



CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS

**Desenvolvimento de um método alternativo
para análise do Dalitz plot do canal**
 $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$

Danielle Martins Tostes

Rio de Janeiro
Junho/2012



CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS

Desenvolvimento de um método alternativo para análise do
Dalitz plot do canal $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$

Danielle Martins Tostes

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-graduação em Física do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, como parte dos requisitos necessários a obtenção do título de Mestre em Ciências Físicas.

Orientador: Alberto Correa dos Reis

Rio de Janeiro

Junho/2012

Resumo

A violação da simetria combinada de conjugação de carga e paridade, ou simplesmente violação de CP, é uma das condições necessárias para explicar a assimetria matéria-antimatéria existente no Universo. No Modelo Padrão, a violação de CP decorre de uma fase na matriz CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa). No entanto, esse mecanismo não é suficiente para explicar a assimetria observada. É necessária a existência de novas fontes de violação de CP. Os decaimentos de charme são processos adequados para busca dessas novas fontes, uma vez que a violação de CP prevista pelo Modelo Padrão nesses decaimentos é bem pequena, $\mathcal{O}(10^{-3})$ ou menor. Um dos canais utilizados na busca de violação de CP é o decaimento suprimido por Cabibbo $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$, explorando o fato de lidarmos com um espaço de fase bidimensional.

A técnica padrão para o estudo de decaimentos em três corpos é a análise de Dalitz plot. Ela permite estudar a dinâmica do decaimento, identificando suas contribuições ressonantes. Permite também, ao comparar decaimentos conjugados, observar assimetrias locais no espaço de fase. A ferramenta padrão utilizada na análise de Dalitz plot é o ajuste pelo método da máxima verossimilhança. Na análise de amostras muito grandes há uma dificuldade de ordem prática: o aumento exponencial no tempo de processamento. Uma alternativa é a realização de um ajuste binado utilizando o método dos mínimos quadrados. Nesta dissertação, desenvolvemos um algoritmo baseado nesse método como uma alternativa ao comumente utilizado. É feita a comparação entre o desempenho deste método e o da máxima verossimilhança, determinando em que condições ambos produzem resultados idênticos. Este estudo é feito utilizando amostras simuladas do decaimento $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$.

Abstract

The violation of the charge conjugation and parity combined symmetry, or simply CP violation, is one of the necessary conditions to explain the matter-antimatter asymmetry. The Standard Model accommodates the CP violation through a phase in the CKM (Cabibbo-Kabayashi-Maskawa) matrix. However, this mechanism is not enough to explain the observed asymmetry. New sources of CP violation are necessary. Charm decays are excellent tools in the search of this new sources because the CP violation predicted by the Standard Model in charm decays is quite small, $\mathcal{O}(10^{-3})$ or less. One of the channels used in the search for CP violation is the Cabibbo suppressed $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ decay, exploiting the 2-dimensional phase space.

The standard technique for study 3-body decays is the Dalitz plot analysis. It allows to study the decay dynamics, identifying its resonants contributions. It also allows, by comparing conjugate decays, the observation of local asymmetries in the phase space. The standard technique for Dalitz plot analysis is the fit with the maximum likelihood method. In the analysis of very large samples, it faces a practical problem once the number of events leads to an exponential increase in the required processing time. An alternative may be the binned fit with least squares method. In this work, we developed an algorithm based in this method as an alternative to the one commonly used. It is made the comparison between this method and the maximum likelihood one, determining in which conditions both of them leads to the same result. This study is made with simulated samples of $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ decay.

*À minha avó Maria
que olha por mim lá do céu*

Agradecimentos

Primeiramente, quero agradecer ao meu orientador, Alberto Reis, que é um dos principais responsáveis pela conclusão do meu mestrado. Agradeço pela acolhida na minha chegada ao CBPF, por toda atenção, disponibilidade, paciência infinita, apoio, incentivo, por acreditar em mim apesar de todos os meus erros e defeitos e por tudo que me ensinou ao longo deste mestrado.

Agradeço ao pessoal do grupo de charme, Sandra Amato, Érica Polycarpo, Carla Gobel, Daniel, Ana Bárbara, Luana, Clarissa, Josué, Melissa, Mat e Hamish por todas discussões, reuniões, apoio e disponibilidade em ajudar sempre.

Agradeço a Karin, minha “colaboradora externa” paulista, por tudo, desde nossas simples conversas até nossas “overdoses” de Fortran, fits e afins.

Agradeço aos meu companheiros de sala, Bruno, Marília, Enrique e Luís por me aturarem nesses pouco mais de 2 anos. Agradeço pela companhia, pelo apoio, pelas conversas, por ligar, muitas vezes, o meu computador e executar alguns comandos garantindo a geração das minhas amostras, pela ajuda nas listas de Partículas, por esclarecer as minhas dúvidas de Mecânica Quântica e pelo empréstimo do violão. Agradeço também ao Rubem, novato na sala, que apesar do pouco tempo já tem dado todo apoio e contagiado com seu astral.

Agradeço aos primeiros que me aturam na sala 607B, Eduardo, André, Cesar, Thiago Hartz, principalmente, pela acolhida.

Agradeço aos meus amigos do CBPF, Thamys, Maria, Rafael, Max, Alejandro, Carol, Bruno Dias, Márcio e tantos outros com os quais compartilhei várias experiências ao longo desses pouco mais 2 anos de mestrado das quais sempre me lembrarei.

Agradeço à Bete e ao Ricardo, da secretaria da CFC, por estarem sempre prontos a ajudar. Agradeço aos professores e funcionários do CBPF por tornarem esta instituição o Centro de excelência que é, me proporcionando este ambiente maravilhoso para realização do meu mestrado.

Quero agradecer a algumas pessoas que foram muito importantes para que eu que chegasse até o mestrado. Que fizeram parte do processo de formação que me trouxe até aqui me dando a base necessária para fazer este trabalho da melhor maneira possível.

Agradeço ao Murilo Magalhães que lá no meu Ensino Médio, pelo seu diferencial como professor e amigo, despertou em mim o gosto pela Física e teve sua influência nessa minha escolha, da qual nunca me arrependi.

Agradeço ao meu orientador de Iniciação Científica, Leandro de Paula, que acreditou no meu potencial, me apresentou à Física de Partículas, que me orientou com muita

dedicação e carinho e com quem aprendi muito. Agradeço aos demais professores do LAPE, entre eles, Miriam Gandelman, Jose Hélder Lopes e Bruno Souza de Paula, sempre disponíveis a ajudar desde as discussões do *The Particle Hunters* e dos detectores do LHCb às prévias de Jornada. Agradeço aos meus amigos do LAPE, Oscar, Daniela, Fernando, Vinicius, Leonardo, Daniel Guamá, Maria Luísa, Saullo e Lucas, por todo aprendizado, conhecimento, dúvidas, “leituras em diagonal”, diversão, lanchinhos e cocacolas partilhados.

Agradeço aos meus amigos da graduação, Ihani, Victor, Gabriela, Diogo, Max, Loloano, Anderson Kendi, galera da minha turma e demais amigos da UFRJ, pelos dias de estudo, lanches no “verdinho”, festinha na aula de Lab e tantos outros momentos que tornaram a minha graduação única e os fizeram tão especiais pra mim.

Agradeço a minha orientadora durante o período que estive no CERN, Kim Vervink, por toda atenção, paciência, dedicação e todo o aprendizado que me proporcionou durante os dois meses em que estive lá. Agradeço também a Johannes Albrecht e Eric Van Herwijnen que me ajudaram muito durante esse período de aprendizado.

Agradeço aos meus amigos “não-físicos” por sua paciência adicional (pra me aturar falando de Física), pelo apoio, pelas orações, pela torcida e pela amizade.

Agradeço à minha mãe, meu pai, minha irmã, meu irmão, meu padrasto e toda a minha família, de onde nunca me faltou amor, apoio, incentivo e compreensão. Com certeza, sem esse pilar eu não teria chegado tão longe.

Por fim, agradeço imensamente à DEUS que sempre me capacitou e me deu forças para chegar até aqui, que nunca me abandona, que me levanta nos momentos de desânimo me lembrando do amor imenso que tem por mim, que *“Tudo posso naquele que me fortalece”* (Fl 4,13) e que colocou no meu caminho todos esses anjos que me ajudam sempre e me tornam uma pessoa melhor e mais feliz. Agradeço a Maria que está sempre intercedendo por mim!

Sumário

Lista de Figuras	viii
Lista de Tabelas	xii
1 Introdução	1
2 O Dalitz plot	8
2.1 Descrição Cinemática	8
2.2 Formalismo de Análise	19
2.2.1 Amplitude das contribuições ressonantes	19
2.2.2 Modelo Isobárico	21
2.2.3 Ajuste com Método da Máxima Verossimilhança	23
3 Estudo da utilização do ajuste com método dos mínimos quadrados na análise do $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$	26
3.1 Ajuste com o Método dos Mínimos Quadrados	27
3.2 Divisão do Dalitz plot em bins	28
3.3 Algoritmo para o teste de consistência	31
3.4 Resultados	33
3.4.1 Ajuste não-binado	33
3.4.2 Ajuste binado	39
3.4.3 Comparando os ajustes	63
4 O experimento LHCb	64
4.1 O acelerador LHC	64
4.2 O detector LHCb	67
4.2.1 Interface com o LHC	68
4.2.2 Magneto	70
4.2.3 VELO	71

4.2.4	Estações de traços	73
4.2.5	RICH	76
4.2.6	Calorímetros	79
4.2.7	Sistema de Múons	80
4.2.8	<i>Trigger</i>	82
5	Amostra de dados	84
6	Conclusão	92

Lista de Figuras

1.1	Diagramas do tipo caixa para $K - \bar{K}$, $D - \bar{D}$, $B_d - \bar{B}_d$ e $B_s - \bar{B}_s$. As linhas em zig-zag representam os bósons W. Para cada processo existe também um segundo diagrama de caixa obtido por uma rotação de 90° [12].	4
1.2	Diagramas representando (A) violação de CP direta; (B) violação de CP indireta; e (C) interferência quando os dois mecanismos são possíveis [9].	5
1.3	Diagramas em nível de <i>parton</i> para decaimentos de $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ (a) um diagrama de árvore e (b) um processo do tipo “pinguim” [14].	6
2.1	Definição das variáveis para decaimentos de três corpos [6].	10
2.2	Dalitz plot para um estado final de três corpos. Neste exemplo, o estado é $\pi^+ \bar{K}^0 p$ a 3 GeV. Conservação de 4-momento restringe os eventos à região sombreada [6].	12
2.3	Configuração dos vetores de momento no referencial do centro de massa dentro do contorno do Dalitz plot [18].	13
2.4	Dalitz plot do decaimento $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$. As contribuições do canal $\bar{K}^*(892)^0 K^+$ na vertical e do canal $\phi(1020)\pi^+$ na horizontal são claramente visíveis nos dados [17].	14
2.5	Dalitz plot do decaimento $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ [21].	15
2.6	Dalitz plot do decaimento $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ [22].	15
2.7	Dalitz plot do decaimento $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ com a contribuição de $K^*(892)^0 K^+$. 17	
2.8	Dalitz plot do decaimento $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ com a contribuição de $K^*(1430) K^+$. 17	
2.9	Dalitz plot do decaimento $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ com a contribuição de $\phi \pi^+$	17
2.10	Dalitz plot do decaimento $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ com a contribuição de $a_0(1450)\pi^+$. 18	
2.11	Dalitz plot do decaimento $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ com a contribuição de $\kappa(800) K^+$. 18	
2.12	Dalitz plot do decaimento $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ com a contribuição de $K^*(892)^0 K^+$, $K^*(1430) K^+$, $\phi \pi^+$, $a_0(1450)\pi^+$ e $\kappa(800) K^+$ incluídas	18
3.1	Dalitz plot obtido com os dados do LHCb (esq.) e com os eventos gerados (dir.).	29

3.2	Ilustração do Dalitz plot dividido em 6 regiões.	29
3.3	Ilustração do Dalitz plot dividido em 424 bins.	31
3.4	Distribuições dos valores das magnitudes obtidos a partir do ajuste não-binado feito em 2600 amostras.	34
3.5	Distribuições dos valores das fases (em radianos) obtidos a partir do ajuste não-binado feito em 2600 amostras.	35
3.6	Distribuições dos valores das incertezas das magnitudes obtidos a partir do ajuste não-binado feito em 2600 amostras.	36
3.7	Distribuições dos valores das incertezas das fases obtidos a partir do ajuste não-binado feito em 2600 amostras.	37
3.8	Distribuições dos valores das magnitudes obtidos a partir do ajuste binado (DP dividido em 225 bins) feito em 2600 amostras.	40
3.9	Distribuições dos valores das fases (em radianos) obtidos a partir do ajuste binado (DP dividido em 225 bins) feito em 2600 amostras.	41
3.10	Distribuições dos valores das incertezas das magnitudes obtidos a partir do ajuste binado (DP dividido em 225 bins) feito em 2600 amostras.	42
3.11	Distribuições dos valores das incertezas das fases obtidos a partir do ajuste binado (DP dividido em 225 bins) feito em 2600 amostras.	43
3.12	Distribuições dos valores das magnitudes obtidos a partir do ajuste binado (DP dividido em 424 bins) feito em 2600 amostras.	44
3.13	Distribuições dos valores das fases (em radianos) obtidos a partir do ajuste binado (DP dividido em 424 bins) feito em 2600 amostras.	45
3.14	Distribuições dos valores das incertezas das magnitudes obtidos a partir do ajuste binado (DP dividido em 424 bins) feito em 2600 amostras.	46
3.15	Distribuições dos valores das incertezas das fases obtidos a partir do ajuste binado (DP dividido em 424 bins) feito em 2600 amostras.	47
3.16	Distribuições dos valores das magnitudes obtidos a partir do ajuste binado(DP dividido em 802 bins) feito em 2600 amostras.	49
3.17	Distribuições dos valores das fases obtidos a partir do ajuste binado(DP dividido em 802 bins) feito em 2600 amostras.	50
3.18	Distribuições dos valores das incertezas das magnitudes obtidos a partir do ajuste binado (DP dividido em 802 bins) feito em 2600 amostras.	51
3.19	Distribuições dos valores das incertezas das fases obtidos a partir do ajuste binado (DP dividido em 802 bins) feito em 2600 amostras.	52

3.20	Distribuições dos valores das magnitudes obtidos a partir do ajuste binado(DP dividido em 4540 bins) feito em 2600 amostras.	54
3.21	Distribuições dos valores das fases (em radianos) obtidos a partir do ajuste binado(DP dividido em 4540 bins) feito em 2600 amostras.	55
3.22	Distribuições dos valores das incertezas das magnitudes obtidos a partir do ajuste binado (DP dividido em 4540 bins) feito em 2600 amostras.	56
3.23	Distribuições dos valores das incertezas das fases obtidos a partir do ajuste binado (DP dividido em 4540 bins) feito em 2600 amostras.	57
3.24	Distribuições dos valores das magnitudes obtidos a partir do ajuste binado(DP dividido em 9345 bins) feito em 2600 amostras.	58
3.25	Distribuições dos valores das fases (em radianos) obtidos a partir do ajuste binado(DP dividido em 9345 bins) feito em 2600 amostras.	59
3.26	Distribuições dos valores das incertezas das magnitudes obtidos a partir do ajuste binado (DP dividido em 9345 bins) feito em 2600 amostras.	60
3.27	Distribuições dos valores das incertezas das fases obtidos a partir do ajuste binado (DP dividido em 9345 bins) feito em 2600 amostras.	61
4.1	Complexo de aceleradores do CERN [27].	65
4.2	Esquema ilustrativo do LHC e seus principais experimentos.	66
4.3	Diagrama esquemático do LHCb.	67
4.4	Ângulos polares dos hádrons- b e \bar{b} calculados pelo gerador de eventos PYTHIA [33].	68
4.5	Esquema do tubo do feixe [25].	69
4.6	Vista em perspectiva do magneto do LHCb com sua corrente e conexões de água (unidades em mm) [25].	70
4.7	Campo magnético ao longo do eixo z [25].	71
4.8	Representação lateral do VELO (plano (x,z)) e frontal(plano (x,y)) de um dos módulos nas posições aberto e fechado [25].	72
4.9	Esquema dos sensores tipo-R e tipo- ϕ do VELO [25].	73
4.10	As estações de traços, TT, T1, T2 e T3. As IT, em roxo, na parte interior das T's, e as OT, em azul, na parte exterior [25].	74
4.11	Terceira camada de detecção da TT [25].	75
4.12	Vista dos quatro conjuntos do IT distribuídos em torno do tubo do feixe do LHC [25].	75
4.13	Uma das camadas x de detecção na segunda estação IT [25].	75
4.14	Módulo de <i>straw-tubes</i> da OT [25].	76

4.15	Ângulo de Cherenkov <i>versus</i> momento da partícula para os radiadores dos RICHs [25].	77
4.16	Visão lateral esquemática (a), modelo 3D (b) e foto (c) do RICH1 [25]. . .	77
4.17	Visão superior esquemática (a), <i>layout</i> (b) e foto (c) do RICH2 [25].	78
4.18	Esquema (esquerda) e foto (direita) de um HPD [25].	78
4.19	Segmentação lateral do SPD/PS e ECAL (esquerda) e do HCAL (direita). A Figura mostra um quarto da face frontal do detector. À esquerda, as dimensões são dadas para o ECAL [25].	79
4.20	Vista lateral do sistema de múons do LHCb [25].	81
4.21	Vista frontal de um quadrante de uma estação de múon [25].	81
4.22	Esquema do <i>trigger</i> do LHCb [25].	83
5.1	Luminosidade integrada no LHCb em 2011	84
5.2	Eventos selecionados pela <i>Stripping</i> na região do D^+ ($1800 < m_{KK\pi} < 1940 \text{ MeV}/c^2$). Essa amostra possui 15842280 candidatos. Limitada pelas linhas tracejadas em azul, está a região escolhida para o estudo do sinal ($1855 < m_{KK\pi} < 1885 \text{ MeV}/c^2$) e, em vermelho, a região escolhida para o estudo do <i>background</i> ($1820 < m_{KK\pi} < 1835 \text{ MeV}/c^2$ e $1905 < m_{KK\pi} < 1920 \text{ MeV}/c^2$).	87
5.3	Distribuições das variáveis utilizadas na seleção final. Em azul, as curvas para os eventos de sinal e, em vermelho, as curvas para os eventos de <i>background</i> . As linhas tracejadas indicam os valores dos cortes.	88
5.4	Distribuição da massa do D após os cortes de seleção final	90
5.5	Dalitz plot para o decaimento $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ (candidatos com $1855 < m_D < 1885 \text{ MeV}/c^2$).	91

Lista de Tabelas

2.1	Fatores de barreira de Blatt-Weisskopf [6].	20
2.2	Distribuições angulares para $L = 0, 1, 2$ onde θ é o ângulo entre as partículas a e c no referencial de repouso da ressonância r	21
3.1	Conjunto de parâmetros usado na geração.	29
3.2	Resultado de um ajuste Gaussiano nas distribuições dos parâmetros e incertezas obtidas a partir de um ajuste não-binado em 2600 amostras.	38
3.3	Resultado de um ajuste Gaussiano nas distribuições dos parâmetros e incertezas obtidas a partir de um ajuste binado (DP dividido em 225 bins) em 2600 amostras.	39
3.4	Resultado de um ajuste Gaussiano nas distribuições dos parâmetros e incertezas obtidas a partir de um ajuste binado (DP dividido em 424 bins) em 2600 amostras.	48
3.5	Resultado de um ajuste Gaussiano nas distribuições dos parâmetros e incertezas obtidas a partir de um ajuste binado (DP dividido em 802 bins) em 2600 amostras.	53
3.6	Resultado de um ajuste Gaussiano nas distribuições dos parâmetros e incertezas obtidas a partir de um ajuste binado (DP dividido em 4540 bins) em 2600 amostras.	53
3.7	Resultado de um ajuste Gaussiano nas distribuições dos parâmetros e incertezas obtidas a partir de um ajuste binado (DP dividido em 9345 bins) em 2600 amostras.	62
3.8	Comparação do uso de diferente número de bins.	62
3.9	Comparação entre os ajustes binado e não-binado.	63
5.1	Critérios de seleção para as partículas do estado final	86
5.2	Critérios de seleção para as combinações de partículas do estado final	86
5.3	Critérios de seleção para o méson D reconstruído	86
5.4	Resumo dos cortes de seleção final.	89

5.5	Parâmetros obtidos do ajuste de duas Gaussianas e uma função linear na amostra de dados obtida após os cortes da seleção final.	89
-----	---	----

Capítulo 1

Introdução

A violação de CP é uma das condições necessárias para explicar a assimetria matéria-antimatéria existente no Universo. Na bariogênese, partículas e antipartículas teriam igual probabilidade de criação e deveriam ter aniquilado. No entanto, observamos que houve um prevalectimento da matéria sobre antimatéria pois o Universo observável hoje é constituído por matéria. Essa é a prova evidente da violação de CP.

A simetria de CP é a combinação das simetrias de conjugação de carga C, na qual todos os números quânticos internos da partícula são invertidos, e de paridade P, que inverte o sinal das coordenadas espaciais. As simetrias C e P são maximamente violadas nas interações fracas. Durante muito tempo, no entanto, acreditou-se que a simetria combinada de CP fosse conservada, até que, em 1964, a violação de CP foi observada no decaimento de káons neutros [1]. Nas últimas duas décadas, diversas medidas de violação de CP foram feitas nos decaimentos de mésons B, onde os efeitos são maiores que nos káons [2, 3]. Apenas recentemente o LHCb encontrou evidências de violação de CP nos decaimentos do méson D^0 [4].

No Modelo Padrão, a violação de CP está contida na matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM), que associa os autoestados de massa dos quarks aos autoestados de interação fraca. Devido às condições de unitariedade, essa matriz possui três parâmetros reais e uma fase complexa. É a presença desse parâmetro complexo que introduz a violação de CP. Com apenas duas gerações de férmions, o mecanismo de mistura de quarks não

poderia dar origem à violação de CP. Para que esta ocorra é necessária a existência de três gerações [5]. A matriz CKM é dada por [6]

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}.$$

Ela pode ser parametrizada por três ângulos de mistura e a fase de violação de CP. Dentre as muitas convenções possíveis, uma escolha tem se tornado padrão

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

onde $s_{ij} = \text{sen}\theta_{ij}$, $c_{ij} = \text{cos}\theta_{ij}$ e δ é a fase responsável pelo fenômeno de violação de CP em processos de troca de sabor no Modelo Padrão [6]. Uma outra parametrização muito utilizada é a de Wolfenstein [7], dada por

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

Aqui $\lambda = \text{sen}\theta_C \approx 0,23$ faz o papel de parâmetro de expansão e η representa a fase de violação de CP [6]. Termos de $\mathcal{O}(\lambda^5)$ foram omitidos. A fonte mais relevante de violação de CP em decaimentos de charme é a fase em V_{cs} que é $\simeq -\eta A^2\lambda^4 \simeq -6 \cdot 10^{-4}$ [8, 9].

A violação de CP se manifesta através de diferenças entre as taxas de decaimento de decaimentos conjugados ou através das diferenças entre as taxas de oscilação de mésons e antimésons.

A violação de CP no decaimento (ou direta) pode ser medida através da diferença entre as larguras parciais de decaimentos conjugados. Ela é definida por $|\bar{A}_{\bar{f}}/A_f| \neq 1$, ou seja, a amplitude A_f do decaimento de um méson M em um estado final f é diferente da amplitude $\bar{A}_{\bar{f}}$ do decaimento conjugado $\bar{M} \rightarrow \bar{f}$. Em decaimentos de mésons carregados, onde não existem efeitos de *mixing*, esta é a única fonte possível de assimetrias de CP [6].

Um outro tipo de violação de CP é a que ocorre no *mixing* (indireta) e pode ser medida através das diferenças entre as taxas de oscilação de méson e antiméson. O fenômeno de

mixing já é bem conhecido e é comum a todos os mésons neutros com sabor (K , B e D). Foi medido primeiramente no sistema de káons neutros. O *mixing* ocorre quando os autoestados de sabor diferem dos autoestados de massa [11]. Com isso, por interações fracas, um meson M^0 produzido pode evoluir para sua antipartícula \overline{M}^0 antes de decair e vice-versa. Sua evolução temporal pode ser representada por

$$i\hbar \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} M^0(t) \\ \overline{M}^0(t) \end{pmatrix} = \left(\mathbf{M} - \frac{i}{2} \mathbf{\Gamma} \right) \begin{pmatrix} M^0(t) \\ \overline{M}^0(t) \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

e seus autoestados podem ser escritos como

$$|M_{1,2}\rangle = p|M^0\rangle \pm q|\overline{M}^0\rangle \quad |p|^2 + |q|^2 = 1 \quad (1.2)$$

Os parâmetros de *mixing* são expressos em termos de x e y , funções das diferenças de massa e largura de decaimento, sendo $x = (m_1 - m_2)/\Gamma$, $y = (\Gamma_1 - \Gamma_2)/2\Gamma$ e $\Gamma = (\Gamma_1 + \Gamma_2)/2$ [11]. Os diagramas de *mixing* para os mésons K , D , B_d e B_s podem ser vistos na Figura 1.1.

A violação de CP no *mixing* é definida por $|q/p| \neq 1$ e só pode ocorrer em decaimentos de méson neutros. Neste caso, as probabilidades de evolução do méson M^0 em antiméson \overline{M}^0 e vice-versa são diferentes, i.e., $\mathcal{P}(M^0 \rightarrow \overline{M}^0; t) \neq \mathcal{P}(\overline{M}^0 \rightarrow M^0; t)$. Em decaimentos de mésons neutros semileptônicos com correntes fracas $M, \overline{M} \rightarrow \ell^\pm X$ esta é a única fonte de violação de CP.

O terceiro tipo de violação de CP que pode ocorrer é dado pela interferência entre os dois casos já descritos. Um decaimento do tipo $M^0 \rightarrow f$ pode ter contribuições diretas, decair sem que haja *mixing*, e contribuições indiretas, decair após *mixing* ($M^0 \rightarrow \overline{M}^0 \rightarrow f$). Estas duas contribuições interferem. Este tipo de violação de CP é definido por $Im \left(\frac{q}{p} \frac{\overline{A}_f}{A_f} \right) \neq 0$. Esta forma de violação de CP pode ser observada, por exemplo, usando a assimetria de decaimentos de mésons neutros em autoestados de CP. A Figura 1.2 ilustra os três tipos de violação de CP.

Apesar de explicar bem os processos que envolvem violação de CP produzidos em

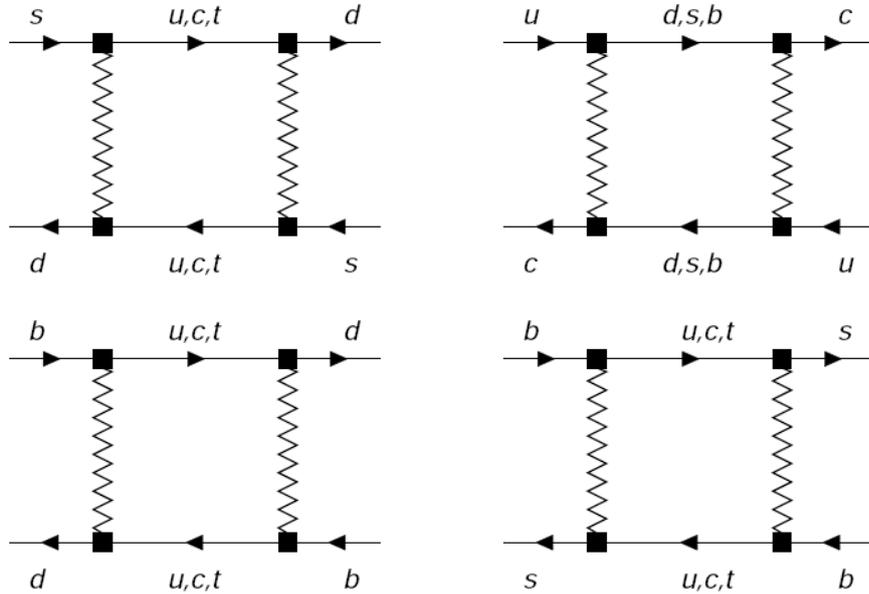


Figura 1.1: Diagramas do tipo caixa para $K - \bar{K}$, $D - \bar{D}$, $B_d - \bar{B}_d$ e $B_s - \bar{B}_s$. As linhas em zig-zag representam os bósons W. Para cada processo existe também um segundo diagrama de caixa obtido por uma rotação de 90° [12].

laboratório até hoje, o Modelo Padrão não dá conta da assimetria matéria-antimatéria observada. A bariogênese requer novas fontes de violação de CP.

O estudo da violação de CP em decaimentos de charme é uma excelente ferramenta de busca por Física Nova. Ao contrário do que ocorre para os káons e B's, o Modelo Padrão prevê assimetrias de CP muito sutis nas transições de charme [8]. Efeitos de Nova Física seriam, portanto, mais facilmente observados em decaimentos de charme por serem praticamente livres do “background” do Modelo Padrão.

O ângulo θ_C (conhecido como ângulo de Cabibbo) determina o acoplamento fraco do quark c com os quarks s ou d . Como o valor de θ_C é pequeno ($\theta_C = 0,21$ radianos), os decaimentos do tipo $c \rightarrow d$ são suprimidos por um fator $\tan^2 \theta_C$ em relação a decaimentos do tipo $c \rightarrow s$. Esta é a chamada supressão por Cabibbo [13].

Pelo Modelo Padrão, a violação de CP direta só pode ocorrer em decaimentos suprimidos por Cabibbo (CS), pois neles existem duas amplitudes guiadas por $c \rightarrow d\bar{u}$ e

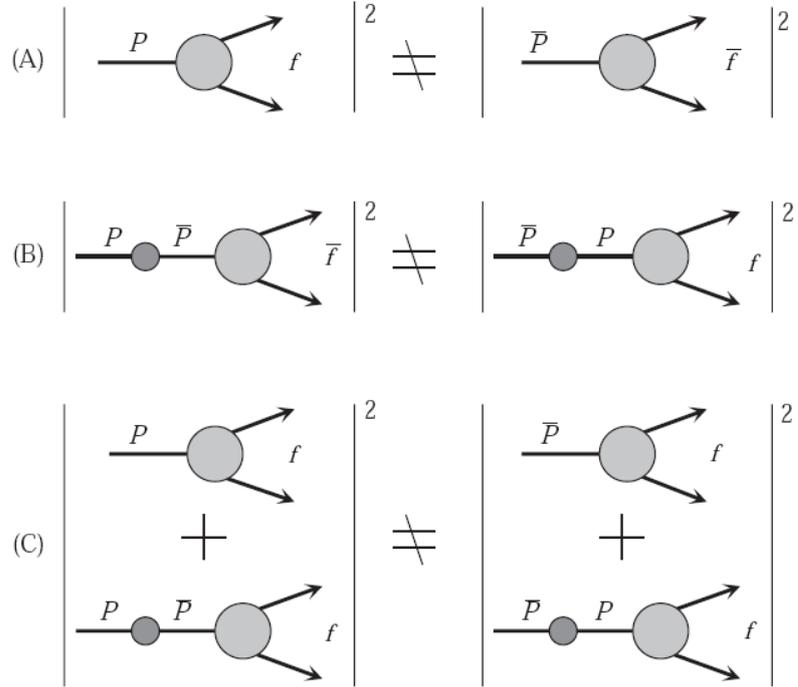


Figura 1.2: Diagramas representando (A) violação de CP direta; (B) violação de CP indireta; e (C) interferência quando os dois mecanismos são possíveis [9].

$c \rightarrow s\bar{u}$ que podem interferir e gerar assimetrias de CP. Tal mecanismo não existe em decaimentos favorecidos (CF) e duplamente suprimidos por Cabibbo (DCS), pois estes tem apenas uma única amplitude fraca. Uma exceção a esta regra geral é a transição $D^\pm \rightarrow K_S \pi^\pm$ que reflete a interferência entre $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+$ e $D^+ \rightarrow K^0 \pi^+$ que são CF e DCS, respectivamente [8].

O Modelo Padrão prevê que decaimentos CS de mésons D apresentem assimetrias de violação de CP da ordem de 10^{-3} ou menores [8]. Violação de CP em decaimentos CS podem surgir da interferência entre processos em nível de árvore (Fig. 1.3a) e “pinguim” (Fig. 1.3b). É importante observar que a contribuição do diagrama do tipo “pinguim” é bem menor que a do tipo árvore e, por isso, as assimetrias geradas por essa interferência são muito pequenas. Medidas de assimetrias de CP em processos CS significativamente maiores do que $\mathcal{O}(10^{-3})$ seriam evidências de Física além do Modelo Padrão

[14].

A busca por violação de CP em decaimentos de dois corpos pode ser feita apenas comparando as taxas de decaimento do D com as do \bar{D} , da seguinte forma [15]:

$$A_{CP} = \frac{\Gamma(D \rightarrow f) - \Gamma(\bar{D} \rightarrow \bar{f})}{\Gamma(D \rightarrow f) + \Gamma(\bar{D} \rightarrow \bar{f})} \quad (1.3)$$

Já os decaimentos em três corpos, por possuir dois graus de liberdade, permitem o estudo de efeitos locais, que podem ser maiores que os globais. Estes efeitos locais podem implicar assimetrias de sinais opostos em diferentes regiões do espaço de fase. O cálculo de taxas de decaimentos envolve uma integração no espaço de fase e, assim, a assimetria global seria diluída.

O decaimento CS $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ ¹ é um dos canais utilizados para busca de violação de CP em charme e foi o canal escolhido para o estudo apresentado nesta dissertação. Buscas por violação de CP neste canal já foram realizadas pelos experimentos BaBar [14], CLEO-c [16] e, mais recentemente, pelo LHCb [17].

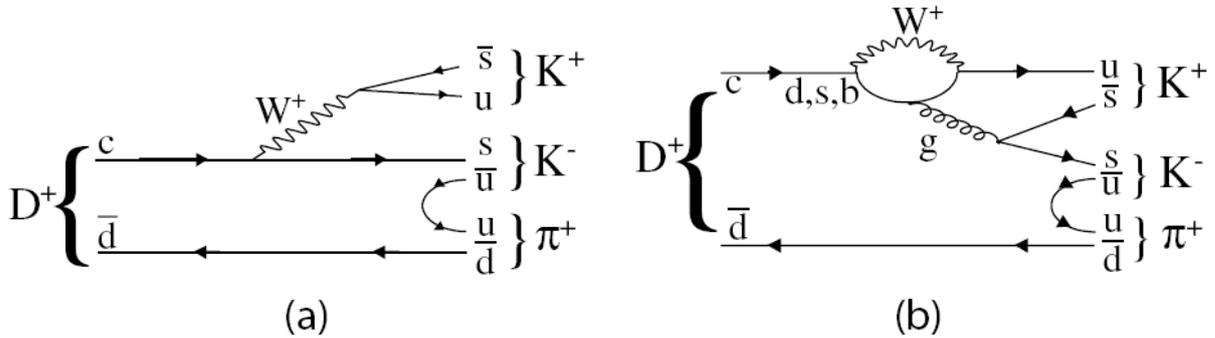


Figura 1.3: Diagramas em nível de *parton* para decaimentos de $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ (a) um diagrama de árvore e (b) um processo do tipo “pinguim” [14].

A análise de Dalitz plot é uma ferramenta muito utilizada para estudo de decaimentos em três corpos. O Dalitz plot é uma representação do espaço de fase do decaimento e permite estudar a dinâmica do processo. Decaimentos de D em três corpos são dominados

¹Aqui não farei distinção de carga então o decaimento conjugado $D^- \rightarrow K^+ K^- \pi^-$ também estará implicitamente incluído ao longo desta dissertação.

por processos intermediários chamados ressonantes, ou seja, processos em que o D decai em dois corpos, um deles sendo uma ressonância. Através da análise de Dalitz plot, pode-se estudar os diferentes canais ressonantes intermediários que geram o mesmo estado final. O Dalitz plot também é uma boa ferramenta para busca de violação de CP. É possível que diferentes regiões do Dalitz plot apresentem assimetrias de CP de diferentes sinais que se cancelem quando integradas em todo o espaço de fase. Subdomínios do Dalitz plot podem conter assimetrias de CP consideravelmente maiores que a largura parcial integrada [8]. Uma revisão das análises de Dalitz plot de decaimentos de mésons D pode ser encontrado em [6].

O método de ajuste padrão utilizado na análise de Dalitz plot é o da máxima verossimilhança. Na análise de amostras muito grandes há uma dificuldade de ordem prática, o aumento exponencial no tempo de processamento.

Neste trabalho desenvolvemos um algoritmo alternativo baseado no ajuste binado pelo método dos mínimos quadrados. O objetivo é comparar o desempenho deste método com o método da máxima verossimilhança bem como o estudo da dependência do resultado com a quantidade de bins em que o Dalitz plot é dividido. Este estudo é feito utilizando amostras simuladas do decaimento $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$.

Nesta dissertação, descrevemos, no capítulo 2, a técnica de análise de Dalitz plot — descrição cinemática e formalismo de análise. Nele está incluído uma breve descrição do método da máxima verossimilhança. No capítulo 3, é descrito o algoritmo desenvolvido para o uso do método dos mínimos quadrados, bem como a sua comparação com o método da máxima verossimilhança. São também apresentados os resultados obtidos neste estudo. No capítulo 4, temos a descrição do Experimento LHCb, do qual faço parte. A amostra de dados de $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ obtida com os dados de 2011 do LHCb é mostrada no capítulo 5 junto com a descrição dos critérios de seleção nela aplicados. Por fim, no capítulo 6, são apresentadas as conclusões do trabalho e as perspectivas para sua continuação.

Capítulo 2

O Dalitz plot

2.1 Descrição Cinemática

Considere o decaimento de uma partícula a em n corpos, com seus 4-momentos dados por $p_i = (E_i, \mathbf{p}_i)$. Os n momentos \mathbf{p}_i das partículas do estado final formam um espaço de dimensão $3n$, chamado *espaço de momento*. Devido à conservação do momento e da energia, os vetores \mathbf{p}_i não podem ser quaisquer, mas devem satisfazer às seguintes condições:

$$\begin{aligned} E_a &= \sum_{i=1}^n E_i \\ \mathbf{p}_a &= \sum_{i=1}^n \mathbf{p}_i \end{aligned} \tag{2.1}$$

com

$$E_i^2 = \mathbf{p}_i^2 + m_i^2, \quad i = a, 1, 2, \dots, n$$

Estas condições definem, no espaço de momento, um subespaço de dimensão $3n - 4$ chamado *espaço de fase*. O espaço de fase contém todas as configurações de 3-momento das partículas do estado final que satisfazem às Eq. 2.1.

Num decaimento em 3 corpos os 3-vetores do estado final formam um plano no referencial de repouso da partícula que decai. Quando esta não tem spin, a orientação deste plano é irrelevante. Isto significa que as três variáveis que definem a direção normal a este plano não são observáveis, restando $3n - 7$ *variáveis essenciais* ou *graus de liberdade*

para a descrição do processo. No decaimento em três corpos ($n = 3$) temos assim dois graus de liberdade: das 9 componentes do decaimento $p_a \rightarrow p_1 + p_2 + p_3$, apenas 2 são independentes. Isso significa que toda e qualquer variável cinemática — ângulos, energia, etc. — pode ser escrita em termos de duas variáveis. Essas duas variáveis podem ser quaisquer combinações dessas 9 componentes.

Num decaimento, as distribuições do estado final refletem tanto a cinemática como a dinâmica do processo. A taxa de decaimento diferencial de uma partícula de massa M em n -corpos é dada por

$$d\Gamma = \frac{(2\pi)^4}{2M} |\mathcal{M}|^2 d\Phi_n(p_a; p_1, \dots, p_n), \quad (2.2)$$

onde $\mathcal{M} = \langle f | M | i \rangle$ é o elemento de matriz invariante de Lorentz e $d\Phi_n$ é o elemento do espaço de fase de n -corpos, dado por

$$d\Phi_n(p_a; p_1, \dots, p_n) = \delta^4(p_a - \sum_{i=1}^n p_i) \prod_{i=1}^n \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3 2E_i}. \quad (2.3)$$

Este elemento do espaço de fase pode ser gerado recursivamente da seguinte maneira

$$\begin{aligned} d\Phi_n(p_a; p_1, \dots, p_n) &= d\Phi_j(q; p_1, \dots, p_j) \\ &\quad \times d\Phi_{n-j+1}(p_a; q, p_{j+1}, \dots, p_n) (2\pi)^3 dq^2, \end{aligned} \quad (2.4)$$

onde $q^2 = (\sum_{i=1}^j E_i)^2 - |\sum_{i=1}^j \mathbf{p}_i|^2$. Esta forma é particularmente útil no tratamento de processos em cascata, do tipo $a \rightarrow Rb$, $R \rightarrow cd$.

Nessa dissertação, estamos interessados em decaimentos de três corpos e vamos doravante nos restringir a esse caso.

Mésons pesados são partículas compostas por um número indeterminado de quarks e glúons cujas interações estão num regime em que a QCD não pode ser tratada perturbativamente. A descrição de seus decaimentos não pode ser feita apenas a partir de primeiros princípios. Na construção do elemento de matriz, utiliza-se, em geral, aproximações, numa abordagem fenomenológica que é guiada por princípios gerais: conservação de energia-

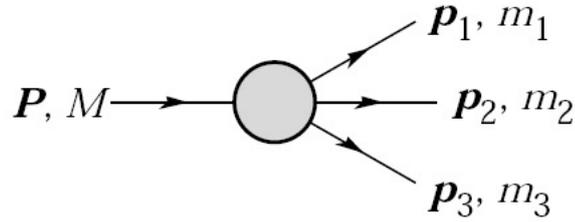


Figura 2.1: Definição das variáveis para decaimentos de três corpos [6].

momento, conservação de momento angular, invariância de Lorentz.

Num tratamento invariante o elemento de matriz \mathcal{M} deve ser um escalar de Lorentz, condição automaticamente satisfeita quando usamos uma descrição em termos de quantidades invariantes. Com esse propósito, é conveniente definir os seguintes invariantes:

$$\begin{aligned}
 s_{12} &= m_{12}^2 = (p_1 + p_2)^2 \\
 s_{13} &= m_{13}^2 = (p_1 + p_3)^2 \\
 s_{23} &= m_{23}^2 = (p_2 + p_3)^2
 \end{aligned} \tag{2.5}$$

estes estão relacionados por $s_{12} + s_{23} + s_{13} = M^2 + m_1^2 + m_2^2 + m_3^2$.

O chamado *Dalitz plot* [19] é um gráfico bidimensional que representa o espaço de fase de um decaimento $1 \rightarrow 3$ em que tanto o estado final como o inicial envolvem partículas sem spin. O Dalitz plot pode ser definido em termos de qualquer par dos invariantes acima ou quaisquer duas variáveis relacionadas àqueles através de uma transformação linear com Jacobiano constante [20].

Como visto anteriormente, no referencial de repouso da partícula que decai os momentos das partículas resultantes do decaimento formam um plano. A orientação relativa desse plano fica determinada pelos três ângulos de Euler (α, β, γ) que especificam a direção normal a esse plano. A equação (2.2) toma a forma

$$d\Gamma = \frac{1}{(2\pi)^5} \frac{1}{16M} |\mathcal{M}|^2 dE_1 dE_2 d\alpha d(\cos \beta) d\gamma. \tag{2.6}$$

Se a partícula que decai não tem spin ou, caso contrário, se tomamos a média sobre todos os estados de spin, então a integração nos ângulos na Eq. (2.6) resulta

$$\begin{aligned}
 d\Gamma &= \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{1}{8M} |\mathcal{M}|^2 dE_1 dE_2 \\
 &= \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{1}{32M^3} |\mathcal{M}|^2 ds_{12} ds_{23} \\
 &= \rho(s_{12}, s_{23}) |\mathcal{M}|^2 ds_{12} ds_{23}.
 \end{aligned} \tag{2.7}$$

Esta é a forma padrão para o Dalitz plot. A densidade do espaço de fase $\rho(s_{12}, s_{23})$ não depende de s_{12} e s_{23} . Isso significa que, no caso particular de $|\mathcal{M}|^2$ constante, o Dalitz plot será uniformemente populado com eventos. Dessa forma, toda e qualquer estrutura observada no Dalitz plot é reflexo direto da dinâmica do processo e nos dá uma informação imediata sobre $|\mathcal{M}|^2$.

Os limites cinemáticos de cada um dos invariantes da equação (2.5) estão ilustrados na Figura 2.2. A distribuição de valores de m_{12} possui um valor máximo em $m_{12}^{\max} = M - m_3$, enquanto seu valor mínimo é $m_{12}^{\min} = m_1 + m_2$.

O contorno do Dalitz plot no plano $s_{12}s_{23}$ é uma função unívoca das massas da partícula que decai, M , e das partículas do estado final, m_1 , m_2 e m_3 . Ele é dado por

$$\begin{aligned}
 s_{12}^{\pm} &= m_1^2 + m_2^2 - \frac{1}{2s_{23}} \{ (s_{23} - M^2 + m_1^2)(s_{23} + m_2^2 - m_3) \\
 &\quad \mp \lambda^{\frac{1}{2}}(s_{23}, M^2, m_1^2) \lambda^{\frac{1}{2}}(s_{23}, m_2^2, m_3^2) \}
 \end{aligned} \tag{2.8}$$

onde utiliza-se a função cinemática $\lambda(x, y, z) = (x - y - z)^2 - 4yz$.

Para um dado valor de s_{12} , o intervalo de valores cinematicamente permitidos de s_{23} é determinado pelas configurações em que \mathbf{p}_2 é paralelo ou antiparalelo a \mathbf{p}_3 :

$$\begin{aligned}
 s_{23}^{\max} &= (E_2^* + E_3^*)^2 - \left(\sqrt{E_2^{*2} - m_2^2} - \sqrt{E_3^{*2} - m_3^2} \right)^2, \\
 s_{23}^{\min} &= (E_2^* + E_3^*)^2 - \left(\sqrt{E_2^{*2} - m_2^2} + \sqrt{E_3^{*2} - m_3^2} \right)^2.
 \end{aligned} \tag{2.9}$$

Aqui $E_2^* = (m_{12}^2 - m_1^2 + m_2^2)/2m_{12}$ e $E_3^* = (M^2 - m_{12}^2 - m_3^2)/2m_{12}$ são as energias das

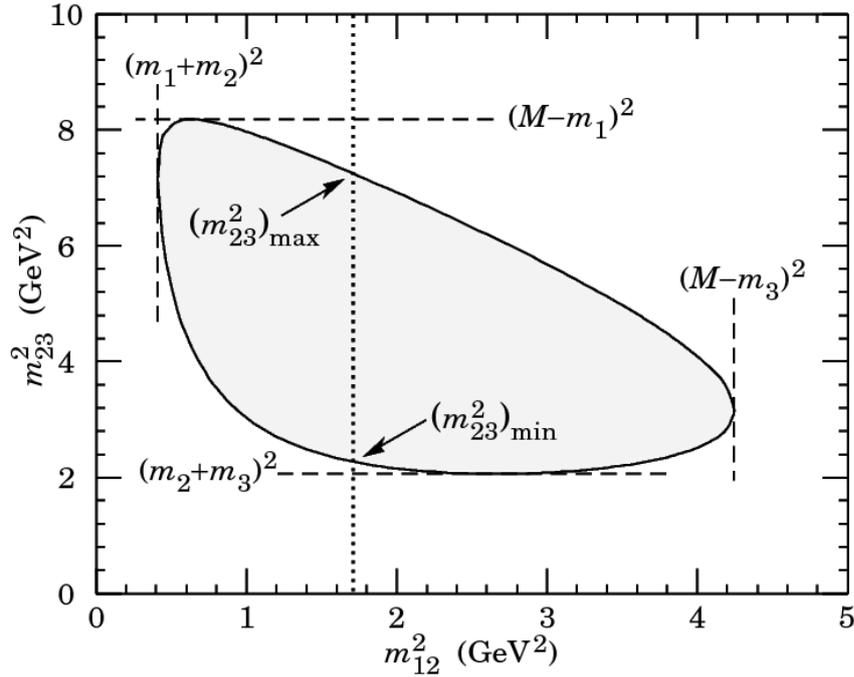


Figura 2.2: Dalitz plot para um estado final de três corpos. Neste exemplo, o estado é $\pi^+ \bar{K}^0 p$ a 3 GeV. Conservação de 4-momento restringe os eventos à região sombreada [6].

partículas 2 e 3 no referencial de repouso de m_{12} .

Os vetores do estado final \mathbf{p}_1 , \mathbf{p}_2 e \mathbf{p}_3 são colineares ao longo do contorno do Dalitz plot. O mínimo de s_{12} , $s_{12}^{\min} = (m_1 + m_2)^2$, é alcançado quando as velocidades das partículas 1 e 2 são iguais ($\mathbf{v}_1 = \mathbf{v}_2$). Neste ponto, E_3 e P_3 possuem o maior valor possível. Isto é mostrado no ponto A_1 da Figura 2.3. Os pontos A_2 e A_3 , nos quais s_{23} e s_{13} possuem seus valores mínimos $(m_2 + m_3)^2$ e $(m_1 + m_3)^2$, têm interpretação análoga. O eixo s_{13} é perpendicular à tangente ao contorno do Dalitz plot em A_3 . No ponto s_{ij} , $s_{ij}^{\min} = (m_i + m_j)^2$, partículas i e j movem-se em uma direção com velocidades iguais e a terceira partícula k move-se na direção oposta com o maior valor de momento que pode alcançar na reação em questão. No valor máximo de s_{12} , $s_{12}^{\max} = (M - m_3)^2$, temos $P_3 = 0$ e $E_3 = m_3$. Deste modo, a partícula 3 está em repouso no referencial do centro de massa e as partículas 1 e 2 se movem em direções opostas com momentos iguais: $\mathbf{p}_1 = -\mathbf{p}_2$ (ponto B_1 na Figura 2.3). De maneira similar, obtém-se as configurações de momento para os

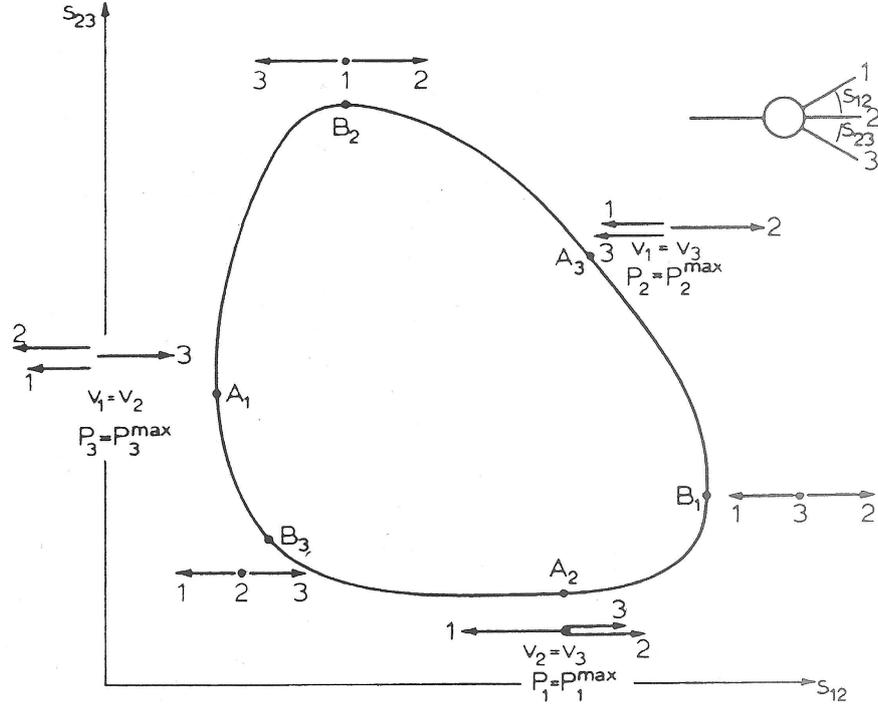


Figura 2.3: Configuração dos vetores de momento no referencial do centro de massa dentro do contorno do Dalitz plot [18].

valores máximos de s_{23} e s_{13} (pontos B_2 e B_3 na Figura 2.3).

Veremos a seguir alguns exemplos de Dalitz plot para ilustrar o que foi descrito nesta seção.

Na Figura 2.4 temos o Dalitz plot do decaimento $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ obtido pelo LHCb [17]. Nele, observa-se uma grande concentração de eventos na vertical, em torno de $m_{K^- \pi^+}^2 = 0.8 \text{ GeV}^2/c^4$, correspondente a contribuição do canal $\bar{K}^*(892)^0 K^+$ e na horizontal, em torno de $m_{K^- K^+}^2 = 1 \text{ GeV}^2/c^4$, correspondente a contribuição do canal $\phi(1020) \pi^+$. Para cada um desses casos, tem-se duas regiões mais populadas separadas por uma região de poucos eventos. Isto reflete a distribuição angular do decaimento. Como as ressonâncias $\bar{K}^*(892)^0$ e $\phi(1020)$ possuem spin 1 e a partícula que decai, D^+ , possui spin 0, é necessário que o terceiro hádron e a ressonância estejam num estado de momento angular orbital $L = 1$ de modo a garantir a conservação do momento angular total. A distribuição

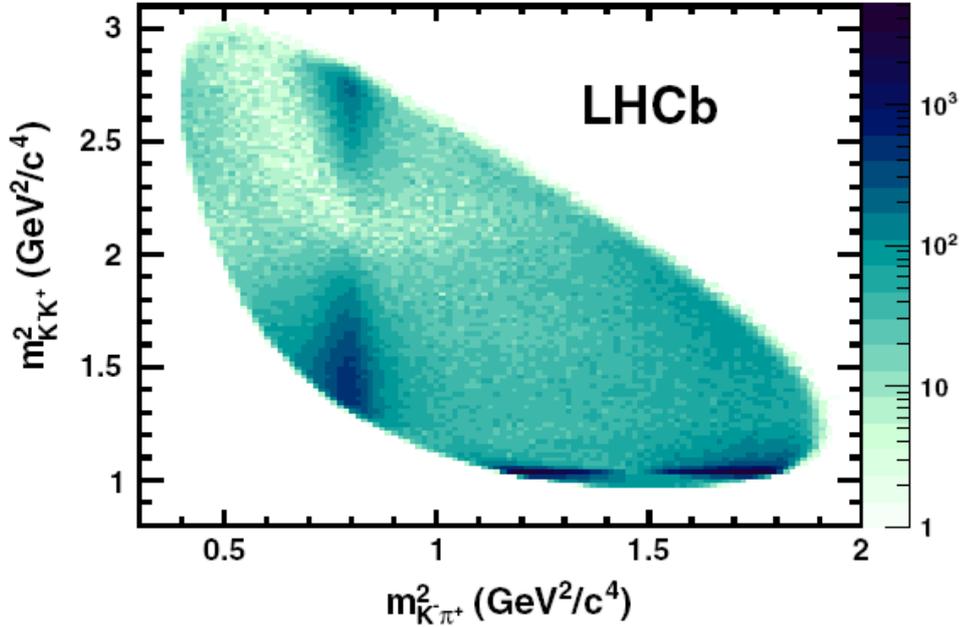


Figura 2.4: Dalitz plot do decaimento $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$. As contribuições do canal $\bar{K}^*(892)^0 K^+$ na vertical e do canal $\phi(1020)\pi^+$ na horizontal são claramente visíveis nos dados [17].

angular será discutida em detalhes na seção seguinte. Na região do $\bar{K}^*(892)^0 K^+$ é possível observar uma redução do lobo superior em comparação com o inferior. Por estudos feitos com simulação, conclui-se que isto é devido à interferência destrutiva do $\bar{K}^*(892)^0 K^+$ com o canal $a_0(1450)\pi^+$. Observa-se também neste Dalitz plot uma concentração de eventos na região onde $m_{K^-\pi^+}^2 > 1.5 \text{ GeV}^2/c^4$ e $m_{K^-K^+}^2 > 1.1 \text{ GeV}^2/c^4$ mostrando a contribuição do canal $K^*(1430)^0 K^+$, que envolve uma ressonância escalar.

Na Figura 2.5 temos o Dalitz plot do decaimento $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$. Este decaimento possui dois π^+ indistinguíveis de modo que os dois eixos do Dalitz plot, $m^2(K^- \pi_1^+)$ e $m^2(K^- \pi_2^+)$, são equivalentes. O Dalitz plot é simétrico em relação ao eixo $m^2(\pi^+ \pi^+)$ (diagonal). Neste gráfico bandas aparecem quando $m_{K^-\pi^+} = m_{K^*(892)^0}$, refletindo o aparecimento da cadeia de decaimento $D \rightarrow K^*(892)\pi^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$. Nota-se que o lobo superior é deslocado com relação ao lobo inferior devido à interferência entre o canal $K^*(892)^0 \pi^+$ e a onda-S. Ao longo do Dalitz plot observa-se algumas regiões com poucos

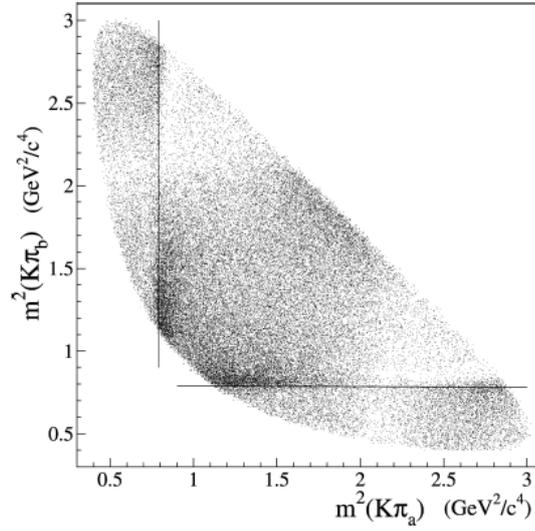


Figura 2.5: Dalitz plot do decaimento $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ [21].

eventos devido à interferências destrutivas entre diferentes contribuições.

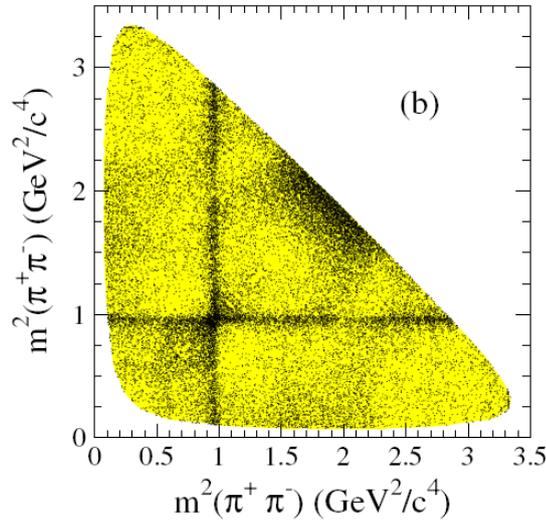


Figura 2.6: Dalitz plot do decaimento $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ [22].

Na Figura 2.6 temos o Dalitz plot do decaimento $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$. Como no caso do $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$, neste decaimento temos dois π^+ indistinguíveis e, portanto, um Dalitz plot simétrico com relação ao eixo $m^2(\pi^+ \pi^+)$ (diagonal). Neste gráfico, é visível a contribuição do $f_0(980)\pi^+$ caracterizada pela concentração de eventos na região em torno

de $m^2(\pi^-\pi^+) = 1,0 \text{ GeV}^2/c^4$. Também temos nele, uma concentração de eventos na região $m^2(\pi^-\pi^+) > 1,5 \text{ GeV}^2/c^4$ devido às contribuições do $f_0(1500)$, $f_2(1270)$ $\rho(1450)$. É possível ver uma variação no número de eventos na região do $f_0(980)\pi^+$ próxima a $m^2(\pi^-\pi^+) = 2,0 \text{ GeV}^2/c^4$, onde temos uma redução no número de eventos devido à interferência entre $f_0(980)$, $f_2(1270)$ e, possivelmente, $f_0(1500)$, e no cruzamento das contribuições $f_0(980)\pi^+$ dos dois eixos do Dalitz, onde temos um aumento no número de eventos devido à interferência construtiva entre as contribuições do $f_0(980)$ nos dois eixos. Na região onde as duas faixas correspondentes ao canal $f_0(980)\pi^+$ se superpoem, observa-se um aumento na população de um fator 4 que pode ser entendido ao considerar como as amplitudes são somadas numa interferência construtiva (ver Equação (2.10)).

$$\begin{aligned} \mathcal{A} &= \mathcal{A}_{(12)3} + \mathcal{A}_{(13)2} \\ |\mathcal{A}|^2 &= |\mathcal{A}_{(12)3} + \mathcal{A}_{(13)2}|^2 \\ &\neq |\mathcal{A}_{(12)3}|^2 + |\mathcal{A}_{(13)2}|^2 \end{aligned} \tag{2.10}$$

De modo a ilustrar o efeito da presença de diferentes ressonâncias no Dalitz plot, a seguir, mostramos simulações de MC do Dalitz plot do decaimento $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$. Foram simuladas amostras com a contribuição dos canais $K^*(892)^0 K^+$ (Figura 2.7), $K^*(1430) K^+$ (Figura 2.8), $\phi(1020)\pi^+$ (Figura 2.9), $a_0(1450)\pi^+$ (Figura 2.10), $\kappa(800) K^+$ (Figura 2.11) e, por fim, com as 5 incluídas (Figura 2.12), com a possibilidade de interferência entre elas. Com isso, é possível observar que a distribuição final (com as 5 ressonâncias) não é simplesmente uma soma das contribuições individuais mas observa-se efeitos de interferência entre elas.

CAPÍTULO 2. O Dalitz plot

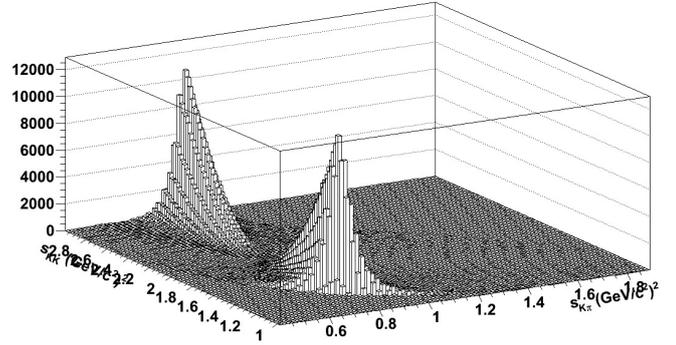
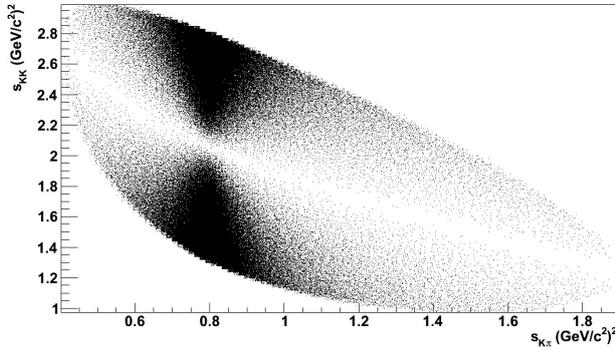


Figura 2.7: Dalitz plot do decaimento $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ com a contribuição de $K^*(892)^0 K^+$.

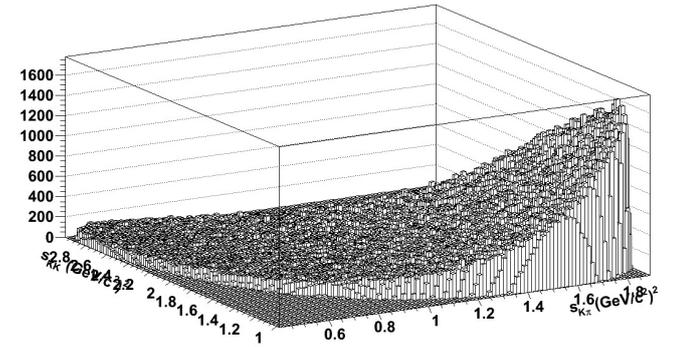
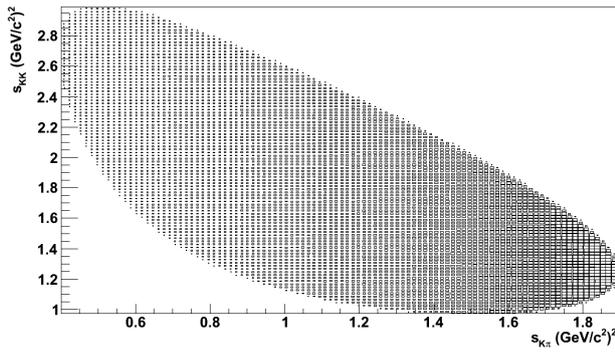


Figura 2.8: Dalitz plot do decaimento $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ com a contribuição de $K^*(1430) K^+$.

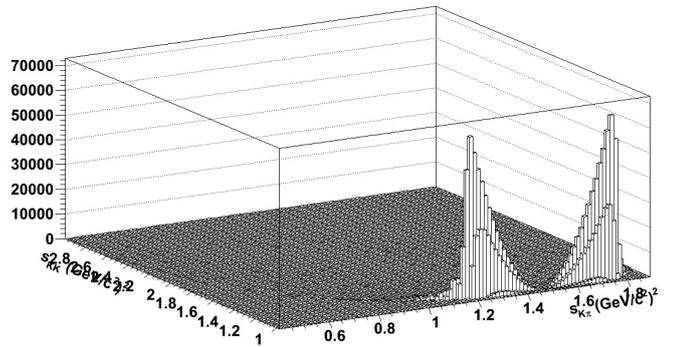
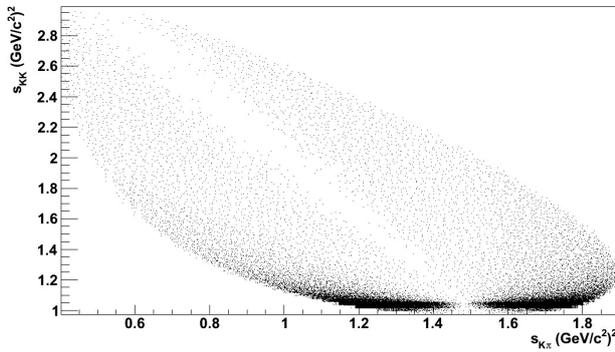


Figura 2.9: Dalitz plot do decaimento $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ com a contribuição de $\phi \pi^+$.

CAPÍTULO 2. O Dalitz plot

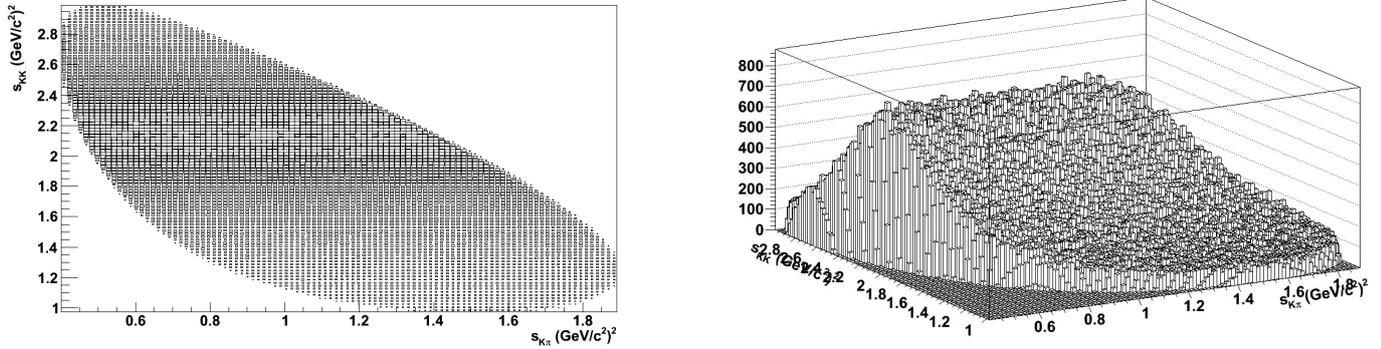


Figura 2.10: Dalitz plot do decaimento $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ com a contribuição de $a_0(1450)\pi^+$.

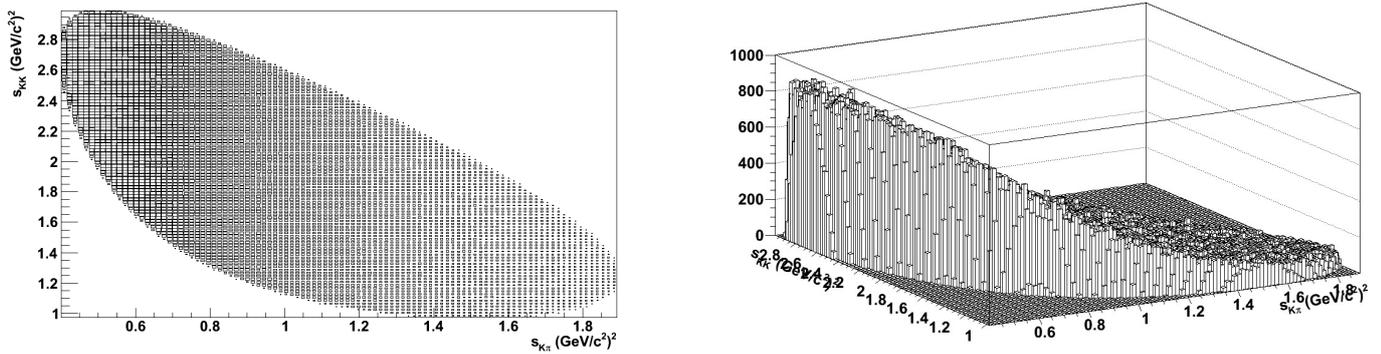


Figura 2.11: Dalitz plot do decaimento $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ com a contribuição de $\kappa(800)K^+$.

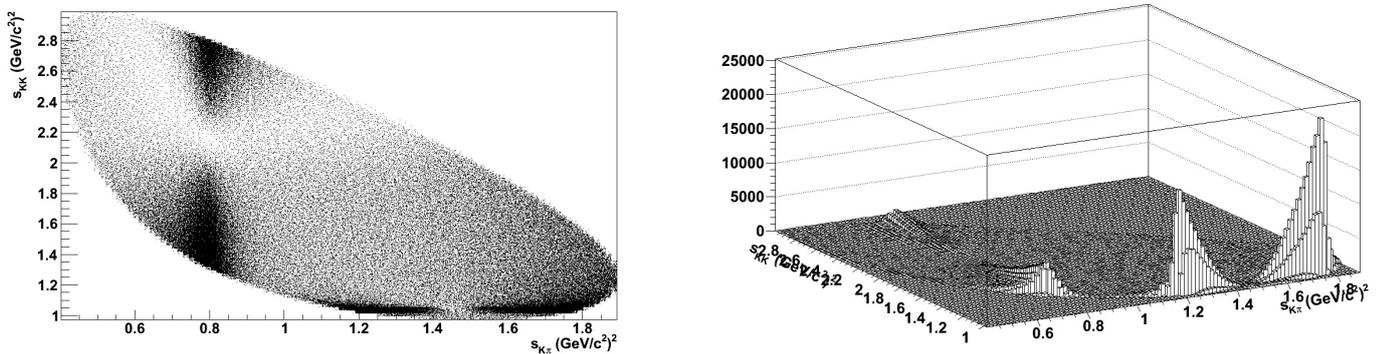


Figura 2.12: Dalitz plot do decaimento $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ com a contribuição de $K^*(892)^0 K^+$, $K^*(1430)K^+$, $\phi\pi^+$, $a_0(1450)\pi^+$ e $\kappa(800)K^+$ incluídas

2.2 Formalismo de Análise

O decaimento não-leptônico do méson D em três corpos é, em geral, o resultado de uma sequência de decaimentos de dois corpos envolvendo uma ressonância. Na seção anterior foi possível observar a presença dessas contribuições ressonantes no Dalitz plot. A chamada análise do Dalitz plot permite quantificar essas contribuições. Nesta seção será descrito o formalismo de análise do Dalitz plot incluindo o modelo para a amplitude de decaimento e um dos métodos de ajuste utilizado neste trabalho.

2.2.1 Amplitude das contribuições ressonantes

Como vimos anteriormente, a amplitude de decaimento é um objeto fenomenológico, em geral descrito como uma soma coerente de amplitudes ressonantes. As amplitudes ressonantes, por sua vez, são escritas como um produto de fatores de forma, uma função dinâmica descrevendo a distribuição de massa da ressonância e uma amplitude de spin.

A amplitude para o processo $R \rightarrow rc$, $r \rightarrow ab$, onde R é um D ou B , r é uma ressonância intermediária e a , b e c são pseudo-escalares, é usualmente escrita na forma [6]

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_r(J, L, l, m_{ab}, m_{bc}) &= \sum_{\lambda} \langle ab|r_{\lambda} \rangle T_r(m_{ab}) \langle cr_{\lambda}|R_J \rangle \\ &= Z(J, L, l, \mathbf{p}, \mathbf{q}) B_L^R(|\mathbf{p}|) B_L^r(|\mathbf{q}|) T_r(m_{ab}). \end{aligned} \quad (2.11)$$

A soma é sobre os estados de helicidade λ de r , J é o momento angular total de R (para decaimentos de D , $J = 0$), L é o momento angular orbital entre r e c , l é o momento angular orbital entre a e b (o spin de r), \mathbf{p} e \mathbf{q} são os momentos de c e de a no referencial de repouso de r , Z descreve a distribuição angular das partículas do estado final, B_L^R e B_L^r são os fatores de barreira para a produção de rc e de ab , e T_r é a função dinâmica descrevendo a ressonância r .

O momento angular máximo L em um decaimento forte é limitado pelo momento linear

L	$B_L(q)$	$B'_L(q, q_0)$
0	1	1
1	$\sqrt{\frac{2z}{1+z}}$	$\sqrt{\frac{1+z_0}{1+z}}$
2	$\sqrt{\frac{13z^2}{(z-3)^2+9z}}$	$\sqrt{\frac{(z_0-3)^2+9z_0}{(z-3)^2+9z}}$
onde $z = (q d)^2$ e $z_0 = (q_0 d)^2$		

Tabela 2.1: Fatores de barreira de Blatt-Weisskopf [6].

q . Partículas que decaem se movendo lentamente com um parâmetro de impacto (raio do méson) d da ordem de 1 fm têm dificuldade de gerar estados com momento angular maior que 2. Os *fatores de barreira*, dados pelas funções de Blatt-Weisskopf B_L , na tabela 2.1, pesam a amplitude das reações para levar em conta este efeito de dependência do spin. Estas funções são normalizadas para dar $B_L = 1$ para $z = (|q|d)^2 = 1$. Outra formulação comum, B'_L , também na tabela 2.1, é normalizada para dar $B'_L = 1$ para $z = z_0 = (|q_0|d)^2$ onde q_0 é o valor de q quando $m_{ab} = m_r$.

Existem dois formalismos comuns para a descrição das *distribuições angulares*: o formalismo de Zemach e o formalismo da helicidade. O formalismo de Zemach é baseado em princípios gerais: invariância de Lorentz e por rotações. Utiliza 4-vetores momento-energia e de polarização, sendo utilizado em decaimentos de partículas sem spin em partículas com spin inteiro. Já o formalismo da helicidade, que tem as mesmas propriedades de invariância que o de Zemach, é utilizado quando as partículas mãe e filhas têm spin semi-inteiro. Ambos levam a descrições idênticas das distribuições angulares para o processo de decaimento $R \rightarrow rc$, $r \rightarrow ab$ quando a , b e c têm spin 0. As distribuições angulares para $L = 0, 1, 2$ são dadas na Tabela 2.2.

A *função dinâmica* T_r é derivada do formalismo da matriz- S . Em geral, a amplitude que um estado final f acopla a um estado inicial i é $S_{fi} = \langle f|S|i\rangle$, onde o operador de espalhamento S é unitário e satisfaz $SS^\dagger = S^\dagger S = I$. O operador de transição invariante

L	Distribuição angular
0	1
1	$-2 \mathbf{p}_3 \mathbf{p}_2 \cos \theta$
2	$\frac{4}{3}(\mathbf{p}_3 \mathbf{p}_2)^2(3 \cos \theta - 1)$

Tabela 2.2: Distribuições angulares para $L = 0, 1, 2$ onde θ é o ângulo entre as partículas a e c no referencial de repouso da ressonância r .

de Lorentz \hat{T} é definido separando a probabilidade em que $f = i$, o que produz

$$S = I + 2iT = I + 2i\{\rho\}^{1/2}\hat{T}\{\rho\}^{1/2}, \quad (2.12)$$

onde I é o operador identidade, ρ é a matriz de espaço de fase diagonal, com $\rho_{ii} = 2q_i/m$, e q_i é o momento de a no referencial de repouso de r para o canal de decaimento i . No caso de um único canal na onda-S, $S = e^{2i\delta}$ satisfaz a unitariedade e

$$\hat{T} = \frac{1}{\rho} e^{i\delta} \text{sen} \delta. \quad (2.13)$$

Existem diferentes formulações da função dinâmica. O formalismo da Breit-Wigner — o primeiro termo numa expansão de Taylor em torno do pólo da matriz- T — é a formulação mais simples. Este é o formalismo no qual estamos interessados pois é utilizado no modelo isobárico, escolhido para a nossa análise, que será descrito a seguir. Mais informações sobre outros formalismos podem ser encontradas em [6].

2.2.2 Modelo Isobárico

O modelo tradicionalmente utilizado para análise de Dalitz plot é o chamado *modelo isobárico*, em que a amplitude de decaimento é representada como uma soma coerente de amplitudes ressonantes,

$$\mathcal{M} = \sum_L A_L, \quad A_L = \sum_r a_r e^{i\delta_r} \mathcal{A}_r^L \quad (2.14)$$

onde A_L representa a soma das amplitudes das ressonâncias que possuem um mesmo

estado de momento angular L , \mathcal{A}_r^L representa a amplitude de cada uma das contribuições ressonantes e é dada pela Equação (2.11) com a função dinâmica T_r sendo do tipo Breit-Wigner, e a_r e δ_r são parâmetros reais a serem determinados por um ajuste.

A formulação comum de uma ressonância r do tipo Breit-Wigner decaindo em partículas a e b de spin 0 é

$$T_r(m_{ab}) = \frac{1}{m_r^2 - m_{ab}^2 - im_r\Gamma_{ab}(q)}. \quad (2.15)$$

onde m_r é a massa nominal da ressonância e m_{ab} é a massa invariante das partículas a e b . A largura Γ dependente da massa é

$$\Gamma = \Gamma_r \left(\frac{q}{q_0}\right)^{2L+1} \left(\frac{m_r}{m_{ab}}\right) B'_L(q, q_0)^2, \quad (2.16)$$

onde $\Gamma_r = \Gamma(m_{ab} = m_r)$, q é o momento das partículas resultantes do decaimento da ressonância, medido no referencial de repouso da mesma, $q_0 = q(m_{ab} = m_r)$ e $B'_L(q, q_0)$ é o fator de barreira de Blatt-Weisskopf da Tabela 2.1. Uma parametrização do tipo Breit-Wigner descreve melhor ressonâncias isoladas, com larguras moderadas cuja massa está longe do limiar de canais de decaimentos adicionais. Unitariedade de dois corpos pode ser violada quando a função dinâmica é parametrizada como a soma de duas ou mais Breit-Wigners que se sobrepoem, mas esse não é necessariamente um problema no tratamento de um sistema de 3 corpos. A proximidade de um limiar de um canal distorce a forma de uma Breit-Wigner simples. A fórmula de Flatté fornece uma melhor descrição para este caso e um exemplo clássico é o $f_0(980)$, que decai tanto em KK como em $\pi\pi$, e cuja massa nominal é ligeiramente superior a $2m_K$. A contribuição não-ressonante (NR) para $D \rightarrow abc$ é, usualmente, parametrizada como constante (onda-S), não havendo variação na magnitude ou fase ao longo do Dalitz plot. Não há, no entanto, nenhuma razão fundamental para essa representação.

Utilizando o modelo isobárico, é possível realizar uma análise completa de decaimentos em três corpos ajustando os parâmetros a_r e δ_r ao longo do espaço de fase [15].

2.2.3 Ajuste com Método da Máxima Verossimilhança

A técnica padrão de análise do Dalitz plot consiste num ajuste (não-binado) pelo método da máxima verossimilhança. Este é o método mais poderoso para determinar valores de parâmetros desconhecidos [23]. Nele, define-se a *likelihood* \mathcal{L} como o produto de uma função densidade de probabilidade calculada para cada evento i .

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^{\text{nevents}} (f_s^i S_{PDF}^i + (1 - f_s^i) B_{PDF}^i) \quad (2.17)$$

onde a S_{PDF}^i é relativa ao sinal e é função dos parâmetros de ajuste, B_{PDF}^i representa o *background* e f_s^i representa a probabilidade do evento ser sinal. O resultado do ajuste é dado pelo conjunto de parâmetros que maximizam \mathcal{L} ou, alternativamente, minimizam $-2 \ln \mathcal{L}$.

A função densidade de probabilidade S_{PDF} contém o modelo de decaimento para a amplitude \mathcal{M} . Supondo uma eficiência uniforme ao longo do Dalitz plot, a S_{PDF} é dada por

$$S_{PDF} = \left(\frac{1}{N_S} \right) |\mathcal{M}|^2 \quad (2.18)$$

onde N_S é o fator de normalização e, como modelo de decaimento para a amplitude \mathcal{M} , utilizamos o modelo isobárico dado pela Equação 2.14. Por simplicidade, utilizaremos aqui $\mathbf{c}_i = a_i e^{i\delta_i}$ e $\mathcal{A}_i^L = \mathcal{A}_i$.

O fator de normalização N_S é essencial para a convergência do ajuste. Sem ele, poderíamos fazer o valor de S_{PDF} maior aumentando o valor dos parâmetros e a função \mathcal{L} não teria um máximo absoluto. A condição de normalização é dada por

$$\int S_{PDF} ds_{12} ds_{13} = 1 \quad (2.19)$$

O fator de normalização torna-se, então

$$N_S = \int \left| \sum \mathbf{c}_k \mathcal{A}_k \right|^2 ds_{12} ds_{13} \quad (2.20)$$

No caso mais simples onde consideramos as massas e larguras das ressonâncias como parâmetros fixos, A_k depende somente de s_{12}, s_{13} e não tem dependência nos parâmetros de ajuste. Então, a integral de normalização pode ser fatorada da seguinte maneira

$$N_S = \left| \sum \mathbf{c}_i \mathbf{c}_j^* \underbrace{\int \mathcal{A}_i \mathcal{A}_j^* ds_{12} ds_{13}}_{NN_{ij}} \right| \quad (2.21)$$

Com isto, as integrais NN_{ij} podem ser calculadas somente uma vez, antes do início da minimização. O mesmo não pode ser feito quando \mathcal{A}_k possui dependência com os parâmetros de ajuste. Nesse caso, as integrais NN_{ij} devem ser recalculadas a cada atualização dos valores dos parâmetros.

Em situações reais, a eficiência na reconstrução de um evento varia em função da posição no Dalitz plot. A eficiência é determinada da seguinte maneira. Uma amostra de Monte Carlo incluindo uma simulação completa do detector (feita com GEANT [24]) é gerada com uma distribuição uniforme no espaço de fase. Os eventos gerados passam por todas as etapas de processamento dos dados. Com isso, através da razão entre o Dalitz plot após as etapas de detecção e processamento de dados e o Dalitz plot uniforme é possível determinar a eficiência relativa para cada bin. Na análise dos dados, a eficiência funciona como um peso atribuído a cada bin(evento).

O *background* das amostras de decaimento de D em três hádrons é basicamente constituído por uma componente puramente combinatorial (sem ressonâncias), *background* contendo ressonâncias reais mais uma partícula aleatória e por *background* vindo de decaimentos de charme parcialmente reconstruídos ou com identificação errada de uma ou mais partículas filhas.

Uma análise completa leva em conta essas contribuições. Pode-se reescrever a Equação 2.17 numa forma mais geral, onde a densidade de probabilidade, uma combinação entre a probabilidade do evento ser sinal $\mathcal{P}_S^i(s_{12}, s_{13})$ e a probabilidade de ele ser *background*

$\mathcal{P}_B^i(s_{12}, s_{13})$, é dada por

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^{\text{neventos}} [\mathcal{P}_S^i(s_{12}, s_{13}) + \mathcal{P}_B^i(s_{12}, s_{13})] \quad (2.22)$$

onde $\mathcal{P}_S^i(s_{12}, s_{13})$ e $\mathcal{P}_B^i(s_{12}, s_{13})$ são

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_S &= \frac{1}{N_S} g(M) \varepsilon(s_{12}, s_{13}) |\mathcal{M}(s_{12}, s_{13})|^2 \\ \mathcal{P}_B &= b(M) \sum \frac{b_i \mathcal{B}_i(s_{12}, s_{13})}{N_{B_i}} \end{aligned} \quad (2.23)$$

Aqui $\varepsilon(s_{12}, s_{13})$ leva em conta os efeitos da eficiência de reconstrução, $g(M)$ e $b(M)$ dão o percentual de sinal e *background* na amostra como função da massa invariante dos três corpos M , e os fatores de normalização são dados por

$$\begin{aligned} N_S &= \int ds_{12} ds_{13} g(M) \varepsilon(s_{12}, s_{13}) |\mathcal{M}(s_{12}, s_{13})|^2 \\ N_{B_i} &= \int ds_{12} ds_{13} b(M) \mathcal{B}_i(s_{12}, s_{13}) \end{aligned} \quad (2.24)$$

Dificuldades começam a surgir para utilização deste método de ajuste para análise de amostras com muitos eventos, como as do LHCb. O cálculo da densidade de probabilidade é feito para cada evento e quando os parâmetros de ajuste estão embutidos nas amplitudes ressonantes (por exemplo, massas e larguras das ressonâncias), o tempo de processamento torna-se proibitivamente longo.

Capítulo 3

Estudo da utilização do ajuste com método dos mínimos quadrados na análise do $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$

O ajuste não-binado pelo método da máxima verossimilhança, descrito no capítulo anterior, é o método padrão usado na análise de Dalitz plot. Na análise de amostras muito grandes, uma dificuldade de ordem prática é o aumento significativo no tempo de processamento requerido por este método. Uma alternativa é o uso de um ajuste binado utilizando o método dos mínimos quadrados. O objetivo deste trabalho foi desenvolver e testar algoritmos para a utilização deste método na análise de Dalitz plot. Neste capítulo apresentamos o método, os testes realizados e os resultados obtidos. O estudo aqui apresentado foi feito utilizando simulações de Monte Carlo do decaimento $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$. Esta escolha foi feita por permitir comparar o resultado do ajuste com o valor correto dos parâmetros. Na simulação temos controle sobre os parâmetros utilizados na geração das amostras. Podemos verificar assim se conseguimos recuperá-los corretamente através do ajuste, bem como verificar se os erros fornecidos pelo programa de ajuste estão corretos. Foram gerados somente eventos de sinal, não sendo considerados os efeitos de eficiência e resolução, e sem a inclusão de *background*. Essas contribuições devem ser incluídas na análise dos dados, mas para o propósito deste trabalho — o teste do ajuste binado e a comparação com o ajuste não-binado — esta simplificação pode ser utilizada sem perda de generalidade. O ajuste binado será feito com quantidades diferentes de bins de modo

que saibamos em que circunstâncias este dá o mesmo resultado que o ajuste não-binado.

3.1 Ajuste com o Método dos Mínimos Quadrados

Estamos interessados em realizar um ajuste do Dalitz plot utilizando o método dos mínimos quadrados que minimiza a quantidade χ^2 , definida por

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{nbins} \frac{(obs_i - expt_i)^2}{obs_i} \quad (3.1)$$

onde $nbins$ é o número total de bins em que o Dalitz plot foi dividido, obs_i é o número de eventos num certo bin i e $expt_i$ é o número de eventos esperado para este bin de acordo com um dado modelo. Nesta definição do χ^2 , consideramos a incerteza no número de eventos de um certo bin como sendo $\sigma_{obs_i} = \sqrt{obs_i}$. O modelo contém os parâmetros de ajuste. Nesta dissertação, utilizamos o modelo isobárico para representar a distribuição de eventos de sinal no Dalitz plot. Temos então $expt_i$ dada por

$$expt_i = N_{TOT} \int_{bin} S_{PDF} ds_{12} ds_{13} \quad (3.2)$$

onde a integral é feita sobre a área do bin. N_{TOT} é o número total de eventos no Dalitz plot e

$$S_{PDF} = \frac{1}{N_S} |\mathcal{M}|^2, \quad (3.3)$$

$$|\mathcal{M}|^2 = \left| \sum \mathbf{c}_i \mathcal{A}_i \right|^2, \quad \mathbf{c}_i = a_i e^{i\delta_i} \quad (3.4)$$

O resultado do ajuste é dado pelo conjunto de parâmetros $\{a_i, \delta_i\}$ que minimiza o χ^2 .

Ao realizar um ajuste binado, algumas questões características devem ser consideradas como, por exemplo, a existência de bins que estejam apenas parcialmente contidos no espaço de fase.

A grande vantagem de utilizar um ajuste binado é a redução no número de pontos utilizados no ajuste uma vez que lidamos sempre com um número relativamente pequeno

de bins, independente do número total de eventos. Mas para utilizar o ajuste binado substituindo o ajuste não-binado comumente utilizado é necessário demonstrar que ambos produzem a mesma resposta. Nesse capítulo investigamos sob que condições isso ocorre.

3.2 Divisão do Dalitz plot em bins

O primeiro passo para implementar o ajuste binado é fazer a divisão do Dalitz plot em bins. A maneira mais simples seria fazer uma divisão uniforme, ou seja, com bins de tamanhos iguais. A dificuldade de utilizar esta divisão está no fato do Dalitz plot, em geral, não possuir uma distribuição homogênea de eventos, tendo regiões com densidade maior que outras. Com isso, uma binagem uniforme acarretaria alguns bins com muitos eventos e outros com muito poucos, o que dificultaria o ajuste. A abordagem ideal é utilizar uma binagem variável de modo a ter um número de eventos aproximadamente igual em cada bin, o que consistiria uma tarefa mais complexa.

O método utilizado nesta análise está entre os dois acima citados. Nele, divide-se, inicialmente, o Dalitz plot em algumas regiões de acordo com a distribuição dos eventos. A quantidade de bins em cada região será proporcional ao número de eventos nela contidos. Dentro de cada região, os bins terão o mesmo tamanho.

Uma amostra simulada do Dalitz plot do decaimento $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ (amostra-teste) foi utilizada para guiar a divisão de bins.

O gerador de Monte Carlo utilizado na nossa análise utiliza um modelo de decaimento inspirado na análise do CLEO-c [16], análise de maior estatística para este canal disponível até o momento. É o mesmo usado nos estudos de violação de CP com $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ do LHCb [17].

Cinco contribuições ressonantes foram incluídas na geração: $K^*(892)^0 K^+$, $K_0^*(1430)^0 K^+$, $\phi(1020)^0 \pi$, $a_0(1450)^0 \pi$ e $\kappa(800)^0 K^+$. Os parâmetros (magnitudes e fases) utilizados para cada uma delas são dados na tabela 3.1.

Para mostrar que este modelo é uma boa representação dos dados, temos na Figura

	Magnitude	Fase(°)	Fração(%)
$K^*(892)^0 K^+$	1.0	0	26.47
$K_0^*(1430)^0 K^+$	0.420	70	18.61
$\phi(1020)^0 \pi^+$	1.520	-163	27.44
$a_0(1450)^0 \pi^+$	0.135	116	4.15
$\kappa(800)^0 K^+$	0.220	97	6.83

Tabela 3.1: Conjunto de parâmetros usado na geração.

3.1 o Dalitz plot obtido com os dados do LHCb (à esquerda) e o Dalitz plot obtido com a amostra simulada (à direita).

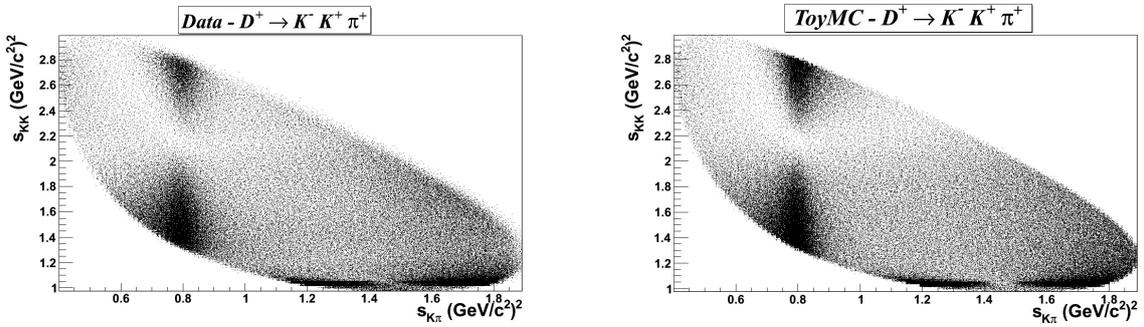


Figura 3.1: Dalitz plot obtido com os dados do LHCb (esq.) e com os eventos gerados (dir.).

Utilizando a amostra-teste, o Dalitz plot foi, primeiramente, dividido em seis regiões, conforme ilustrado na Figura 3.2.

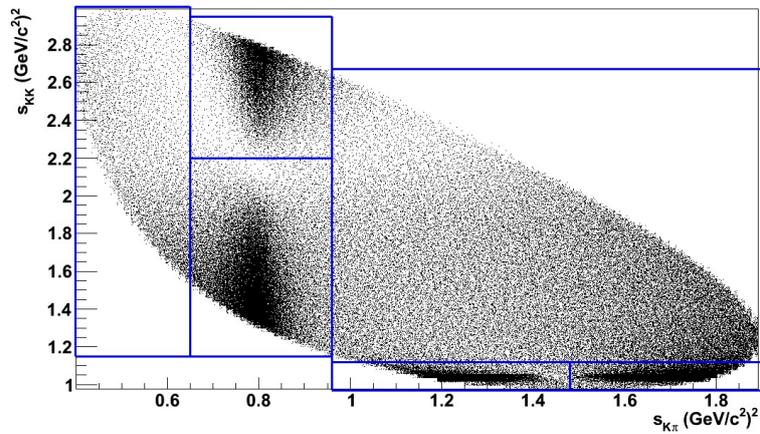


Figura 3.2: Ilustração do Dalitz plot dividido em 6 regiões.

Inicialmente, escolhe-se em quantos bins deseja-se dividir o Dalitz plot. Na verdade, esse número será tomado como um valor de referência (um máximo - $n\text{bins}_{\text{max}}$) pois, pelo método utilizado, o número de bins resultante será um pouco menor.

Para cada região mostrada na Figura 3.2, conta-se o número de eventos $nevt_i$ existente nessa região. Com isso, determina-se quantos bins podemos ter em cada região. Este número é proporcional ao número de eventos na região e é dado por

$$n\text{bins}_i = \left(\frac{nevt_i}{nevt_{\text{tot}}} \right) \times n\text{bins}_{\text{max}} \quad (3.5)$$

onde $nevt_{\text{tot}}$ é o número total de eventos na amostra-teste.

No passo seguinte, cada região é dividida em bins de tamanhos iguais. As regiões possuem dimensões diferentes para os eixos s_{KK} e $s_{K\pi}$, ou seja, a largura no eixo s_{KK} é diferente da largura no eixo $s_{K\pi}$ ($\Delta s_{KK} \neq \Delta s_{K\pi}$). É interessante que esta diferença seja levada em conta de modo que o eixo de maior largura seja dividido em mais intervalos. Para isso, definimos a fração $f_i = \Delta s_{KK} / \Delta s_{K\pi}$ e calculamos o número de intervalos por eixo da seguinte maneira:

$$\begin{aligned} n_{s_{KK}}^i &= f_i \times \sqrt{n\text{bins}_i} \\ n_{s_{K\pi}}^i &= \frac{1}{f_i} \times \sqrt{n\text{bins}_i} \end{aligned} \quad (3.6)$$

Com isso, o número de bins numa dada região é dado por

$$n\text{bins}_i^t = n_{s_{KK}}^i \times n_{s_{K\pi}}^i \quad (3.7)$$

e o número total de bins no Dalitz plot é dado por

$$n\text{bins}_{\text{tot}} = \sum_{i=1}^6 n\text{bins}_i^t. \quad (3.8)$$

As dimensões dos bins para uma dada região i são dadas por

$$ds_{KK}^i = \frac{\Delta s_{KK}}{n_{s_{KK}}^i} \quad ds_{K\pi}^i = \frac{\Delta s_{K\pi}}{n_{s_{K\pi}}^i} \quad (3.9)$$

A Figura 3.3 mostra o resultado da divisão de bins feita com o algoritmo descrito. O contorno do Dalitz plot foi incluído na figura para facilitar a visualização. Neste caso, o número tomado como referência ($n_{bins_{max}}$) foi 500 bins e o resultante foi 424 bins.

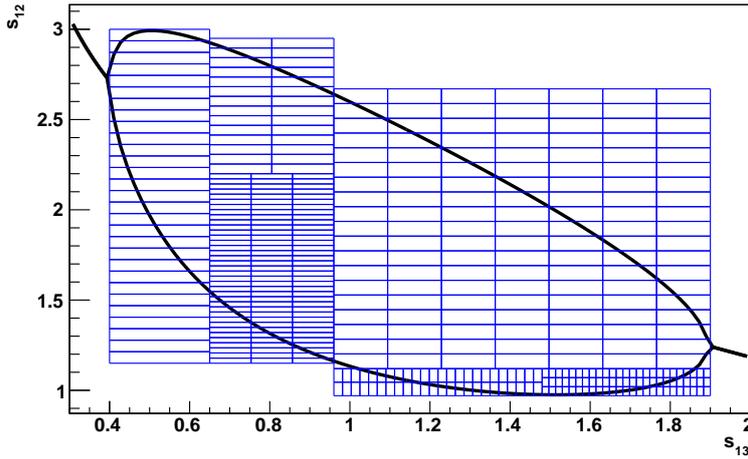


Figura 3.3: Ilustração do Dalitz plot dividido em 424 bins.

3.3 Algoritmo para o teste de consistência

Queremos verificar a consistência do ajuste com o método dos mínimos quadrados e comparar o seu desempenho com o do ajuste pelo método da máxima verossimilhança. Além disso, queremos estudar a dependência com a binagem escolhida, ou seja, como o resultado do ajuste varia com o número de bins em que o Dalitz plot foi dividido. Para isso, geramos e ajustamos um número grande de amostras e analisamos as distribuições dos valores ajustados dos parâmetros e seus respectivos erros. Nos ajustes realizados, o canal ressonante $K^*(892)^0K^+$ é o modo de referência com magnitude $a = 1$ e fase $\delta = 0$. O procedimento realizado para esta análise foi o seguinte:

- **Foram geradas 2600 amostras com 2×10^6 eventos cada, todas utilizando o mesmo elemento de matriz, com um conjunto de parâmetros fixo. As diferenças entre as amostras são devidas apenas a flutuações estatísticas.**

Para um teste de consistência dessa natureza é necessário que se faça um tratamento estatístico utilizando um número grande de amostras. As amostras foram geradas de acordo com as características já descritas na seção 3.2. A quantidade gerada, 2600, é mais que suficiente para realizarmos o estudo proposto. O número de eventos na amostra corresponde à estatística esperada para os dados de 2011 do LHCb.

- **Para cada amostra, são feitos os ajustes binado e não-binado.**

Aqui fazemos o ajuste não-binado com o método da máxima verossimilhança descrito na seção 2.2.3 e o ajuste binado com o método dos mínimos quadrados descrito na seção 3.1. Para estudar a dependência do resultado com a binagem, utilizamos 5 binagens diferentes: 225, 424, 802, 4540 e 9345 bins, sendo a divisão do Dalitz plot feita conforme descrito na seção 3.2. Em todos os ajustes a minimização foi feita utilizando a ferramenta do MINUIT.

- **A partir dos resultados obtidos com os ajustes, são feitas distribuições dos parâmetros e das suas incertezas.**

Os valores dos parâmetros obtidos a partir dos ajustes feitos nas 2600 amostras simuladas são colocados em histogramas para que possamos, com essas distribuições, fazer o tratamento adequado de modo a obter uma melhor estimativa do resultado do ajuste realizado. O mesmo é feito para as incertezas.

- **Para cada uma das distribuições é feito um ajuste Gaussiano. São comparados os valores médios μ_p das distribuições de cada parâmetro com seus valores usados na geração. São comparados também os desvios padrão σ_p das distribuições dos valores ajustados dos parâmetros com os valores médios μ_e das distribuições das suas incertezas.**

É realizado em cada uma das distribuições um ajuste Gaussiano de modo que se obtenha a média μ e o desvio padrão σ da distribuição. Em primeiro lugar, quere-

mos verificar se o ajuste recupera corretamente os parâmetros utilizados na geração das amostras. Para isso, comparamos os valores médios μ_p das distribuições dos parâmetros com seus valores utilizados na geração. Em segundo lugar, queremos saber se os erros retornados pelo MINUIT correspondem, de fato, aos erros reais. Os valores médios das distribuições das incertezas de cada parâmetro μ_e devem ser comparáveis aos desvios padrão das distribuições de seus valores ajustados σ_p .

- **Por fim, é feita a comparação entre os diferentes tipos de ajuste: ajuste binado com diferentes binagens e ajuste binado \times ajuste não-binado.**

A etapa final consiste em comparar os resultados obtidos através dos diferentes ajustes. Primeiramente, observa-se como o resultado do ajuste varia com o aumento do número de bins em que é dividido o Dalitz plot. Para isso, são comparados os resultados dos ajustes feitos com as 5 diferentes binagens escolhidas. Depois, compara-se o resultado do ajuste não-binado pelo método da máxima verossimilhança e o resultado do ajuste binado pelo método dos mínimos quadrados com a binagem escolhida após a comparação anterior.

3.4 Resultados

Nesta seção, apresentamos os resultados obtidos no teste de consistência descrito anteriormente. São mostrados separadamente os resultados obtidos com os ajustes não-binado pelo método da máxima verossimilhança (Sec. 3.4.1) e binado pelo método dos mínimos quadrados (Sec. 3.4.2). Ao final da seção do ajuste binado, temos uma tabela comparando os resultados obtidos com as diferentes binagens. Na seção 3.4.3 fazemos, então, a comparação entre os resultados dos ajustes binado e não binado.

3.4.1 Ajuste não-binado

Foi feito o ajuste pelo método da máxima verossimilhança em cada uma das 2600 amostras geradas. As distribuições obtidas a partir dos valores das magnitudes a das

fases obtidos com o ajuste das 2600 amostras encontram-se na Figura 3.4 e na Figura 3.5, respectivamente. Para cada distribuição foi feito um ajuste Gaussiano e os valores

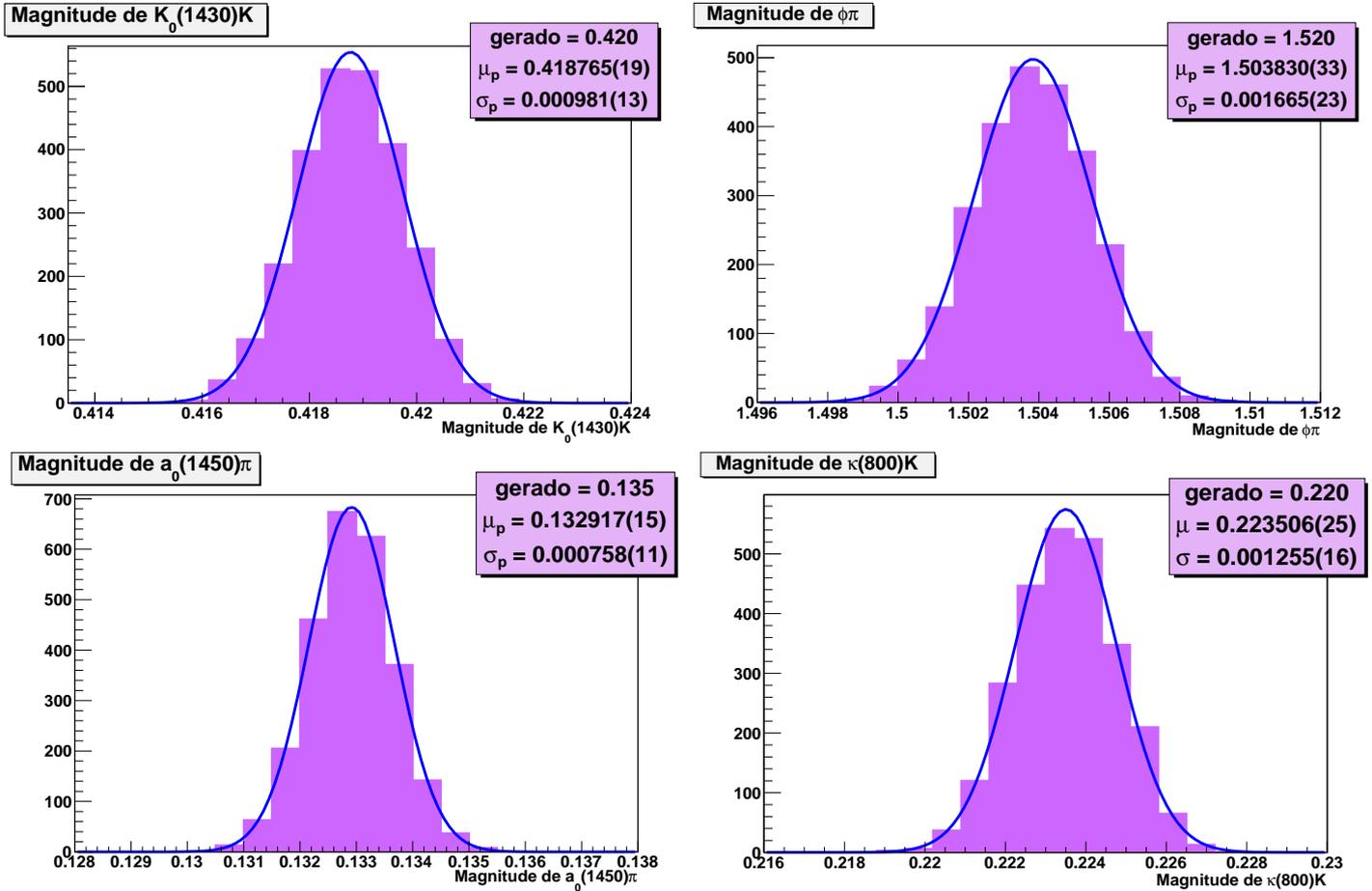


Figura 3.4: Distribuições dos valores das magnitudes obtidos a partir do ajuste não-binado feito em 2600 amostras.

dos parâmetros da Gaussiana μ_p e σ_p são mostrados no gráfico. Além deles, também foi incluído no gráfico de cada uma das distribuições o valor utilizado para este parâmetro na geração das amostras. A este nos referimos como *gerado*. Este valor foi incluído de modo a permitir, já na observação das distribuições, a comparação entre os valores da geração e os obtidos do ajuste, podendo avaliar se o ajuste recupera corretamente os valores dos parâmetros.

É importante olharmos para as incertezas dos parâmetros. As distribuições obtidas a

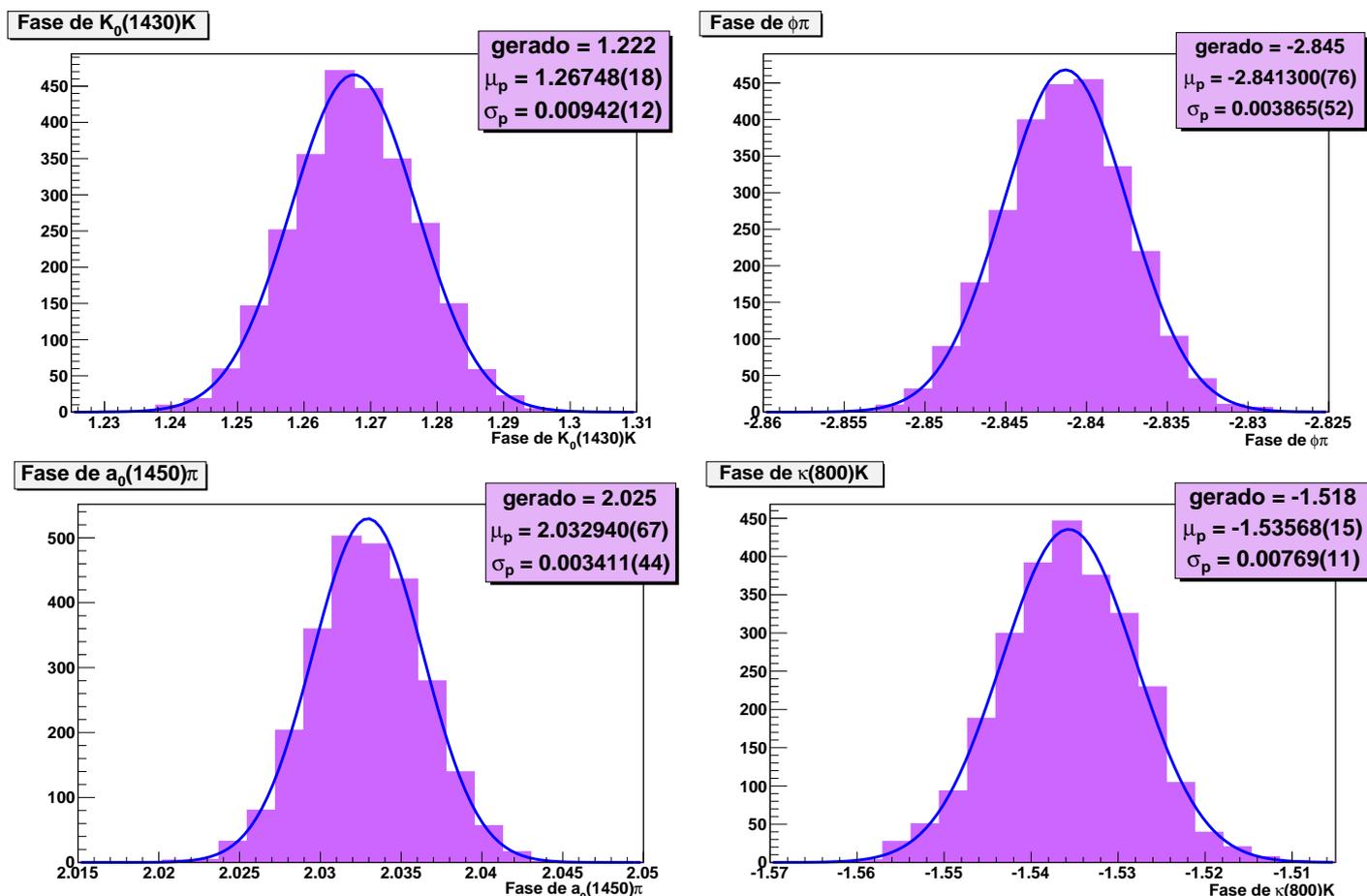


Figura 3.5: Distribuições dos valores das fases (em radianos) obtidos a partir do ajuste não-binado feito em 2600 amostras.

partir dos valores das incertezas das magnitudes e das fases obtidos com o ajuste das 2600 amostras encontram-se na Figura 3.6 e na Figura 3.7, respectivamente. Nos gráficos, foram incluídos a média μ_e da Gaussiana ajustada à distribuição de incerteza apresentada e o desvio padrão σ_p da Gaussiana ajustada à distribuição do seu parâmetro correspondente. O desvio padrão na distribuição dos parâmetros σ_p reflete as flutuações estatísticas entre as diferentes amostras e este deve ser comparável com o valor médio da distribuição da incerteza μ_e atribuída aos parâmetros pelo MINUIT. A tabela 3.2 facilita a comparação desses valores. Ela resume os resultados obtidos para o ajuste não-binado pelo método da máxima verossimilhança incluindo os valores dos parâmetros utilizados na geração, a

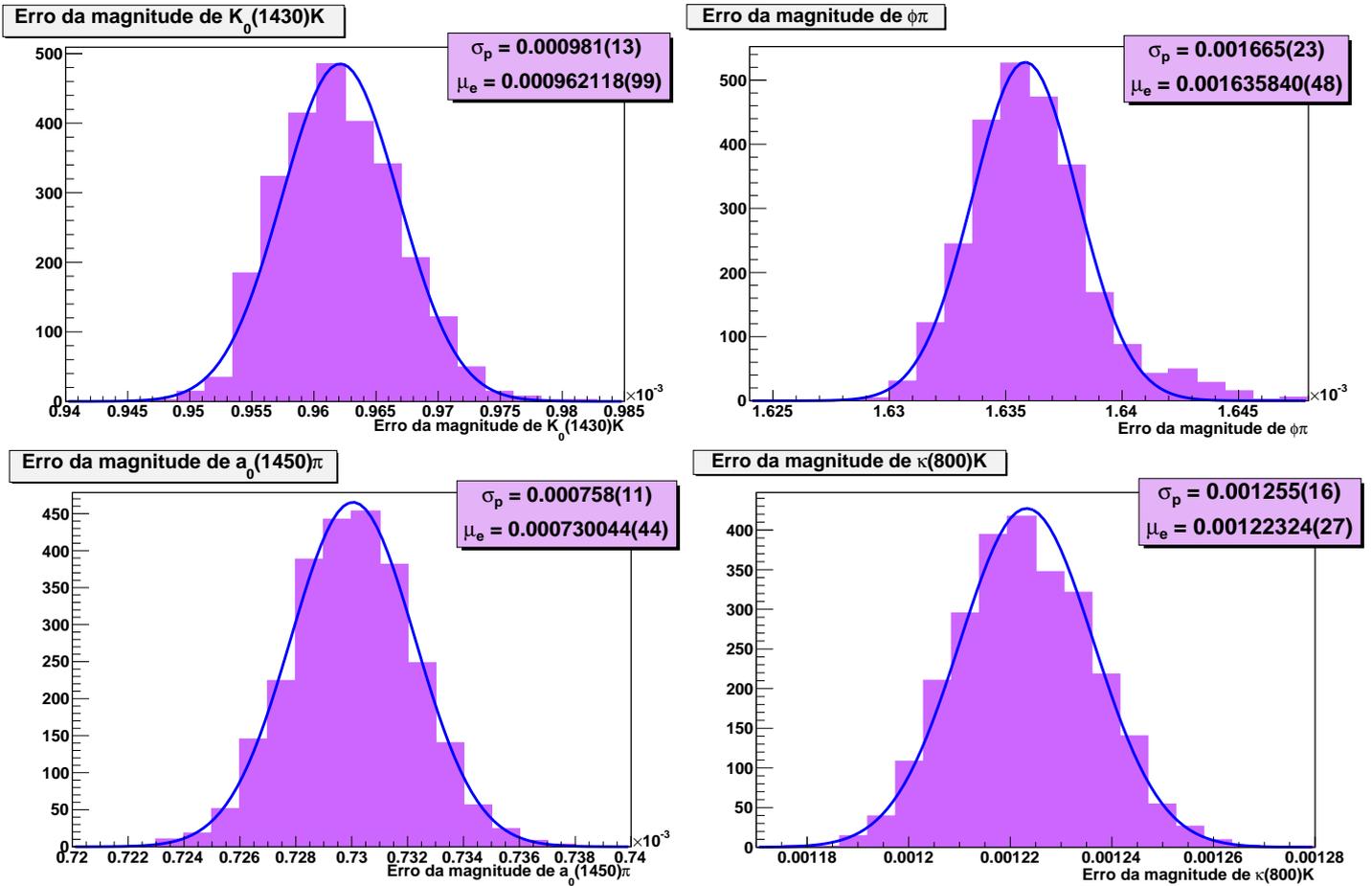


Figura 3.6: Distribuições dos valores das incertezas das magnitudes obtidos a partir do ajuste não-binado feito em 2600 amostras.

média μ_p e o desvio padrão σ_p das distribuições dos parâmetros obtidos pelo ajuste, e a média das distribuições das incertezas dos parâmetros μ_e . Confirmamos, então, que, para cada parâmetro, a μ_e da sua incerteza é comparável com o desvio padrão do parâmetro σ_p .

Voltaremos a esses resultados posteriormente para compará-los com os resultados dos ajustes binados pelo método dos mínimos quadrados, que serão apresentados a seguir.

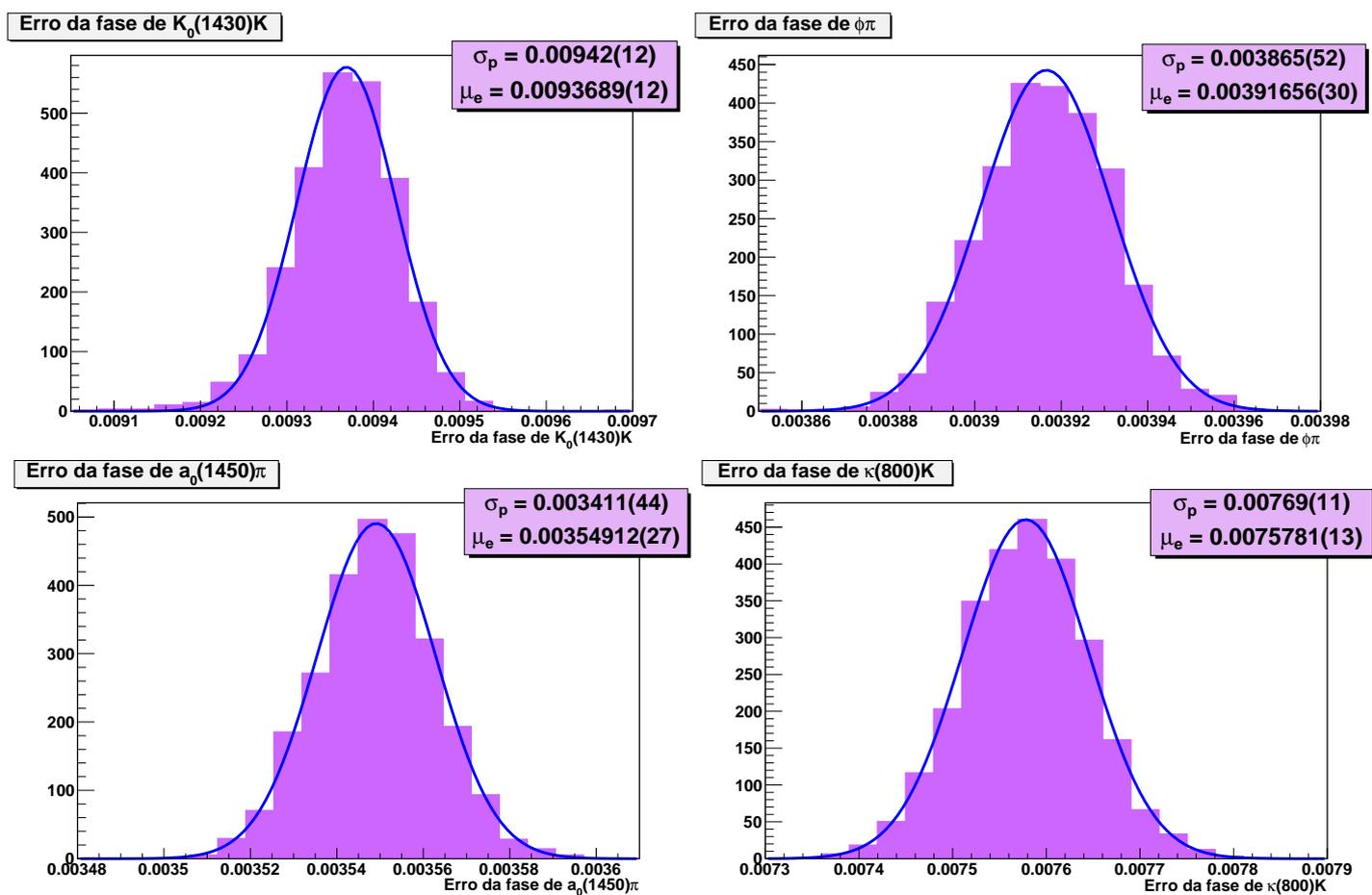


Figura 3.7: Distribuições dos valores das incertezas das fases obtidos a partir do ajuste não-binado feito em 2600 amostras.

		Valores de Entrada	Ajuste não-binado		
			Parâmetros		Erros
			μ_p	σ_p	μ_e
$K^*(892)^0$	mag	1.0	-	-	-
	fase	0.0	-	-	-
$K_0^*(1430)$	mag	0.420	0.41876	0.00098	0.00096
	fase	1.222	1.2675	0.0094	0.0094
$\phi(1020)$	mag	1.520	1.5038	0.0017	0.0016
	fase	-2.845	-2.8413	0.0039	0.0039
$a_0(1450)$	mag	0.135	0.13292	0.00076	0.00073
	fase	2.025	2.0329	0.0034	0.0035
$\kappa(800)$	mag	0.220	0.2235	0.0012	0.0012
	fase	-1.518	-1.5357	0.0077	0.0076

Tabela 3.2: Resultado de um ajuste Gaussiano nas distribuições dos parâmetros e incertezas obtidas a partir de um ajuste não-binado em 2600 amostras.

3.4.2 Ajuste binado

Foi feito o ajuste binado pelo método dos mínimos quadrados em cada uma das 2600 amostras geradas utilizando 5 binagens diferentes: 225, 424, 802, 4540 e 9345 bins. As distribuições obtidas a partir destes ajustes são mostradas de maneira similar às do ajuste não-binado. São incluídos nos gráficos, para as distribuições dos parâmetros, os parâmetros obtidos com o ajuste Gaussiano (μ_p e σ_p) e o valor utilizado na geração (*gerado*) e, para as distribuições das incertezas, a média da Gaussiana ajustada μ_e e o desvio padrão da Gaussiana ajustada à distribuição do parâmetro correspondente σ_p . Devido à semelhança das análises feitas para cada uma das binagens, serão apresentadas, primeiramente, as distribuições e as tabelas com os valores obtidos através dos ajustes para cada uma das binagens e, posteriormente, serão comentados os resultados obtidos destacando a diferença entre eles.

As distribuições obtidas a partir do ajuste com Dalitz plot dividido em 225 bins são mostradas nas Figuras 3.8 (magnitudes), 3.9 (fases), 3.10 (incertezas das magnitudes) e 3.11 (incertezas das fases). Resumindo os resultados, temos a tabela 3.3.

		Valores de Entrada	Ajuste binado		
			Parâmetros		Erros
			μ_p	σ_p	μ_e
$K^*(892)^0$	mag	1.0	-	-	-
	fase	0.0	-	-	-
$K_0^*(1430)$	mag	0.420	0.4199	0.0011	0.0011
	fase	1.222	1.223	0.011	0.011
$\phi(1020)$	mag	1.520	1.5204	0.0017	0.0017
	fase	-2.845	-2.8446	0.0042	0.0043
$a_0(1450)$	mag	0.135	0.13500	0.00086	0.00085
	fase	2.025	2.0247	0.0036	0.0037
$\kappa(800)$	mag	0.220	0.2202	0.0017	0.0017
	fase	-1.518	-1.520	0.010	0.010

Tabela 3.3: Resultado de um ajuste Gaussiano nas distribuições dos parâmetros e incertezas obtidas a partir de um ajuste binado (DP dividido em 225 bins) em 2600 amostras.

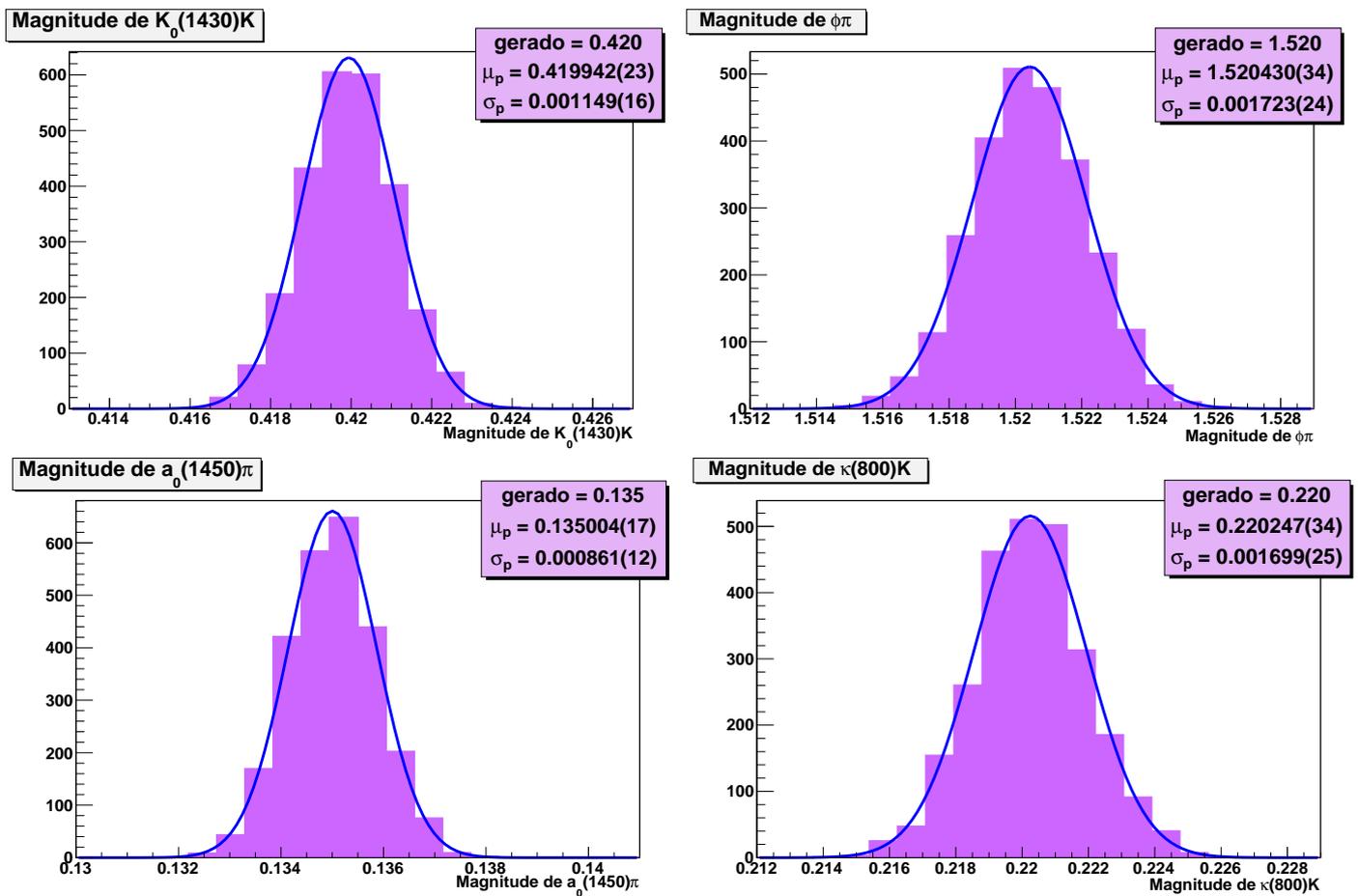


Figura 3.8: Distribuições dos valores das magnitudes obtidos a partir do ajuste binado (DP dividido em 225 bins) feito em 2600 amostras.

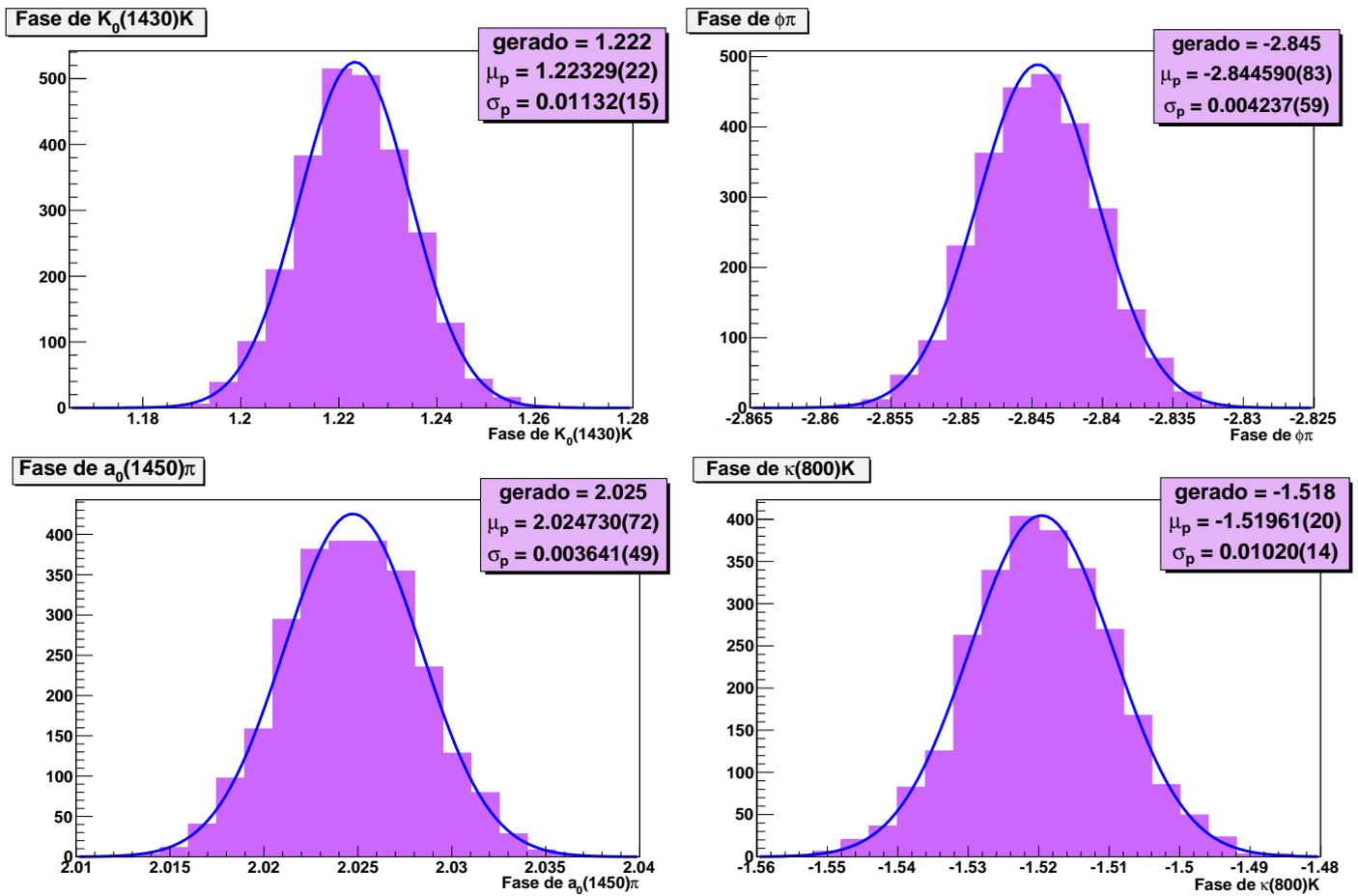


Figura 3.9: Distribuições dos valores das fases (em radianos) obtidos a partir do ajuste binado (DP dividido em 225 bins) feito em 2600 amostras.

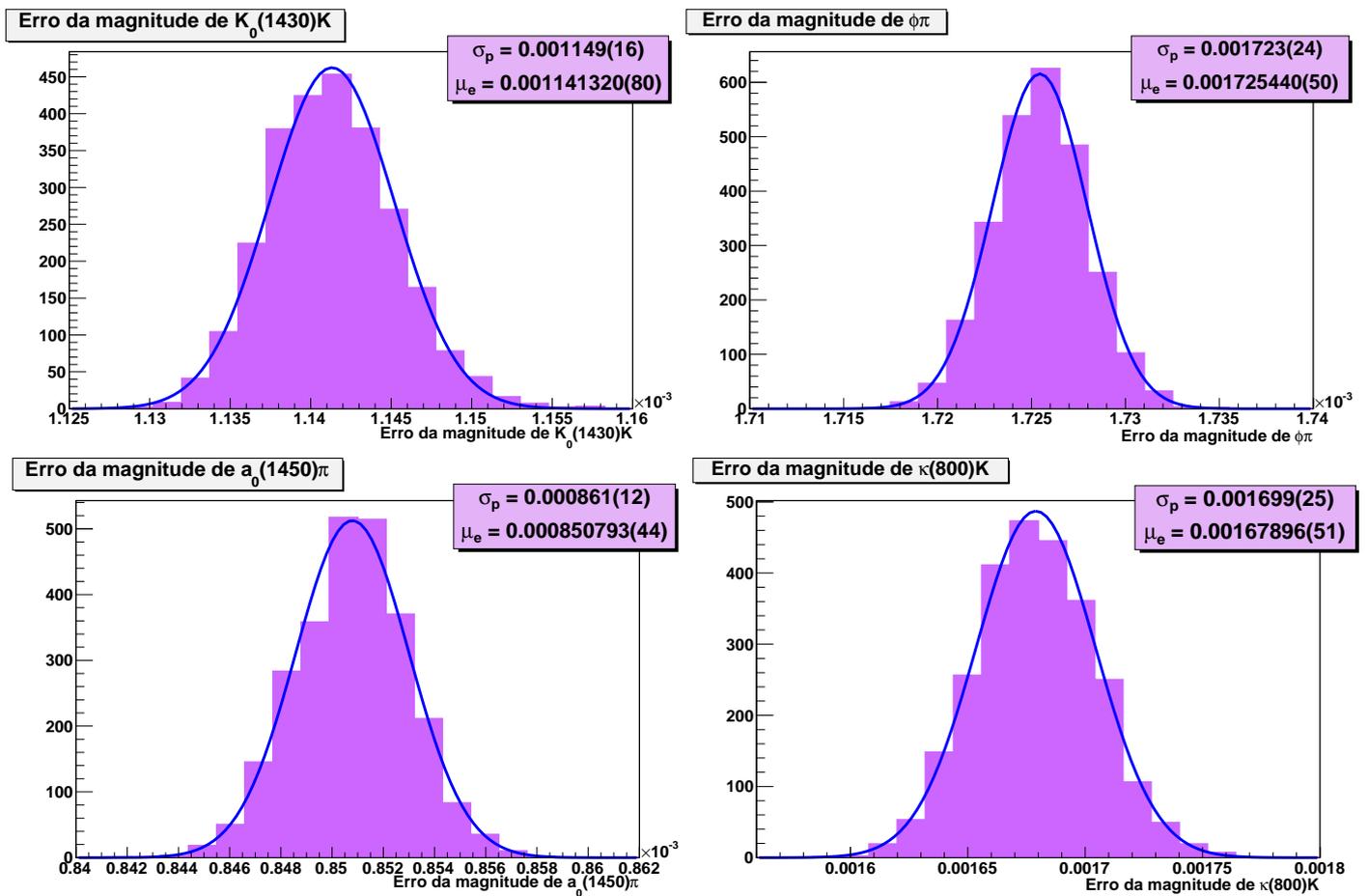


Figura 3.10: Distribuições dos valores das incertezas das magnitudes obtidos a partir do ajuste binado (DP dividido em 225 bins) feito em 2600 amostras.

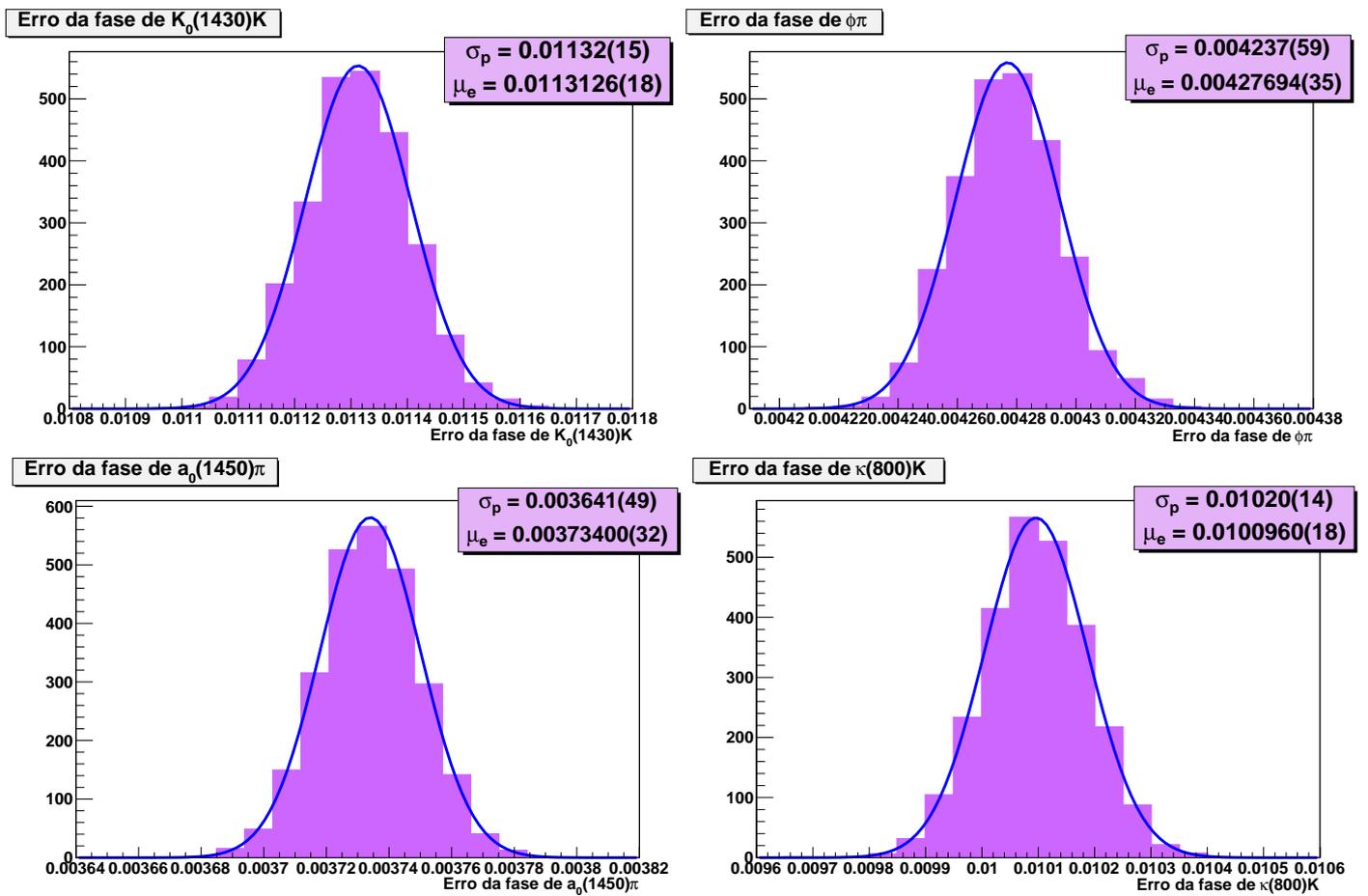


Figura 3.11: Distribuições dos valores das incertezas das fases obtidos a partir do ajuste binado (DP dividido em 225 bins) feito em 2600 amostras.

CAPÍTULO 3. Estudo da utilização do ajuste com método dos mínimos quadrados

As distribuições obtidas a partir do ajuste com Dalitz plot dividido em 404 bins são mostradas nas Figuras 3.12 (magnitudes), 3.13 (fases), 3.14 (incertezas das magnitudes) e 3.15 (incertezas das fases). Resumindo os resultados, temos a tabela 3.4.

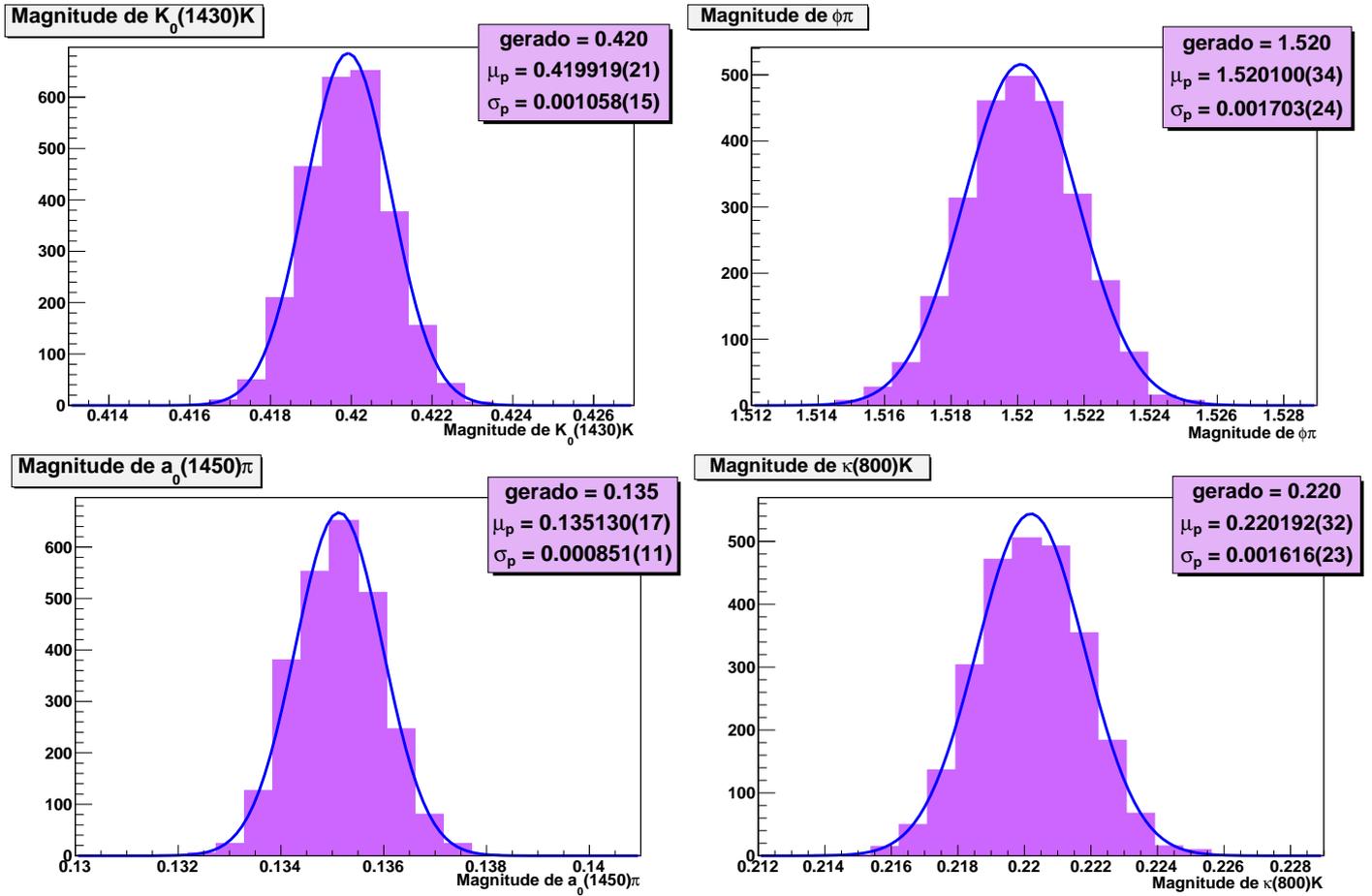


Figura 3.12: Distribuições dos valores das magnitudes obtidos a partir do ajuste binado (DP dividido em 424 bins) feito em 2600 amostras.

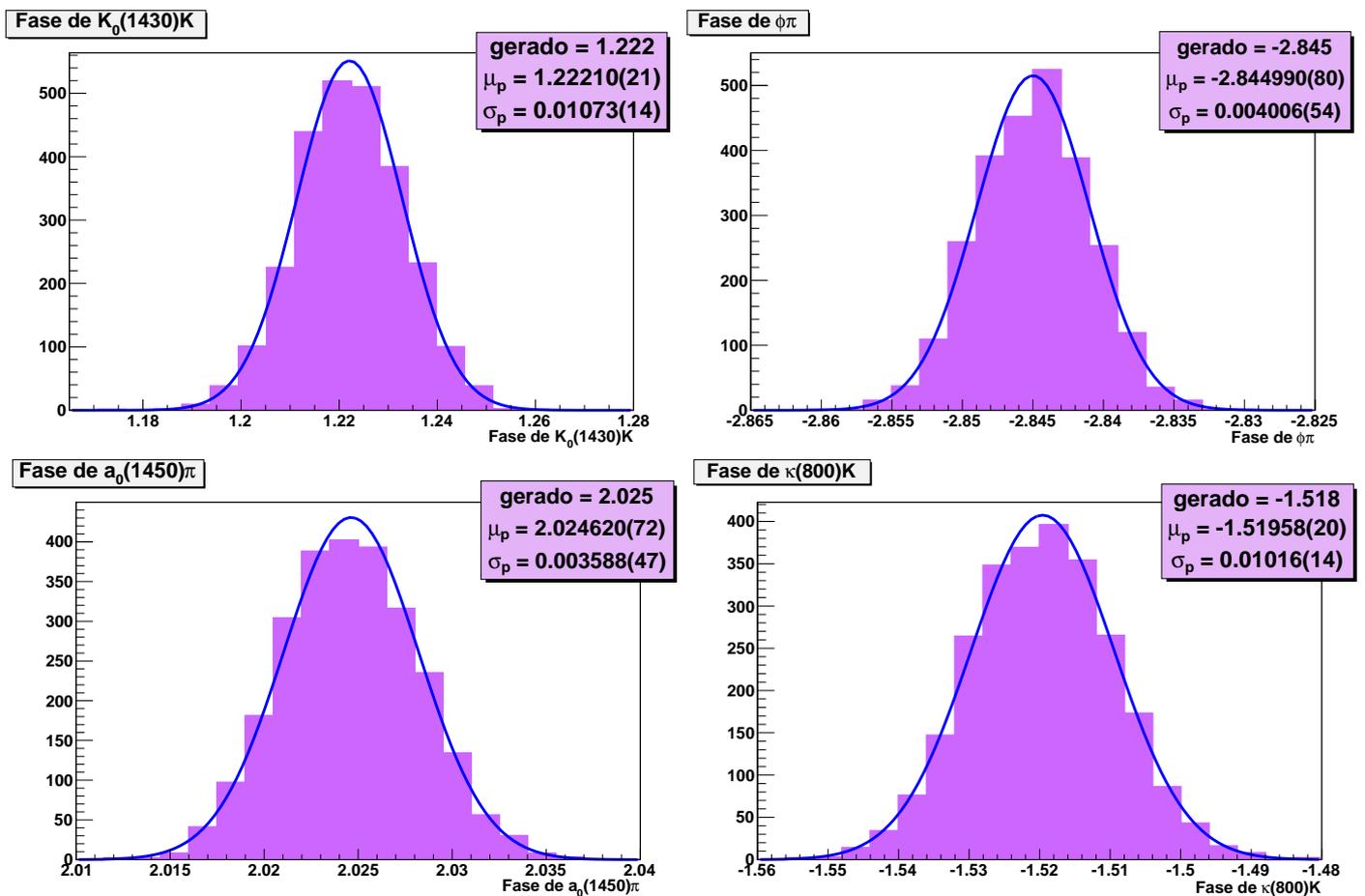


Figura 3.13: Distribuições dos valores das fases (em radianos) obtidos a partir do ajuste binado (DP dividido em 424 bins) feito em 2600 amostras.

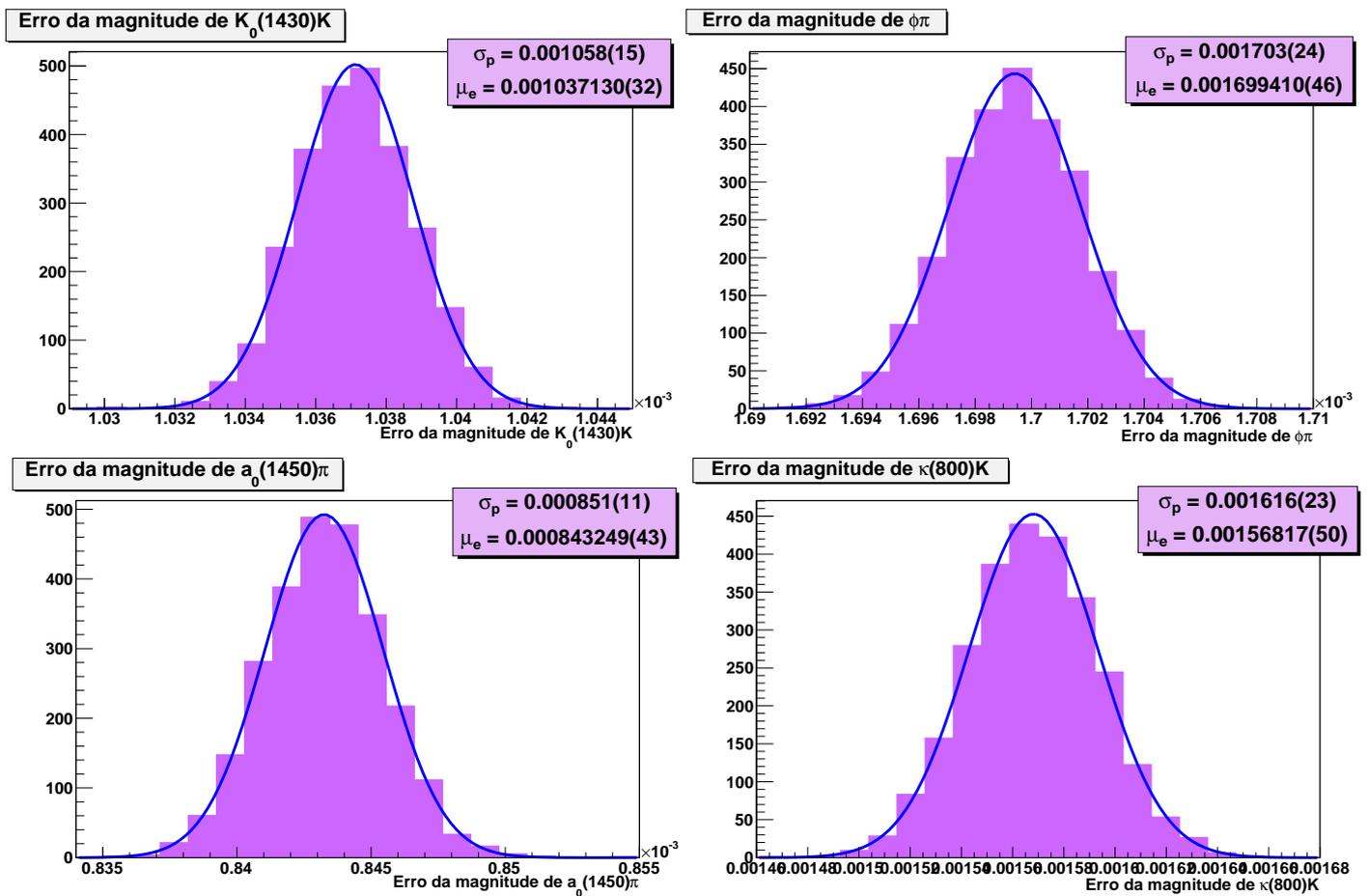


Figura 3.14: Distribuições dos valores das incertezas das magnitudes obtidos a partir do ajuste binado (DP dividido em 424 bins) feito em 2600 amostras.

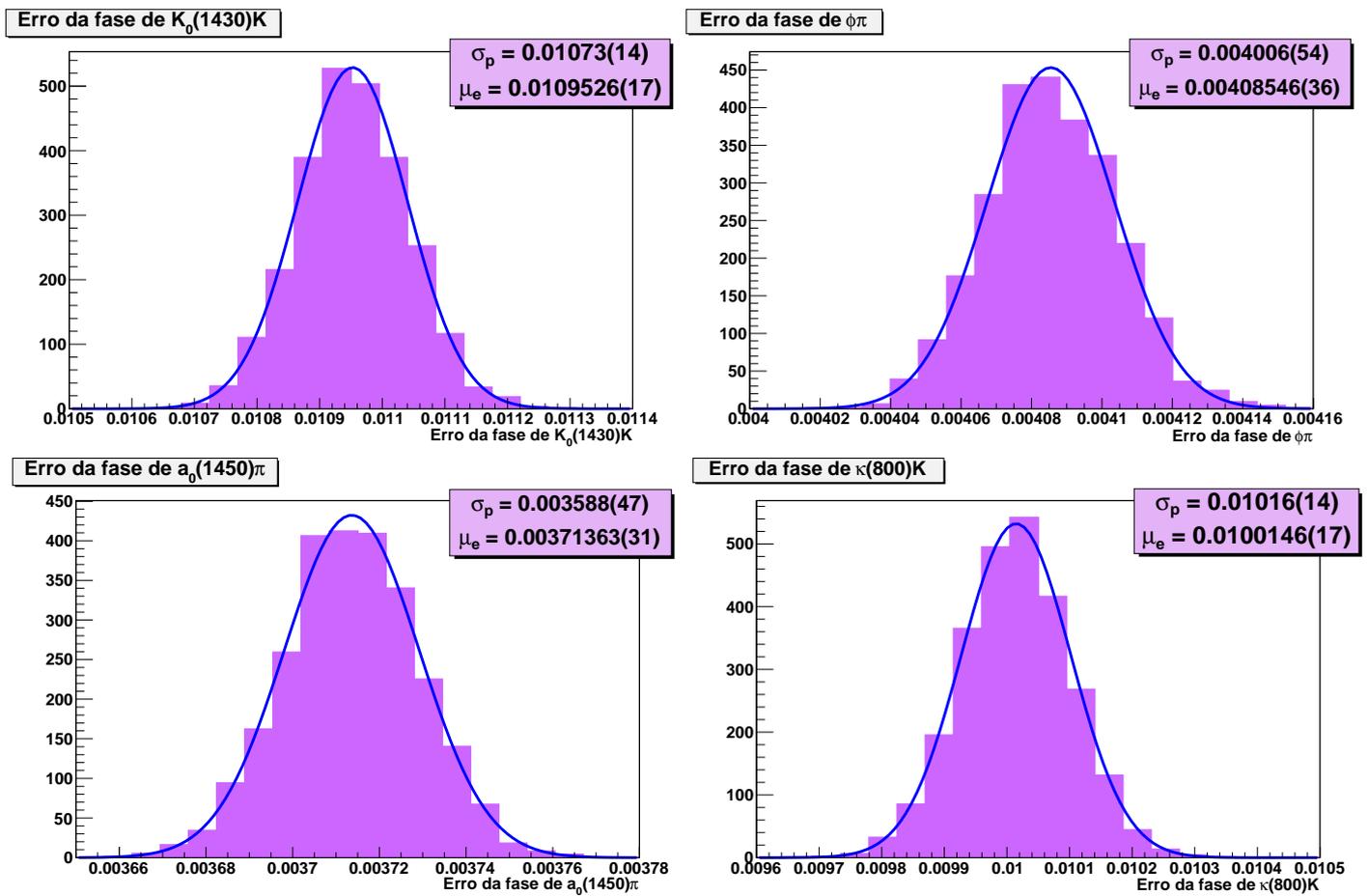


Figura 3.15: Distribuições dos valores das incertezas das fases obtidos a partir do ajuste binado (DP dividido em 424 bins) feito em 2600 amostras.

		Valores de Entrada	Ajuste binado		
			Parâmetros		Erros
			μ_p	σ_p	μ_e
$K^*(892)^0$	mag	1.0	-	-	-
	fase	0.0	-	-	-
$K_0^*(1430)$	mag	0.420	0.4199	0.0011	0.0010
	fase	1.222	1.222	0.011	0.011
$\phi(1020)$	mag	1.520	1.5201	0.0017	0.0017
	fase	-2.845	-2.8450	0.0040	0.0041
$a_0(1450)$	mag	0.135	0.13513	0.00085	0.00084
	fase	2.025	2.0246	0.0036	0.0037
$\kappa(800)$	mag	0.220	0.2202	0.0016	0.0016
	fase	-1.518	-1.520	0.010	0.010

Tabela 3.4: Resultado de um ajuste Gaussiano nas distribuições dos parâmetros e incertezas obtidas a partir de um ajuste binado (DP dividido em 424 bins) em 2600 amostras.

CAPÍTULO 3. Estudo da utilização do ajuste com método dos mínimos quadrados

As distribuições obtidas a partir do ajuste com Dalitz plot dividido em 802 bins são mostradas nas Figuras 3.16 (magnitudes), 3.17 (fases), 3.18 (incertezas das magnitudes) e 3.19 (incertezas das fases). Resumindo os resultados, temos a tabela 3.5.

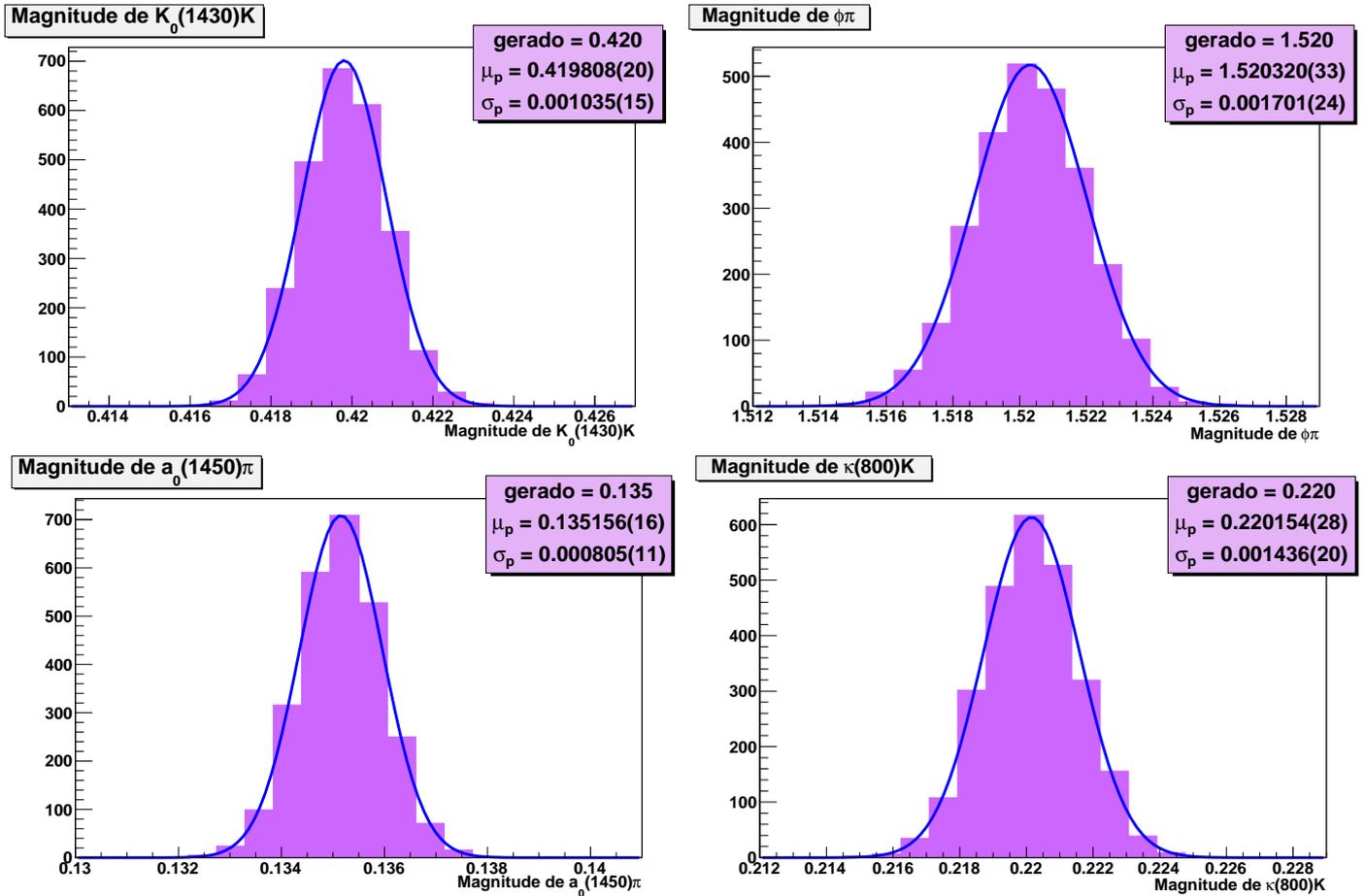


Figura 3.16: Distribuições dos valores das magnitudes obtidos a partir do ajuste binado(DP dividido em 802 bins) feito em 2600 amostras.

As distribuições obtidas a partir do ajuste com Dalitz plot dividido em 4540 bins são mostradas nas Figuras 3.20 (magnitudes), 3.21 (fases), 3.22 (incertezas das magnitudes) e 3.23 (incertezas das fases). Resumindo os resultados, temos a tabela 3.6.

As distribuições obtidas a partir do ajuste com Dalitz plot dividido em 9345 bins são mostradas nas Figuras 3.24 (magnitudes), 3.25 (fases), 3.26 (incertezas das magnitudes)

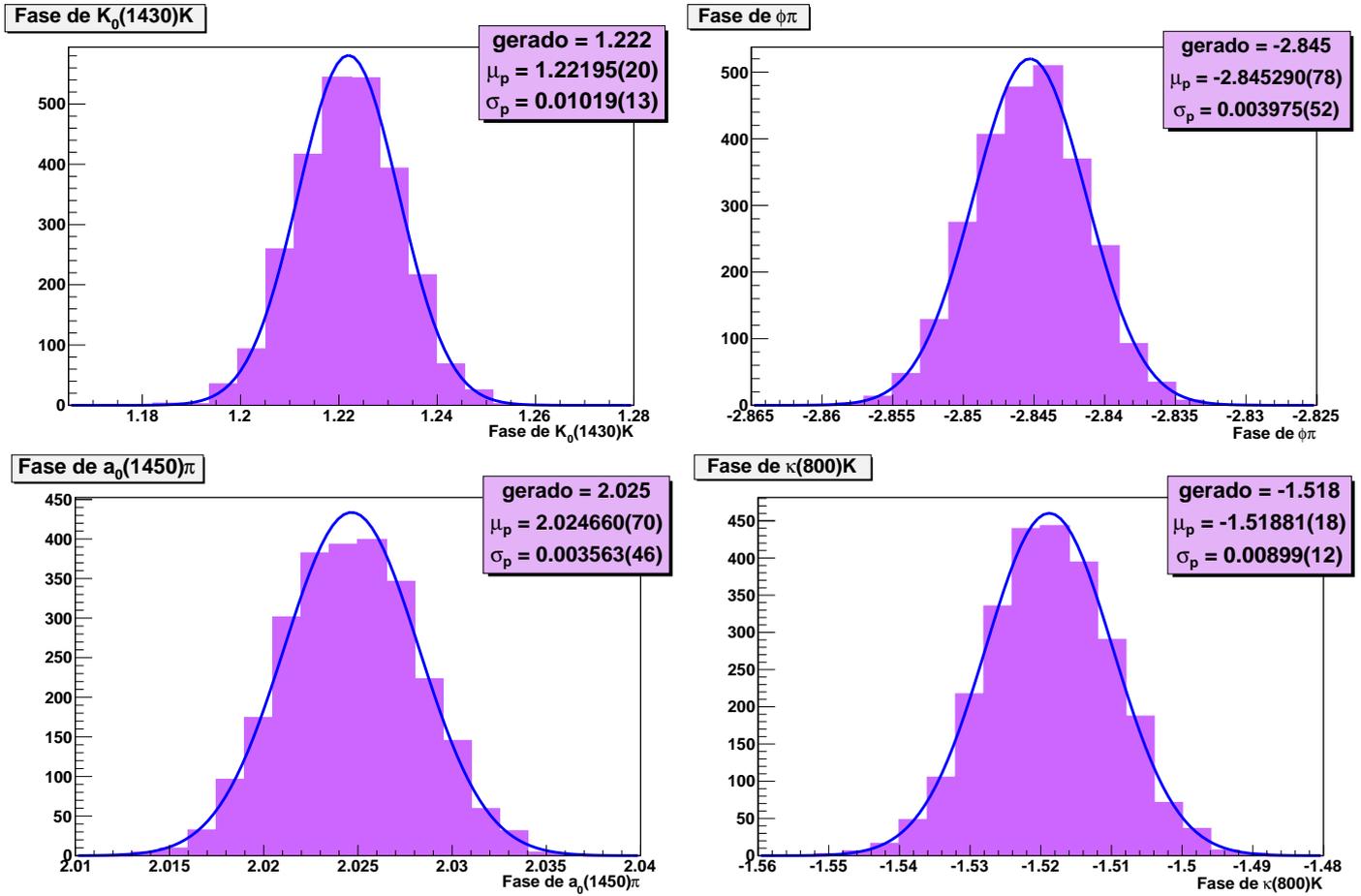


Figura 3.17: Distribuições dos valores das fases obtidos a partir do ajuste binado(DP dividido em 802 bins) feito em 2600 amostras.

e 3.27 (incertezas das fases). Resumindo os resultados, temos a tabela 3.7.

Ao observar as distribuições e tabelas obtidas nos ajustes realizados para as 5 binagens, é fácil ver que os valores obtidos para os parâmetros são compatíveis com os valores utilizados na geração e que, em todos os casos, μ_e é compatível com σ_p . Queremos, então, comparar os 5 resultados e ver como variam com o aumento do número de bins. Para isso, temos a tabela 3.8 com μ_p e σ_p obtidos com as distribuições de parâmetros de cada um dos cinco ajustes. Eles são suficientes para compararmos os resultados uma vez que já verificamos a eficácia na recuperação dos valores gerados e a consistência entre as

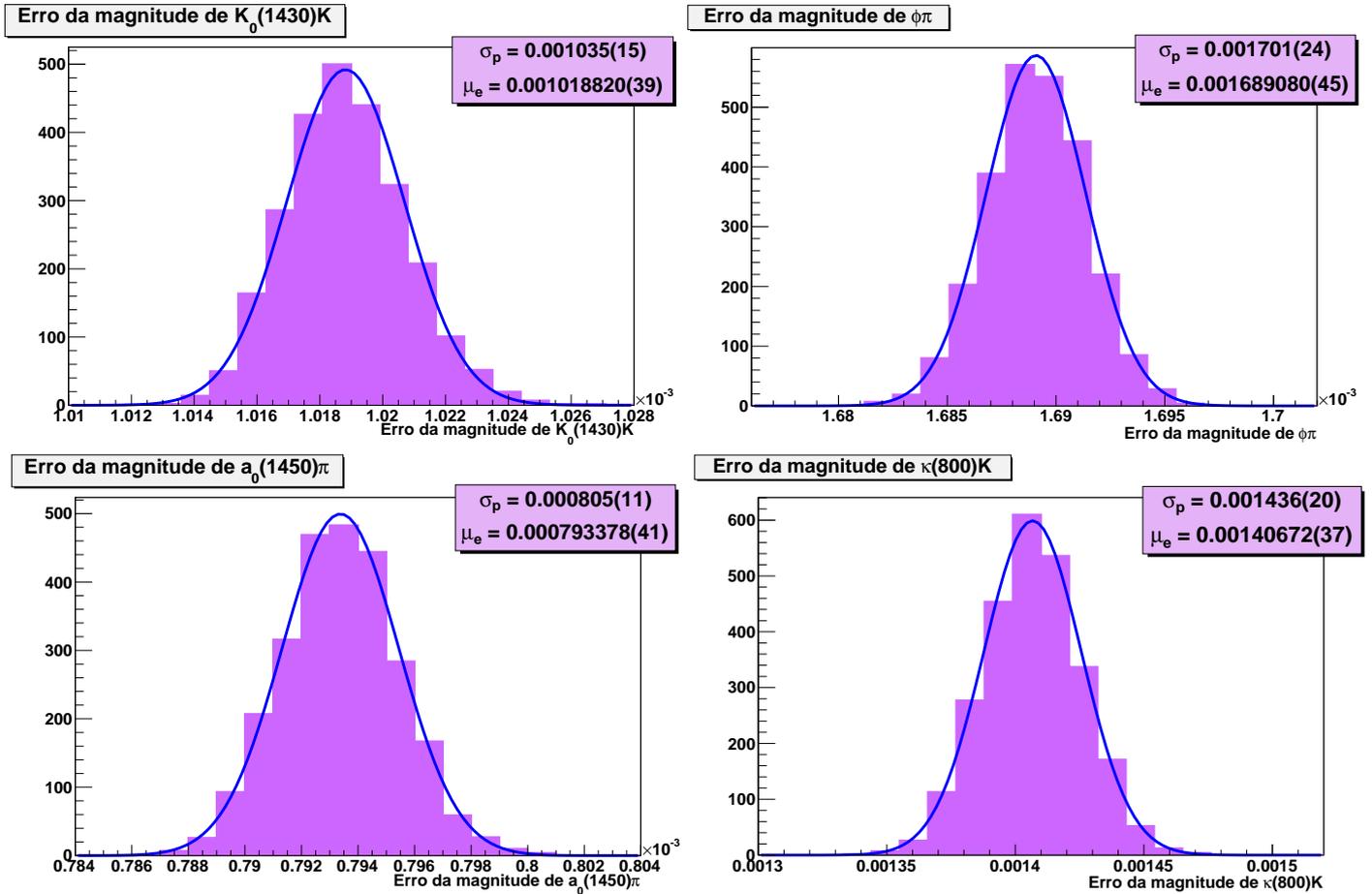


Figura 3.18: Distribuições dos valores das incertezas das magnitudes obtidos a partir do ajuste binado (DP dividido em 802 bins) feito em 2600 amostras.

incertezas dadas pelo MINUIT e o desvio padrão (incerteza estatística).

Ao comparar os resultados, é possível observar que a incerteza dos parâmetros diminui a medida em que aumentamos o número de bins em que o Dalitz plot é dividido, como esperado, mas esta diferença começa a não ser significativa entre 802 e 4540 bins. A partir desse ponto, já não compensa aumentar o número de bins, o que aumentaria o tempo de processamento sem resultar em uma melhora significativa no ajuste. Deste modo, um Dalitz plot dividido em aproximadamente 800 bins já permite um bom ajuste pelo método dos mínimos quadrados.

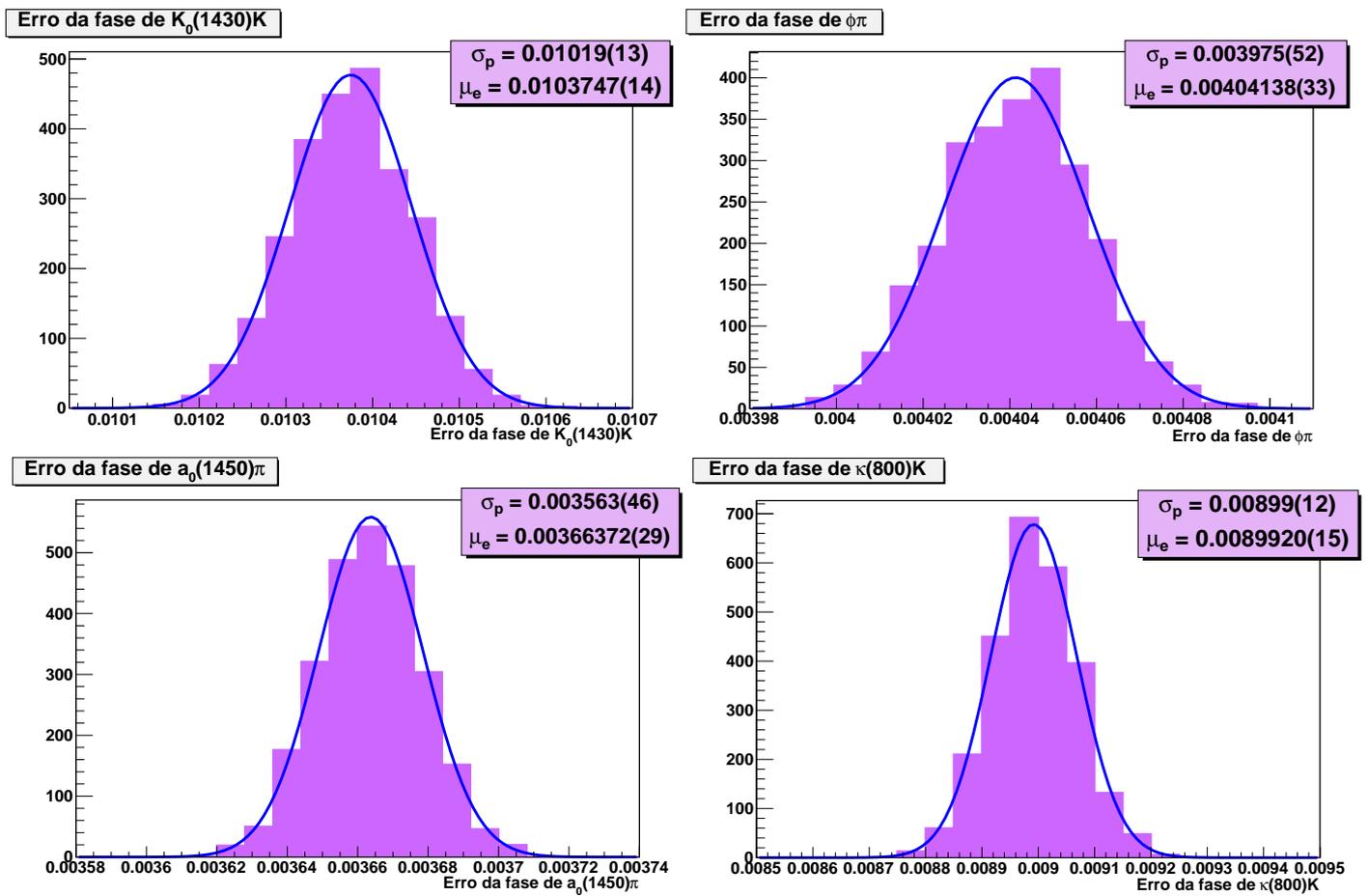


Figura 3.19: Distribuições dos valores das incertezas das fases obtidos a partir do ajuste binado (DP dividido em 802 bins) feito em 2600 amostras.

		Valores de Entrada	Ajuste binado		
			Parâmetros		Erros
			μ_p	σ_p	μ_e
$K^*(892)^0$	mag	1.0	-	-	-
	fase	0.0	-	-	-
$K_0^*(1430)$	mag	0.420	0.4198	0.0010	0.0010
	fase	1.222	1.222	0.010	0.010
$\phi(1020)$	mag	1.520	1.5203	0.0017	0.0017
	fase	-2.845	-2.8453	0.0040	0.0040
$a_0(1450)$	mag	0.135	0.13516	0.00080	0.00079
	fase	2.025	2.0247	0.0036	0.0037
$\kappa(800)$	mag	0.220	0.2201	0.0014	0.0014
	fase	-1.518	-1.5188	0.0090	0.0090

Tabela 3.5: Resultado de um ajuste Gaussiano nas distribuições dos parâmetros e incertezas obtidas a partir de um ajuste binado (DP dividido em 802 bins) em 2600 amostras.

		Valores de Entrada	Ajuste binado		
			Parâmetros		Erros
			μ_p	σ_p	μ_e
$K^*(892)^0$	mag	1.0	-	-	-
	fase	0.0	-	-	-
$K_0^*(1430)$	mag	0.420	0.4192	0.0010	0.00098
	fase	1.222	1.2227	0.0097	0.0096
$\phi(1020)$	mag	1.520	1.5207	0.0017	0.0017
	fase	-2.845	-2.8462	0.0039	0.0039
$a_0(1450)$	mag	0.135	0.13574	0.00079	0.00076
	fase	2.025	2.0263	0.0035	0.0036
$\kappa(800)$	mag	0.220	0.2208	0.0013	0.0013
	fase	-1.518	-1.5213	0.0084	0.0082

Tabela 3.6: Resultado de um ajuste Gaussiano nas distribuições dos parâmetros e incertezas obtidas a partir de um ajuste binado (DP dividido em 4540 bins) em 2600 amostras.

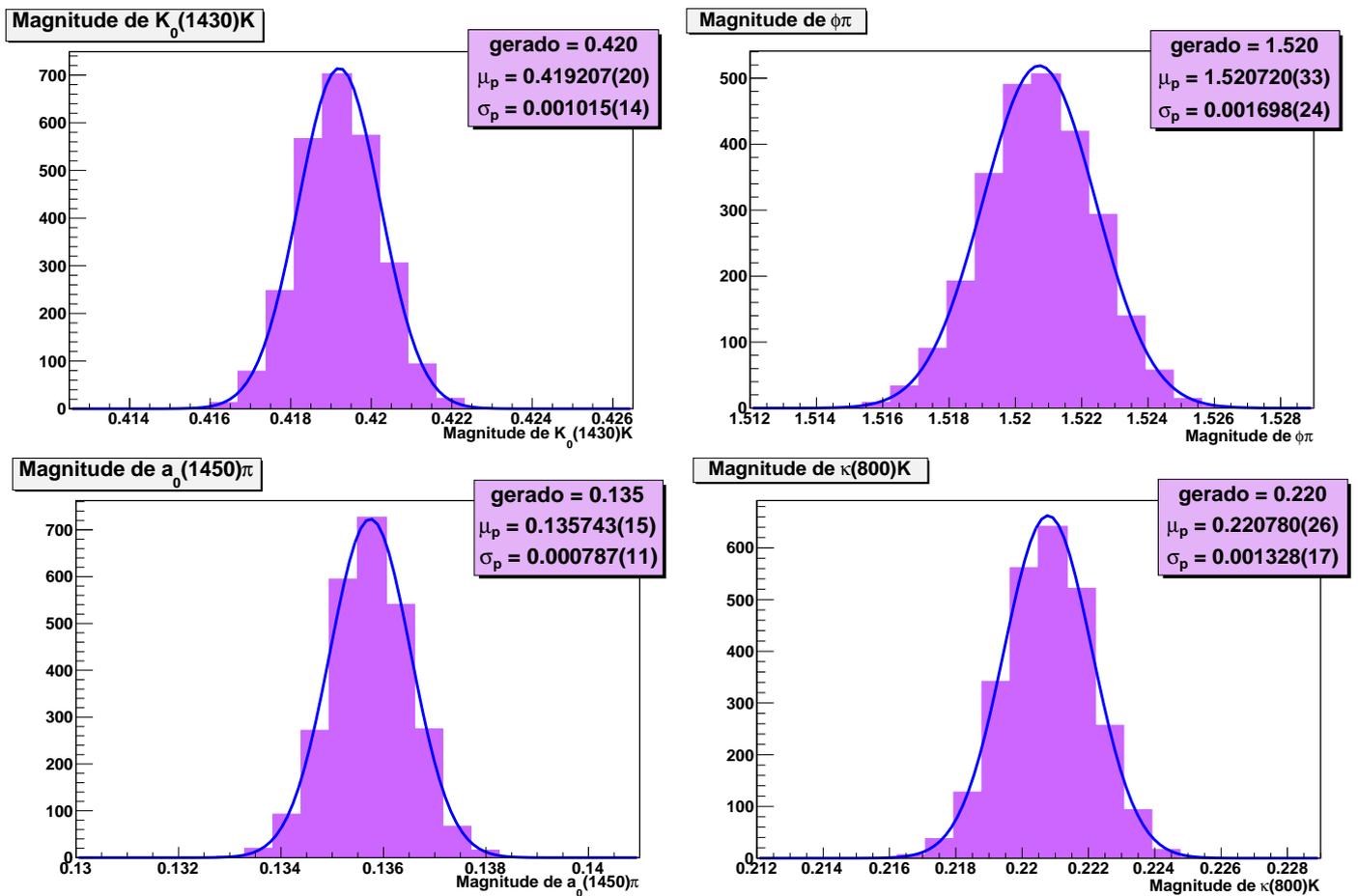


Figura 3.20: Distribuições dos valores das magnitudes obtidos a partir do ajuste binado(DP dividido em 4540 bins) feito em 2600 amostras.

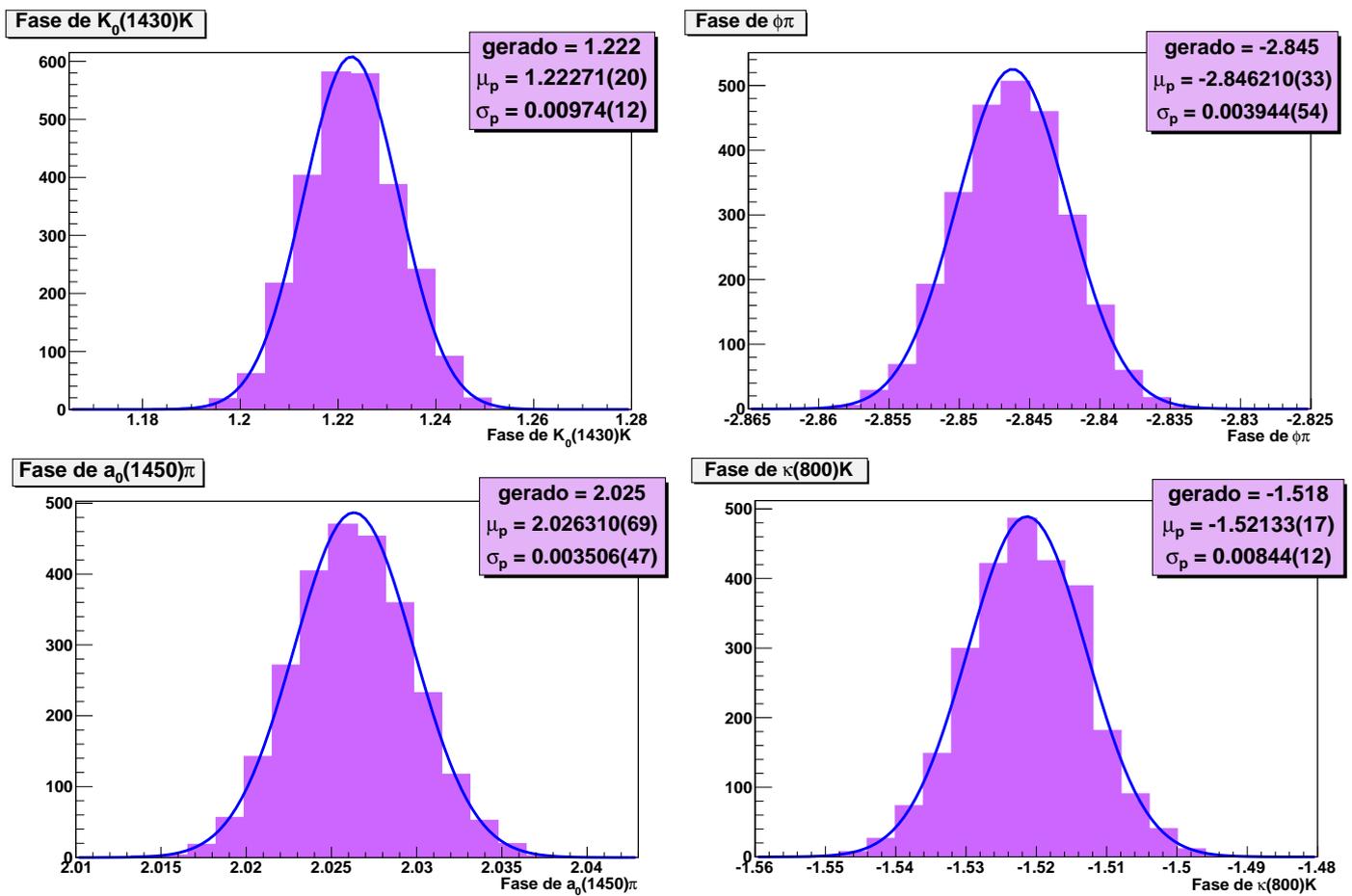


Figura 3.21: Distribuições dos valores das fases (em radianos) obtidos a partir do ajuste binado(DP dividido em 4540 bins) feito em 2600 amostras.

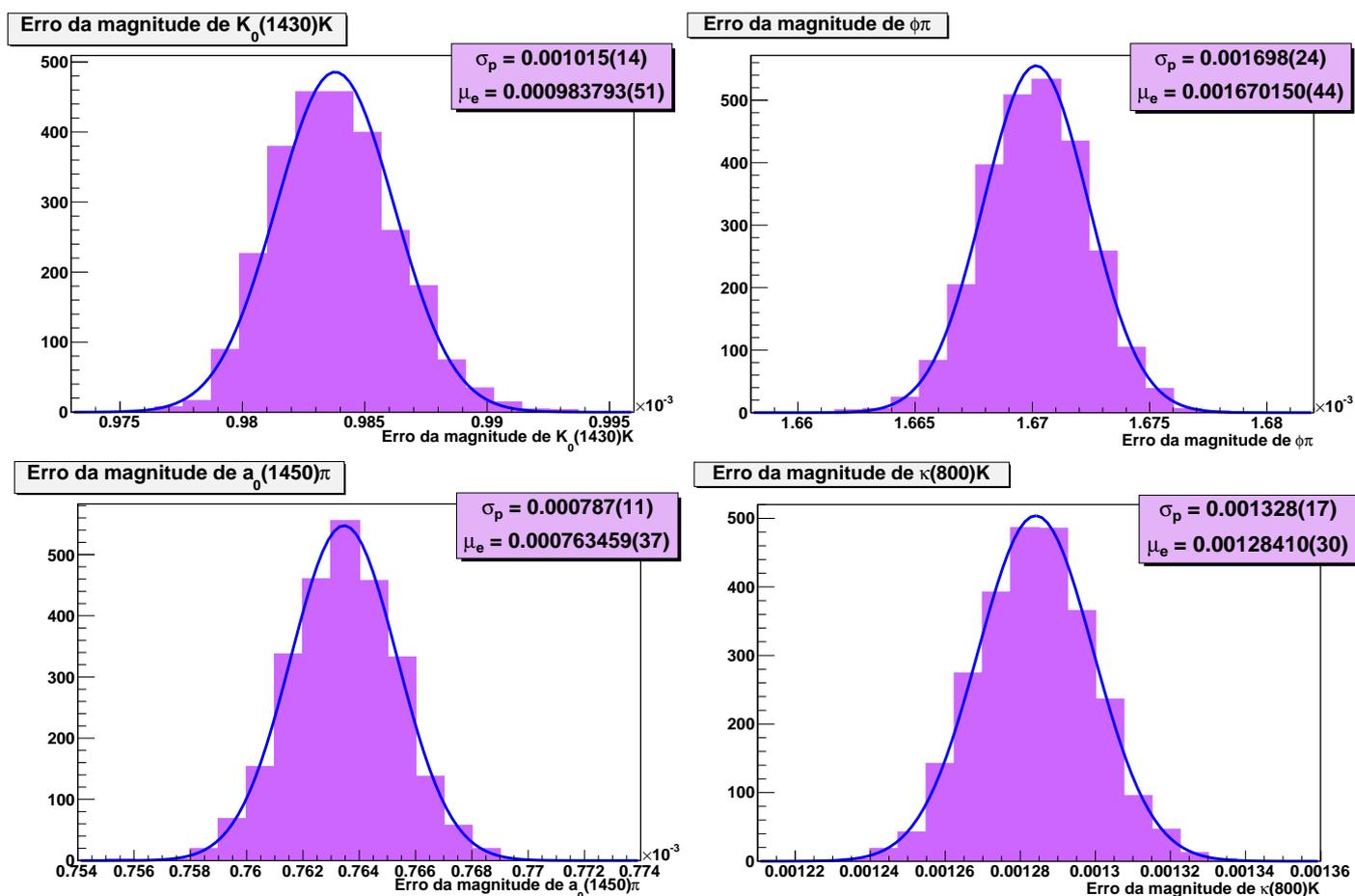


Figura 3.22: Distribuições dos valores das incertezas das magnitudes obtidos a partir do ajuste binado (DP dividido em 4540 bins) feito em 2600 amostras.

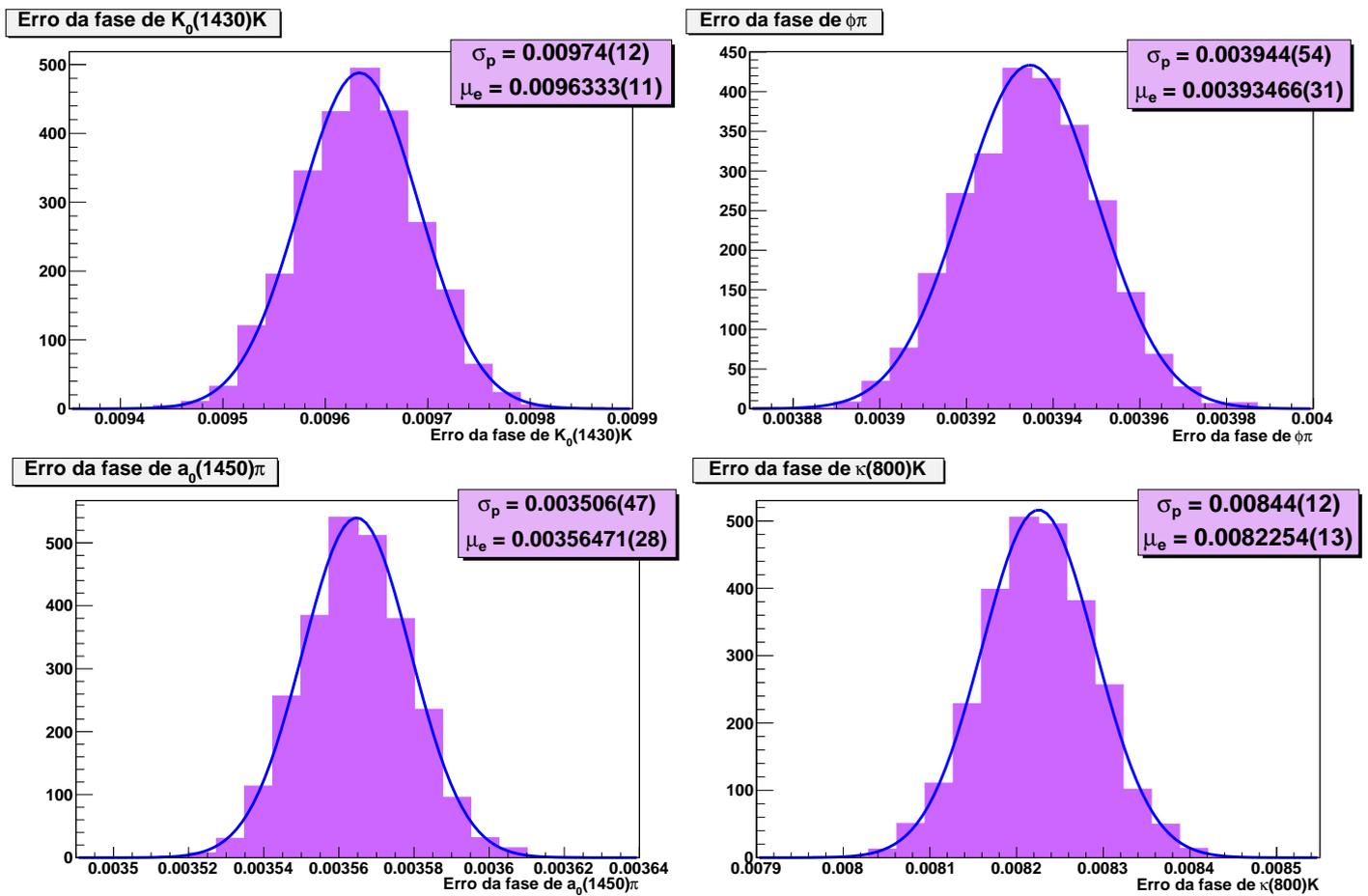


Figura 3.23: Distribuições dos valores das incertezas das fases obtidos a partir do ajuste binado (DP dividido em 4540 bins) feito em 2600 amostras.

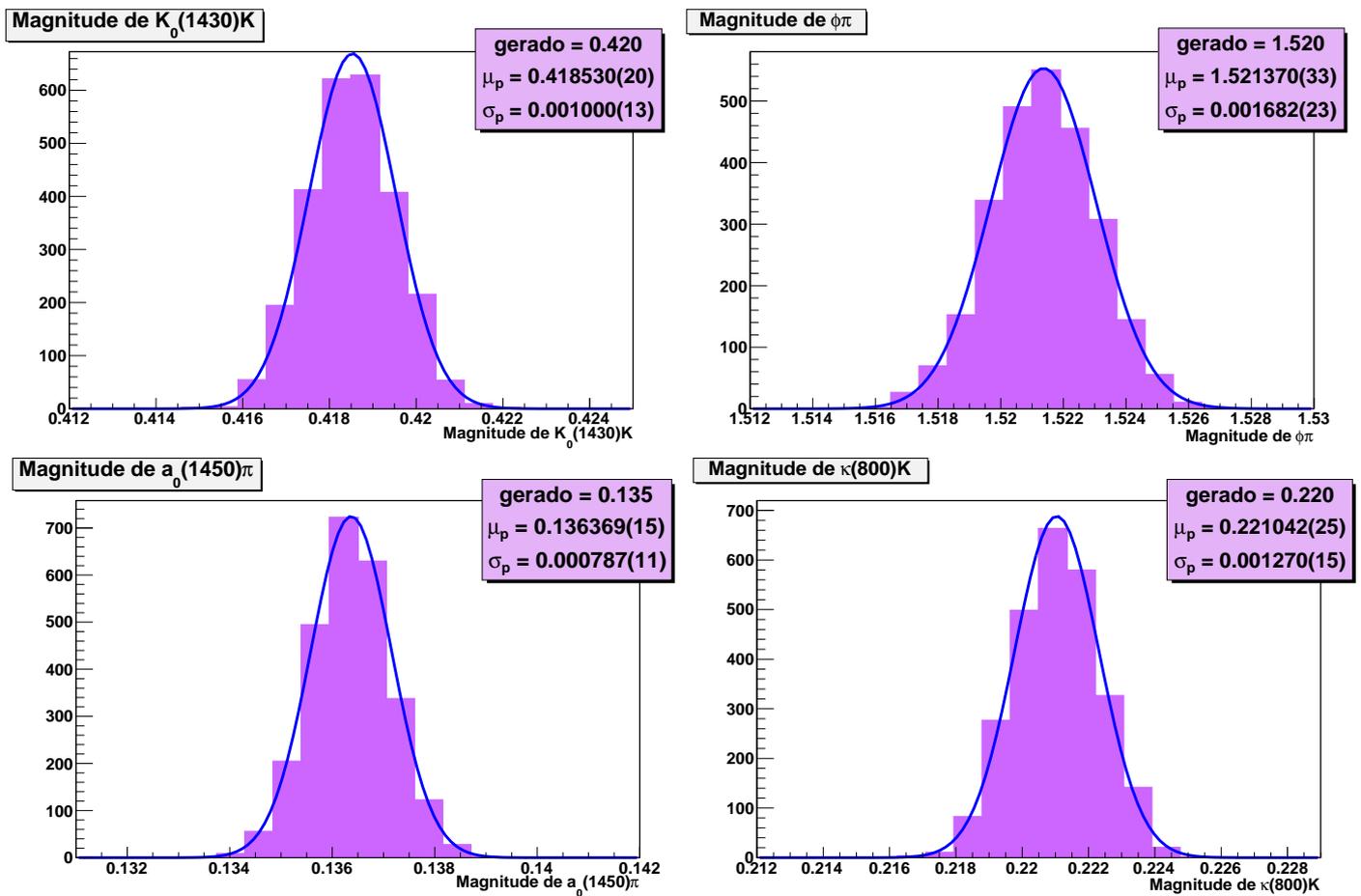


Figura 3.24: Distribuições dos valores das magnitudes obtidos a partir do ajuste binado(DP dividido em 9345 bins) feito em 2600 amostras.

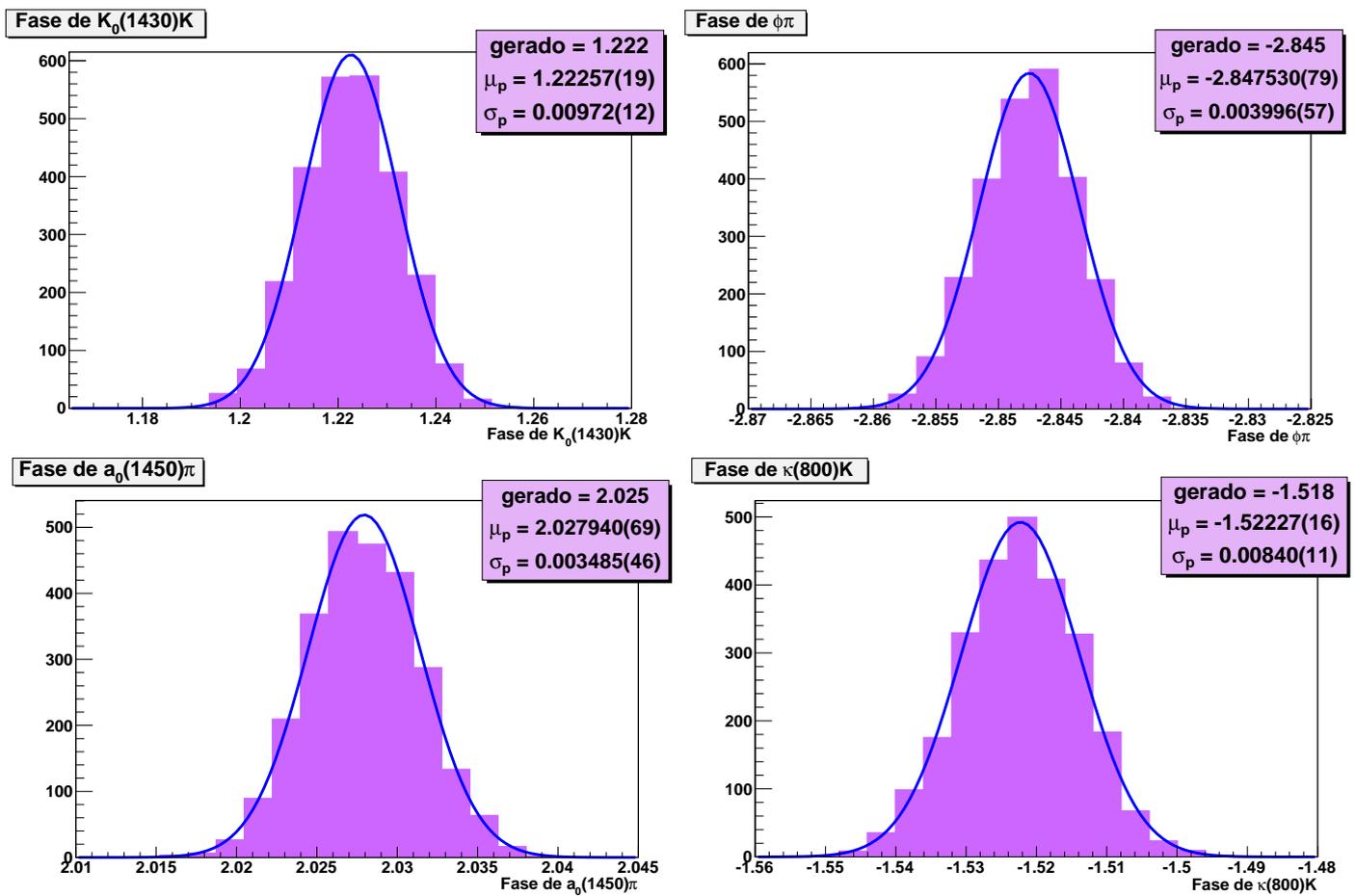


Figura 3.25: Distribuições dos valores das fases (em radianos) obtidos a partir do ajuste binado(DP dividido em 9345 bins) feito em 2600 amostras.

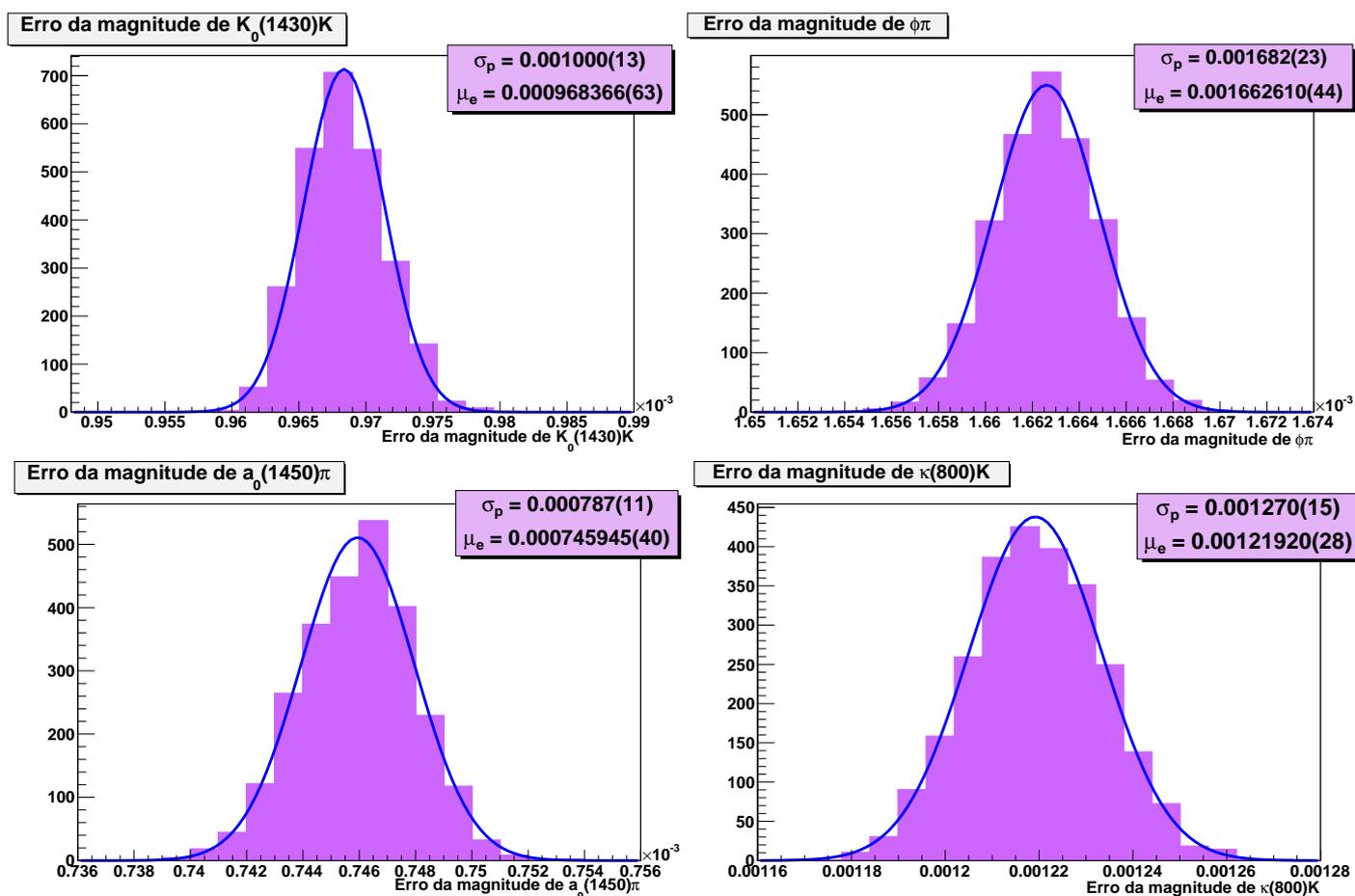


Figura 3.26: Distribuições dos valores das incertezas das magnitudes obtidos a partir do ajuste binado (DP dividido em 9345 bins) feito em 2600 amostras.

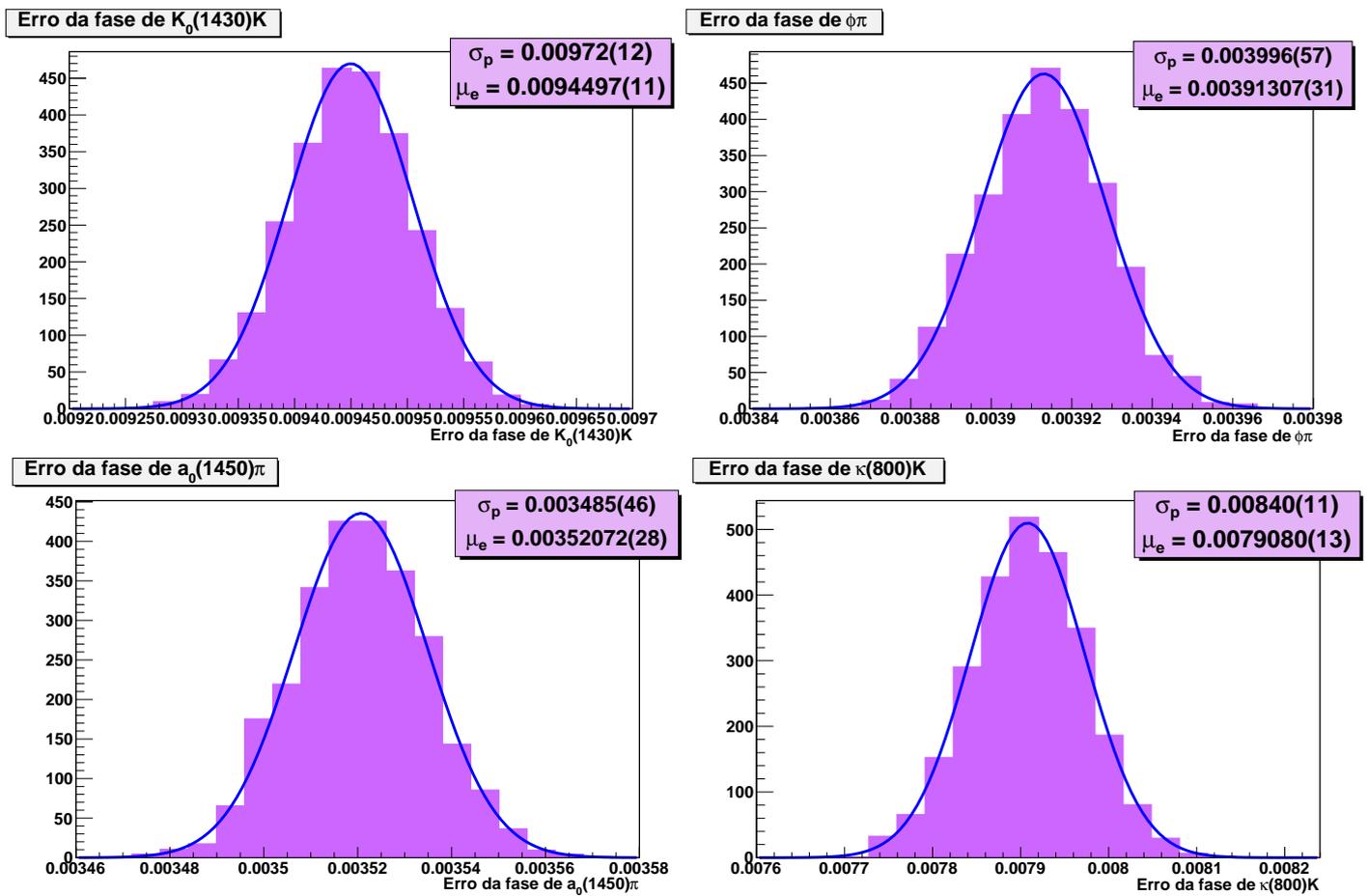


Figura 3.27: Distribuições dos valores das incertezas das fases obtidos a partir do ajuste binado (DP dividido em 9345 bins) feito em 2600 amostras.

		Valores de Entrada	Ajuste binado		
			Parâmetros		Erros
			μ_p	σ_p	μ_e
$K^*(892)^0$	mag	1.0	-	-	-
	fase	0.0	-	-	-
$K_0^*(1430)$	mag	0.420	0.4185	0.0010	0.00097
	fase	1.222	1.2226	0.0097	0.0094
$\phi(1020)$	mag	1.520	1.5214	0.0017	0.0017
	fase	-2.845	-2.8475	0.0040	0.0039
$a_0(1450)$	mag	0.135	0.13637	0.00079	0.00075
	fase	2.025	2.0279	0.0035	0.0035
$\kappa(800)$	mag	0.220	0.2210	0.0013	0.0012
	fase	-1.518	-1.5223	0.0084	0.0079

Tabela 3.7: Resultado de um ajuste Gaussiano nas distribuições dos parâmetros e incertezas obtidas a partir de um ajuste binado (DP dividido em 9345 bins) em 2600 amostras.

		225 bins		424 bins		802 bins	
		μ_p	σ_p	μ_p	σ_p	μ_p	σ_p
$K_0^*(1430)$	mag	0.4199	0.0011	0.4199	0.0011	0.4198	0.0010
	fase	1.223	0.011	1.222	0.011	1.222	0.010
$\phi(1020)$	mag	1.5204	0.0017	1.5201	0.0017	1.5203	0.0017
	fase	-2.8446	0.0042	-2.8450	0.0040	-2.8453	0.0040
$a_0(1450)$	mag	0.13500	0.00086	0.13513	0.00085	0.13516	0.00080
	fase	2.0247	0.0036	2.0246	0.0036	2.0247	0.0036
$\kappa(800)$	mag	0.2202	0.0017	0.2202	0.0016	0.2201	0.0014
	fase	-1.520	0.010	-1.520	0.010	-1.5188	0.0090
		4540 bins		9345 bins			
		μ_p	σ_p	μ_p	σ_p		
$K_0^*(1430)$	mag	0.4192	0.0010	0.4185	0.0010		
	fase	1.2227	0.0097	1.2226	0.0097		
$\phi(1020)$	mag	1.5207	0.0017	1.5214	0.0017		
	fase	-2.8462	0.0040	-2.8475	0.0040		
$a_0(1450)$	mag	0.13574	0.00079	0.13637	0.00079		
	fase	2.0263	0.0035	2.0279	0.0035		
$\kappa(800)$	mag	0.2208	0.0013	0.2210	0.0013		
	fase	-1.5213	0.0084	-1.5223	0.0084		

Tabela 3.8: Comparação do uso de diferente número de bins.

3.4.3 Comparando os ajustes

Por fim, queremos comparar o ajuste não-binado pelo método da máxima verossimilhança com o ajuste binado pelo método dos mínimos quadrados. Tomamos como referência para o ajuste binado o feito com o Dalitz plot dividido em 802 bins, que constatamos permitir um bom ajuste por este método. Para facilitar a comparação, colocamos o resultado de ambos os ajustes na tabela 3.9.

		Valores de Entrada	Ajuste não-binado		Ajuste binado	
			μ_p	σ_p	μ_p	σ_p
$K^*(892)^0$	mag	1.0	-	-	-	-
	fase	0.0	-	-	-	-
$K_0^*(1430)^0$	mag	0.420	0.41876	0.00098	0.4198	0.0010
	fase	1.222	1.2675	0.0094	1.222	0.010
$\phi(1020)$	mag	1.520	1.5038	0.0017	1.5203	0.0017
	fase	-2.845	-2.8413	0.0039	-2.8453	0.0040
$a_0(1450)$	mag	0.135	0.13292	0.00076	0.13516	0.00080
	fase	2.025	2.0329	0.0034	2.0247	0.0036
$\kappa(800)$	mag	0.220	0.2235	0.0012	0.2201	0.0014
	fase	-1.518	-1.5357	0.0077	-1.5188	0.0090

Tabela 3.9: Comparação entre os ajustes binado e não-binado.

Por contar com a informação de cada evento, espera-se que o ajuste não-binado tenha incertezas menores que o ajuste binado, que olha para grupos de eventos. Pela tabela comparativa, vemos que isso é verdade mas para ambos ajustes os valores das incertezas são bem próximos. Concluimos, então, que os dois métodos levam a incertezas comparáveis.

Capítulo 4

O experimento LHCb

O LHCb (*Large Hadron Collider beauty experiment*) é um dos quatro grandes experimentos do LHC (*Large Hadron Collider*). Seu principal objetivo é o estudo da violação de CP e decaimentos raros de hádrons contendo *quarks* b e c [25]. Nesse capítulo, serão descritas as principais características do acelerador LHC e do detector LHCb.

4.1 O acelerador LHC

O LHC [26] é um colisor de hádrons construído na fronteira entre a França e a Suíça. Foi construído no túnel, de aproximadamente 27 Km de comprimento, que antes abrigava o LEP (*Large Electron-Positron Collider*), a aproximadamente 100 m de profundidade. Foi projetado para colidir feixes de prótons com energia total de até 14 TeV no centro de massa.

Nenhum acelerador é capaz de, sozinho, acelerar prótons do repouso a 7 TeV. Assim, antes de serem injetados no LHC, os prótons são pré-acelerados por alguns dos aceleradores do complexo do CERN, esquematizado na Figura 4.1. Os prótons são obtidos de átomos de hidrogênio e passam por um acelerador linear (Linac2), onde atingem uma energia de 50 MeV. Depois são injetados no PSB (*Proton Synchrotron Booster*), onde atingem 1,4 GeV. Em seguida, passam pelo PS (*Proton Synchrotron*) alcançando 25 GeV. Na sequência, os prótons são enviados ao SPS (*Super Proton Synchrotron*), onde são acelerados a 450

GeV. Finalmente são injetados no LHC para atingir a energia máxima de 7 TeV. O LHC também opera com feixes de íons pesados.

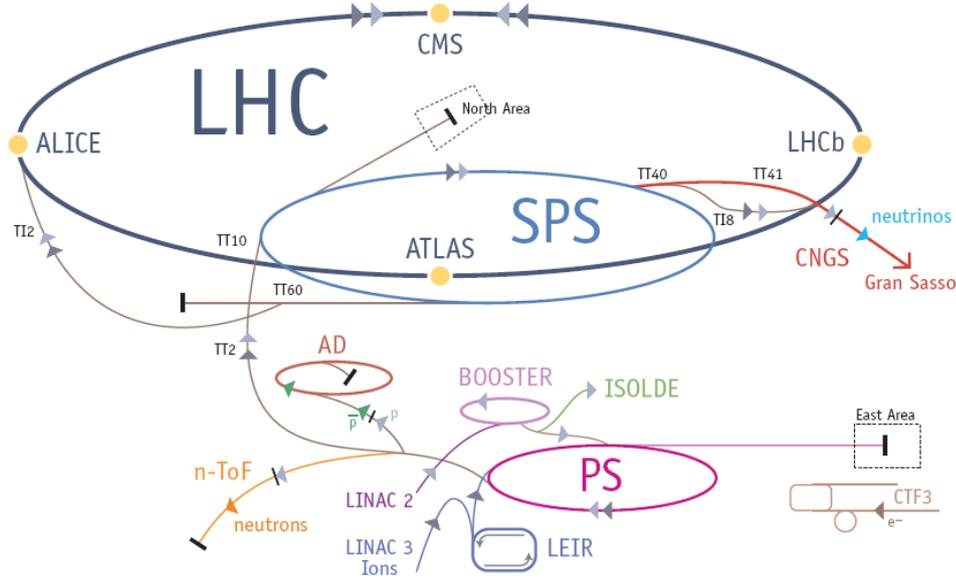


Figura 4.1: Complexo de aceleradores do CERN [27].

O LHC possui seis experimentos: os quatro principais, ALICE, ATLAS, CMS e LHCb, e dois menores, LHCf e TOTEM. Um esquema ilustrando o LHC e seus principais experimentos é mostrado na Figura 4.2.

O ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*)[28] é um experimento dedicado à física de íons pesados. Visa estudar as propriedades do plasma de *quarks* e *gluons*.

O ATLAS (*A large Toroidal LHC ApparatuS*)[29] é um dos dois experimentos de propósito geral, projetado para cobrir a maior faixa possível da Física no LHC, da busca pelo bóson de Higgs à supersimetria (SUSY) e dimensões extras. É o maior dos detectores do LHC.

O CMS (*The Compact Muon Solenoid*)[30] é o outro experimento de propósito geral do LHC. Tem como objetivo estudar a mesma Física que o ATLAS, mas com diferentes soluções técnicas e *design*.

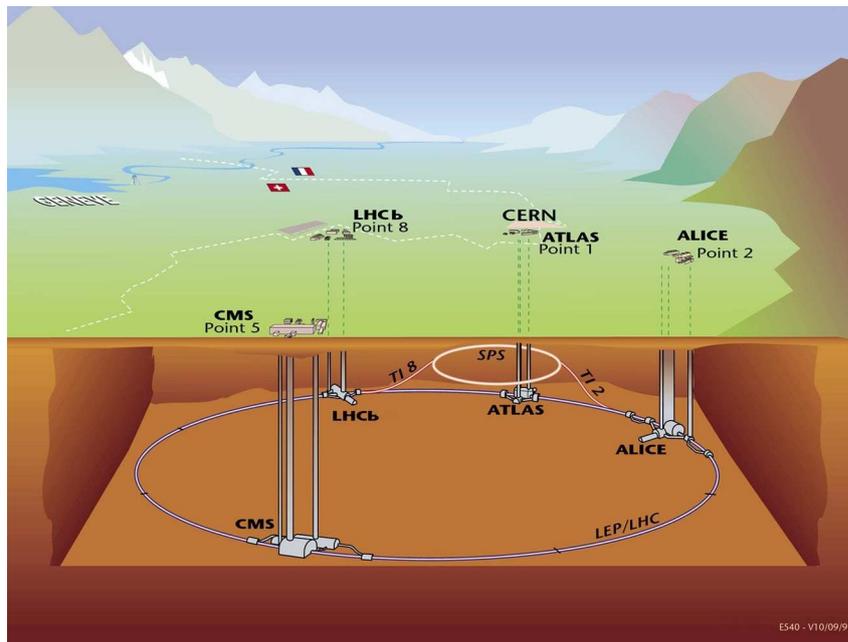


Figura 4.2: Esquema ilustrativo do LHC e seus principais experimentos.

O LHCb (*Large Hadron Collider beauty experiment*)[25] é o experimento dedicado ao estudo de violação de CP e decaimentos raros de hádrons com *quarks* b ou c, como mencionado no início do capítulo. Ele será descrito na seção seguinte.

O LHCf (*Large Hadron Collider forward*)[31] é um experimento dedicado à medida de partículas neutras emitidas na região frontal das colisões do LHC. O objetivo é fornecer dados para calibrar modelos de interações hadrônicas que são usados no estudo de Raios Cósmitos Ultra-Energéticos. Ele está situado próximo ao ATLAS.

O TOTEM (*TOTAL Elastic and diffractive cross section Measurement*)[32] vai medir a seção de choque total pp com um método independente da luminosidade e estudar espalhamentos elásticos e difrativos no LHC. Ele está localizado próximo ao CMS.

O LHC tem operado desde março de 2010 com uma energia de centro de massa de 7 TeV (3,5 TeV por feixe).

4.2 O detector LHCb

O LHCb é um espectrômetro com cobertura angular frontal de aproximadamente 10 mrad a 300 mrad no plano horizontal e de 10 mrad a 250 mrad no plano vertical. Ele está esquematizado na Figura 4.3.

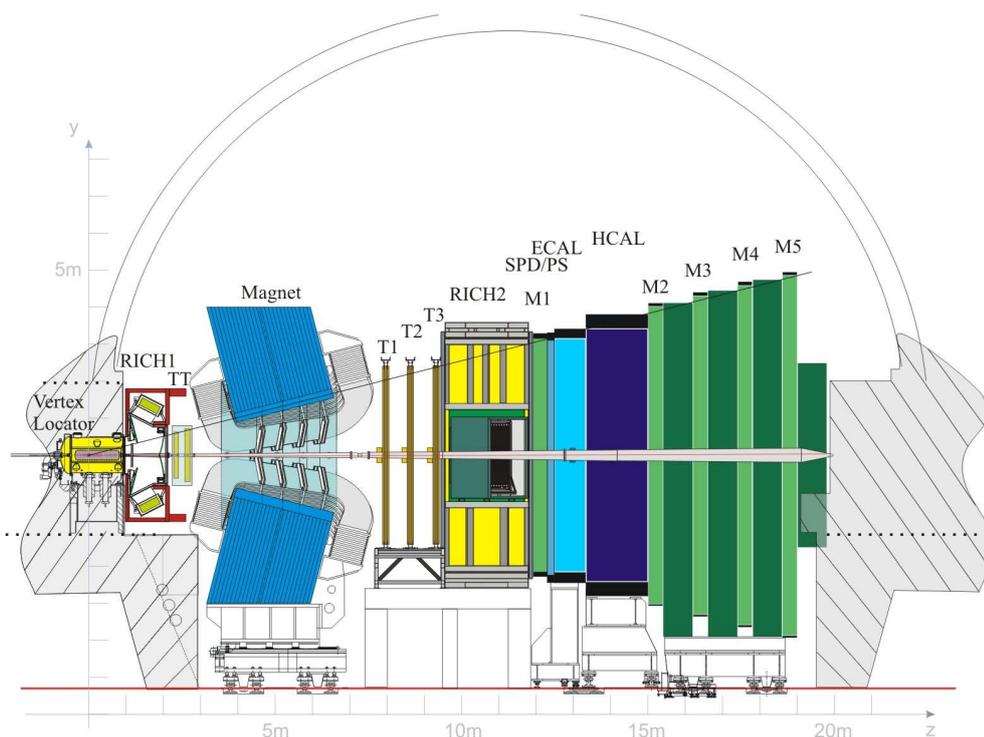


Figura 4.3: Diagrama esquemático do LHCb.

A escolha da geometria é justificada pelo fato de que a altas energias os hádrons- b e \bar{b} são produzidos predominantemente numa direção próxima à do feixe (ver Figura 4.4). O sistema de coordenadas destrógiro adotado tem o eixo z na direção do feixe e o eixo y na direção vertical.

O LHCb é composto por vários subdetectores, como pode ser observado na Figura 4.3. Nesta seção falaremos sobre a inserção do detector no LHC, dada principalmente pelo tubo do feixe, sobre o magneto do LHCb, utilizado para medir o momento linear das partículas, e demais componentes do LHCb: VELO (*Vertex Locator*), estações de traços

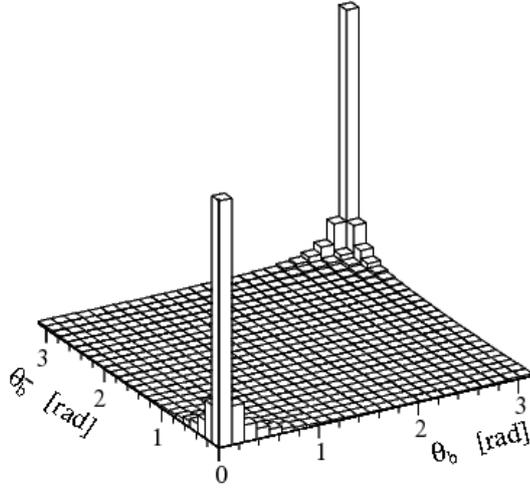


Figura 4.4: Ângulos polares dos hádrons- b e \bar{b} calculados pelo gerador de eventos PYTHIA [33].

(TT, T1, T2 e T3), RICH (*Ring Imaging CHerenkov*) 1 e 2, calorímetros hadrônico e eletromagnético e sistema de múons. Além disso, também será descrito o *trigger* do LHCb, sistema responsável pela seleção dos dados a serem armazenados, necessário devido à grande quantidade de dados a ser gerada pelo LHC.

4.2.1 Interface com o LHC

Para a construção do trecho do tubo do feixe na região do LHCb, alguns cuidados foram necessários, já que o LHCb é focado na região de alta rapidez¹, onde a densidade de partículas é alta. O aspecto crítico na definição do formato e na escolha do material é a minimização de interações secundárias entre as partículas produzidas na interação primária e o tubo do feixe. Esse é um aspecto crucial, sobretudo nas regiões próximas às estações de traços e aos detectores RICH.

O tubo do feixe, esquematizado na Figura 4.5, inclui a janela frontal do VELO cobrindo totalmente a aceitação do LHCb e quatro seções cônicas principais, sendo as três mais

¹A rapidez é definida como sendo $\tanh^{-1}(v/c)$, com v correspondendo à velocidade da partícula e c à velocidade da luz.

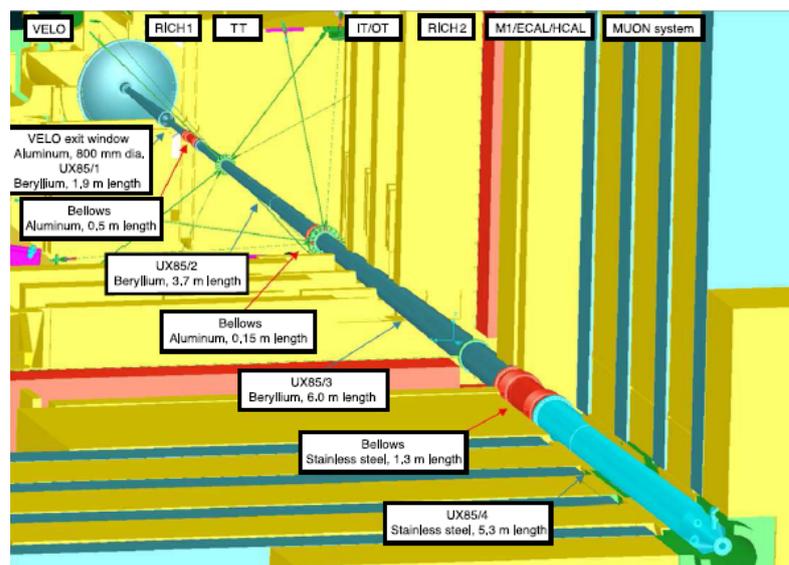


Figura 4.5: Esquema do tubo do feixe [25].

próximas do ponto de interação feitas de berílio e a mais distante, de aço inoxidável. A escolha do berílio para a maior parte do tubo do feixe, 12 m do total de 19 m, foi feita devido à sua transparência e elasticidade, pois possui baixo número atômico. No entanto, sua toxicidade, fragilidade e alto custo tiveram que ser levados em conta durante sua construção. As conexões neste trecho e a janela de saída do VELO são feitas de alumínio. A última conexão, bem como o restante do comprimento do tubo do feixe fora da zona crítica em termos de transparência, é feita de aço inoxidável, um material largamente usado em câmaras de vácuo por ter boas propriedades mecânicas e de vácuo. A primeira seção do tubo do feixe inclui um cone de abertura angular de 25 mrad e a transição para o cone de 10 mrad de abertura angular das três seções seguintes.

O vácuo do feixe no experimento é isolado do LHC por duas válvulas instaladas nas entradas da caverna, que permitem intervenções independentes do sistema de vácuo do acelerador.

Ainda relacionado à interface com o LHC, para lidar com possíveis condições adversas relacionadas ao feixe do LHC, particularmente com chuveiros hadrônicos causados por

feixes mal alinhados ou falhas no desempenho de componentes após a injeção de partículas no LHC, o LHCb é equipado com um Monitor das Condições do Feixe (BCM - *Beam Conditions Monitor*). Este sistema monitora continuamente o fluxo de partículas em dois pontos próximos à câmara de vácuo para proteger os sensíveis dispositivos de detecção de trajetória do LHCb. O BCM é ligado aos sistemas de controle do LHC e do LHCb.

Mais informações podem ser encontradas em [25].

4.2.2 Magneto

Um magneto convencional é utilizado no LHCb para curvar a trajetória das partículas carregadas possibilitando a medida do seu momento. O magneto do LHCb, esquematizado na Figura 4.6, fornece um campo magnético de dipolo na direção vertical (y) de 4 Tm integrado ao longo de 10 m. Ele é formado por espiras resistivas em formato de sela. Esta tecnologia foi utilizada, em substituição à supercondutora proposta, por possuir um custo mais baixo e possibilitar uma construção mais rápida.

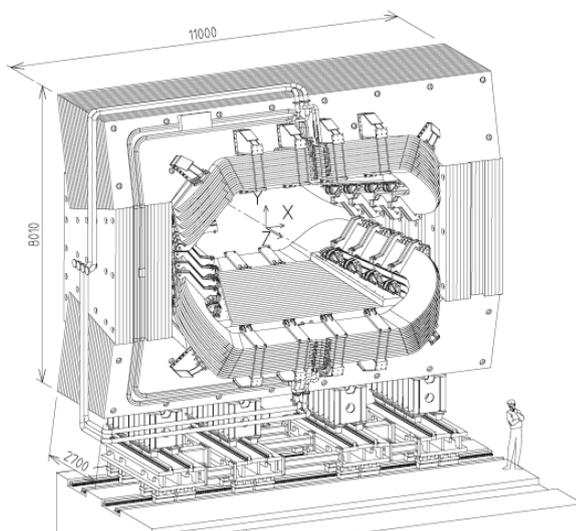


Figura 4.6: Vista em perspectiva do magneto do LHCb com sua corrente e conexões de água (unidades em mm) [25].

O magneto é operado por um sistema (*Magnet Control System*) que controla a ali-

mentação e monitora um certo número de parâmetros operacionais (por exemplo, temperatura, voltagem, fluxo de água, etc.). Um outro sistema completamente independente, o *Magnet Safety System* (MSS), garante uma operação segura e age autonomamente para forçar uma descarga do magneto se parâmetros críticos estiverem fora da faixa de operação.

Com o intuito de controlar efeitos sistemáticos do detector, a polaridade do magneto é periodicamente invertida.

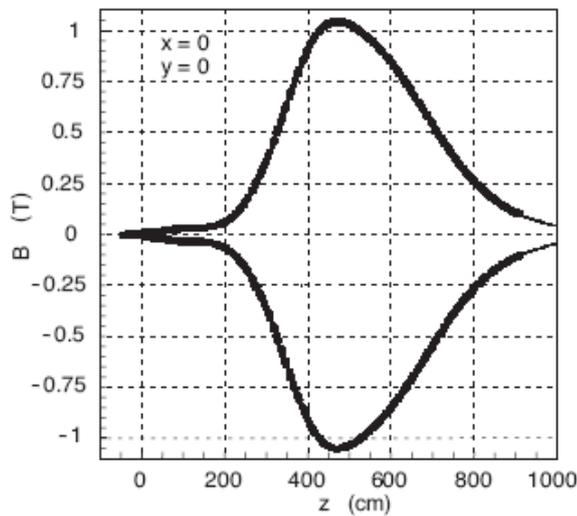


Figura 4.7: Campo magnético ao longo do eixo z [25].

Mais informações sobre o magneto podem ser encontradas em [25] e [34].

4.2.3 VELO

O localizador de vértices (VELO - *VErtex LOcator*) é o responsável por medidas precisas das trajetórias de partículas carregadas próximo à região de interação. O VELO é utilizado para identificar vértices secundários característicos dos decaimentos de hádrons- b e c . O VELO consiste em uma série de módulos de silício fornecendo, alternadamente, uma medida das coordenadas polares r e ϕ , arranjados ao longo da direção do feixe (Figura 4.8). Para preservar o detector, o VELO possui um sistema retrátil que permite

manter cada uma de suas metades a uma distância de 3 cm de sua posição de operação durante a injeção e aceleração dos feixes, e a uma distância de 8 mm do feixe (VELO fechado) quando este já está colimado e estável. Os detectores estão montados dentro de um recipiente que mantém vácuo ao redor dos sensores e é separado do vácuo da máquina por uma folha de alumínio. Isto é feito para minimizar o material atravessado pela partícula carregada antes de cruzar os sensores e a geometria é tal que permite que as duas metades do VELO se sobreponham quando este está fechado.

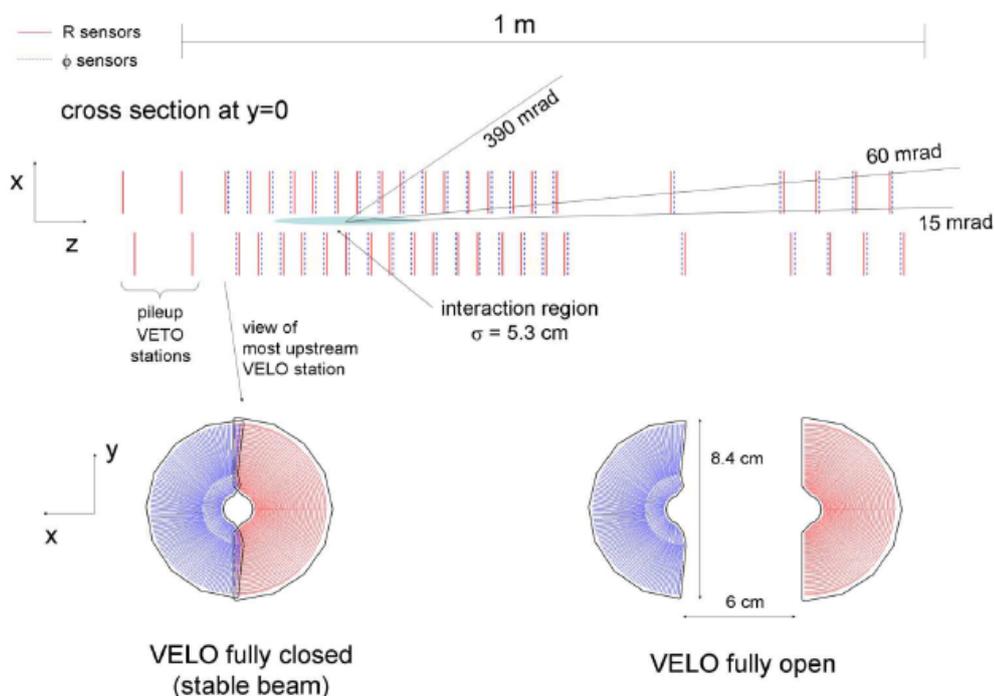


Figura 4.8: Representação lateral do VELO (plano (x,z)) e frontal(plano (x,y)) de um dos módulos nas posições aberto e fechado [25].

A medida das coordenadas é feita por dois tipos diferentes de sensores: sensor tipo-R, para a coordenada r , e sensor tipo- ϕ , para a coordenada ϕ . Ambos foram feitos com a tecnologia de microtiras de silício e possuem uma espessura de $300 \mu\text{m}$. O sensor tipo-R é feito de tiras azimutais e o sensor tipo- ϕ é feito de tiras radiais. Os sensores estão representados na Figura 4.9. O uso da geometria cilíndrica foi escolhido para permitir

duas partes: uma mais próxima do tubo do feixe, *Inner Tracker* (IT), e uma mais distante, *Outer Tracker* (OT). Essas duas regiões dos detectores foram construídas com tipos de detectores diferentes. A IT, assim como a TT, utiliza sensores de microtiras de silício, enquanto a OT utiliza *Straw Tubes*. Um esquema das estações de traços pode ser visto na Figura 4.10.

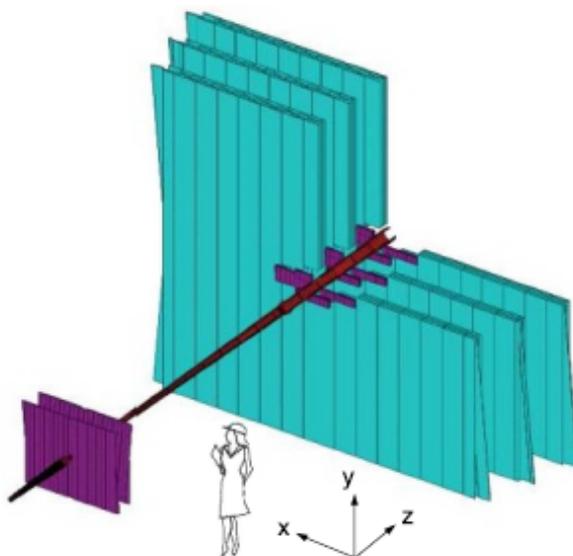


Figura 4.10: As estações de traços, TT, T1, T2 e T3. As IT, em roxo, na parte interior das T's, e as OT, em azul, na parte exterior [25].

A TT é uma estação plana com 150 cm de largura e 130 cm de altura. Ela cobre toda a aceitação angular do LHCb. A IT cobre uma área com largura de 120 cm e altura de 40 cm na região central das três estações de traços que ficam após o magneto. Tanto a TT quanto as ITs possuem quatro camadas de detecção num arranjo (x-u-v-x) com tiras verticais na primeira e na última camada; tiras rotacionadas em um ângulo -5° e $+5^\circ$ na segunda e na terceira camada, respectivamente. A terceira camada da TT está esquematizada na Figura 4.11. A TT possui uma área ativa de $8,4 \text{ m}^2$ e a IT possui uma área ativa de $4,0 \text{ m}^2$.

Cada uma das três estações IT consiste de quatro conjuntos de detectores independen-

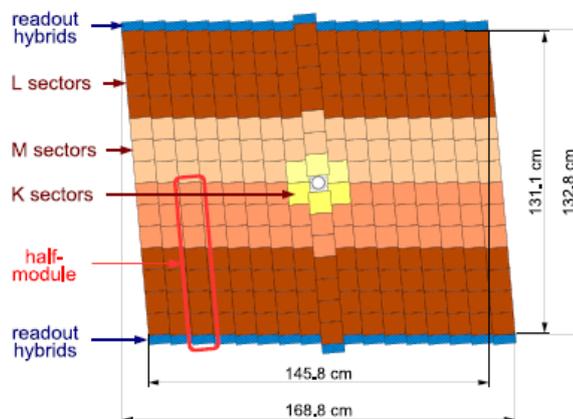


Figura 4.11: Terceira camada de detecção da TT [25].

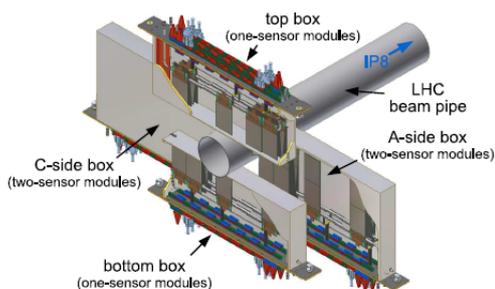


Figura 4.12: Vista dos quatro conjuntos do IT distribuídos em torno do tubo do feixe do LHC [25].

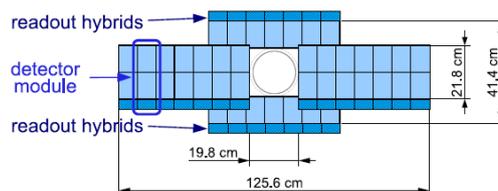


Figura 4.13: Uma das camadas x de detecção na segunda estação IT [25].

tes que são distribuídos ao redor do tubo do feixe, como mostrado na Figura 4.12. Cada conjunto contém quatro camadas de detecção ao longo do eixo z e cada camada consiste de quatro módulos detectores totalizando 16 módulos por conjunto. As dimensões de uma das camadas de detecção da IT estão ilustradas na Figura 4.13.

A OT é um detector de arrasto feito de um conjunto de módulos de *straw-tube*. Os módulos são compostos por duas camadas de 64 tubos cada, conforme esquematizado na Figura 4.14. Os tubos possuem um diâmetro interno de 4,9 mm e são preenchidos por uma mistura de Argônio (70%) e CO_2 (30%), escolhido para garantir um curto tempo de arrasto (menos de 50 ns) e uma boa resolução na coordenada de arrasto ($200 \mu\text{m}$). A área

ativa da OT em cada estação é de $5971 \times 4850 \text{ mm}^2$.

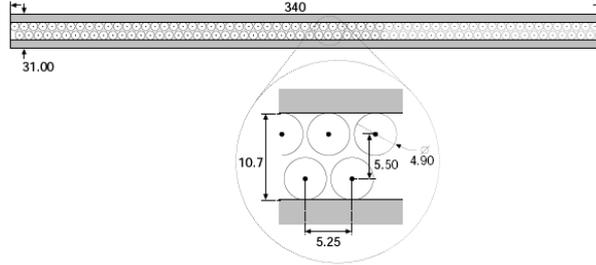


Figura 4.14: Módulo de *straw-tubes* da OT [25].

Mais informações sobre as estações de traços podem ser encontradas em [25], [36] e [37].

4.2.5 RICH

A identificação de partículas é um fator fundamental para o LHCb. Para esse objetivo, o LHCb conta com dois detectores RICH (*Ring Imaging CHerenkov*), responsáveis principalmente pela separação de káons e píons. O RICH é um detector que utiliza a radiação Cherenkov, radiação emitida quando uma partícula atravessa um dado meio, chamado radiador, com velocidade maior que a da luz neste meio. Esta radiação é emitida com ângulo característico (θ_c) que depende da velocidade da partícula. Medindo o seu momento podemos determinar a sua massa. O radiador é escolhido de modo a fornecer uma maior distinção entre as partículas numa dada faixa de momento. O LHCb possui dois detectores RICH com radiadores diferentes, de modo a cobrir uma maior faixa de momento (ver Figura 4.15).

O RICH1 está localizado antes do magneto, entre o VELO e a TT. Ele identifica partículas carregadas na faixa de baixo momento (de 1 a 60 GeV/c, aproximadamente), usando como radiadores aerogel e fluorobutano (C_4F_{10}) cobrindo uma larga aceitância: de $\pm 25 \text{ mrad}$ a $\pm 300 \text{ mrad}$, na horizontal, e de $\pm 25 \text{ mrad}$ a $\pm 250 \text{ mrad}$, na vertical. Uma representação esquemática, um modelo 3D e uma foto do RICH1 são mostrados na

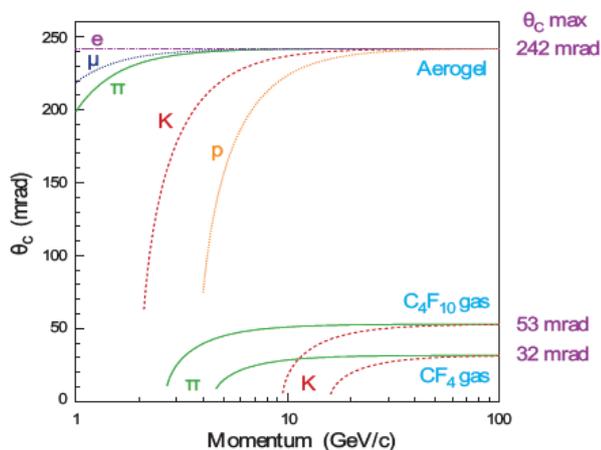


Figura 4.15: Ângulo de Cherenkov *versus* momento da partícula para os radiadores dos RICHs [25].

Figura 4.16.

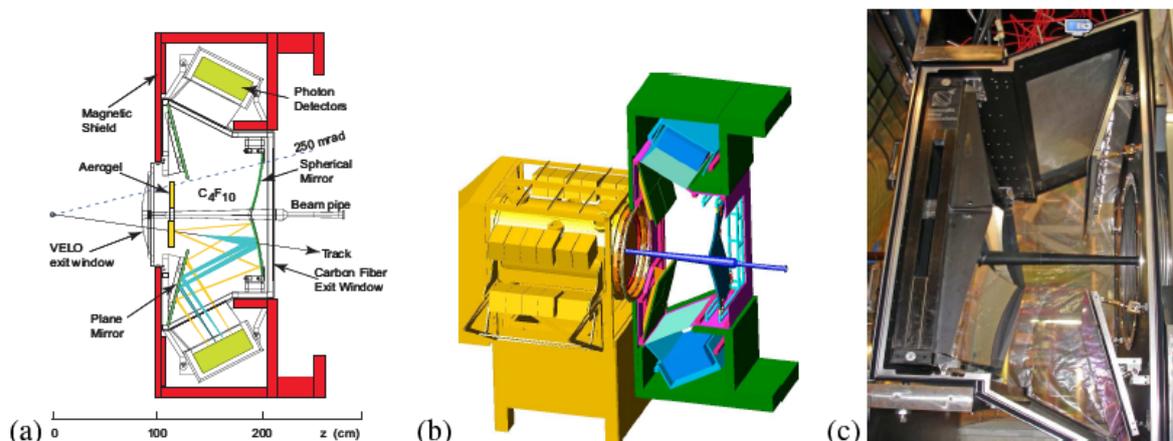


Figura 4.16: Visão lateral esquemática (a), modelo 3D (b) e foto (c) do RICH1 [25].

O RICH2 está localizado depois do magneto, entre a última estação de traços (T3) e a primeira estação do sistema de múons (M1)³. Ele contém o gás radiador CF_4 , permitindo a identificação de partículas na faixa de momento de aproximadamente 15 a 100 GeV/c e possui uma aceitação de ± 15 mrad a ± 120 mrad, na horizontal, e de ± 15 mrad a ± 100 mrad, na vertical, que cobre a região onde as partículas de alto momento são

³O sistema de múons será descrito na seção 4.2.7.

produzidas. Dois esquemas e uma foto do RICH2 são mostrados na Figura 4.17.

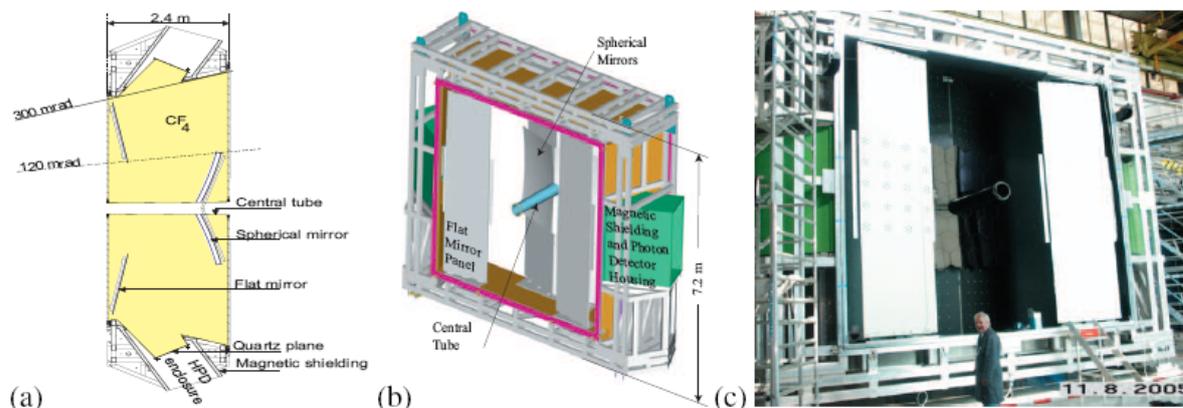


Figura 4.17: Visão superior esquemática (a), *layout* (b) e foto (c) do RICH2 [25].

Nos dois RICHs a focalização da luz Cherenkov nos fotodetectores é realizada usando uma combinação de espelhos esféricos e planos. Fotodetectores híbridos (HPD - *Hybrid Photon Detectors*) são utilizados para detectar os fótons Cherenkov na faixa de comprimento de onda 200-600 nm. Uma representação esquemática e uma foto de um HPD são mostradas na Figura 4.18.

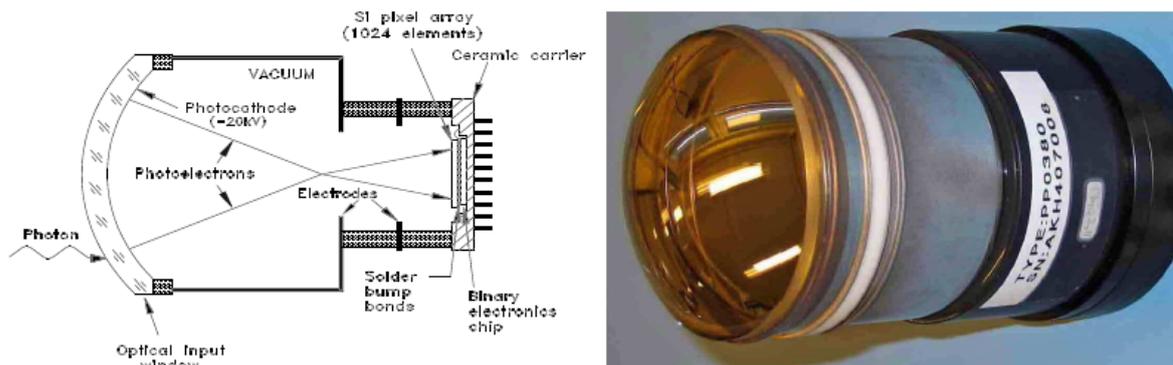


Figura 4.18: Esquema (esquerda) e foto (direita) de um HPD [25].

Mais informações sobre os RICHs podem ser encontradas em [25] e [38].

4.2.6 Calorímetros

O sistema de calorímetros tem como funções principais fornecer valores de energia transversa (E_t)⁴ para o *trigger* de nível 0⁵, identificar elétrons, fótons e hádrons neutros, medindo sua energia e posição. Este sistema, além dos calorímetros eletromagnético (ECAL) e hadrônico (HCAL), é constituído também por mais dois componentes, o SPD (*Scintillator Pad Detector*) e o PS (*PreShower*). Estes componentes foram inseridos de modo a auxiliar o *trigger* de elétrons na rejeição de *background* devido a píons neutros e píons carregados. PS/SPD, ECAL e HCAL adotam uma segmentação lateral variável de acordo com a densidade de partículas, conforme mostrado na Figura 4.19. ECAL e PS/SPD são divididos em três diferentes regiões e o HCAL é dividido em duas regiões. Todos os calorímetros seguem o mesmo princípio básico: possuem absorvedores intercalados com cintiladores. Os absorvedores provocam os chuveiros. A luz de cintilação, emitida quando o cintilador detecta a passagem de partículas carregadas, é transmitida a uma fotomultiplicadora (PMT) por fibras óticas do tipo WLS (*Wave Length Shifter*).

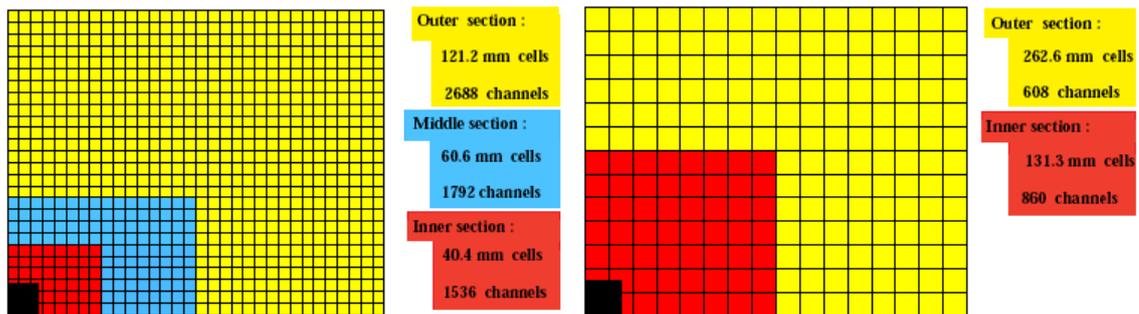


Figura 4.19: Segmentação lateral do SPD/PS e ECAL (esquerda) e do HCAL (direita). A Figura mostra um quarto da face frontal do detector. À esquerda, as dimensões são dadas para o ECAL [25].

O SPD e o PS ficam antes do ECAL e são separados por uma camada de chumbo

⁴A energia transversa corresponde a energia da partícula multiplicada pelo seno do ângulo entre a direção da velocidade da partícula e o eixo do feixe.

⁵O *trigger* do LHCb será descrito na seção 4.2.8.

de 15 mm de espessura ($2.5 X_0$) e possuem uma área sensível de 7,6 m de largura e 6,2 m de altura. A espessura da camada de chumbo é suficiente para gerar chuveciros eletromagnéticos mas não hadrônicos. As três regiões do PS e SPD possuem: 3072 células, na parte mais interna, 3584 células, na parte mediana, e 5376, na parte mais externa, com células de dimensões 4×4 , 6×6 e 12×12 cm², aproximadamente.

O ECAL é construído alternando camadas de chumbo com 2 mm de espessura e placas cintiladoras de 4 mm. Ele é utilizado na identificação de elétrons e fótons. A resolução em energia do ECAL é dada por: $\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$, com E em GeV.

O HCAL é feito de ferro, como absorvedor, e placas cintiladoras, como material ativo. As placas cintiladoras estão orientadas paralelamente ao eixo do feixe e são intercaladas com placas de 1 cm de ferro. Ele mede a energia e auxilia na identificação dos hádrons. O HCAL possui uma resolução em energia dada por: $\sigma_E/E = 69\%/\sqrt{E} \oplus 9\%$, com E em GeV.

Mais informações sobre os calorímetros podem ser encontradas em [25] e [39].

4.2.7 Sistema de Múons

A seleção e identificação de múons são fundamentais para o LHCb pois os múons estão presentes no estado final de muitos decaimentos de B sensíveis à violação de CP e de decaimentos raros que podem revelar física nova, além de ajudar na identificação do sabor de estado inicial dos mésons B neutros em medidas de oscilação e assimetria CP.

O sistema de múons do LHCb é constituído por cinco estações (M1-M5), instrumentadas em ambas as faces, esquematizadas na Figura 4.20. A primeira estação, M1, está localizada antes dos calorímetros e as demais, M2 a M5, ficam após os calorímetros e são intercaladas por absorvedores de ferro de 80 cm de espessura. As estações de múons são os últimos detectores do LHCb e só devem ser atravessadas por múons.

Cada estação de múons é dividida em quatro regiões, R1 a R4, como mostrado na Figura 4.21. Câmaras proporcionais multifilares (MWPC - *Multi Wire Proportional Cham-*

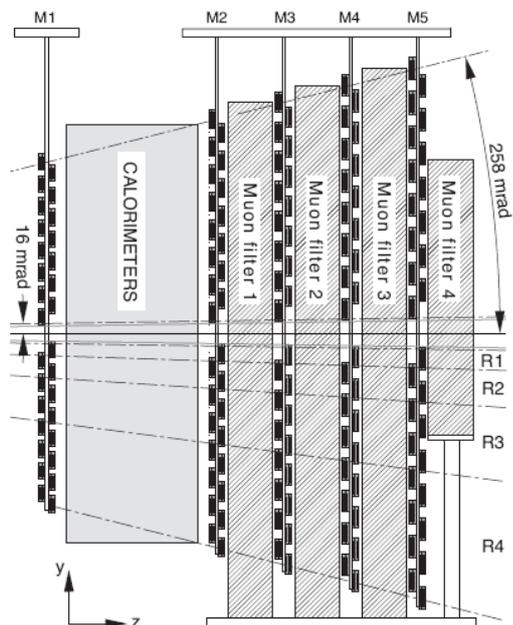


Figura 4.20: Vista lateral do sistema de múons do LHCb [25].

bers) são usadas em todas regiões das estações de múons exceto na parte mais interna (R1) da M1. Devido à sua alta taxa de ocupação, nessa região da M1 são usados detectores triplo GEM (*Gas Electron Multiplier*).

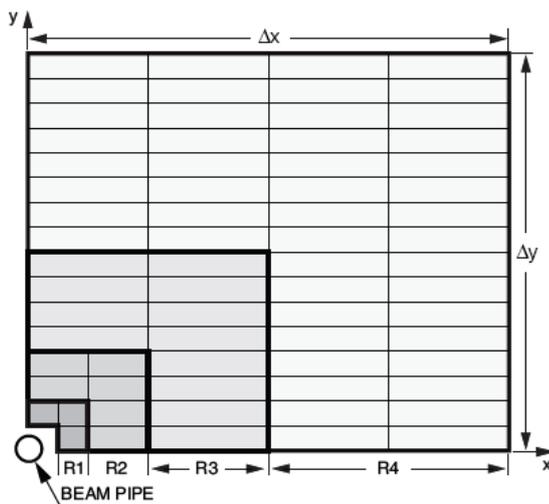


Figura 4.21: Vista frontal de um quadrante de uma estação de múon [25].

As MWPC são preenchidas com uma mistura gasosa de Ar (40%), CO₂ (55%) e CF₄ (5%) em camadas de 5 mm de espessura e possuem em seu interior um plano de fios de tungstênio cobertos de ouro de 30 μm de diâmetro cada, com espaçamento de 2 mm entre eles. Os detectores triplo GEM são formados por três placas GEM sanduichadas por planos de catodo e anodo e são preenchidos com uma mistura gasosa de Ar (45%), CO₂ (15%) e CF₄ (40%).

Mais informações sobre o sistema de múons podem ser encontradas em [25] e [40].

4.2.8 *Trigger*

Uma grande quantidade de dados é gerada pelas colisões $p\bar{p}$ que ocorrem no LHC e não é possível armazenar todos os dados gerados. Na energia atual do LHC, a razão entre a sessão de choque de produção de um par $c\bar{c}$, $\sigma_{c\bar{c}}$, e a sessão de choque inelástica, $\sigma_{inelastica}$, é $\sigma_{c\bar{c}}/\sigma_{inelastica} \sim 1/10$ e a razão entre a sessão de choque de produção de um par $b\bar{b}$, $\sigma_{b\bar{b}}$, e a sessão de choque inelástica, $\sigma_{inelastica}$, é $\sigma_{b\bar{b}}/\sigma_{inelastica} \sim 1/200$. O papel do *trigger* é enriquecer a amostra que somos capazes de armazenar. Com uma luminosidade de $2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, a frequência de cruzamento do feixe com interações visíveis⁶ ao LHCb é de aproximadamente 10 MHz. Essa taxa deve ser reduzida a aproximadamente 2 KHz, taxa em que serão armazenados para análise.

O *trigger* é o sistema responsável pela seleção dos eventos que serão armazenados e esta seleção deve ser feita de modo a selecionar dados relacionados aos processos físicos de interesse. O *trigger* do LHCb é dividido em dois níveis: L0 (*Level 0 Trigger*) e HLT (*High Level Trigger*), sendo o segundo dividido em duas etapas: HLT1 e HLT2. O primeiro nível de trigger é feito por *hardware* e o segundo por *software*.

O L0 deve reduzir o fluxo de dados de 40 MHz⁷ para 1 MHz através da seleção de hádrons, elétrons e fótons com alta E_t nos calorímetros e de múons com alto p_t no sistema

⁶As interações são definidas como visíveis se produzem pelo menos duas partículas carregadas com *hits* suficientes no VELO e T1-T3 de modo a permitir sua reconstrução.

⁷Correspondente à taxa de cruzamento de feixe no LHC.

de múons. Ele também utiliza as informações do sistema de *pile-up*. As informações dos diferentes subdetectores são reunidas pela unidade de decisão do L0 (*L0DU - L0 Decision Unit*) onde é feita a decisão pela aceitação ou não do evento. Por ser feita utilizando eletrônica, a decisão do L0 é bem rápida, levando em torno de $4 \mu\text{s}$, de modo a não interferir na detecção do evento seguinte.

O HLT deve reduzir o fluxo de dados de 1MHz para aproximadamente 2KHz. Ele consiste em algoritmos em C++ que são executados em uma *farm* de computadores, a EFF (*Event Filter Farm*). Ele tem acesso a todas as informações do detector. O HLT1 faz uma reconstrução parcial utilizando, além das informações dos calorímetros e do sistema de múons, as informações do VELO e do sistema de traços e confirma a decisão do L0 reduzindo o fluxo de dados para aproximadamente 30 KHz. O HLT2 faz a reconstrução total do evento e executa alguns algoritmos de seleção reduzindo o fluxo de dados para aproximadamente 2 KHz.

Um esquema do *trigger* do LHCb é mostrado na Figura 4.22.

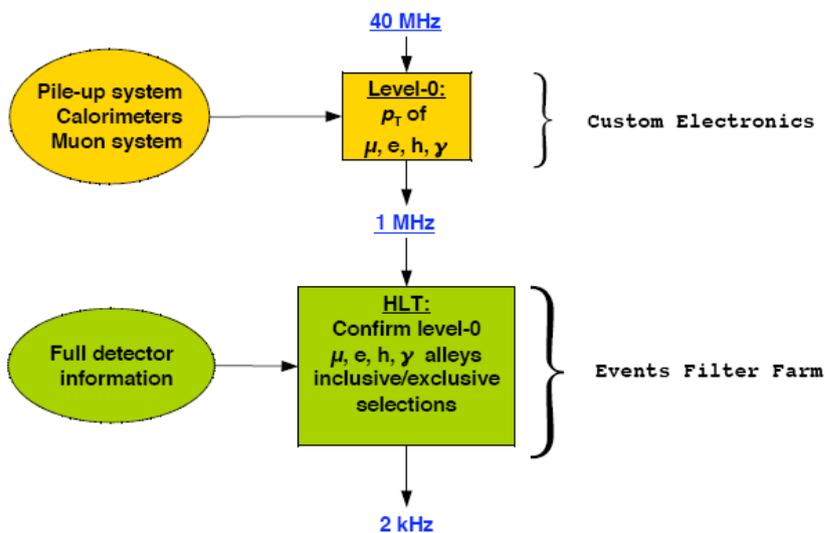


Figura 4.22: Esquema do *trigger* do LHCb [25].

Mais informações sobre o *trigger* podem ser encontradas em [25] e [41].

Capítulo 5

Amostra de dados

Queremos selecionar, dentre os dados coletados pelo LHCb durante o ano de 2011, uma amostra correspondente ao decaimento $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$.

Em 2011, o LHC colidiu feixes de prótons com uma energia de 7 TeV no centro de massa, sendo 3,5 TeV por feixe. Foi fornecida pelo LHC uma luminosidade integrada de $1,2195 \text{ fb}^{-1}$, dos quais $1,1067 \text{ fb}^{-1}$ foram gravados pelo LHCb, conforme ilustrado na Figura 5.1.

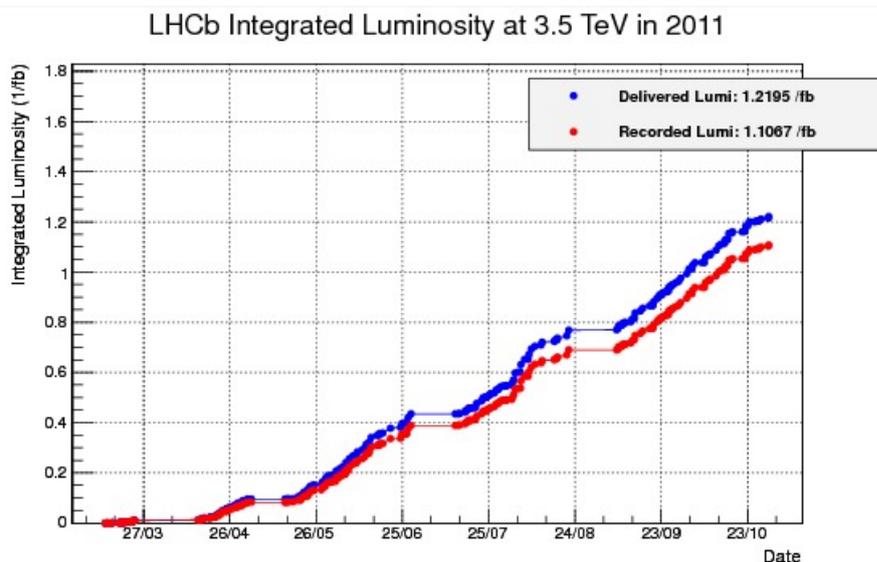


Figura 5.1: Luminosidade integrada no LHCb em 2011

A etapa inicial da análise é selecionar, dentre as partículas detectadas pelo LHCb,

as que correspondem ao decaimento de interesse. A seleção da amostra é feita em diversos estágios e já começa durante a tomada de dados. Uma primeira seleção é feita pelo *trigger* do LHCb¹ antes do armazenamento dos dados. Enquanto o L0 e o HLT1 tem um caráter inclusivo, no HLT2 são executados algumas centenas de algoritmos de seleção específicos, sendo um deles dedicado aos decaimentos de charme em três hádrons carregados ($DHHH$), no qual estaremos interessados para a seleção da nossa amostra.

As diversas seleções propriamente ditas são realizadas após o armazenamento permanente. O LHCb possui um sistema unificado para reconstrução e seleção dos dados armazenados, esta última chamada *Stripping*. Os critérios de seleção, ou cortes, para os decaimentos de charme em três hádrons carregados variam de acordo com as características desses decaimentos. Estamos procurando um decaimento em três traços que formem um vértice secundário (o D) bem separado do vértice primário (reflexo do tempo de vida dos mésons de D). Duas variáveis que ajudam nesta seleção são o parâmetro de impacto e distância de vôo. O parâmetro de impacto é a menor distância entre a projeção da trajetória da partícula e o vértice primário. A distância de vôo é a distância percorrida pela partícula antes de decair (distância entre o vértice primário e o secundário). Poder ainda mais discriminatório possuem as suas significâncias (χ^2) pois levam em conta os erros na determinação da posição dos vértices. Na nossa seleção optamos por utilizar as significâncias do parâmetro de impacto e da distância de vôo. Queremos também garantir que as três partículas do estado final sejam corretamente identificadas como káons e píons. Para isso usamos a variável de identificação chamada de $\Delta \log \mathcal{L}_{K\pi}$ — dada pela diferença entre os logaritmos das verossimilhanças (*log-likelihood*) das hipóteses de káon e pión. Os cortes para os decaimentos de charme em três hádrons carregados na *Stripping* podem ser vistos nas tabelas 5.1, 5.2 e 5.3. Após a *Stripping*, cortes adicionais são aplicados com o objetivo de reduzir ainda mais o *background* na amostra.

Na Figura 5.2, temos um histograma com a massa invariante dos candidatos seleciona-

¹Ver seção 4.2.8

Critério	Valor de corte
Momento transversal (p_t)	$> 250 \text{ MeV}/c$
Momento linear	$> 2000 \text{ MeV}/c$
χ^2 do parâmetro de impacto com relação ao vértice primário	> 4
$\Delta \log \mathcal{L}_{K\pi}$ para káons	> 7
$\Delta \log \mathcal{L}_{K\pi}$ para píons	< 3

Tabela 5.1: Critérios de seleção para as partículas do estado final

Critério	Valor de corte
χ^2 da menor distância entre duas trajetórias	< 50
$\sum p_t$	> 2800
χ^2 do parâmetro de impacto	> 10 (para pelo menos duas das trajetórias)

Tabela 5.2: Critérios de seleção para as combinações de partículas do estado final

Critério	Valor de corte
χ^2 por grau de liberdade do ajuste do vértice	< 10
Momento transversal (p_t)	> 1000
Massa ($KK\pi$)	$1800 \text{ MeV}/c^2 < m_D < 2040 \text{ MeV}/c^2$
χ^2 da distância de vôo	> 100
χ^2 do parâmetro de impacto	< 15
DIRA	> 0

 Tabela 5.3: Critérios de seleção para o méson D reconstruído

dos na região entre 1800 e 1940 MeV/c^2 . Esses eventos foram selecionados pela *Stripping* de charme em três hádrons e exigindo que tenham sido selecionados pela linha de HLT2 de charme em três hádrons.

A partir da amostra da Figura 5.2, serão feitos os estudos dos cortes adicionais a serem aplicados. Para isso, separamos três regiões: uma em torno da massa do D^+ , no intervalo $1855 < m_{KK\pi} < 1885 \text{ MeV}/c^2$, que é constituída predominantemente por eventos de sinal, e duas nas bandas laterais, uma à esquerda e uma à direita da região do sinal ambas suficientemente afastadas de modo que possamos supor que nessas regiões existe somente *background*. As duas bandas de *background*, combinadas, correspondem ao mesmo intervalo da região do sinal. Para os estudos realizados, supomos que os candidatos nas bandas laterais constituem uma boa representação do *background* na região em torno

da massa nominal do D^+ . Queremos estudar os cortes olhando a distribuição de algumas variáveis para sinal e *background*. Consideramos uma boa representação para distribuição do sinal uma subtração da distribuição obtida com os candidatos na região em torno da massa do D^+ e da distribuição obtida com os candidatos nas bandas laterais.

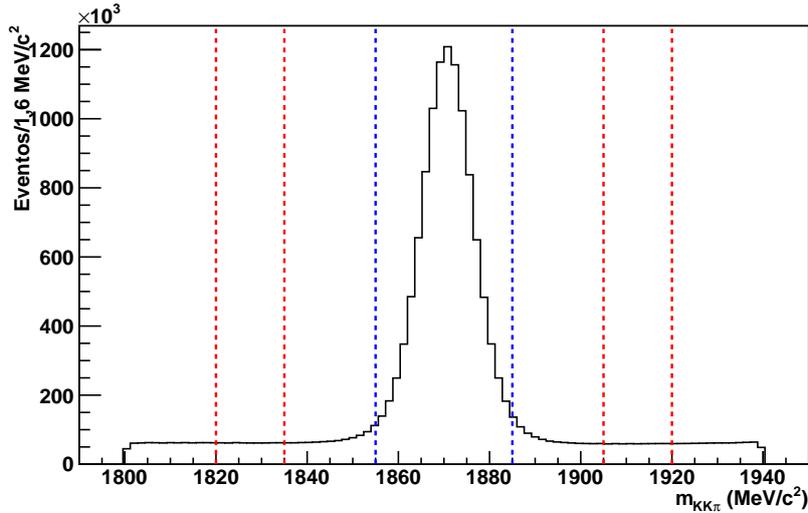


Figura 5.2: Eventos selecionados pela *Stripping* na região do D^+ ($1800 < m_{KK\pi} < 1940 \text{ MeV}/c^2$). Essa amostra possui 15842280 candidatos. Limitada pelas linhas tracejadas em azul, está a região escolhida para o estudo do sinal ($1855 < m_{KK\pi} < 1885 \text{ MeV}/c^2$) e, em vermelho, a região escolhida para o estudo do *background* ($1820 < m_{KK\pi} < 1835 \text{ MeV}/c^2$ e $1905 < m_{KK\pi} < 1920 \text{ MeV}/c^2$).

Os critérios de seleção adicionais são os que possuem maior poder discriminatório entre sinal e *background*. As variáveis escolhidas para seleção foram, para o méson D reconstruído, a significância do parâmetro de impacto com relação ao vértice primário e a significância da distância de vôo. Para duas das partículas do estado final (os dois káons), usamos a variável de identificação ($\Delta \log \mathcal{L}_{K\pi}$). As distribuições dessas variáveis para sinal e *background* estão mostradas na Figura 5.3. Além dessas variáveis, utilizamos para o candidato a pión uma variável que testa a hipótese da partícula ser múon (*isMuon*). Exigindo que esta não seja um múon (*isMuon* = 0), reduzimos o *background* devido a múons erroneamente identificados como píons.

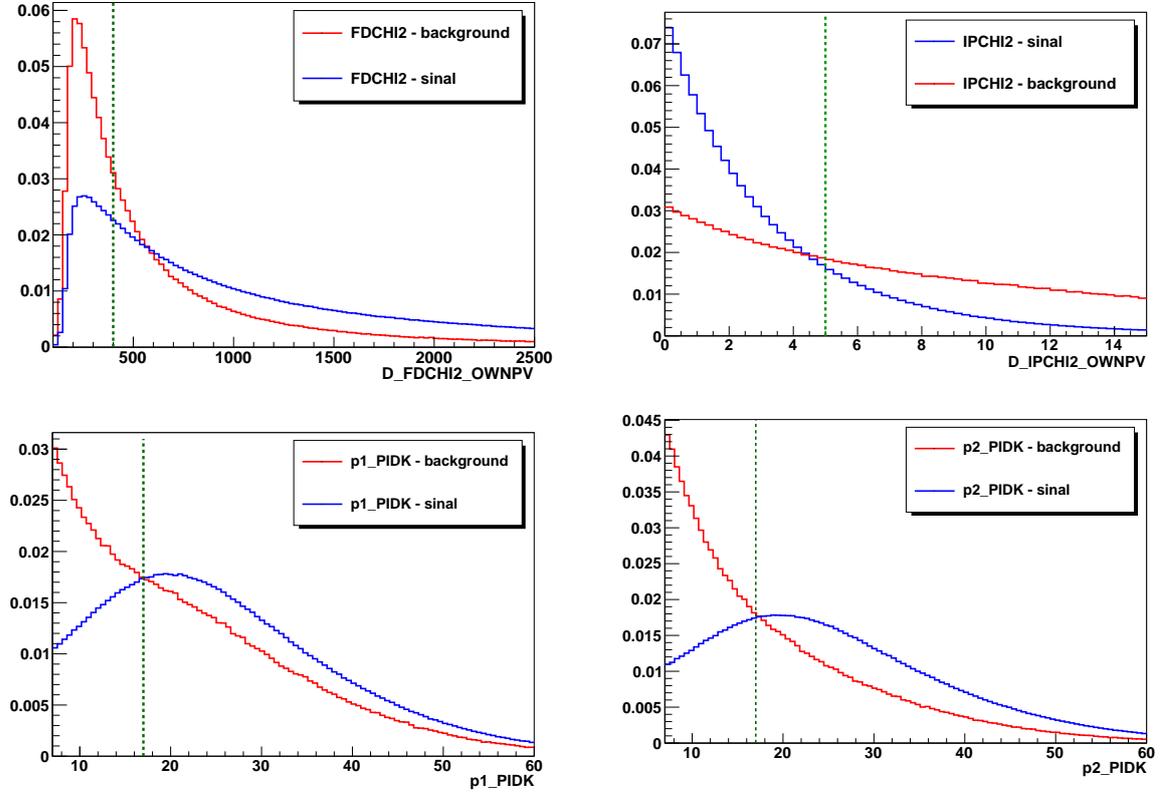


Figura 5.3: Distribuições das variáveis utilizadas na seleção final. Em azul, as curvas para os eventos de sinal e, em vermelho, as curvas para os eventos de *background*. As linhas tracejadas indicam os valores dos cortes.

A partir dessas distribuições são estudados valores de cortes para cada uma dessas variáveis de modo obter uma amostra com alto grau de pureza, que é o que precisamos priorizar na análise do Dalitz plot. Neste tipo de análise, uma das fontes de incerteza é a parametrização tanto do sinal quanto do *background* e, reduzindo bastante o *background*, reduzimos as incertezas oriundas da sua parametrização. Além da pureza, outra preocupação é evitar que os cortes introduzam deformações no espaço de fase. Algumas das variáveis de seleção podem ter dependência com o momento e cortes nessas variáveis podem afetar o espaço de fase. Os valores escolhidos para os cortes nessas variáveis estão relacionados na tabela 5.4.

A distribuição de massa obtida após os cortes adicionais é mostrada na Figura 5.4.

Critério	Valor de corte
χ^2 da distância de vôo do D	> 400
χ^2 do parâmetro de impacto do D	< 5
$\Delta \log \mathcal{L}_{K\pi}$ para os káon	> 15
$i s M u o n$ para o pión	$= 0$

Tabela 5.4: Resumo dos cortes de seleção final.

Obtemos o número de decaimentos fazendo um ajuste de duas Gaussianas, para representação do sinal, mais uma função linear para o *background*. Os valores dos parâmetros obtidos no ajuste são mostrados na tabela 5.5.

Parâmetro	Valor
<i>yield</i>	$(3,645 \pm 0,002) \times 10^6$
m_1	$(1870,51 \pm 0,02) \text{ MeV}/c^2$
σ_1	$(8,37 \pm 0,04) \text{ MeV}/c^2$
m_2	$(1870,840 \pm 0,005) \text{ MeV}/c^2$
σ_2	$(5,10 \pm 0,01) \text{ MeV}/c^2$
<i>frac</i>	$(2,66 \pm 0,06) \times 10^{-1}$
b_1	$(2,471 \pm 0,010) \times 10^3$
b_2	$(2,023 \pm 0,009) \times 10^3$

Tabela 5.5: Parâmetros obtidos do ajuste de duas Gaussianas e uma função linear na amostra de dados obtida após os cortes da seleção final.

Do ajuste, obtemos um número de $(3645,0 \pm 2,0) \times 10^3$ eventos de $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$. Tomando como “ σ ” uma média ponderada entre o σ_1 e o σ_2 ($\sigma = 0.734\sigma_1 + 0.266\sigma_2$) e usando uma janela de $\pm 2\sigma$, temos $\sim 95\%$ do sinal e cerca de 66000 eventos de *background*. Então, definindo a pureza como a razão sinal/(sinal+*background*), temos na região de $\pm 2\sigma$ uma pureza de aproximadamente 98%.

O Dalitz plot obtido após os cortes finais e com candidatos na região de massa $1855 < m_{KK\pi} < 1885 \text{ MeV}/c^2$ é mostrado na Figura 5.5. Nesta amostra aplicaremos o método testado uma vez que seja possível realizar o estudo da composição do *background* e sua distribuição ao longo do Dalitz plot, assim como determinar a aceitação. Para a determinação da aceitação do detector ao longo do Dalitz plot é necessária uma simulação completa de MC: colisão *pp*, passagem das partículas pelo detector, recons-

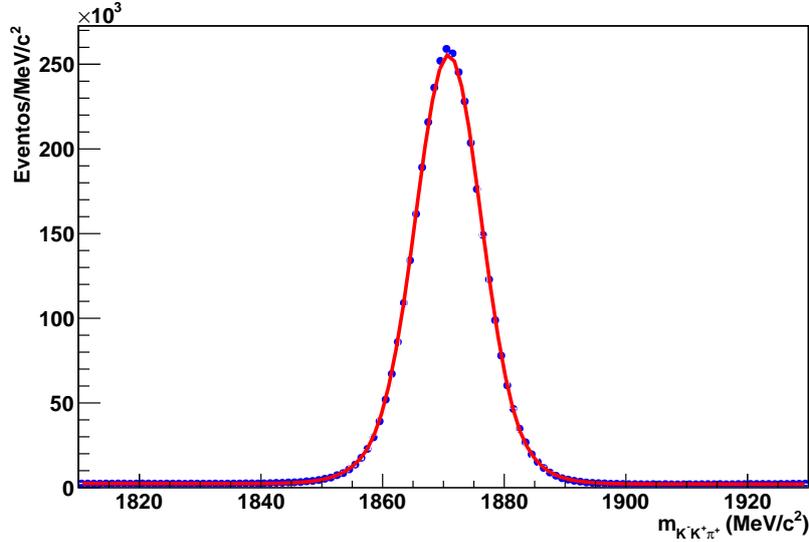


Figura 5.4: Distribuição da massa do D após os cortes de seleção final

trução, *trigger* e *stripping*. A geração deste tipo de amostra é centralizada no CERN. O canal $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ possui um *background* alto e obter uma amostra com alta pureza implica uma baixa eficiência. A amostra de MC deve ter, ao final, uma estatística ao menos comparável à do sinal. A disponibilidade dessa amostra simulada é, no momento, uma das limitações para a realização desse estudo. A outra etapa é o estudo da composição do *background* e sua distribuição ao longo do Dalitz plot. Para o *background* de charme, este estudo é feito com uma amostra de MC de $c\bar{c}$ inclusiva, onde cada evento inclui pelo menos um par $c\bar{c}$ produzido na colisão pp . Os quarks c (ou \bar{c}) se fragmentam nos hádrons charmosos nas proporções bem conhecidas. Estes hádrons decaem de acordo com as razões de ramificação listadas no PDG. Obviamente, os decaimentos $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ são excluídos. Para o estudo do *background* devemos também analisar as regiões laterais próximas à região do sinal do D^+ , mas afastadas o suficiente para que só incluam *background*. Através desses estudos é feita uma parametrização da aceitação e do *background* ao longo do Dalitz plot.

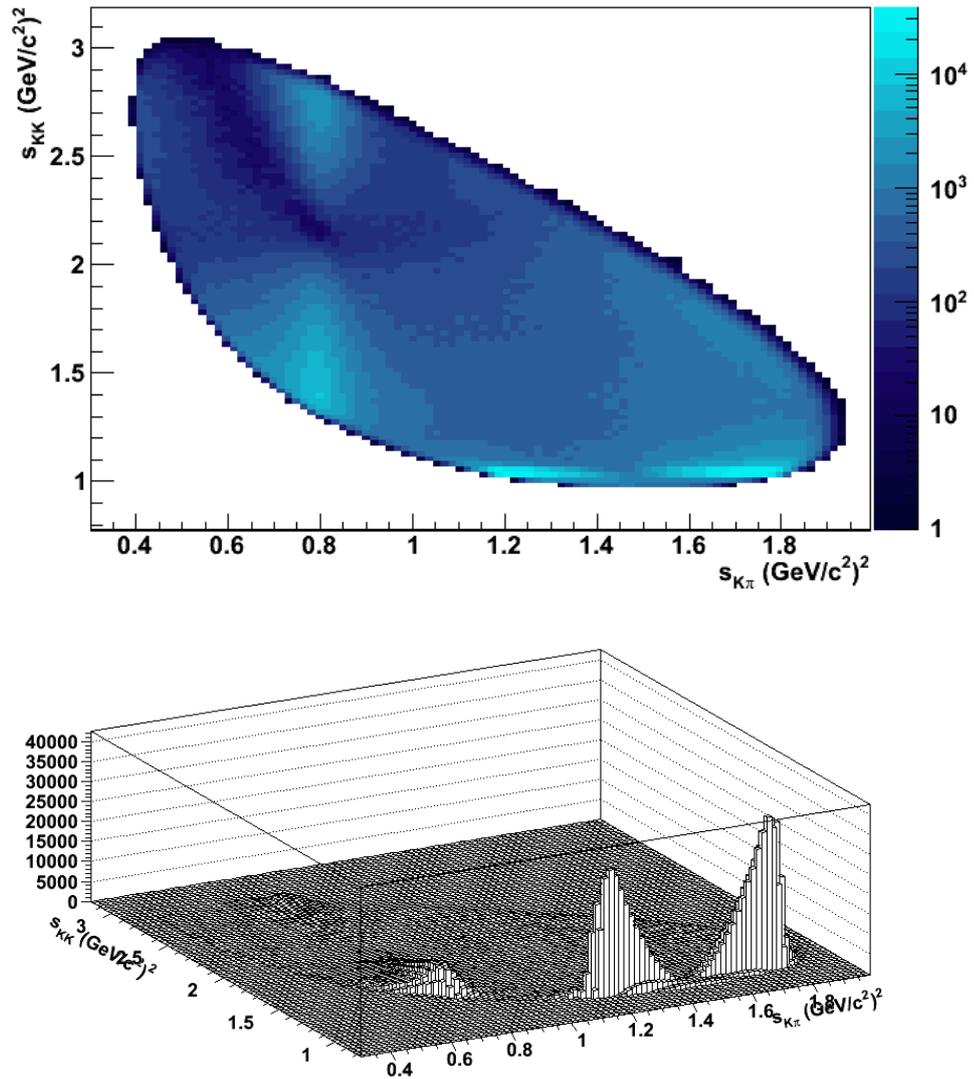


Figura 5.5: Dalitz plot para o decaimento $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ (candidatos com $1855 < m_D < 1885 \text{ MeV}/c^2$).

Capítulo 6

Conclusão

O estudo da violação de CP através de decaimentos de charme é uma excelente ferramenta de busca por Física Nova, uma vez que as assimetrias previstas pelo Modelo Padrão são muito pequenas. O estudo de decaimentos em 3 corpos possui a vantagem de possibilitar a observação de assimetrias locais, que podem ser maiores que a global, a única que pode ser observada em decaimentos de 2 corpos. A análise do Dalitz plot é usualmente feita por um ajuste pelo método da máxima verossimilhança. Apresentamos nesta dissertação o método dos mínimos quadrados, desenvolvido como uma alternativa. A utilização deste método resolve uma dificuldade técnica que o método da máxima verossimilhança apresenta na análise de amostras muito grandes, como as do LHCb.

Foi feito um teste de consistência para verificar a confiabilidade do algoritmo de ajuste. Nele, foram gerados 2600 Dalitz plots do decaimento $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$, inspirados no modelo do CLEOc. Este utiliza o modelo isobárico para descrição da estrutura ressonante do $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$. Para cada um dos Dalitz plots foram feitos ajustes tanto pelo método da máxima verossimilhança como pelo método dos mínimos quadrados, este último utilizando diferentes divisões do Dalitz plot em bins. Para geração e ajuste das amostras foram considerados 10 parâmetros — 5 magnitudes e 5 fases — sendo dois deles mantidos fixos no ajuste. A partir dos ajustes realizados para as 2600 amostras, foram feitas distribuições para os parâmetros e suas incertezas de modo a possibilitar a comparação entre os diferentes métodos utilizados.

Os resultados obtidos demonstram que o ajuste pelo método dos mínimos quadrados recupera com sucesso o valor dos parâmetros utilizados na geração. O aumento do número de bins diminui a incerteza dos parâmetros mas, a partir de um número de bins entre 400 e 800, essa diminuição deixa de ser significativa. Com esta quantidade de bins, ~ 800 bins, as incertezas obtidas com o ajuste pelo método dos mínimos quadrados são comparáveis às obtidas com o ajuste pelo método da máxima verossimilhança. Para a análise do decaimento $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$, portanto, podemos utilizar o método dos mínimos quadrados com uma divisão em cerca de 800 bins obtendo, dessa forma, a maior informação possível.

A continuação natural deste trabalho é a utilização deste método na análise dos dados do LHCb. Para isso, algumas etapas adicionais são necessárias. Uma dessas etapas é a determinação da aceitação do detector ao longo do Dalitz plot. Para a realização desse estudo é necessária uma simulação completa de MC. A outra etapa seria o estudo da composição do *background* e sua distribuição ao longo do Dalitz plot. Para o *background* de charme, este estudo é feito com uma amostra de MC de $c\bar{c}$ inclusiva. Para o estudo do *background* devemos também analisar as regiões laterais próximas à região do sinal do D^+ , mas afastadas o suficiente para que só incluam *background*. Através desses estudos é feita uma parametrização da aceitação e do *background* ao longo do Dalitz plot. Além disso, seria interessante adaptar nossas ferramentas de ajuste para acomodar uma amplitude binada na descrição da onda- S KK , que é a descrição menos dependente de modelo para essa amplitude.

Referências Bibliográficas

- [1] J.H. Christenson *et al.*, *Evidence for the 2π decay of the K_2^0 meson*, Physical Review Letters **13**, 138 (1964).
- [2] B. Aubert *et al.* (The BaBar Collaboration), *Observation of CP Violation in the B^0 Meson System*, Physical Review Letters **87**, 091801 (2001).
- [3] K. Abe *et al.* (Belle Collaboration), *Observation of Large CP Violation in the Neutral B Meson System*, Physical Review Letters **87**, 091802 (2001).
- [4] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), *Evidence for CP Violation in Time-Integrated $D^0 \rightarrow h^- h^+$ Decay Rates*, Physical Review Letters **108**, 111602 (2012).
- [5] A. Pich, *Flavour Physics and CP Violation*, arXiv:1112.4094v1 [hep-ph] 17 Dec 2011.
- [6] K. Nakamura *et al.* (Particle Data Group), J. Phys. G **37**, 075021 (2010).
- [7] L. Wolfenstein, *Parametrization of the Kobayashi-Maskawa Matrix*, Physical Review Letters **51**, 1945 (1983).
- [8] S. Bianco, F.L. Fabbri, D. Benson, I. Bigi, *A Cicerone for the Physics of Charm*, Rivista del Nuovo Cimento **26N7**, 1-200 (2003).
- [9] I.I. Bigi, A.I. Sanda, *CP Violation - Second Edition*, Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmology **28**, Cambridge University Press (2009).
- [10] E. Leader, E. Predazzi, *An introduction to gauge theories and modern particle physics - Volume 2: CP Violation, QCD and hard processes*, Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmology **4**, Cambridge University Press (1996).
- [11] N. Neri, *Charm Mixing and CPV from BaBar and Belle experiments*, 12th International Conference on B-Physics at Hadron Machines (BEAUTY 2009), 7th-11th September 2009.
- [12] U. Nierste, *Three Lectures on Meson Mixing and CKM Phenomenology*, arXiv:0904.1869v1 [hep-ph] 12 Apr 2009.
- [13] H. S. Carvalho, *Medida da razão de ramificação do decaimento $D^+ \rightarrow K^- K^+ K^+$ duplamente suprimido por Cabibbo*, Tese de Doutorado, UFRJ (1997), FERMILAB-THESIS-1998-05.

- [14] B. Aubert *et al.* (The BaBar Collaboration), *A search for CP violation and a measurement of the relative branching fraction in $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ decays*, Physical Review D **71**, 091101(R) (2005).
- [15] D. E. Vieira, *Busca por Violação de CP no decaimento $D^\pm \rightarrow K^+ K^- \pi^\pm$ no Experimento LHCb*, Dissertação de Mestrado, UFRJ (2011).
- [16] P. Rubin *et al.* (CLEO Collaboration), *Search for CP violation in the Dalitz-plot analysis of $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$* , Physical Review D **78**, 072003 (2008).
- [17] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), *Search for CP violation in $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ decays*, Physical Review D **84**, 112008 (2011).
- [18] E. Byckling and K. Kajantie, *Particle Kinematics*, John Wiley & Sons Ltd (1973).
- [19] R. H. Dalitz, Phil. Mag. **44**, 1068 (1953)
E. Fabri, Nuovo Cimento **11**, 479 (1954).
- [20] C. G. B. de Mello, *Estudo da Contribuição não ressonante em decaimentos hadrônicos do méson D em três corpos*, Tese de Doutorado, CBPF (1999).
- [21] J.M. Link *et al.* (FOCUS Collaboration), *The $K^- \pi^+$ S-wave from the $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ decay*, Physics Letters B **681**, 14-21 (2009).
- [22] B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), *Dalitz plot analysis of $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$* , Physical Review D **79**, 032003 (2009).
- [23] L. Lyons, *Statistics for nuclear and particle physicists*, Cambridge, UK: Cambridge University Press (1986).
- [24] R. Brun *et al.*, GEANT 3.15, CERN Report N0. DD/EE/84-1 (1987); R. Brun *et al.*, GEANT 3.21, CERN Program Library Long Writeup W5013 (1993), não-publicado; S. Agostinelli *et al.* (GEANT4 Collaboration), Nucl. Instrum. Meth. A **506**, 250 (2003).
- [25] The LHCb Collaboration, A. Augusto Alves Jr. *et al.*, *The LHCb Detector at the LHC*, JINST **3** S08005 (2008).
- [26] L. Evans and P. Bryant (editors), *LHC Machine*, JINST **3** S08001 (2008).
- [27] Communication Group, *CERN FAQ - LHC - the guide*, CERN-Brochure-2009-003-Eng.
- [28] ALICE Collaboration, K. Aamodt *et al.*, *The ALICE experiment at the CERN LHC*, JINST **3** S08002 (2008).
- [29] ATLAS Collaboration, G. Aad *et al.*, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST **3** S08003 (2008).
- [30] The CMS Collaboration, S. Chatrchyan *et al.*, *The CMS experiment at the CERN LHC*, JINST **3** S08004 (2008).

- [31] The LHCf Collaboration, O. Adriani *et al.*, *The LHCf detector at the CERN Large Hadron Collider*, *JINST* **3** S08006 (2008).
- [32] The TOTEM Collaboration, G. Anelli *et al.*, *The TOTEM Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, *JINST* **3** S08007 (2008).
- [33] LHCb Collaboration, *A Large Hadron Collider beauty experiment*, Technical Proposal, CERN-LHCC-98-004.
- [34] LHCb Collaboration, *LHCb Magnet Technical Design Report*. CERN-LHCC-2000-007.
- [35] LHCb Collaboration, *LHCb Vertex Locator Technical Design Report*, CERN-LHCC-2001-011.
- [36] LHCb Collaboration, *LHCb Inner Tracker Technical Design Report*, CERN-LHCC-2002-029.
- [37] LHCb Collaboration, *LHCb Outer Tracker Technical Design Report*, CERN-LHCC-2001-024.
- [38] LHCb Collaboration, *LHCb RICH Technical Design Report*, CERN-LHCC-2000-037.
- [39] LHCb Collaboration, *LHCb Calorimeters Technical Design Report*, CERN-LHCC-2000-036.
- [40] LHCb Collaboration, *LHCb Muon System Technical Design Report*, CERN-LHCC-2001-029.
- [41] LHCb Collaboration, *LHCb Trigger Technical Design Report*, CERN-LHCC-2003-031.
- [42] O. A. A. Francisco, *Procura de SUSY com violação da Paridade-R no LHCb através do canal $\tilde{\chi}_0^1 \rightarrow \mu q' \bar{q}$* , Dissertação de Mestrado, UFRJ (2011), cap. 2.
- [43] K. C. Akiba, *Estimativa da precisão de γ através do canal $B^0 \rightarrow D^0 K^0$ e contribuição ao detector de vértices do LHCb*, Tese de Doutorado, UFRJ (2008), cap. 3.