(m_{\pi\pi\pi}|\mu, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp - \frac{1}{2} \left(\frac{m_{\pi\pi\pi} - \mu}{\sigma} \right)^2. \quad (4-5)$$

A parametrização total para o sinal é:

$$\mathcal{P}_{sig}(m_{\pi\pi\pi}) = f_G G(m_{\pi\pi\pi}) + f_{CB_1} CB_1(m_{\pi\pi\pi}) + (1 - f_G - f_{CB_1}) CB_2(m_{\pi\pi\pi}) \quad (4-6)$$

onde f_G , f_{CB_1} e $(1 - f_G - f_{CB_1})$ são as razões entre a gaussiana, CB_1 e CB_2 , respectivamente. O modelo para o ajuste completo, incluindo o *background* é:

$$\mathcal{P} = \mathcal{N}_{sig} \mathcal{P}_{sig} + \mathcal{N}_{bkg} \mathcal{P}_{bkg} \quad (4-7)$$

onde \mathcal{N}_{sig} e \mathcal{N}_{bkg} são os resultados dos números de candidatos de sinal e *background*, respectivamente, e \mathcal{P}_{bkg} é a exponencial que parametriza o *background*, que possui como único parâmetro ajustável λ , que é o coeficiente da exponencial.

Tabela 4.2: Parâmetros resultantes do ajuste do espectro de massa de $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ para amostra de 2018 *MagUP*.

Parâmetros	Valores
α_1	0.40 (fixo)
α_2	-2.26 (fixo)
σ_{CB_1}/σ_G	1.42 (fixo)
σ_{CB_2}/σ_G	1.1 (fixo)
f_{CB_1}	0.075 (fixo)
f_G	0.53 (fixo)
n_{CB_1}	35.6 (fixo)
n_{CB_2}	4.0 (fixo)
σ_G (MeV/ c^2)	6.95 ± 0.01
\mathcal{N}_{bkg}	12.87 ± 0.01 ($\times 10^6$)
\mathcal{N}_{sig}	15.23 ± 0.01 ($\times 10^6$)
μ (MeV/ c^2)	1870.26 ± 0.01
λ	-0.00380 ± 0.00001

Como neste caso estamos lidando com três σ diferentes, através da propagação de erro chegamos a um σ efetivo, σ_{eff} :

$$\sigma_{eff} = \sqrt{f_G \sigma_G^2 + f_{CB_1} \sigma_{CB_1}^2 + [1 - (f_G + f_{CB_1})] \sigma_{CB_2}^2} \quad (4-8)$$

A Figura 4.9 mostra o exemplo do ajuste feito para a subamostra de 2018, polaridades *Mag Up*. Os parâmetros obtidos no ajustes, bem com os parâmetros fixos, são mostrados na Tabela 4.2.

Pode-se ver nas Tabelas 4.3 e 4.4 os resultados dos ajustes no espectro total de massa para os anos de 2016, 2017 e 2018 separada por polaridade, após os cortes aplicados que foram descritos até aqui, em um intervalo de $2\sigma_{eff}$.

Tabela 4.3: Número de candidatos de sinal para $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ obtidos após o ajuste do espectro de massa para polaridade *MagDown*.

$D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$	MagDown ($\times 10^6$)	Região do sinal [MeV/ c^2]	σ_{eff} [MeV/ c^2]
2016	12.08 ± 0.49	[1851.3, 1888.2]	9.20
2017	13.15 ± 0.50	[1851.7, 1887.6]	8.95
2018	13.63 ± 0.51	[1852.1, 1887.9]	8.95

Tabela 4.4: Número de candidatos de sinal para $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ obtidos após o ajuste do espectro de massa para polaridade *MagUp*.

$D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$	MagUp ($\times 10^6$)	Região do sinal [MeV/ c^2]	σ_{eff} [MeV/ c^2]
2016	11.49 ± 0.48	[1851.6, 1888.4]	9.20
2017	12.75 ± 0.49	[1852, 1887.9]	8.96
2018	14.23 ± 0.52	[1852.3, 1888.1]	8.95

Após todos os cortes da Tabela 4.1 e o corte em valBDT, são procuradas regiões com alta assimetria de carga na amostra final, ver Figura 4.10. Essas assimetrias são induzidas por traços de baixo momento que são guiados pelo campo magnético para longe dos detectores. Para eliminar esta assimetria foi adicionado o corte fiducial, ver Tabela 4.5. O corte fiducial é aplicado na região cinemática acessível ao experimento como um todo, ou seja, composição de detector, processo de reconstrução das trajetórias, identificação das partículas e seleção. Este foi adicionado especificamente pois se trata de uma maneira de buscar a diminuição de assimetrias de detecção entre partícula e antipartícula, o que é especialmente importante para os propósitos de procura por violação de CP e estudos de sensibilidade. Seu efeito no número final de eventos é uma diminuição de cerca de 5%, se comparado com o valor anterior.

Através dos ajustes se pode verificar algumas propriedades importantes da amostra, como pureza e estatística de eventos na janela de sinal, definida dentro do intervalo [1851.8, 1888.1] MeV/ c^2 , dada pelo valor médio de $2\sigma_{eff}$. Na Tabela 4.6, são mostrados os valores de pureza e número de candidatos nessa região, para todas as amostras de 2016 a 2018. Esses valores são essenciais para o estudo de sensibilidade, que será explicado no próximo capítulo.

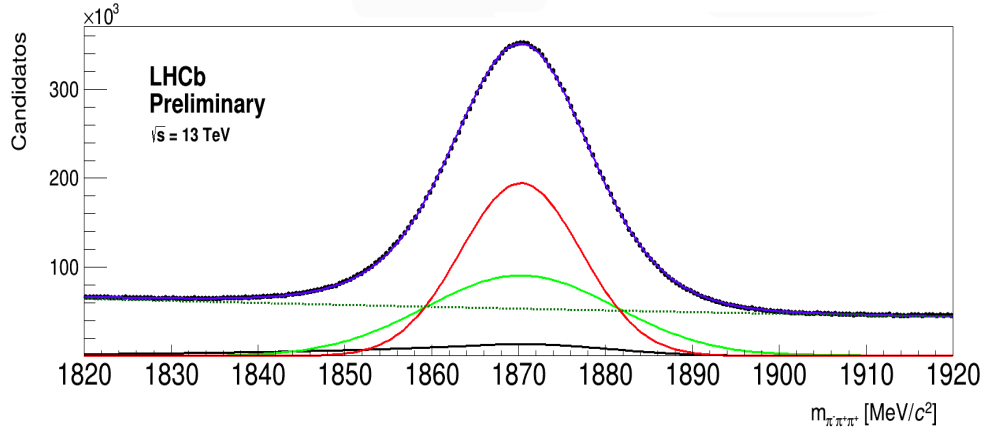


Figura 4.9: Ajuste de massa do $D^\pm \rightarrow \pi^\mp \pi^\pm \pi^\pm$ para a subamostra de 2018 de *MagUp*.

O Dalitz Plot dessa amostra pode ser visto na Figura 4.11. Vêem-se as principais estruturas ressonantes contribuindo ao decaimento $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$: $\rho(770)$ (e sua mistura com $\omega(782)$), $f_0(980)$, $\sigma(500)$ e ressonâncias de mais alta massa.

Tabela 4.5: Corte fiducial aplicado à amostra de $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$.

Variáveis
$p_{1,2,3_Z} > 3.57 \times p_{1,2,3_X} + 1000 \text{ MeV/c}$
$p_{1,2,3_Z} > 4.25 \times p_{1,2,3_Y} $

Tabela 4.6: Valor total da amostra de $D^\pm \rightarrow \pi^\mp \pi^\pm \pi^\pm$, onde a pureza é definida como a razão do número de eventos de sinal pelo total de sinal mais *background*.

	Pureza (%)	Nº de candidatos ($\times 10^6$)
D^+	75.21	36.30 ± 0.84
D^-	75.34	36.60 ± 0.84
$D^+ + D^-$	75.27	72.90 ± 1.19

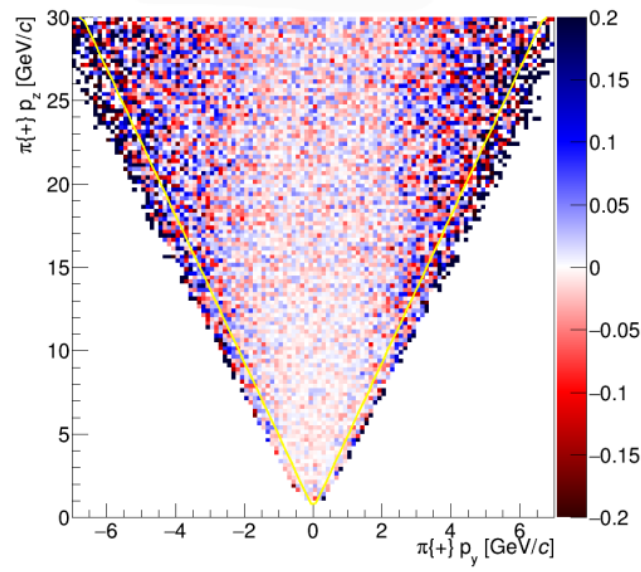


Figura 4.10: Região cinemática permitida aos momentos p_y e p_z das partículas 2 e 3.

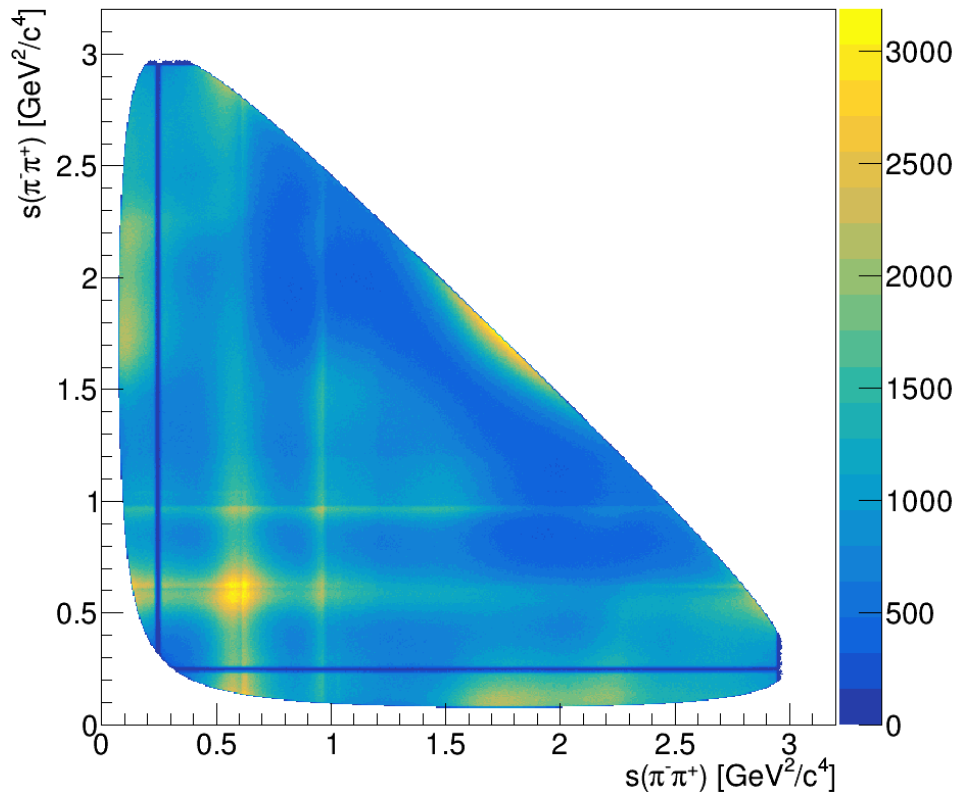


Figura 4.11: Dalitz Plot do canal $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$.

4.2.3

Seleção do canal $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$

Nesta seção serão apresentados os resultados dos estudos de seleção do canal $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ de forma breve. Apesar de não terem sido feitos no escopo deste trabalho, é necessário seu conhecimento uma vez que esses resultados serão usados no capítulo seguinte.

As Tabelas 4.7 e 4.8 mostram os cortes aplicados em $D^\pm \rightarrow K^\mp K^\pm \pi^\pm$. Após os cortes, se pode ver a diminuição do *background* na Figura 4.12, após aqueles de *trigger* e Turbo comuns ao canal $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$. A partir deste espectro de massa limpo, fez-se a separação de quantidade de eventos de acordo com a carga. Para D^+ obtiveram-se aproximadamente 108 milhões de eventos e para D^- cerca de 108.7 milhões de eventos, com respectivamente 94.89% e 94.92% de pureza. Esses valores são usados na geração de pseudoexperimentos via método de Monte Carlo, apresentados no capítulo seguinte. O Dalitz Plot deste canal pode ser visto na Figura 4.13.

Tabela 4.7: Cortes aplicados em $D^\pm \rightarrow K^\mp K^\pm \pi^\pm$.

Variável	Corte
(p1,p2,p3)_ProbNNpi	> 0.3
(p1,p2,p3)_ProbNNK	> 0.3
IPCHI2	< 8
isMuon	$== 0$
$ m_{Kp\pi} - 2288 \text{ MeV}/c^2 $	$> 13 \text{ MeV}/c^2$
$m_{K^- K^+}$	$< 1.85 \text{ GeV}/c^2$

Tabela 4.8: Corte fiducial aplicado em $D^\pm \rightarrow K^\mp K^\pm \pi^\pm$.

Variáveis
$p_{1,2Z} > 3.57 \times p_{1,2X} + 1000 \text{ MeV}/c$
$p_{3Z} > 3.57 \times p_{3X} $
$p_{1,2Z} > 4000 \text{ MeV}/c$
$p_{1,2,3Z} > 4.25 \times p_{1,2,3Y} $

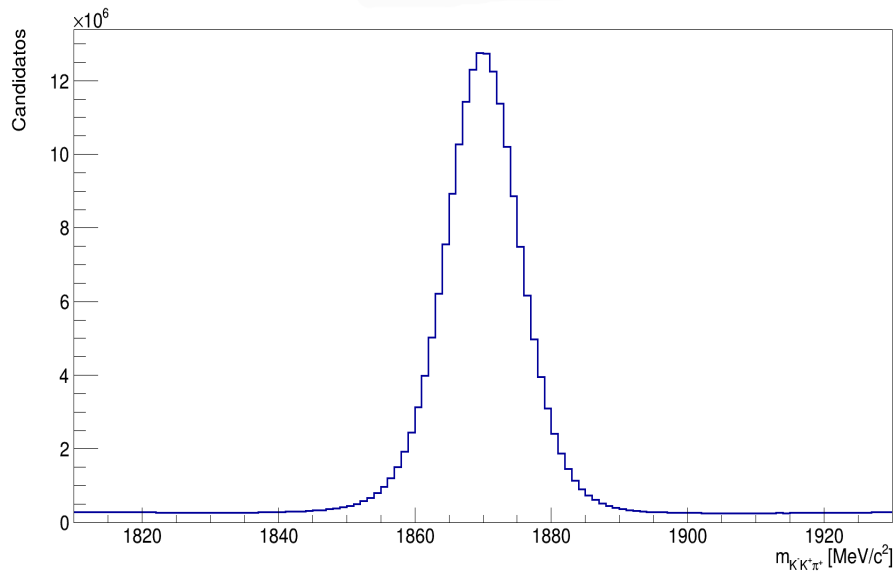


Figura 4.12: Espectro de massa do decaimento de $D^\pm \rightarrow K^\mp K^\pm \pi^\pm$ após todos os cortes aplicados.

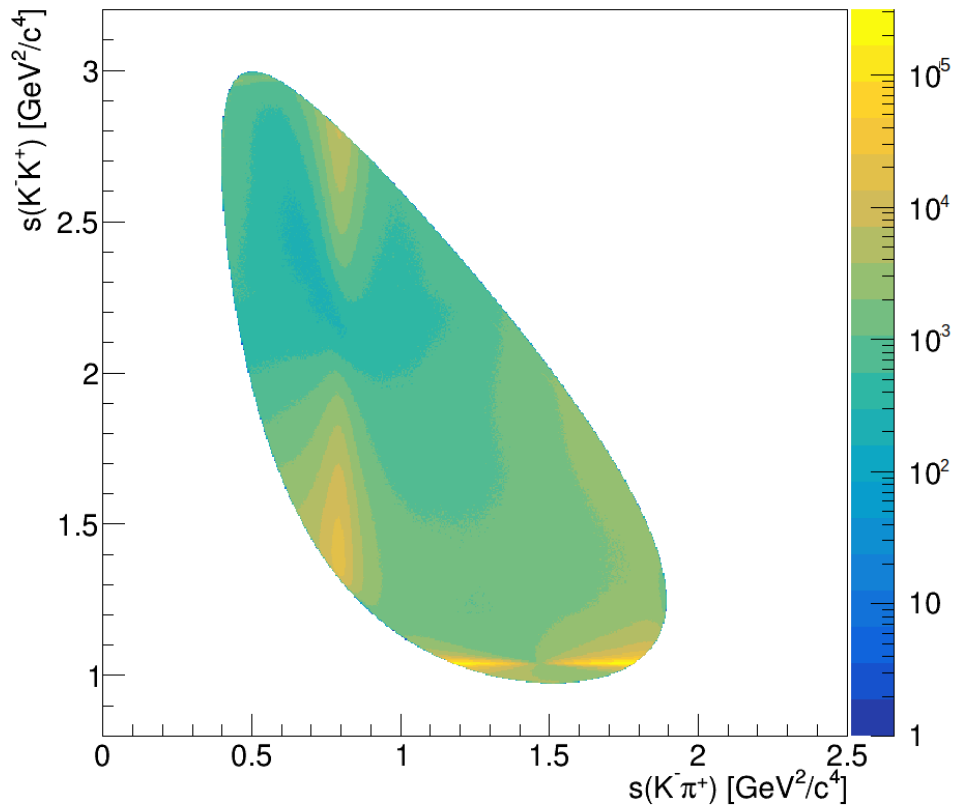


Figura 4.13: Dalitz Plot do canal $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ em escala logarítmica no eixo Z .

5

Estudos de sensibilidade para Violação de CP

Neste capítulo veremos a utilização do Dalitz Plot para a sondagem de evidência de violação de CP. A técnica utilizada representa um mapeamento de efeitos locais de assimetria de carga. Como já foi dito, a VCP pode ser observada através da diferença na taxa de decaimento de uma partícula com relação a sua antipartícula e, por intermédio da comparação do Dalitz Plot delas, se pode verificar uma eventual diferença na dinâmica dos dois decaimentos. Para isso, se analisa a significância da diferença entre os Dalitz Plot divididos em pequenos pedaços, chamados de bins. Esse método é conhecido como análise de anisotropia no Dalitz Plot ou *Mirandizing* [6].

Para a identificação de padrões de assimetrias, foram feitos testes de sensibilidade à sinais de VCP. Estes testes foram feitos com o auxílio de simulações que buscam reproduzir ao máximo possível os eventos reais. Dado o número de eventos e pureza que temos, foram testados cenários com introdução de diferença de fase e magnitude relativa entre as amplitudes quânticas, de forma a identificar em quais situações poderíamos observar VCP, para os canais de interesse. Estas magnitudes e fases são aquelas do modelo isobárico visto no capítulo 2 na Eq.2-30. Os parâmetros a_i e δ_i são, respectivamente, as magnitudes e fases para as diferentes contribuições ressonantes, obtidos através do ajuste ao Dalitz Plot. Eles são diretamente repassados aos códigos geradores de pseudoexperimentos.

5.1

Anisotropia no Dalitz Plot: *Mirandizing*

A violação de CP, para decaimentos em dois corpos, como estes não possuem espaço de fase, tem como único observável o número total de eventos. Com este número total de eventos, para partícula e antipartícula, a medida que se pode fazer é da variável de assimetria de CP, vista no capítulo 2 na Eq 2-20. No entanto, para decaimentos em três corpos, vimos que a dinâmica do decaimento está dada pela distribuição de eventos no Dalitz Plot. Esta dinâmica é dominada por estados ressonantes que interferem entre si, o que envolve fases, tornando este ambiente rico para busca de VCP através de assimetrias que variam ao longo do Dalitz Plot. A idéia chave deste método

é procurar por assimetrias de carga locais a partir da comparação dos Dalitz Plot de partícula e antipartícula. A estratégia básica é dividir o Dalitz Plot do D^+ e do D^- em bins, e para cada bin se calcula a significância S_{CP} , escrita como [6]:

$$S_{CP}^i = \frac{N^i(D^+) - \alpha N^i(D^-)}{\sqrt{\alpha(N^i(D^+) - N^i(D^-))}}, \quad \alpha = \frac{N_{tot}(D^+)}{N_{tot}(D^-)} \quad (5-1)$$

onde N^i é o número de eventos em um dado bin i e α a razão entre o número total de eventos de D^+ e D^- , e N_{tot} a soma dos eventos em todos os bins. O fator α busca remover qualquer assimetria global, como de detecção e produção, admitindo que elas não dependem do espaço de fase. Uma vez corrigido por α , caso não existam assimetrias de carga locais, as superfícies comparadas serão diferentes apenas devido a flutuações estatísticas, e a distribuição do S_{CP} é esperada ser Gaussiana centrada em 0 e com largura 1. Portanto, um desvio nesse comportamento é indício de VCP. A principal vantagem deste método é que assimetrias locais são mais sensíveis à VCP que aquela integrada no Dalitz Plot.

A comparação entre os Dalitz Plot de D^+ e D^- é complementada com um teste de χ^2 , onde definimos $\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_{bins}} (S_{CP}^i)^2$, e usando o número de graus de liberdade, definido como $NDOF = N_{bins} - 1$ (apenas bins com no mínimo 20 eventos são considerados) para calcularmos o valor-P (para entender mais sobre essa ferramenta estatística leia o Apêndice: o valor-P [7]). O valor-P que resulta desse teste é definido como a probabilidade de obter, para um determinado número de graus de liberdade e sob a suposição de não ter VCP (hipótese nula), um χ^2 tão alto quanto o observado [58]. Neste caso o valor-P mede o grau de confiança que temos de que os dois Dalitz Plot sejam estatisticamente compatíveis ou não. Para os propósitos deste trabalho, consideramos sinal de VCP apenas valores-P $< 3 \times 10^{-7}$, que corresponde a um efeito com mais de 5 desvios-padrão da hipótese nula.

Para aplicação do método Mirandizing, foram usados três tipos de binagem diferentes: uniforme, adaptativa e motivada pela física. A binagem uniforme é construída com bins de mesmo tamanho. A segunda possui tamanhos diferentes de bins, mas com a mesma população. A última foi desenhada usando o conhecimento prévio das principais estruturas ressonantes de cada decaimento. As Figuras 5.1 e 5.2 mostram exemplos dos três tipos de binagem e como elas mapeiam o Dalitz Plot, para cerca de 22-25 bins preenchidos; em um segundo momento são testados cenários com maior número de bins.

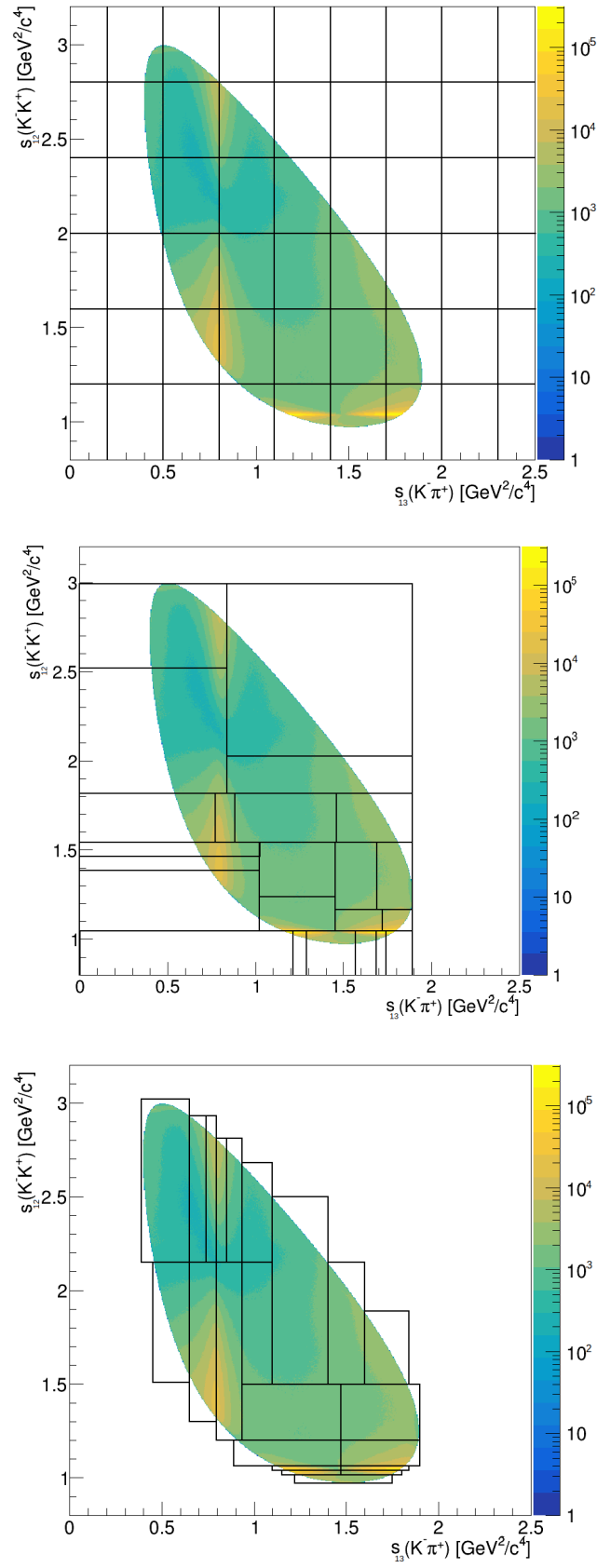


Figura 5.1: Visualização dos três tipos de binagens para $D^+ \rightarrow K-K^+\pi^+$: regular (topo), adaptativa (meio) e física (base).

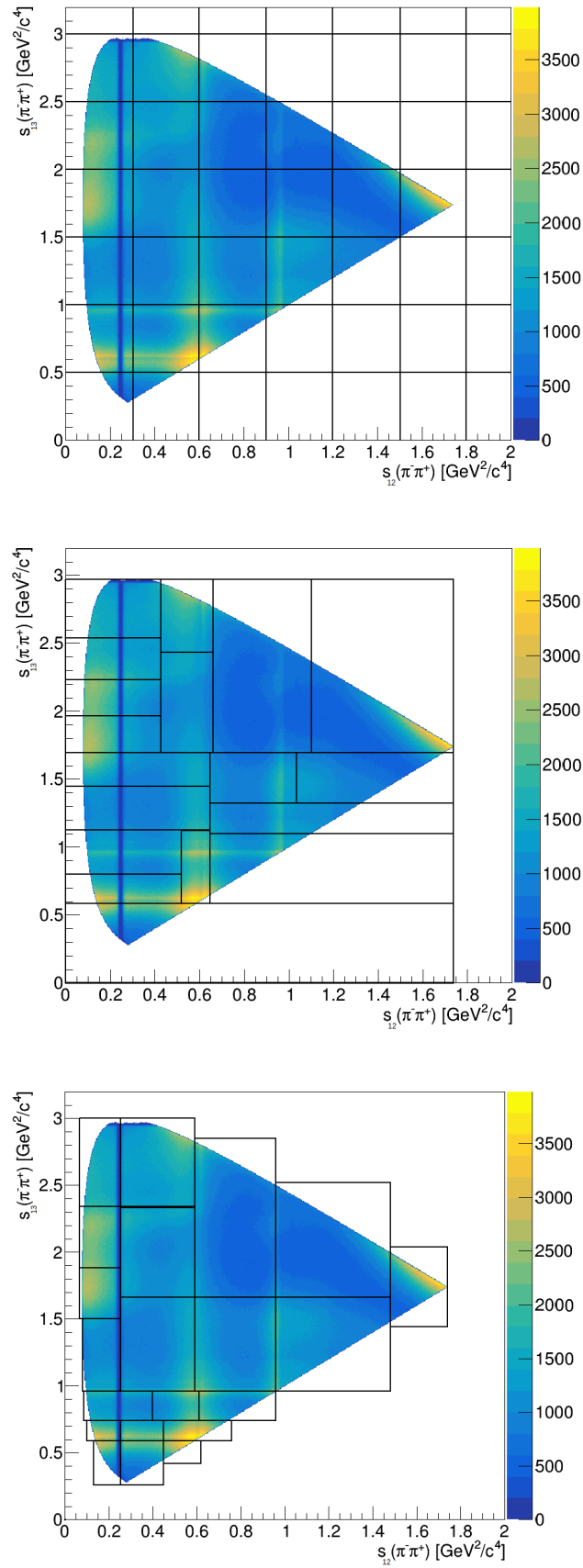


Figura 5.2: Visualização dos três tipos de binagens para $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$: regular (topo), adaptativa (meio) e física (base).

5.2

Estratégia para os pseudoexperimentos

Nosso objetivo é, uma vez que já conhecemos a quantidade de eventos de sinal e *background* para $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ e $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ (ver as Tabelas 5.1 e 5.2), fazer pseudoexperimentos simulando a distribuição desses decaimentos no Dalitz Plot, incluindo efeitos de eficiência do sinal e *background*. A idéia principal por trás das simulações é que possamos gerar amostras de D^+ com os modelos de sinal que são indicados nas próximas seções, (aqueles obtidos dos ajustes de modelo isobárico) através de suas amplitudes e fases, e amostras de D^- com pequenas alterações nessas fases e amplitudes, e identificar a que nível de diferença de fase ou amplitude estaríamos sensíveis à violação de CP .

Tabela 5.1: Características da amostra de $D^\pm \rightarrow \pi^\mp \pi^\pm \pi^\pm$. Esses são os valores usados nas simulações.

	Pureza (%)	Amostra (milhões)	α
D^+	75.21	36.3	0.992
D^-	75.34	36.6	
$D^+ + D^-$	75.27	73	

Tabela 5.2: Características da amostra de $D^\pm \rightarrow K^\mp K^\pm \pi^\pm$.

	Pureza (%)	Amostra (milhões)	α
D^+	94.89	108	0.993
D^-	94.92	108.7	

Todas as simulações foram feitas com o GOOFIT, um pacote de *software* capaz de gerar e fazer ajustes no Dalitz Plot baseado em GPU (ou processamento paralelo), que realiza os ajustes de forma mais rápida.

5.3

Sensibilidade de VCP para o canal $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$

Os pseudoexperimentos para $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ foram gerados utilizando o modelo obtido pelo experimento CLEO-c [59] da análise de amplitudes para este canal. A Tabela 5.3 mostra os valores de amplitude e fase para as diferentes ressonâncias do modelo. Foram consideradas as diferentes convenções de normalização e fase entre CLEO-c e GOOFIT. Em todos os casos, os pseudoexperimentos gerados para D^+ usaram os valores da tabela, enquanto para D^- fase ou amplitude foram modificadas, um sub-canal por vez.

Tabela 5.3: Valores de amplitude e fase usados para $D^\pm \rightarrow K^\mp K^\pm \pi^\mp$. Os valores que são passados para o gerador são aqueles do modelo do CLEO-c.

Sub-canal	Amplitude(a)	Fase relativa(δ)($^\circ$)
$K^*(892)^0 K^+$	1	180
$K_0^*(1430)^0 K^+$	4.760	70
$\phi(1020) \pi^+$	1.203	-163
$a_0(1450)^0 \pi^+$	1.551	116
$\kappa(800) K^+$	1.650	-87
$\phi(1680) \pi^+$	1.886	-112
$K_2^*(1430)^0 K^+$	6.829	171

5.3.1

Eficiência e modelo de background

Para reproduzir o conjunto de dados, foram feitas simulações com mesma estatística das amostras, ver Tabela 5.2. A eficiência ao longo do Dalitz Plot deveria ser obtida via simulação completa do LHCb para este decaimento. À época deste trabalho, só tínhamos essas simulações para o *run* I, portanto foi incluído o mapa de eficiência do *run* I como primeira aproximação para a eficiência do *run* II, ver Figura 5.4.

O modelo de *background* foi gerado através da inspeção das bandas laterais do sinal do decaimento, usando os dados de 2016 - 2018 (MagUp + MagDown), após todos os cortes. O *background* foi extraído dos dados com janelas de 1810 - 1830 e 1910 - 1930 MeV/c^2 . A distribuição do Dalitz Plot foi dividida por uma distribuição constante com intuito de compensar efeitos de borda. É feita uma interpolação Spline (usando LauCubicSpline que é um objeto do pacote Laura++ [60]) para suavizar o histograma que será fornecido como base para o gerador, veja Figura 5.3. Uma vez que se tem a representação para sinal, *background* e eficiência, se pode gerar uma amostra com razoável equivalência aos dados reais. Pode-se comparar o Dalitz Plot da amostra real de $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ com as amostras geradas, Figura 5.5, e se verifica de fato uma boa concordância qualitativa entre eles.

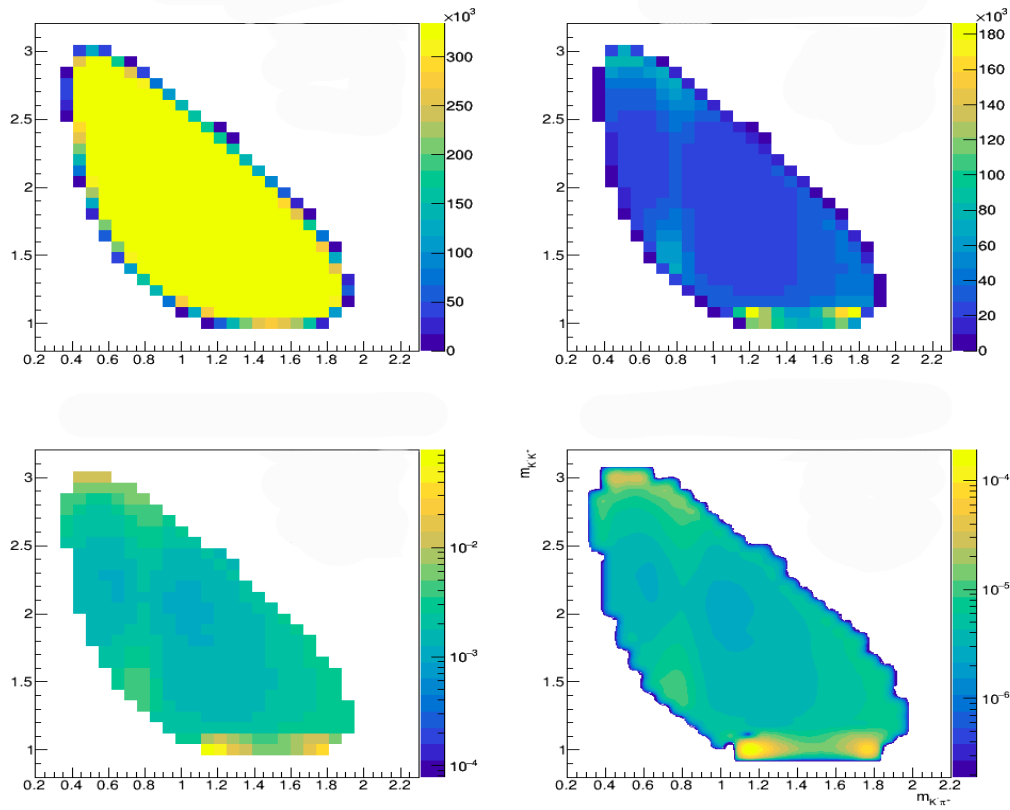


Figura 5.3: No canto superior esquerdo pode-se ver o Dalitz Plot gerado uniformemente. No canto superior direito está o Dalitz Plot para o *background*, obtido das janelas laterais de massa. No canto inferior esquerdo se vê a razão entre o Dalitz Plot do *background* dividido pela distribuição uniforme. Por último, pode-se ver o Dalitz Plot suavizado pelo método Spline.

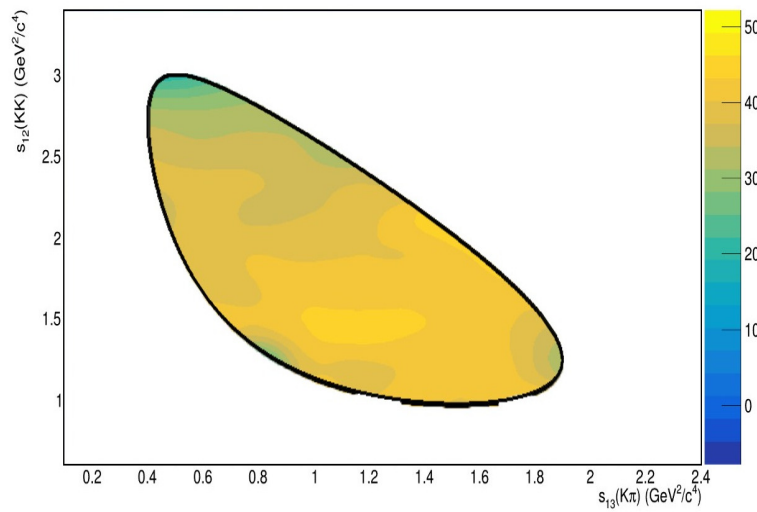


Figura 5.4: Dalitz Plot suavizado de eficiência para $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ usado na geração dos pseudoexperimentos.

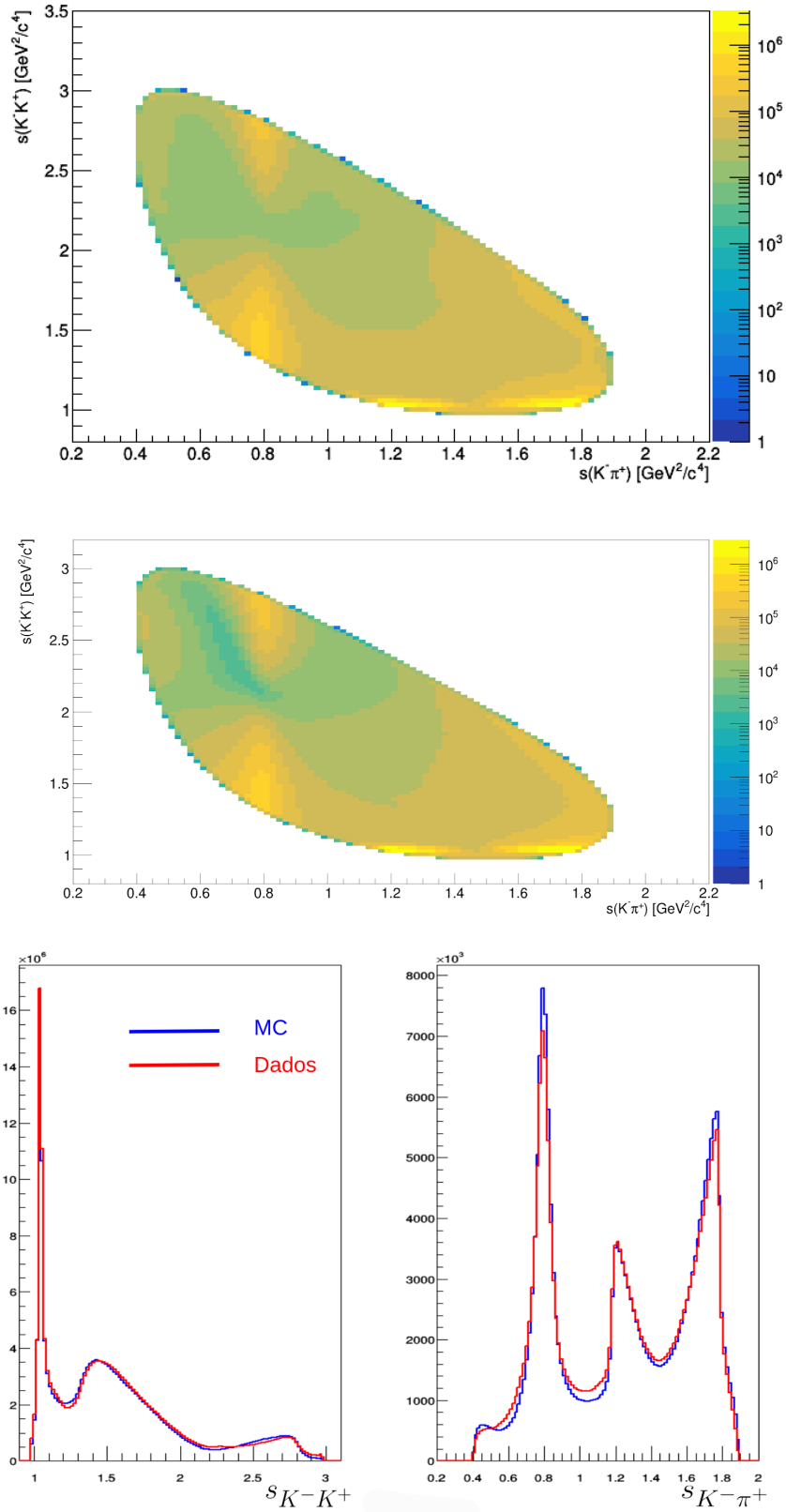


Figura 5.5: Comparação do Dalitz Plot do decaimento $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$: dados (topo), simulação (meio) e comparação entre as distribuições da projeção $s_{K^- K^+}$ e $s_{K^- \pi^+}$ simulados com os dados (base).

5.3.2

Testes de Hipótese Nula

Primeiramente, vamos estudar a hipótese nula, aplicando o método *Mirandizing* em pseudoexperimentos onde não foram introduzidos efeitos de VCP. Para este estudo, foram gerados 200 pseudoexperimentos para $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ e 200 para $D^- \rightarrow K^+ K^- \pi^-$, usando exatamente o mesmo modelo, ou seja, mesmas fases e amplitudes, avaliadas em um Dalitz Plot com 25 bins preenchidos distribuídos uniformemente.

No primeiro caso, são consideradas apenas as diferentes quantidades de eventos para a geração de D^+ e D^- , a pureza foi usada igual a 100% para partícula e antipartícula. Por meio deste teste sem assimetria, é possível verificar como se distribuem os valores-P e observar a existência de vieses. A Figura 5.6 mostra a distribuição de valores-P sendo uniforme, como esperado, o que mostra a não existência de viés.

Em um segundo momento, são consideradas as diferenças de pureza, como visto na Tabela 5.2. Neste caso, como existe *background*, o fator α também o afeta, enquanto na verdade o objetivo deste fator é fazer correções apenas em assimetrias de carga que vem do sinal. Consequentemente, fazendo a correção em todos os eventos (tanto sinal quanto *background*) é esperado e conhecido que estatisticamente isto pode gerar distorções nos valores-P, que dependem do nível de *background* e também do tamanho da amostra. A Figura 5.6 mostra o viés criado a partir desta diferença de pureza, este estudo mostra que mais de 70% dos pseudoexperimentos possuem valor-P menor que 0,5. Podemos concluir que a distorção é causada pela diferença de pureza e que isto é coerente com o fato de estarmos introduzindo assimetria de sinal, o que consequentemente resultaria em diferenças nos Dalitz Plot, que se manifesta em valores menores de valor-P.

Como se pode ver, de fato existe o viés e este efeito não pode ser desconsiderado. No entanto, ainda que este efeito possa acontecer fazendo com que 3% dos pseudoexperimentos gerados indiquem sensibilidade ao nível de 3σ , nenhum deles indica falsa VCP ao nível de 5σ . Mesmo assim, isto mostra uma limitação deste método para essa estatística e outras estratégias estão sendo estudadas, como o uso de sPlot.

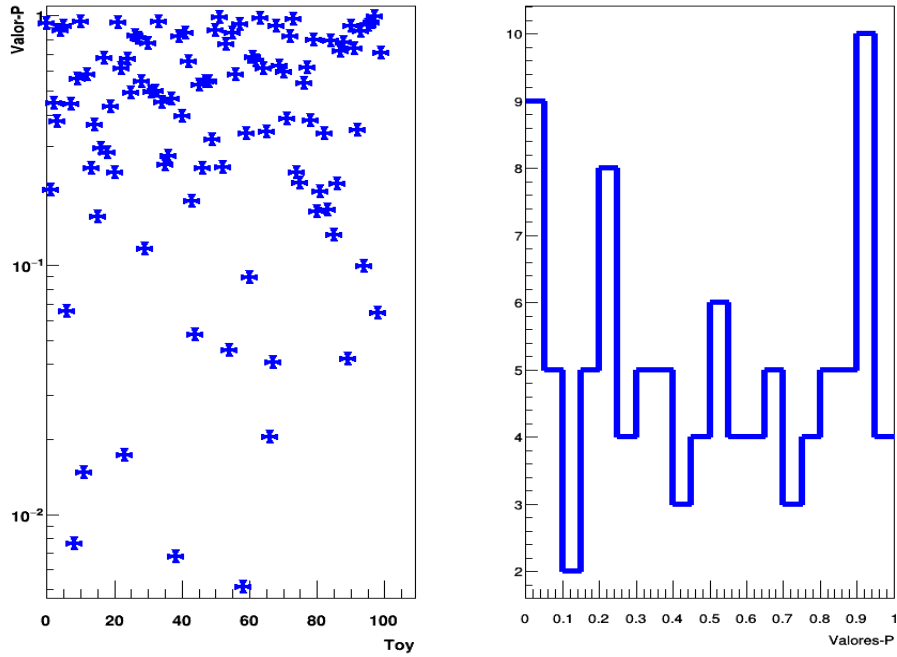


Figura 5.6: Distribuição de valores-P para o caso de purezas iguais, pode ser vista à direita do leitor, para partícula e antipartícula, a distribuição se torna uniforme neste caso. À esquerda se vê a ordem de grandeza dos valores-P para cada par de toy.

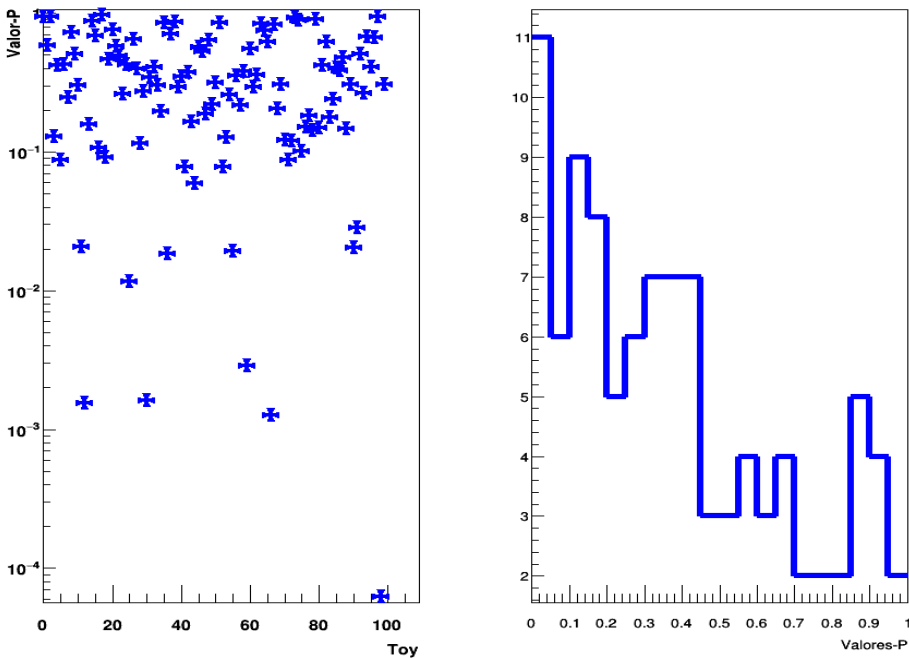


Figura 5.7: Distribuição de valores-P para o caso de purezas diferentes, pode ser vista à direita do leitor, para partícula e antipartícula, existe uma clara tendência a valores pequenos. À esquerda se vê a ordem de grandeza dos valores-P para cada par de toy.

5.3.3

Primeiro Rastreamento

Como dito anteriormente, os testes de sensibilidade buscam fazer uma espécie de prognóstico da possibilidade de observação de violação de CP na estatística que temos. As assimetrias que podem gerar VCP foram introduzidas de 3 formas: através de uma diferença de fase, diferença de magnitude relativa, ou ambas (caso mais realista).

O que se quer observar é para qual valor de diferença de fase e magnitude seríamos sensíveis. Para isso, foi feito um rastreamento de qual seria o valor mínimo introduzido, seja de fase ou magnitude, que indicaria possibilidade de sensibilidade. As diferenças, sejam de magnitude ou fase, foram introduzidas nos sub-canais com maior participação no decaimento, segundo a análise do CLEO-c: $\phi(1020)\pi^+$, $K^*(892)K^+$ e $K_0^*(1430)K^+$.

Os primeiros testes foram feitos com apenas 1 pseudoexperimento para partícula e 1 para antipartícula, para cada configuração. As Tabelas 5.4, 5.5 e 5.6 mostram os valores testados e seus correspondentes valores-P. Neste primeiro caso, os Dalitz Plots possuem 22, 23 e 25 bins preenchidos para as binagens física, adaptativa e uniforme, respectivamente. Escrevemos a diferença de fase ($\Delta\delta$) como $\delta_- - \delta_+$, e a diferença de magnitude relativa como $\frac{a_- - a_+}{a_+} \times 100$. Considerando o valor-P mínimo necessário para identificar sinal de VCP como 3×10^{-7} , foram estudadas as configurações que fornecessem esse limite superior. Os resultados sugerem que, casos sejam cenários como 0.2% de diferença de magnitude para $\phi(1020)\pi^+$ e $K^*(892)K^+$, e 0.3° de diferença de fase, também para esses dois sub-canais, além de 0.12° e 0.12% (ver seção 2.5.2) para $K^*(892)K^+$, existe uma boa expectativa de estarmos sensíveis a VCP. Vale lembrar que o Modelo Padrão prevê assimetrias devido à CPV da ordem de 10^{-3} . As Figuras 5.8 - 5.10 mostram o resultado do S_{CP} em uma escala colorida (eixo Z), quanto menor o valor de S_{CP} maior a predominância da cor vermelha, logo, maior a quantidade de D^- em relação ao D^+ naquele bin. Nestas figuras também se pode ver o ajuste gaussiano do resultado do S_{CP} dos bins dos Dalitz Plots, cada ponto representa o aglomerado de alguns bins distribuídos numa escala 5 a -5 (eixo X), onde esperamos uma gaussiana centrada em 0 e com largura 1 para o caso sem VCP. Caso a distribuição não seja compatível com este comportamento temos uma idéia de um possível desvio por efeito de assimetria.

Após este estudo preliminar, foram gerados 100 pseudoexperimentos para D^+ e 100 para D^- , para cada configuração que tenha revelado este limite mínimo de valor-P de aproximadamente 3×10^{-7} . Este estudo com 100 pares busca fazer uma avaliação mais precisa dos valores-P.

Tabela 5.4: Valores testados de diferença de magnitude relativa para cada tipo de binagem, e seus valores-P.

Dif. Mag. Rel (%)	Valores-P		
	Uniforme	Adaptativa	Física
0.1 em $\phi(1020)\pi^+$	2.6×10^{-6}	1.1×10^{-6}	2.8×10^{-7}
0.2 em $\phi(1020)\pi^+$	5.0×10^{-18}	1.6×10^{-21}	4.4×10^{-21}
0.1 em $K^*(892)K^+$	1.0×10^{-3}	1.0×10^{-2}	1.3×10^{-3}
0.2 em $K^*(892)K^+$	3.9×10^{-12}	5.8×10^{-11}	1.3×10^{-15}
0.2 em $K_0^*(1430)K^+$	6.5×10^{-6}	1.8×10^{-4}	1.3×10^{-6}
0.3 em $K_0^*(1430)K^+$	1.9×10^{-16}	1.8×10^{-18}	3.8×10^{-22}

Tabela 5.5: Valores testados de diferença de fase para cada tipo de binagem, e seus valores-P.

$\Delta\delta(^{\circ})$	Valores-P		
	Uniforme	Adaptativa	Física
0.2 em $\phi(1020)\pi^+$	1.0×10^{-4}	2.0×10^{-10}	2.2×10^{-15}
0.3 em $\phi(1020)\pi^+$	4.4×10^{-9}	1.4×10^{-20}	2.9×10^{-22}
0.2 em $K^*(892)K^+$	6.2×10^{-6}	2.1×10^{-5}	2.8×10^{-8}
0.3 em $K^*(892)K^+$	1.1×10^{-27}	5.4×10^{-16}	1.4×10^{-24}
0.2 em $K_0^*(1430)K^+$	3.1×10^{-4}	6.2×10^{-3}	1.1×10^{-4}
0.3 em $K_0^*(1430)K^+$	1.7×10^{-14}	1.4×10^{-8}	5.7×10^{-12}

Tabela 5.6: Valores testados de diferença de fase e magnitude relativa para cada tipo de binagem, e seus valores-P.

$K^*(892)K^+$	Valores-P		
	Uniforme	Adaptativa	Física
0.04° e 0.04%	1.3×10^{-6}	7.1×10^{-5}	1.0×10^{-8}
0.12° e 0.12%	1.2×10^{-11}	2.6×10^{-14}	1.5×10^{-17}

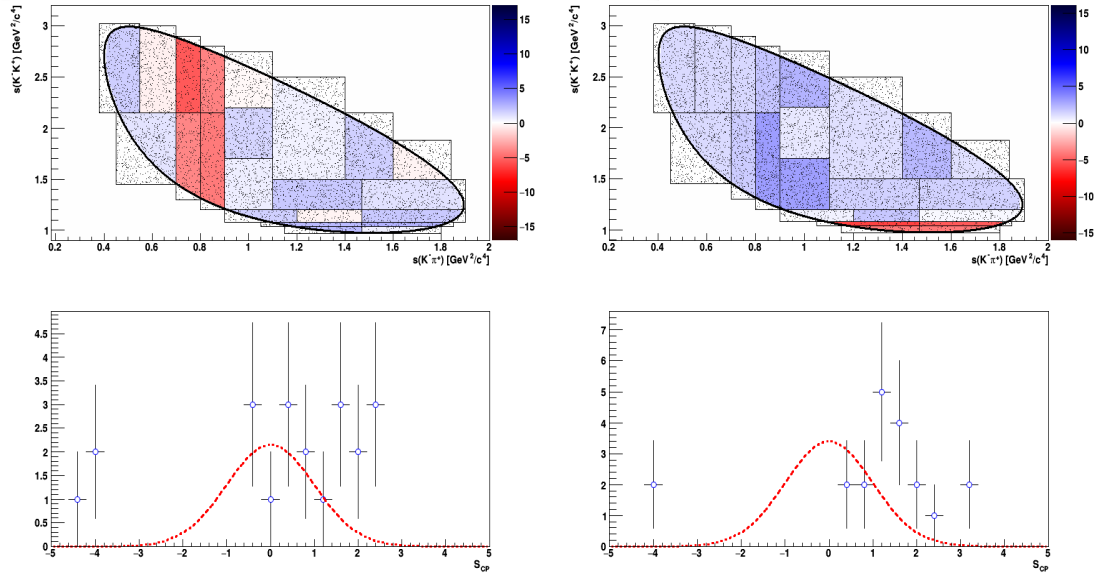


Figura 5.8: Exemplo do resultado de *Mirandizing* de simulações geradas com magnitude relativa de 0.2% para $K^*(892)K^+$ (à esquerda) $\phi(1020)\pi^+$ (à direita) usando a binagem motivada pela física. O gráfico de cima é a distribuição dos S_{CP} ao longo do Dalitz Plot, o de baixo é o correspondente unidimensional com o ajuste gaussiano.

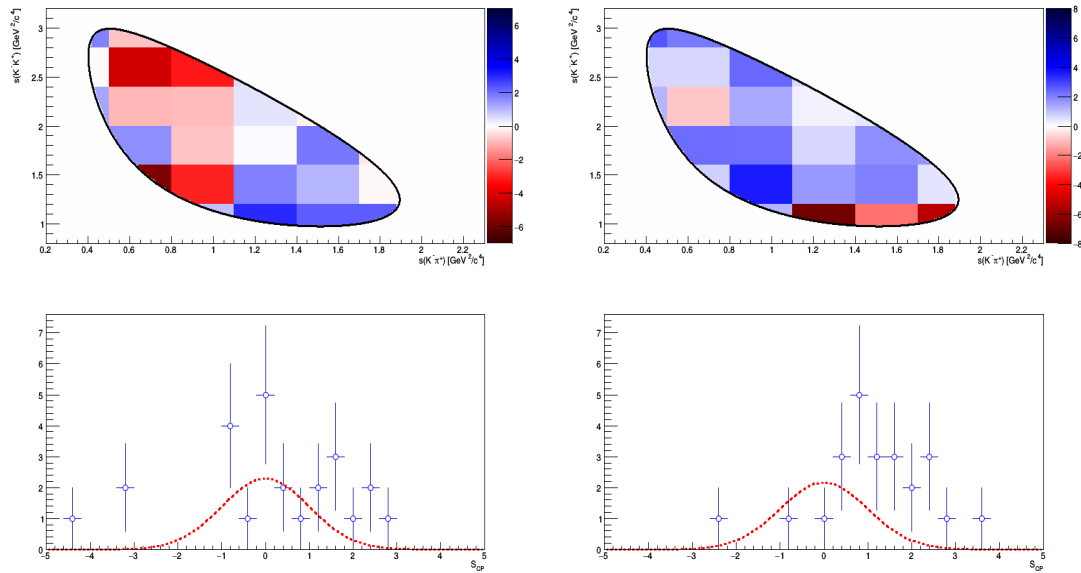


Figura 5.9: Exemplo do resultado de *Mirandizing* de simulações geradas com magnitude relativa de 0.2% para $K^*(892)K^+$ (à esquerda) $\phi(1020)\pi^+$ (à direita) usando a binagem uniforme. O gráfico de cima é a distribuição dos S_{CP} ao longo do Dalitz Plot, o de baixo é o correspondente unidimensional com o ajuste gaussiano.

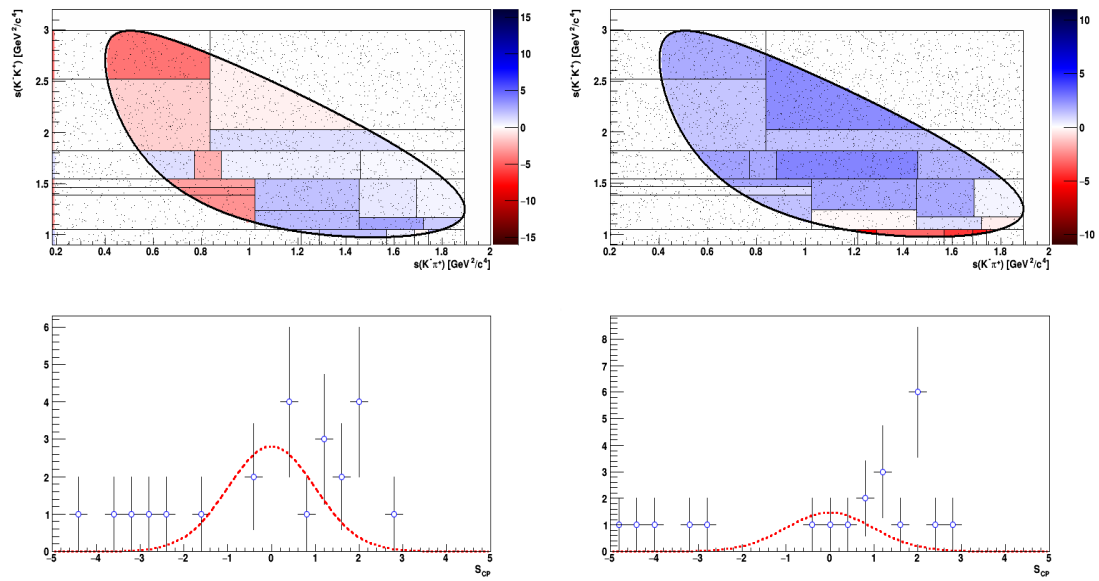


Figura 5.10: Exemplo do resultado de *Mirandizing* de simulações geradas com magnitude relativa de 0.2% para $K^*(892)K^+$ (à esquerda) $\phi(1020)\pi^+$ (à direita) usando a binagem adaptativa. O gráfico de cima é a distribuição dos S_{CP} ao longo do Dalitz Plot, o de baixo é o correspondente unidimensional com o ajuste gaussiano.

5.3.4

Resultados para o canal $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$

Após o rastreamento inicial, fizemos um estudo mais amplo, incluindo 100 pseudoexperimentos para cada cenário, e também variando a binagem. Considerou-se a variação de 25, 50 e 100 bins preenchidos. Para aproximadamente 25 bins foram testados os três tipos de binagem, enquanto para aproximadamente 50 e 100 bins foram feitos testes apenas nas binagens adaptativa e física. Foram usados os valores de 0.3° de diferença de fase, e 0.2% de diferença de magnitude relativa, nos sub-canais $\phi(1020)\pi^+$ e $K^*(892)^0 K^+$. Estas configurações foram escolhidas pois são as ocasiões em que parece que seremos sensíveis à violação de CP com mais facilidade, segundo os resultados do rastreamento, feito na seção anterior. As Tabelas 5.7 e 5.8 mostram os resultados da variação do número de bins e sua sensibilidade.

Tabela 5.7: Pseudoexperimentos com valor-P de pelo menos 5σ com 0.3° de diferença de fase para cada tipo de binagem. Foram gerados 100 pseudoexperimentos para D^+ e 100 para D^- .

Tipo de binagem	Amostras sensíveis à VCP	
	$\phi(1020)\pi^+$	$K^*(892)^0 K^+$
25 bins preenchidos para uniforme:	91	100
22 bins preenchidos para adaptativo:	100	93
22 bins preenchidos para física:	100	100
44 bins preenchidos para uniforme:	99	99
47 bins preenchidos para adaptativo:	100	98
77 bins preenchidos para uniforme:	59	98
92 bins preenchidos para adaptativo:	99	91

Tabela 5.8: Pseudoexperimentos com valor-P de pelo menos 5σ para 5σ com 0.2% de diferença de magnitude relativa para cada tipo de binagem. Foram gerados 100 pseudoexperimentos para D^+ e 100 para D^- .

Tipo de binagem	Amostras sensíveis à VCP	
	$\phi(1020)\pi^+$	$K^*(892)^0 K^+$
25 bins preenchidos para uniforme:	100	99
22 bins preenchidos para adaptativo:	100	87
22 bins preenchidos para física:	100	100
43 bins preenchidos para uniforme:	100	99
47 bins preenchidos para adaptativo:	100	82
77 bins preenchidos para uniforme:	98	93
93 bins preenchidos para adaptativo:	98	74

Estes estudos mostram que em alguns casos o aumento de bins pode ter como consequência uma menor sensibilidade. Baseando-se na tabela 5.9, pode-se ver que as configurações como 0.2% de magnitude relativa e 0.3° de diferença de fase no $\phi(1020)\pi^+$, e 0.2% de magnitude relativa e 0.3° de diferença de fase no $K^*(892)^0K^+$, além de 0.12° e 0.12% no $K^*(892)^0K^+$, mostram sinais de VCP em 100% dos pseudoexperimentos para pelo menos 2 tipos de binagens diferentes.

Tabela 5.9: Frações dos 100 pseudoexperimentos com pela menos 5σ de signal de VCP para diferentes configurações.

Sub-canal	Dif. Mag. Rel.(%)	$\Delta\delta(^{\circ})$	Amostras com VCP(%)
$K^*(892)^0K^+$	0.12%	0.12°	Física: 100
			Adaptativa: 100
			Uniforme: 100
	-	0.2°	Física: 58
			Adaptativa: 17
			Uniforme: 34
	-	0.3°	Física: 100
			Adaptativa: 93
			Uniforme: 100
$\phi(1020)\pi^+$	0.2%	-	Física: 100
			Adaptativa: 87
			Uniforme: 99
	-	0.2°	Física: 81
			Adaptativa: 63
			Uniforme: 14
	-	0.3°	Física: 100
			Adaptativa: 100
			Uniforme: 91
	0.1%	-	Física: 29
			Adaptativa: 18
			Uniforme: 16
	0.2%	-	Física: 100
			Adaptativa: 100
			Uniforme: 100

5.4

Sensibilidade de VCP para o canal $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$

Nesta seção são discutidos os estudos de sensibilidade para violação de CP para o canal $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$. São apresentados ensaios semelhantes aos do $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$.

O propósito novamente é projetar cenários para observação de sinal de VCP através de diferenças de fase ou magnitude relativa introduzidas nas simulações. Para este caso, o modelo que foi fornecido ao gerador se trata de um ajuste qualitativo de modelo isobárico feito nos dados do *run I* ¹ [61]. Análogo ao decaimento anterior, foram utilizados os valores dos parâmetros de fase e amplitude encontrados pelo ajuste para geração do D^+ , ao passo que para D^- fase ou amplitude foram modificadas, uma ressonância por vez.

As Figuras 5.11 mostram o ajuste de isobárico feito para os dados do *run I*. Os parâmetros extraídos do ajuste de isobárico que foram usados como fonte para o gerador podem ser vistos na tabela 5.10. Pode-se observar a boa concordância entre os Dalitz Plot deste decaimento para os dados do *run I*, *run II* e simulação, Figuras 5.14.

Tabela 5.10: Valores centrais de amplitude e fase usados para $D^\pm \rightarrow \pi^\mp \pi^\pm \pi^\mp$.

Ressonância	Amplitude(a)	Fase relativa(δ)($^\circ$)
$\rho(770)\pi^+$	1(fixo)	0(fixo)
$\sigma(500)\pi^+$	3.11	20.6
$\omega(782)\pi^+$	0.02	-86.4
$\rho(1450)\pi^+$	1.34	61.1
$f_2(1270)\pi^+$	2.23	-102.4
$f_0(980)\pi^+$	2.14	5.3
$f_0(1500)\pi^+$	1.0	12.0
$f_0(1370)\pi^+$	1.12	-21.7
$f_0(1710)\pi^+$	1.81	95.1

¹O modelo isobárico não é suficientemente bom para o ajuste do canal $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$, mas a característica qualitativa que ele fornece pode ser usada para os testes de sensibilidade.

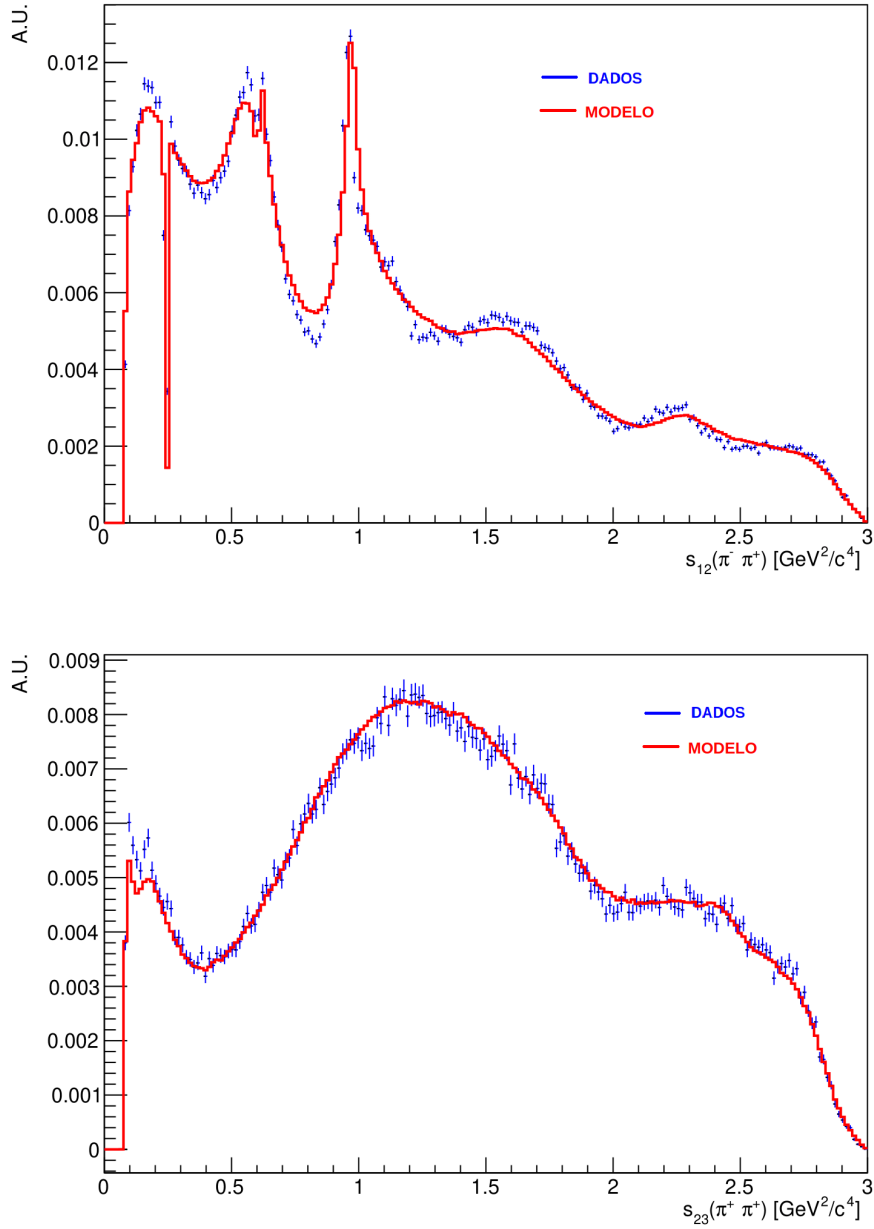


Figura 5.11: Ajuste de modelo isobárico aos dados do *run* I: distribuição $s_{12}\pi^-\pi^+$ (topo) e $s_{23}\pi^+\pi^+$ (base) [61].

5.4.1

Eficiência e modelo de background

Com a idéia de replicar os dados, as simulações foram feitas com número de eventos e pureza iguais aos valores reais, ver Tabela 5.1. Como no caso anterior, a eficiência deveria ser obtida através de uma simulação completa do LHCb, porém, pela falta de simulações do *run* II, a simulação do *run* I serve como boa aproximação qualitativa, ver Figura 5.12.

O modelo de *background* foi construído a partir da inspeção das bandas laterais do sinal do decaimento, após todos os cortes, usando todos os dados de 2016 a 2018 e ambas as polaridades. As janelas usadas para obtenção do *background* foram 1815 - 1835 e 1905 - 1925 MeV/c^2 . Este eventos de *background* foram divididos por uma distribuição constante com intuito de compensar efeitos de binagem na borda. Uma interpolação Spline foi feita para suavizar o histograma usado como molde pelo gerador, ver Figura 5.13. Pode-se verificar a boa concordância relativa entre os Dalitz Plots da amostra real de $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ do *run* I, *run* II e simulada, ver Figura 5.14.

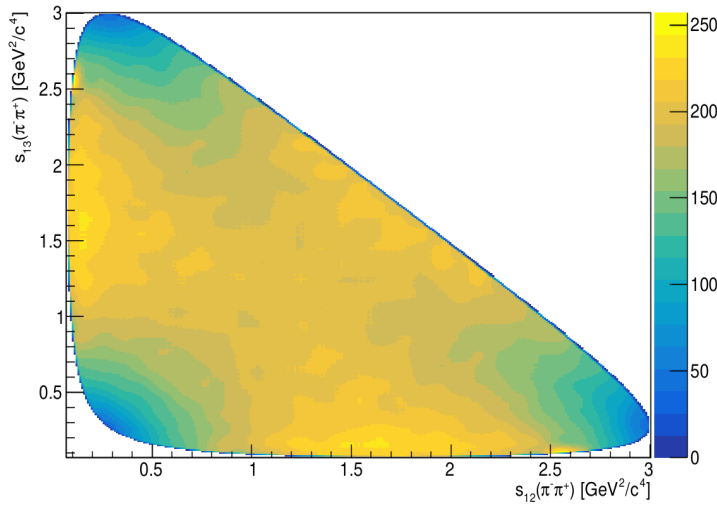


Figura 5.12: Dalitz Plot suavizado de eficiência para $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ usado na geração dos pseudoexperimentos. Pode-se ver como a eficiência é mais baixa nos cantos do Dalitz Plot [57].

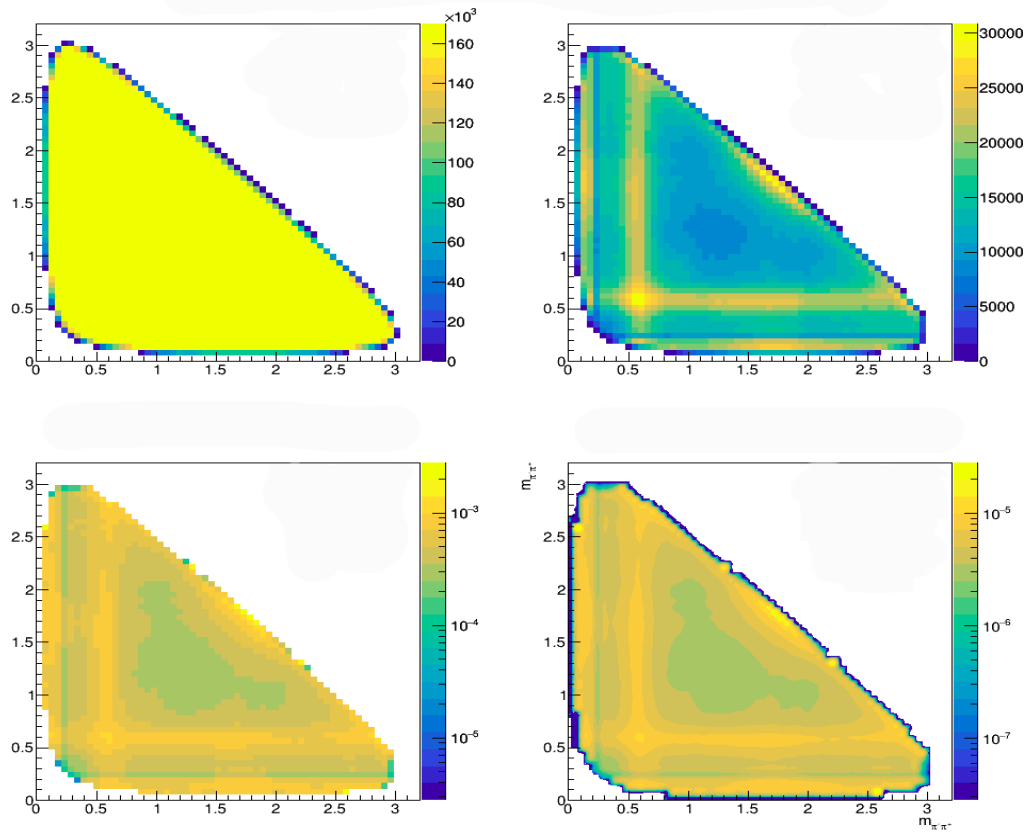


Figura 5.13: No canto superior esquerdo pode-se ver o Dalitz Plot gerado uniformemente. No canto superior direito está o Dalitz Plot para o *background*, obtido das janelas laterais de massa. No canto inferior esquerdo se vê a razão entre o Dalitz Plot do *background* dividido pela distribuição uniforme, para tirar efeitos de binagem na borda. Por último, pode-se ver o Dalitz Plot suavizado pelo método Spline.

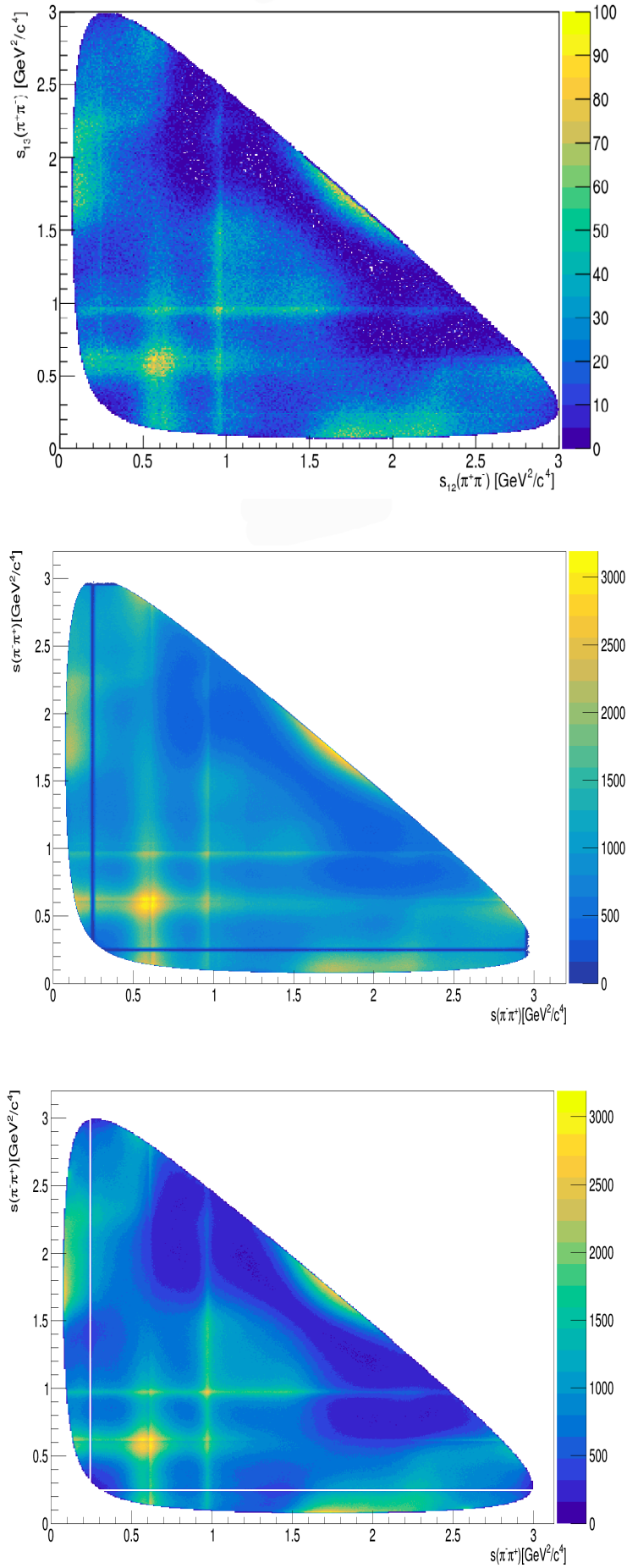


Figura 5.14: Dalitz Plot do decaimento $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$: *run* I (topo), *run* II (meio) e da simulação do GOFIT (base).

5.4.2

Testes de Hipótese Nula

A princípio, os pseudoexperimentos gerados devem contemplar as diferenças de pureza entre as partículas. No entanto, para o caso do decaimento $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ percebeu-se uma tendência muito forte nos valores-P a serem muito pequenos devido a essa diferença. Como visto no caso anterior, existe uma falsa assimetria, que é devido à correção do fator α , introduzida no Dalitz Plot quando se tem diferença de pureza, mas para este segundo canal, devido à particularidades como grande número de eventos de ruído, essa assimetria se torna muito grande, podendo proporcionar falsos sinais de VCP. Uma maneira de evitar isso seria aumentando a pureza da amostra, o que por consequência diminuiria o número de eventos de *background* mas também o total de eventos de sinal.

As Figuras 5.16 e 5.15 mostram o estudo feito com 100 pseudoexperimentos para cada partícula sem e com pureza diferente. Para o primeiro caso, se vê uma distribuição uniforme. O efeito que é introduzido nos valores-P mostra que existe uma clara tendência à valores menores que 0.1% e que essa escolha de pureza pode ocasionar problemas nos estudos de sensibilidade. Decidimos por seguir com os estudos, porém usando a pureza do conjunto de dados como um todo, $D^+ + D^-$, que é de 75.27%. Ou seja, as simulações consideram a diferença de produção de eventos, o α que foi comentado na seção 5.1, contudo utilizando purezas iguais. Fazendo desta maneira, podemos ter os resultados para sensibilidade à VCP para balizar os estudos posteriores usando subtração de *background*, como o sPlot.

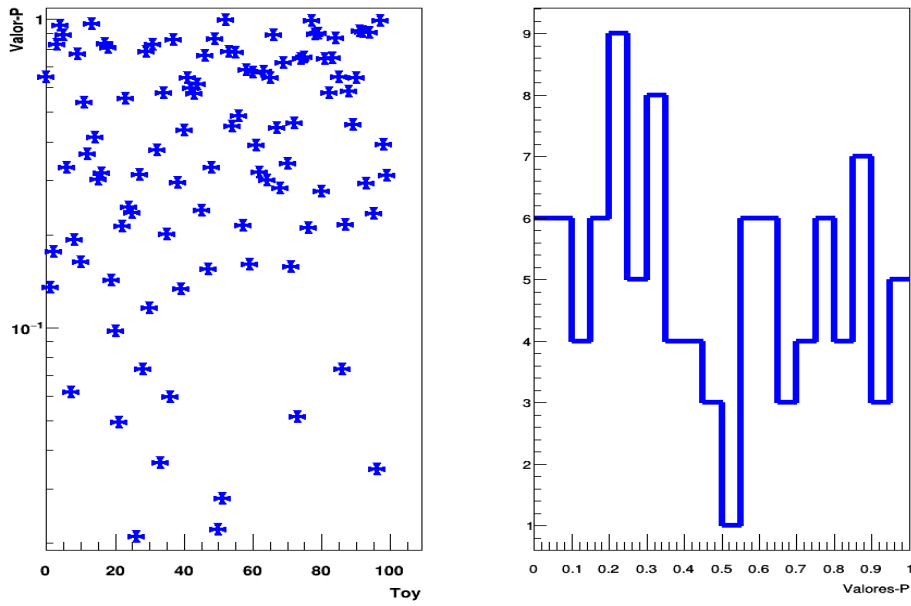


Figura 5.15: Distribuição de valores-P para o caso de purezas iguais a 75.27% pode ser vista à direita, para partícula e antipartícula, a distribuição é uniforme neste caso e não há tendência à valores pequenos. À esquerda se vê a ordem de grandeza dos valores-P para cada par de simulações.

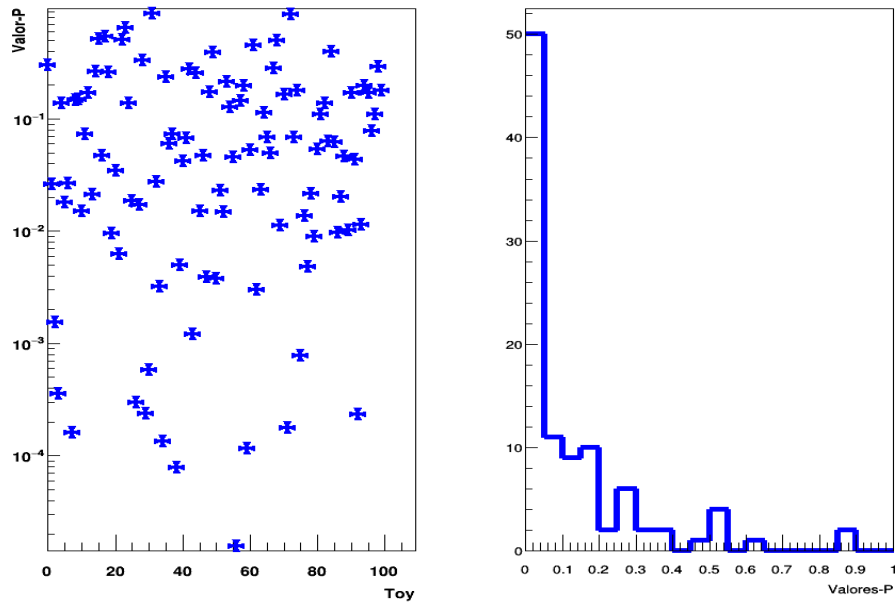


Figura 5.16: Distribuição de valores-P para o caso de purezas diferentes pode ser vista à direita, para partícula e antipartícula, fica clara a tendência a valores pequenos dessa amostra. À esquerda se vê a ordem de grandeza dos valores-P para cada par de simulações.

5.4.3

Primeiro Rastreamento

Como no caso do decaimento anterior, testes preliminares com 1 pseudoexperimento para D^+ e 1 para D^- foram feitos avaliando apenas os efeitos de diferença de magnitude relativa ou fase separadamente. As ressonâncias escolhidas foram aquelas com maior contribuição no decaimento, são elas: $\rho(770)\pi^+$, $\sigma(500)\pi^+$, $f_2(1270)\pi^+$. Neste caso foram usados os 3 tipos de binagens: uniforme, física e adaptativa. Foram usadas as binagens com cerca de 25 bins preenchidos.

As Tabelas 5.11 e 5.12 mostram os resultados de valores-P das configurações usadas, e alguns dos resultados de como a violação de CP é observada no Dalitz Plot podem ser vistos nas Figuras 5.17 - 5.19.

Os resultados indicam que em alguns casos há sensibilidade à violação de CP, havendo pelo menos 0.5% em $\rho(770)\pi^+$ ou $f_2(1270)\pi^+$ nas diferenças de magnitude relativa, ou para diferenças de fase da ordem de 0.3° para $\sigma(500)\pi^+$ e 0.6° para $f_2(1270)\pi^+$.

Tabela 5.11: Rastreamento de diferença de magnitude relativa para os tipos de binagem e seus valores-P.

Dif. Mag. Rel (%)	Valores-P		
	Uniforme	Adaptativa	Física
0.4 em $\rho(770)\pi^+$	4.7×10^{-6}	6.5×10^{-5}	1.4×10^{-6}
0.5 em $\rho(770)\pi^+$	2.3×10^{-13}	5.7×10^{-9}	1.0×10^{-8}
0.4 em $f_2(1270)\pi^+$	1.3×10^{-4}	3.9×10^{-5}	2.6×10^{-6}
0.5 em $f_2(1270)\pi^+$	1.3×10^{-14}	2.3×10^{-12}	5.2×10^{-18}
0.5 em $\sigma(500)\pi^+$	9.4×10^{-4}	1.7×10^{-7}	2.7×10^{-5}
0.6 em $\sigma(500)\pi^+$	1.1×10^{-5}	4.2×10^{-8}	4.3×10^{-7}

Tabela 5.12: Rastreamento de diferença de fase para os tipos de binagem e seus valores-P.

$\Delta\delta(^\circ)$	Valores-P		
	Uniforme	Adaptativa	Física
0.2 em $\sigma(500)\pi^+$	7.0×10^{-4}	1.3×10^{-4}	1.6×10^{-3}
0.3 em $\sigma(500)\pi^+$	2.2×10^{-13}	1.6×10^{-13}	5.5×10^{-11}
0.4 em $\rho(770)\pi^+$	1.0×10^{-1}	2.9×10^{-5}	6.3×10^{-4}
0.5 em $\rho(770)\pi^+$	5.9×10^{-6}	8.4×10^{-12}	1.4×10^{-6}
0.5 em $f_2(1270)\pi^+$	2.6×10^{-6}	7.9×10^{-5}	3.2×10^{-4}
0.6 em $f_2(1270)\pi^+$	4.9×10^{-9}	1.3×10^{-7}	2.3×10^{-4}

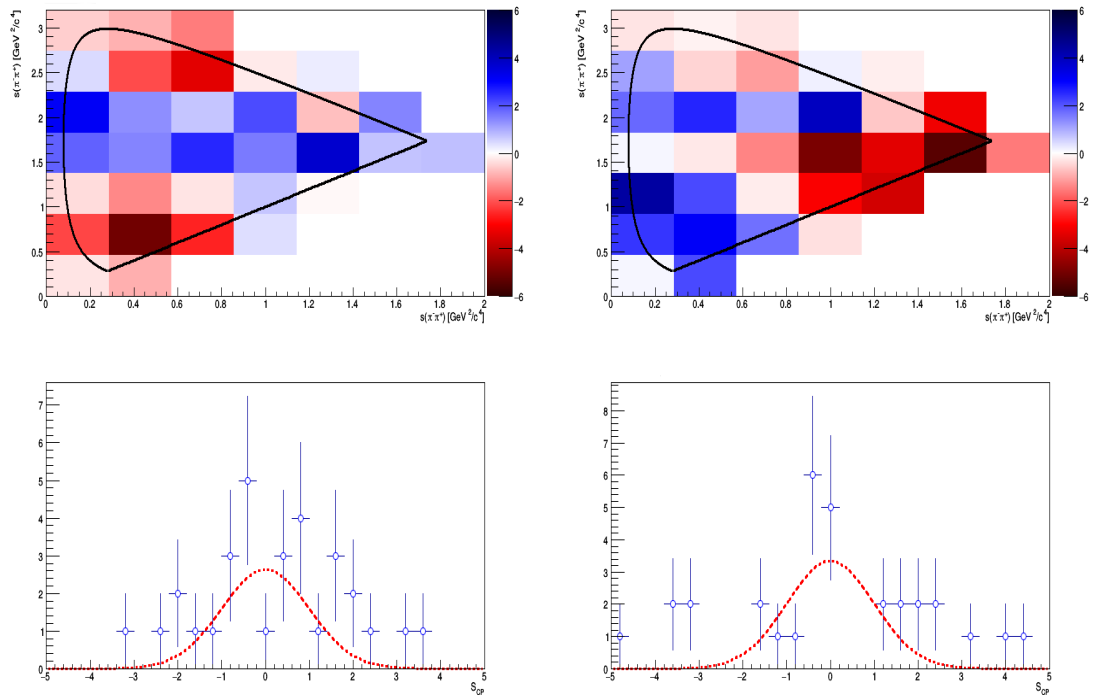


Figura 5.17: Exemplo do resultado de *Mirandizing* de simulações geradas com magnitude relativa de 0.5% para $\rho(770)\pi^+$ (à esquerda) e $f_2(1270)\pi^+$ (à direita) usando a binagem regular.

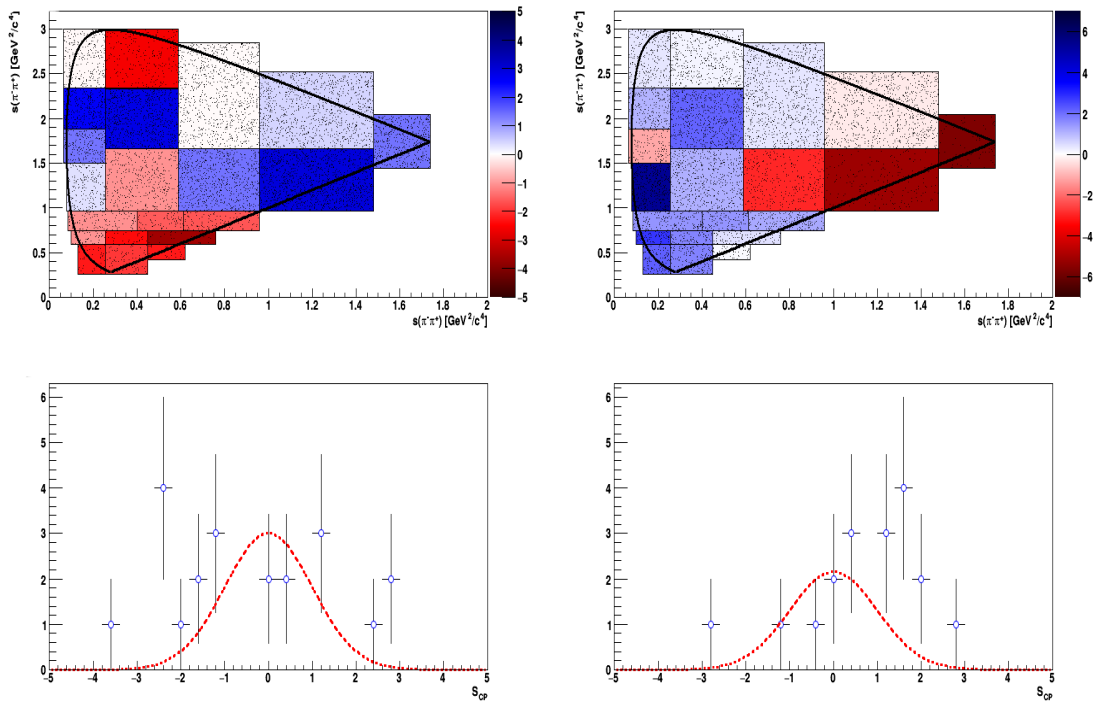


Figura 5.18: Exemplo do resultado de *Mirandizing* de simulações geradas com magnitude relativa de 0.5% para $\rho(770)\pi^+$ (à esquerda) e $f_2(1270)\pi^+$ (à direita) usando a binagem física.

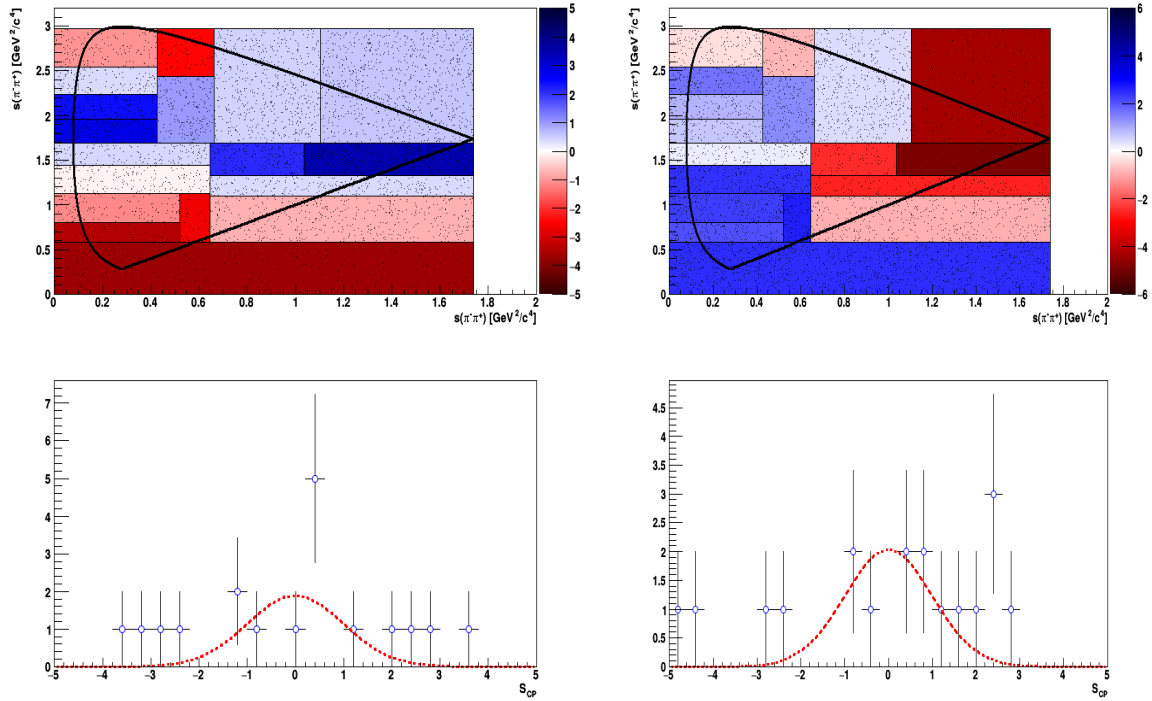


Figura 5.19: Exemplo do resultado de *Mirandizing* de simulações geradas com magnitude relativa de 0.5% para $\rho(770)\pi^+$ (à esquerda) e $f_2(1270)\pi^+$ (à direita) usando a binagem adaptativa.

5.4.4

Resultados para o canal $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$

O resultado do estudo com 100 pseudoexperimentos para cada configuração, ver Tabela 5.13, mostra que, das configurações testadas apenas, 0.5° de diferença de fase no $\rho(770)$ e talvez 0.5% de magnitude relativa no $f_2(1270)$ poderiam estar sensíveis à VCP, mesmo nesses casos em algumas binagens chegasse a observar 10% dos pseudoexperimentos não sendo sensíveis. Este estudo mostra que apenas o rastreamento visto na seção anterior não é o suficiente para nos certificarmos da sensibilidade, uma vez que algumas configurações que eram promissoras, como o caso de 0.3° de diferença de fase no $\sigma(500)$, não mostraram bons resultados quando testadas muitas vezes. Por conta disto, para sermos sensíveis à VCP neste canal, foi preciso aumentar a diferença de fase para 0.4° e refazer os testes com 100 pseudoexperimentos, dessa forma podemos ter certeza que esta configuração retorna o valor-P mínimo esperado na grande maioria das vezes e em todos os tipos de binagem.

Tabela 5.13: Frações dos 100 pseudoexperimentos com pela menos 5σ de signal de VCP para diferentes configurações.

Sub-canal	Dif. Mag. Rel. (a_-/a_+)	$\Delta\delta$ ($\delta_- - \delta_+$)	Amostra com VCP(%)
$\rho(770)\pi^+$	-	0.4°	Física: 45 Adaptativa: 77 Uniforme: 46
			Física: 95 Adaptativa: 100 Uniforme: 88
	0.4%	-	Física: 24 Adaptativa: 34 Uniforme: 33
			Física: 77 Adaptativa: 80 Uniforme: 83
	-	0.3°	Física: 43 Adaptativa: 50 Uniforme: 64
			Física: 97 Adaptativa: 98 Uniforme: 100
	0.6%	-	Física: 80 Adaptativa: 74 Uniforme: 75
			Física: 20 Adaptativa: 39 Uniforme: 57
$\sigma(500)\pi^+$	-	0.4°	Física: 97 Adaptativa: 98 Uniforme: 100
			Física: 80 Adaptativa: 74 Uniforme: 75
	0.6%	-	Física: 80 Adaptativa: 74 Uniforme: 75
			Física: 20 Adaptativa: 39 Uniforme: 57
$f_2(1270)\pi^+$	-	0.5°	Física: 20 Adaptativa: 39 Uniforme: 57
			Física: 57 Adaptativa: 81 Uniforme: 90
	0.5%	-	Física: 86 Adaptativa: 88 Uniforme: 92
			Física: 86 Adaptativa: 88 Uniforme: 92

6

Conclusões

Estudos de decaimentos em três corpos são um campo fértil para a busca por violação de carga-paridade no setor charmoso do Modelo Padrão. Este prevê assimetrias da ordem de 10^{-3} em processos suprimidos por Cabibbo. Para entender efeitos de violação de CP em tais decaimentos se usa o Dalitz Plot, que retrata visualmente o espaço de fase do decaimento. Neste trabalho, se utiliza a técnica de *Mirandizing*, que faz a comparação entre os Dalitz Plot das partículas e retorna o quão significativamente diferentes eles são, através do S_{cp} , e o nível de confiança deste resultado é quantificado através do valor-P. Como visto, a dinâmica dos espaços de fase é dominada por ressonâncias, e a riqueza dos processos, potencialmente envolvendo fases fracas e fortes, possibilita efeitos mensuráveis de violação de CP.

Este trabalho foi guiado pelos dados do *run* II do experimento LHCb. Pseudoexperimentos foram gerados via método de Monte Carlo com o objetivo de reproduzir os dados reais. Através das características dos dados reais, e da sua reprodução o mais fiel possível, pode-se fazer uma espécie de prognóstico do quão sensíveis à violação de CP somos com a estatística do *run* II.

Para o caso do decaimento $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$, não foi feito um estudo de seleção no escopo deste trabalho, apenas usamos seus resultados de cerca de 108 milhões de eventos para D^+ com 94.89% de pureza e 108.7 milhões de eventos para D^- com 94.92% de pureza. Os testes de sensibilidade expõem cenários de possibilidade de CPV dada uma introdução de diferenças de fase ou magnitude relativa. Utilizamos binagens diferentes para verificar em qual delas poderíamos ser mais sensíveis. A análise mostra que de fato essas ressonâncias escolhidas para introdução de assimetrias podem ser bons caminhos, visto que parte delas demonstrou sinais de VCP com a estatística usada. Casos como $K^*(892)^0$ com 0.2% de magnitude relativa e 0.3° de diferença de fase, e $\phi(1020)$ para as mesmas configurações, além de 0.12% e 0.12° simultaneamente, indicam cenários promissores.

Por ser diferente, o decaimento $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ demanda outras vias de procedência com a análise. Primeiro foi feito o estudo seleção deste canal e seus resultados retornam as informações importantes para os testes de sensibilidade. Há cerca de 36.3 milhões de eventos e 75.21% de pureza para o D^+ , e 36.6

milhões de eventos com 75.34% de pureza para o D^- . Vimos que os testes sem introdução de violação de CP mostravam uma clara tendência a valores-P pequenos, o que poderia ser entendido como um falso sinal de VCP pelo nosso método. Portanto, não poderíamos seguir com essas diferenças de pureza, o que fez ser necessário o uso de purezas iguais para partícula e antipartícula, o que não invalida os estudos de sensibilidade para esta estatística. Porém, esses estudos mostram que, aparentemente, o *Mirandizing* original não é a melhor estratégia para este canal, não para a amostra tal como ela está. Uma possibilidade seria aumentar o nível de pureza e, conseqüentemente perder eventos de sinal, ou usar o recurso do sPlot, que é uma técnica de subtração de *background*, ou fazer ajustes de massa bin a bin. Os cenários testados indicam que casos como 0.5° de diferença de fase em $\rho(770)$, 0.4° de diferença de fase em $\sigma(500)$ e 0.5% de diferença de magnitude relativa em $f_2(1270)$ poderiam ser suficientes para observação de VCP.

Podemos concluir que potencialmente existe sensibilidade à violação de CP com efeitos da ordem de 10^{-3} para alguns cenários, dentro da estatística do *run* II do LHCb, que condiz com o esperado segundo o Modelo Padrão e indica boa expectativa de observação de violação de CP nos dados reais. A violação de CP já foi observada antes, em mésons K e B , e recentemente em decaimentos de mésons D neutros, porém, ainda não foi vista em canais carregados. A eventual observação de violação de CP em decaimentos em três corpos de mésons D carregados virá a ser um resultado de grande importância para a física de sabores no setor dos quarks, testando o mecanismo predito pela matriz CKM.

Geralmente se imagina que o valor-P significa probabilidade, eles estão relacionados mas são conceitos diferentes. A probabilidade de tormamos um certo evento em uma faixa de distribuição qualquer é a área embaixo da curva dessa distribuição. De forma simplificada, o valor-P é um número entre 0 e 1 que busca mostrar quão diferentes são dois conjuntos de dados.. Quanto mais próximo de 0 é o valor-P, mais confiança se tem que os dados são diferentes.

Como exemplo, digamos que temos uma moeda e ao girá-la duas vezes seguidas obtemos duas “cara”. Supõe-se então que se trata de uma moeda especial, por tirar duas vezes o mesmo lado, e é isto que chamamos de hipótese. Logo, para sabermos se de fato esse conjunto de dados é especial se analisa o valor-P. Neste caso, quanto menor o valor-P mais confiança se pode ter de que são eventos incomuns. Vamos calcular o valor-P deste exemplo e verificar isso a seguir.

Calculamos o valor-P a partir da soma de 3 probabilidades, a Figura 7.1 facilita o entendimento:

- Primeiro se calcula a probabilidade do evento do qual se busca verificar o valor-P. Neste exemplo é a probabilidade de duas moedas darem “cara”. Como a chance de dar cara ou coroa é sempre de 50% para cada vez, temos $50\% \times 50\% = 0.25$.
- Em seguida, se soma a probabilidade de eventos com chance igual a do evento de interesse. Neste caso, um evento de igual raridade são duas “coroas” seguidas. Ou seja, se soma $50\% \times 50\% = 0.25$ ao valor-P.
- Por último, somamos a probabilidade de eventos mais raros que o caso em que se busca calcular o valor-P. Para este exemplo, não temos eventos mais raros do que 25% de probabilidade de acontecer, então se soma 0.

Logo, o valor-P para duas “caras” será : $0.25 + 0.25 + 0 = 0.5$. Veja que para este caso a probabilidade de termos duas “caras” é de 25%, enquanto o valor-P é de 50%. Como dito antes, para calcularmos o valor-P se faz uma soma de probabilidades exatamente para se avaliar o quão raro é aquele evento em particular. Se leva em conta se existem eventos tão ou mais raros do que o evento que nos interessa. Ou seja, o evento em si pode não ser tão provável

de acontecer, porém existem muitos outros que também não são prováveis. Tipicamente, se pode rejeitar uma hipótese a partir do número de sigmas que se considera como mínimo que o valor-P deve atingir.

Para avaliar o quão bom é um valor-P ou não, voltemos a um exemplo com moedas. Se considerarmos uma moeda sendo jogada 100 vezes, é esperado que 50 vezes sejam “caras”, isso proporciona um desvio padrão de 5. Portanto, se tivermos 55 “caras”, será uma distribuição dentro de 1σ . Caso sejam 60, 2σ , e assim por diante.

Nesta dissertação foram considerados sinais de violação de CP valores-P menores que 3×10^{-7} , que equivale a 5σ . Isto é o mesmo que dizer que menos de 1 evento (sinal de CPV, para o nosso caso) em cada 3.5 milhões são vistos apenas por chance aleatória ($\frac{1}{3.5 \times 10^6} \approx 3 \times 10^{-7}$). Em física de altas energias, associar uma medida a 3σ (valor-P = 3×10^{-3}) é considerado como forte evidência, porém apenas 5σ é considerado como descoberta científica.

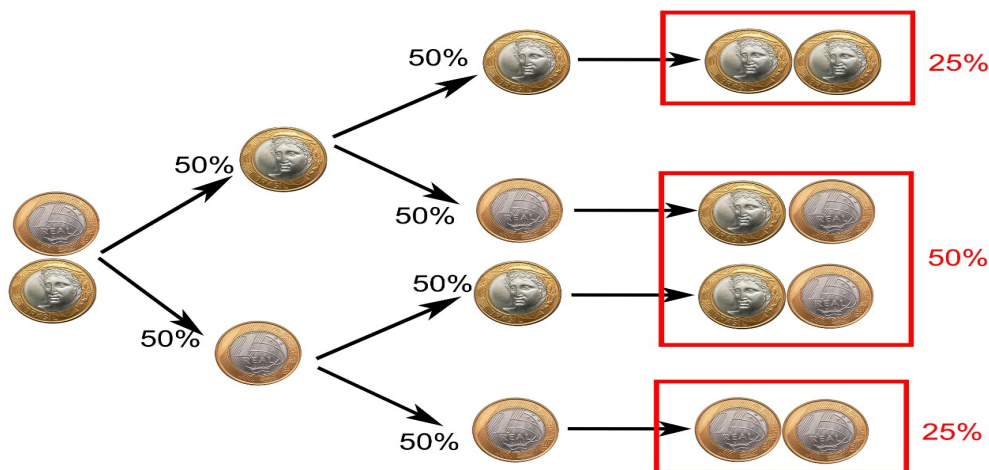
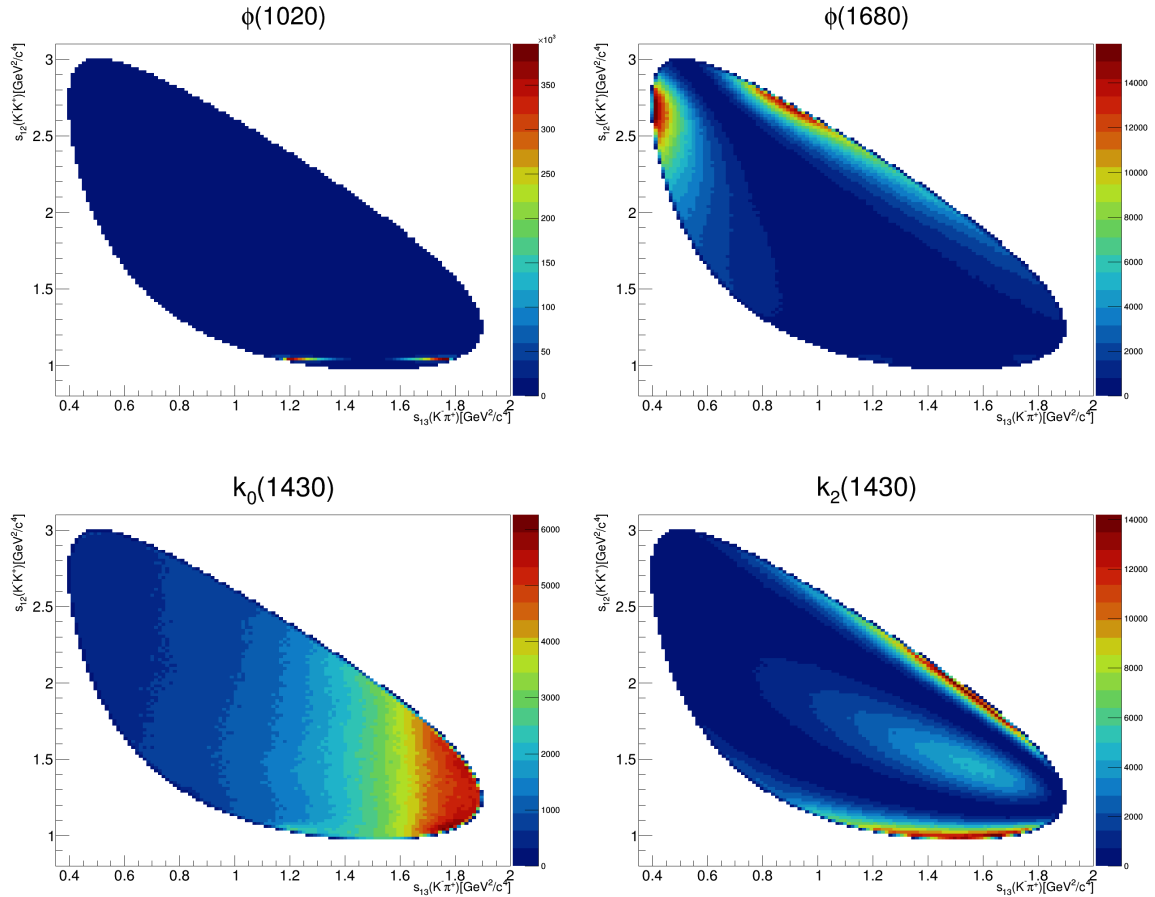


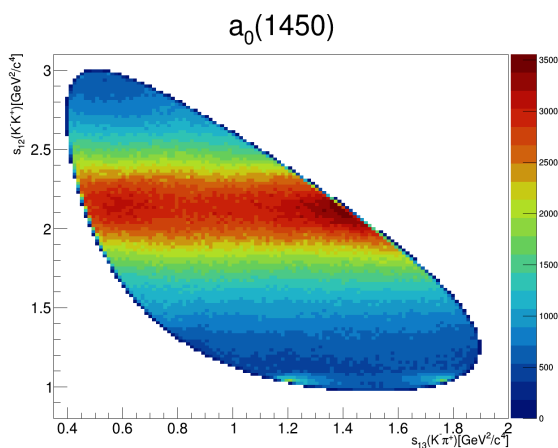
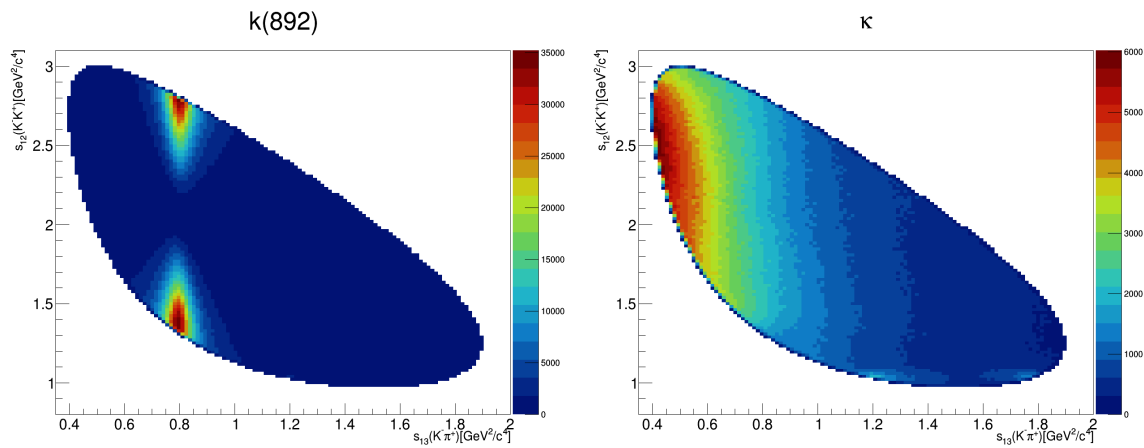
Figura 7.1: Como cada lado tem 50% de chance de acontecer cada vez que a moeda é lançada, ao lançarmos duas vezes, se pode descobrir sua probabilidade simplesmente dividindo a quantidade de vezes que o evento desejado aparecer pela quantidade de resultados total. No caso de duas “caras”, será $1/4 = 25\%$. Para o caso de uma “cara” e uma “coroa”, independente de ordem pois a primeira rodagem não interfere no resultado da segunda, temos $2/4 = 50\%$.

Como já foi visto no capítulo 2, o decaimento em três corpos pode ser visto como um decaimento em dois corpos em que um deles se trata de uma estrutura ressonante, que posteriormente iria se decompor em outros 2, formando assim o estado final $\pi^-\pi^+\pi^+$ ou $K^-K^+\pi^+$. Como visto também, o Dalitz Plot retrata como aparecem todas as ressonâncias juntas de um dado decaimento, considerando que elas podem interferir umas com as outras. Por outro lado, é interessante conhecer individualmente o comportamento de cada ressonância, este apêndice busca exibir algumas das principais ressonâncias dos canais de interesse deste trabalho.

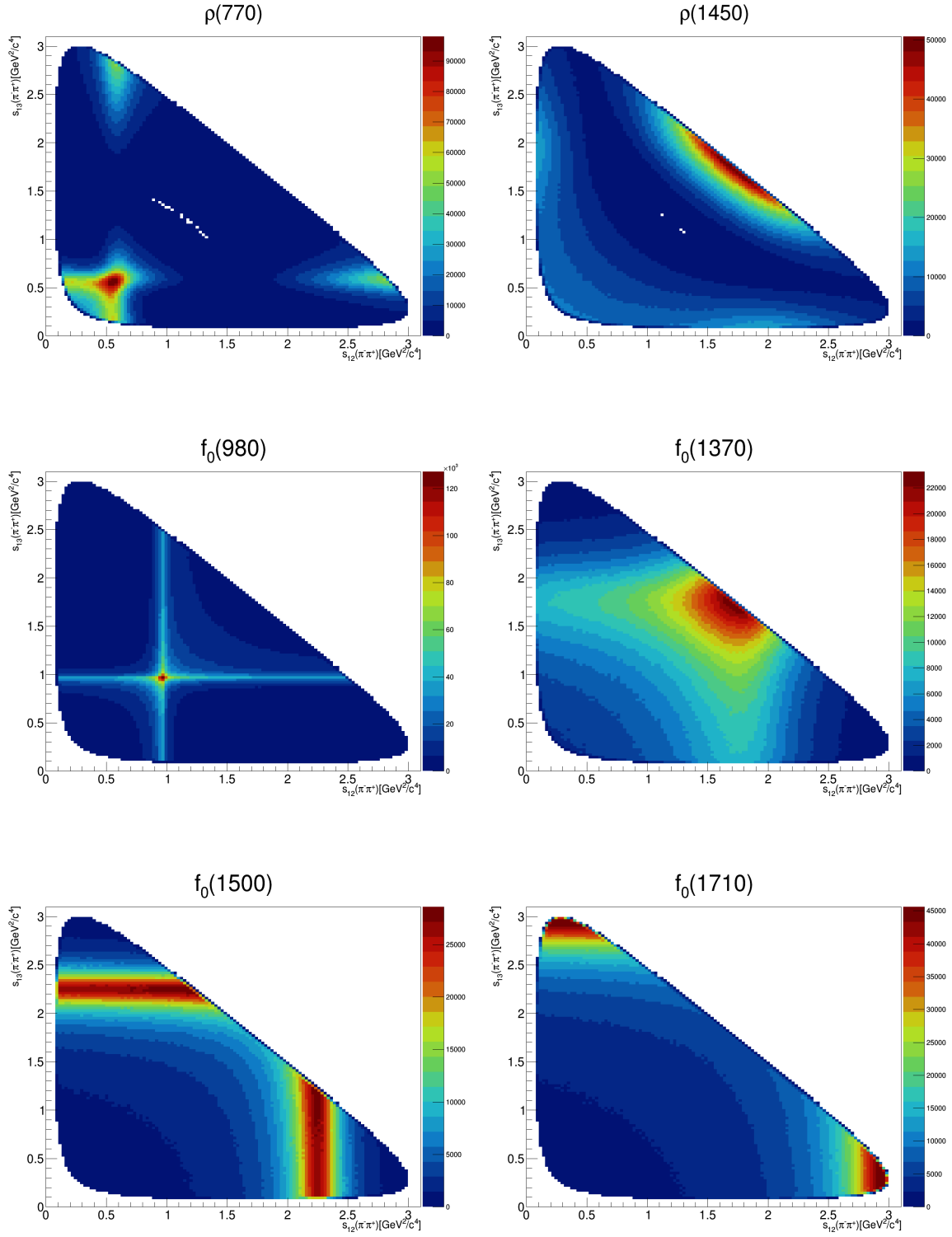
8.1

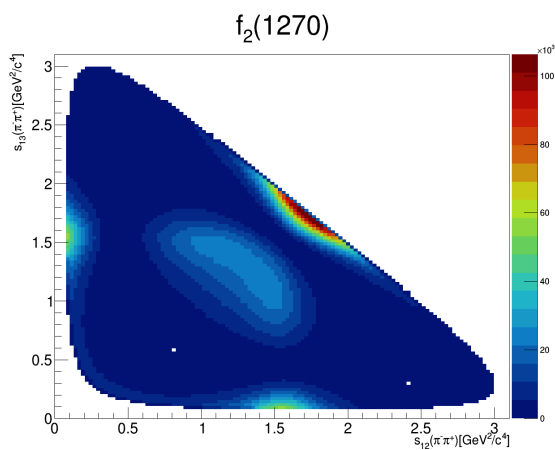
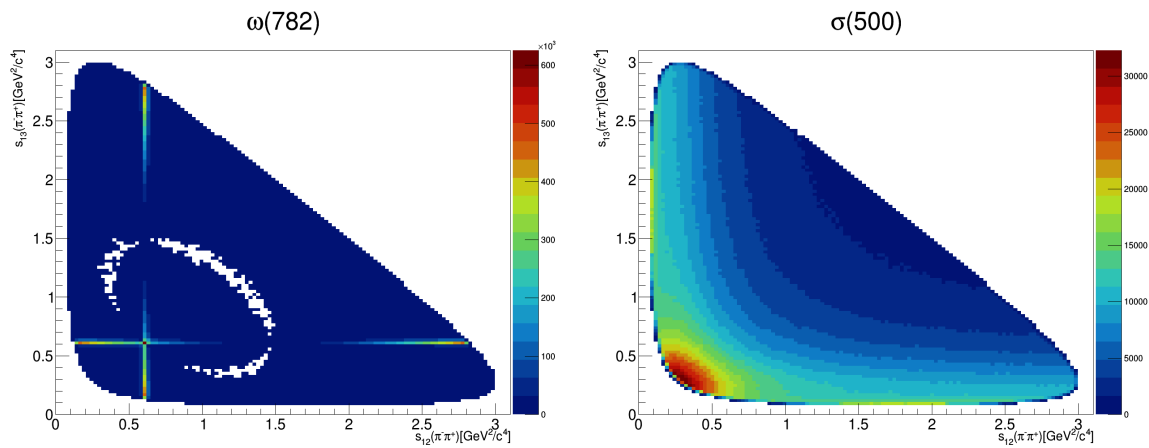
Ressonâncias de $D \rightarrow K^-K^+\pi^+$





8.2

Ressonâncias de $D \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ 



Referências bibliográficas

- [1] CANETTI, L.; DREWES, M. ; SHAPOSHNIKOV, M.. **Matter and anti-matter in the universe**. New Journal of Physics, 14:095012, 2012.
- [2] HERRERO, M.. **The standard model**. NATO Sci. Ser. C, 534:1, 1998.
- [3] AAIJ, R. *ET AL.* (LHCB COLLABORATION).. **Observation of CP Violation in Charm Decays**. Phys. Rev. Lett., 122:211803, May 2019.
- [4] BEDIAGA, I.; GÖBEL, C.. **Direct CP violation in beauty and charm hadron decays**. Progress in Particle and Nuclear Physics, 114:103808, 2020.
- [5] AAIJ, R. *ET AL.* (LHCB COLLABORATION).. **Search for CP violation in $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^-$ decays**. Physical Review D, 1:13, 2011.
- [6] BEDIAGA, I.; BIGI, I. I.; GOMES, A.; GUERRER, G.; MIRANDA, J. ; DOS REIS, A. C.. **On a CP anisotropy measurement in the Dalitz plot**. Phys. Rev. D, 80:096006, Nov 2009.
- [7] THOMSON, M.. **Modern Particle Physics**. Cambridge University Press, New York, 2013.
- [8] MILNITSKY, R.. **A circulação de ideias sobre as interações fundamentais como a síntese embrionária do modelo padrão da física de partículas elementares**. Em Construção, 05 2020.
- [9] AAIJ, R. *ET AL.* (LHCB COLLABORATION).. **Observation of structure in the J/ψ -pair mass spectrum**. Science Bulletin, 65(23):1983–1993, 2020.
- [10] KUHLMANN, M.. **Quantum Field Theory**. In: Zalta, E. N., editor, THE Stanford ENCYCLOPEDIA OF PHILOSOPHY. Metaphysics Research Lab, Stanford University, fall 2020 edition, 2020.
- [11] DIRAC, P. A. M.; BOHR, N. H. D.. **The quantum theory of the emission and absorption of radiation**. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character, 114(767):243–265, 1927.

- [12] LEE, T. D.; YANG, C. N.. **Question of parity conservation in weak interactions.** Phys. Rev., 104:254–258, Oct 1956.
- [13] WU, C. S.; AMBLER, E.; HAYWARD, R. W.; HOPPES, D. D. ; HUDSON, R. P.. **Experimental test of parity conservation in beta decay.** Phys. Rev., 105:1413–1415, Feb 1957.
- [14] LEE, T. D.; OEHME, R. ; YANG, C. N.. **Remarks on possible noninvariance under time reversal and charge conjugation.** Phys. Rev., 106:340–345, Apr 1957.
- [15] LEES, J. *ET AL.* (BABAR COLLABORATION).. **Observation of time-reversal violation in the B^0 meson system.** Phys. Rev. Lett., 109:211801, 2012.
- [16] CHRISTENSON, J. H.; CRONIN, J. W.; FITCH, V. L. ; TURLAY, R.. **Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson.** Phys. Rev. Lett., 13:138–140, Jul 1964.
- [17] LEHNERT, R.. **CPT symmetry and its violation.** Symmetry, 8:114, 2016.
- [18] WHITE, G. A.. **The Sakharov conditions.** In: A PEDAGOGICAL INTRODUCTION TO ELECTROWEAK BARYOGENESIS, 2053-2571, p. 2–1 to 2–2. Morgan Claypool Publishers, 2016.
- [19] NIR, Y.. **Flavour physics and CP violation.** CERN Yellow Rep. School Proc., 5:79–128, 2020.
- [20] QUEIROZ FILHO, P. P.. **Desintegração semi-leptônica do híperon sigma.** Dissertação de mestrado, Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro - PUC-RJ, Rio de Janeiro, 1991.
- [21] GLASHOW, S. L.; ILIOPOULOS, J. ; MAIANI, L.. **Weak interactions with lepton-hadron symmetry.** Phys. Rev. D, 2:1285–1292, Oct 1970.
- [22] PACHAS CLEMENTE, J. A.. **Search for CP Violation through the $D_s^\pm \rightarrow K^- K^+ K^+$ decay in the LHCb Experiment.** Dissertação de mestrado, Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro - PUC-RJ, Rio de Janeiro, 2015.
- [23] KOBAYASHI, M.; MASKAWA, T.. **CP violation in the renormalizable theory of weak interaction.** Prog. Theor. Phys., 49:652–657, 1973.

- [24] PATRIGNANI, C. *ET AL.* (PARTICLE DATA GROUP).. **Review of particle physics.** Chin. Phys. C, 40(10):100001, 2016.
- [25] WOLFENSTEIN, L.. **Parametrization of the Kobayashi-Maskawa matrix.** Phys. Rev. Lett., 51:1945–1947, Nov 1983.
- [26] BERINGER, J. *ET AL.* (PARTICLE DATA GROUP).. **Review of particle physics.** Phys. Rev. D, 86:010001, Jul 2012.
- [27] JARLSKOG, C.. **Commutator of the quark mass matrices in the standard electroweak model and a measure of maximal CP nonconservation.** Phys. Rev. Lett., 55:1039–1042, Sep 1985.
- [28] BYCKLING, E.; KAJANTIE, K.. **Particle kinematics.** Wiley London, New York, 1973.
- [29] AAIJ, R. *ET AL.* (LHCb COLLABORATION).. **Search for cp violation in the decay $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$.** Phys. Lett. B, 728:585–595, 2014.
- [30] GÖBEL, C. **Estudo da Contribuição Não Ressonante em Decaimentos Hadrônicos do Méson D em Três Corpos.** Tese de doutorado em física, CBPF, Rio de Janeiro, 1999.
- [31] ZEMACH, C.. **Use of angular-momentum tensors.** Phys. Rev., 140:B97–B108, Oct 1965.
- [32] J.M. BLATT, V.F. WEISSKOPF. **Theoretical Nuclear Physics.** NewYork, 1952.
- [33] BROD, J.; KAGAN, A. L. ; ZUPAN, J.. **Size of direct cp violation in singly cabibbo-suppressed d decays.** Phys. Rev. D, 86:014023, 2012.
- [34] ALVES, A. A. *ET AL.* (LHCb COLLABORATION).. **The LHCb detector at the LHC.** Journal of Instrumentation, 3(08):S08005–S08005, aug 2008.
- [35] EVANS, L.; BRYANT, P.. **LHC Machine.** JINST, 3:S08001, 2008.
- [36] AAMODT, K. . *ET AL.* (ALICE COLLABORATION).. **The ALICE experiment at the CERN LHC.** Journal of Instrumentation, 3(08):S08002–S08002, aug 2008.
- [37] AAD, G. *ET AL.* (ATLAS COLLABORATION).. **The ATLAS experiment at the CERN large hadron collider.** Journal of Instrumentation, 3(08):S08003–S08003, aug 2008.

- [38] CHATRCHYAN, S. *ET AL.* (CMS COLLABORATION).. **The CMS Experiment at the CERN LHC.** JINST, 3:S08004, 2008.
- [39] **Luminosity: Taking a closer look at LHC.** http://lhc-closer.es/taking_a_closer_look_at_lhc/0.luminosity.
- [40] FOLLIN, F.; JACQUET, D.. **Implementation and experience with luminosity levelling with offset beam.** 2014. arXiv:1410.3667.
- [41] JACOBSSON, R.. **Performance of the LHCb Detector During the LHC Proton Runs 2010 - 2012.** 2013. LHCb-PROC-2013-030, CERN-LHCb-PROC-2013-030.
- [42] AAIJ, R. *ET AL.*. **Performance of the LHCb vertex locator.** Journal of Instrumentation, 9(9), Sept. 2014.
- [43] AAIJ, R. *ET AL.*. **Measurement of the track reconstruction efficiency at LHCb.** Journal of Instrumentation, 10:23. P02007, 2015.
- [44] LHCb COLLABORATION. **LHCb: Inner tracker technical design report,** 2002. CERN-LHCC-2002-029.
- [45] LHCb COLLABORATION. **LHCb: Outer tracker technical design report.** 2001. CERN-LHCC-2001-024.
- [46] LHCb COLLABORATION. **LHCb magnet: Technical design report.** 2000. CERN-LHCC-2000-007.
- [47] LHCb COLLABORATION. **LHCb: RICH technical design report.** 2000. CERN-LHCC-2000-037.
- [48] LHCb COLLABORATION. **LHCb calorimeters: Technical design report.** 2000. CERN-LHCC-2000-036.
- [49] LHCb COLLABORATION. **LHCb muon system technical design report.** 2001. CERN-LHCC-2001-010.
- [50] AAIJ, R. *ET AL.*. **The LHCb trigger and its performance in 2011.** Journal of Instrumentation, 8(04):P04022, apr 2013.
- [51] SCIASCIA, B. *ET AL.* (LHCb COLLABORATION).. **LHCb Run 2 trigger performance.** PoS, BEAUTY2016:029, 2016.
- [52] ALBRECHT, J.; GLIGOROV, V.; RAVEN, G. ; TOLK, S.. **Performance of the LHCb High Level Trigger in 2012.** J. Phys. Conf. Ser., 513:012001, 2014.

- [53] HÖCKER, A. *ET AL.*. **TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis**. 2007. <http://hal.in2p3.fr/in2p3-00158246>, CERN-OPEN-2007-007, LAL 07-75.
- [54] PIVK, M.; LE DIBERDER, F. R.. **SPlot: A Statistical tool to unfold data distributions**. Nucl. Instrum. Meth. A, 555:356–369, 2005.
- [55] VERKERKE, W.; KIRKBY, D. P.. **The RooFit toolkit for data modeling**. eConf, C0303241:MOLT007, 2003. physics/0306116, CHEP-2003-MOLT007.
- [56] SKWARNICKI, T.. **A study of the radiative CASCADE transitions between the Upsilon-Prime and Upsilon resonances**. PhD thesis, Cracow, INP, 1986.
- [57] ABRANTES F. G.. **Dalitz plot analysis of the decay $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ and study of the $\pi^- \pi^+$ S-wave amplitude**. Dissertação de mestrado, Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro - PUC-RJ, Rio de Janeiro, 2020.
- [58] LYONS, L.. **Statistics for Nuclear and Particle Physicists**. Cambridge University Press, 1986.
- [59] RUBIN, P. *ET AL.* (CLEO COLLABORATION).. **Search for CP violation in the Dalitz-plot analysis of $D^\pm \rightarrow K^+ K^- \pi^\pm$** . Phys. Rev. D, 78:072003, Oct 2008.
- [60] BACK, J. *ET AL.*. **LAURA⁺⁺: A Dalitz plot fitter**. Comput. Phys. Commun., 231:198–242, 2018.
- [61] ABRANTES, F.. **Comunicação privada**.