



Juan Martin Otálora Goicochea

**Análise de Amplitudes do decaimento
 $D^+ \rightarrow K_S \pi^- \pi^+ \pi^+$ no experimento FOCUS**

Tese de Doutorado

Tese apresentada ao Programa de Pós-graduação em Física do Departamento de Física da PUC-Rio como requisito parcial para obtenção Do título de Doutor em Física

Orientador: Prof. Carla Göbel Burlamaqui de Mello

Rio de Janeiro
Julho de 2007



Juan Martin Otálora Goicochea

Análise de Amplitudes do decaimento
 $D^+ \rightarrow K_S \pi^- \pi^+ \pi^+$ no experimento FOCUS

Tese apresentada ao Programa de Pós-graduação em Física do Departamento de Física do Centro Técnico Científico da PUC-Rio como requisito parcial para obtenção Do título de Doutor em Física. Aprovada pela Comissão Examinadora abaixo assinada.

Prof. Carla Göbel Burlamaqui de Mello

Orientador

Departamento de Física — PUC-Rio

Prof. Marina Nielsen

IF-USP

Prof. Jussara Marques de Miranda

CBPF

Prof. Miriam Mendes Gandelman

IF-UFRJ

Prof. Ronald Cintra Shellard

CBPF e PUC-Rio

Prof. José Eugenio Leal

Coordenador Setorial do Centro Técnico Científico — PUC-Rio

Rio de Janeiro, 27 de Julho de 2007

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

Juan Martin Otálora Goicochea

Graduou-se em Engenharia Eletrônica na Pontifícia Universidad Católica del Perú (Lima, Perú). Trabalhou junto a diferentes empresas peruanas (D'onfrio, Solgas, BDO Compandina, Buenaventura, Visatech) realizando Desenvolvimento e Análise de Sistemas de Informação. Realizou o Mestrado em Engenharia Eletrica na Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro na Area de Telecomunicações no Centro de Telecomunicacoes (CETUC). Trabalhou como Engenheiro de Pesquisa no CETUC. Culminou o Mestrado em Administração de Empresas e Negocios na Fundação Getulio Vargas. Desenvolveu junto com a sua orientadora de Doutorado ferramentas para o Análise do Decaimento do Meson $D^+ \rightarrow K_S \pi^- \pi^+ \pi^+$.

Ficha Catalográfica

Otálora Goicochea, Juan Martin

Análise de Amplitudes do decaimento $D^+ \rightarrow K_S \pi^- \pi^+ \pi^+$ no experimento FOCUS / Juan Martin Otálora Goicochea; orientadora: Carla Göbel Burlamaqui de Mello. – 2007.

145 f.: il.(col.) ; 30 cm

Tese (Doutorado em Física) - Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 2007.

Inclui bibliografia.

1. Física – Tese. 2. Física de partículas. 3. Mésons Charmosos. 4. Modelo isobárico. 5. FOCUS. 6. Análise de amplitudes. I. Göbel, Carla. II. Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro. Departamento de Física. III. Título.

Agradecimentos

À minha família, em especial à minha filha Gabriela.

À minha orientadora Professora Carla Göbel pelo apoio, amizade, e incentivo para a realização deste trabalho.

Aos colegas da Colaboração FOCUS pela imensa ajuda, em particular John Cumalat, Kevin Stenson e Alberto Reis.

A todos os meus amigos da PUC-Rio, CBPF e UFRJ entre professores, alunos e funcionários.

À Capes, CNPq e à PUC-Rio, pelos auxílios concedidos, sem os quais este trabalho não poderia ter sido realizado.

Resumo

Otálora Goicochea, Juan Martin; Göbel, Carla. **Análise de Amplitudes do decaimento $D^+ \rightarrow K_S \pi^- \pi^+ \pi^+$ no experimento FOCUS.** Rio de Janeiro, 2007. 145p. Tese de Doutorado — Departamento de Física, Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro.

O presente trabalho de tese é destinado ao estudo do decaimento do méson $D^+ \rightarrow K_S \pi^- \pi^+ \pi^+$ com dados coletados pelo experimento FOCUS do Fermilab. O estado final, composto por 4 mésons pseudo-escalares, pode ser alcançado através de uma considerável variedade de sub-estruturas ressonantes. O propósito da análise é encontrar quais são estes possíveis canais intermediários através de suas contribuições e fases relativas. Para tanto, é utilizado o formalismo de Análise de Amplitudes usando o chamado Modelo Isobárico. A dinâmica do decaimento é definida através de uma função que contém as características (formas funcionais das ressonâncias, distribuição angular, etc) dos canais que intervêm no decaimento e cujo domínio é um espaço de fase determinado por 5 invariantes (devido às restrições de decaimento em quatro corpos sem spin). A função é então ajustada ao conjunto de dados coletados.

Nos resultados, verificamos uma grande contribuição do méson vetor-axial $a_1(1260)$ (52%) seguido do vetor-axial $K_1(1400)$ (34%). Além disso, o modelo apresenta contribuição da ressonância σ (cerca de 8%, vinda de $a_1(\sigma\pi)K_S$ e $\sigma K_S\pi$) e uma razoável contribuição da ressonância escalar κ^- (14%). O estado κ já foi visto em seu modo neutro em outros decaimentos de charme, porém ainda não em seu modo carregado. Não encontramos contribuição significativa do decaimento direto em 4 corpos (não-ressonante). Esta tese vem se somar ao esforço no entendimento da dinâmica das interações fortes a baixas energias, que nos últimos anos tem ganhado da física de mésons charmosos uma importante contribuição.

Palavras-chave

Física de partículas. Mésons Charmosos. Modelo isobárico. FOCUS. Análise de amplitudes.

Abstract

Otálora Goicochea, Juan Martin; Göbel, Carla. **Amplitude Analysis of the Decay $D^+ \rightarrow K_S \pi^- \pi^+ \pi^+$ in FOCUS experiment.** Rio de Janeiro, 2007. 145p. PhD Thesis — Department of Física, Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro.

This thesis is devoted to the study of the decay $D^+ \rightarrow K_S \pi^- \pi^+ \pi^+$ with data collected from the FOCUS experiment, at Fermilab. The final state composed of 4 pseudo-scalars can be produced through a number of resonant sub-structures. The purpose of this analysis is to find the contributing intermediate states by measuring their relative strengths and phases. For that, the Amplitude Analysis formalism is used, with the so-called Isobar Model. The decay dynamics is described through a function which has the features of the contributing channels (functional forms of the resonances, angular distribution, etc) and which domain is a phase space determined by 5 invariants (due to the kinematical constraints of a 4-body spinless decay). The data sample is thus fitted to this function.

Our results show a dominant contribution of the axial-vector meson $a_1(1260)$ (52%), followed by the $K_1(1400)$ axial-vector (34%). Moreover, the model presents a contribution from the σ meson (about 8% as $a_1(\sigma\pi)K_S$ and $\sigma K_S \pi$) and a significant contribution from the scalar κ^- . The κ state has been reported in its neutral mode in other charm decays but not in its charged mode. We find no significant contribution from the direct 4-body decay (non-resonant). This work adds to the effort in the understanding of the strong-interaction dynamics at low energies, which in recent years have been receiving an important contribution from charm meson physics.

Keywords

High Energy Physics. Charm Mesons. FOCUS Experiment. Amplitude Analysis.

Sumário

1	Introdução	15
1.1	O Modelo Padrão	17
1.2	Os Mésons Charmosos	19
1.3	Mésons Escalares em Decaimentos de Charme	23
2	Formalismo de Análise	25
2.1	O Espaço de Fase	25
2.2	Decaimentos Ressonantes e Não-Ressonantes	27
2.3	O Modelo Isobárico	31
2.4	Aplicando o Modelo Isobárico aos Modos Ressonantes do Decaimento	35
2.5	A Amplitude Total	40
2.6	Resultados Anteriores	41
3	Experimento E831/FOCUS	44
3.1	A Linha de Feixes	45
3.2	O Feixe de Prótons	45
3.3	O Feixe de Fótons	47
3.4	O Alvo	47
3.5	Os Detectores de Tiras de Silício	48
3.6	Os Magnetos de Análise	51
3.7	As Câmaras Proporcionais Multifilares (MWPC's)	51
3.8	Os Contadores Čerenkov	52
3.9	Os Calorímetros	56
3.10	Os Detectores de Múons	57
3.11	O Sistema de Trigger	58
3.12	O <i>Trigger</i> do Primeiro Nível: Master Gate	59
3.13	O <i>Trigger</i> do Segundo Nível	61
4	Reconstrução de Dados	63
4.1	Reconstrução de Trajetórias (<i>Tracking</i>)	63
4.2	Determinação de Momento	67
4.3	Identificação de Partículas pelo Algoritmo de Čerenkov	68
4.4	Determinação de Vértices (<i>Vertexing</i>)	70
4.5	Reconstrução de Vês	71
5	Seleção da Amostra	76
5.1	Seleção-1	77
5.2	Identificação, Filtragem, Armazenamento e Transferência de Dados	77
5.3	Otimização de Cortes	81
5.4	O <i>Background</i>	82
5.5	Ajuste do espectro de massa	89
5.6	Simulação de Eventos: Monte Carlo ROGUE e FastMC	91
5.7	Modelo para a Aceptância	92

6	O Método de Ajuste	95
6.1	p.d.f. do Sinal	95
6.2	O Ajuste por Máxima Verossimilhança	97
6.3	Considerações nos Cálculos	99
6.4	A Forma da Largura dos Vetores Axiais	102
6.5	Teste de Consistência do Algoritmo de Ajuste	103
6.6	Avaliando a Qualidade do Ajuste	104
7	Resultados	106
7.1	Resultados do Ajuste	106
7.2	Estimativa dos Erros Sistemáticos	114
8	Conclusões	122
	Referências Bibliográficas	124
A	O Ambiente do Programa de Ajuste	127

Lista de figuras

- 1.1 Diagramas de decaimento dos mésons charmosos. (a) Espectador Externo, (b) Espectador Interno, (c) Aniquilação, (d) Troca, (e) Pinguim e (f) Mistura. 20
- 1.2 Diagramas de Feynman do decaimento do méson D^+ . (a) O quark c se acopla com o quark s e o quark u se acopla com o quark d (Favorecido por Cabibbo). (b) O quark c se acopla com o quark s e o quark u se acopla com o quark s (Suprimido por Cabibbo). (c) O quark c se acopla com o quark d e o quark u se acopla com o quark d (Suprimido por Cabibbo). (d) O quark c se acopla com o quark d e o quark u se acopla com o quark s (Duplamente Suprimido por Cabibbo). 22
- 2.1 Decaimentos de 4 Corpos. (a) decaimento não-ressonante. (b), (c), (d) e (e) decaimentos ressonantes. (b) três decaimentos de dois corpos sucessivos. (c) um decaimento de três corpos seguido de um decaimento de dois corpos. (d) um decaimento de dois corpos seguido de dois decaimentos de dois corpos. (e) um decaimento de dois corpos seguido de um decaimento de três corpos. 27
- 2.2 Diagramas correspondentes ao modo Favorecido por Cabibo para o decaimento $D^+ \rightarrow K_S \pi^- \pi^+ \pi^+$. 30
- 3.1 Esquema do espectrômetro do experimento E831/FOCUS 44
- 3.2 Os átomos de hidrogênio são ionizados negativamente no *Cockreft-Walton*. Depois são acelerados no *Linac* e os elétrons são impedidos, injetando os prótons dentro do *Booster*. O *Booster* então acelera os prótons até 8 GeV e injeta eles no *Main Ring*. O *Main Ring* acelera os prótons até 150 GeV e depois os injeta no *Tevatron*. O *Tevatron* que contém 100 magnetos super-condutores acelera os prótons até 1 TeV antes de serem enviados para a Área de alvo fixo. 46
- 3.3 Etapas para a obtenção do feixe de fótons. 48
- 3.4 Distribuição da coordenada z dos vértices primário e secundário para eventos de charme limpos de *background*. A distribuição do vértice primário (pontos pretos) mostra a localização dos segmentos do alvo e das estações TSSD (observe-se que uma pequena fração dos eventos é produzida na região ativa de detecção de trajetória). A distribuição do vértice secundário (pontos cinzas) mostra como a maioria dos eventos ocorre fora do material. 49
- 3.5 Esquema do início do sistema de *tracking*. Os alvos, os dois TSSD, as quatro estações SSD e os cintiladores TR1 e TR2, utilizados como *trigger*. 50
- 3.6 Topologia da distribuição geométrica de um evento e^+e^- . 52
- 3.7 Orientação das vistas das MWPC's. P0 e P3 são do tipo 1 e P1, P2 e P4 do tipo 2. As diferenças entre as MWPC de tipo 1 e tipo 2 são mostradas na figura. 53

3.8	Esquema da Radiação Čerenkov.	54
3.9	C1: células 1-40 (região externa) espelhos esféricos, 41-90 (região interna) espelhos planos. C2: células 1-54 (região interna), 55-110 (região externa) espelhos esféricos. C3: todas as células usam espelhos esféricos.	55
3.10	Vista esquemática do Calorímetro Hadrônico.	57
3.11	Esquema da configuração de HV (a) e OH (b).	60
4.1	Representação da passagem de um partícula carregada pelo PWC.	64
4.2	Percentual de acendimentos aleatórios versus o número da célula em C2. Para células que se encontram localizadas perto do feixe a taxa é de aproximadamente 40 %.	69
4.3	Distribuição de $W_\pi - W_K$ para káons e píons em eventos gerados por simulação Monte Carlo para duas faixas de momento.	70
4.4	Ilustração da topologia de um Vê para o decaimento $K_S^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$. A linha tracejada denota a partícula neutra não observada e as linhas sólidas representam os dois píons carregados.	72
4.5	Diferentes tipos de decaimentos de Vês.	73
5.1	Histograma de massa $K_S \pi^- \pi^+ \pi^+$ após o processo de seleção inicial.	80
5.2	Histograma da projeção $K_S \pi^- \pi^+ \pi^+$	83
5.3	Região de baixa massa e alta massa para o estudo da estrutura do <i>background</i> combinatorial.	84
5.4	Projeções de massas invariantes para estudo do <i>background</i> combinatorial na região de baixa massa.	85
5.5	Projeções de massas invariantes para estudo do <i>background</i> combinatorial na região de alta massa.	86
5.6	Espectro da projeção de massa $K_S \pi^- \pi^+ \pi^+$ dos eventos de <i>background</i> charmoso que passaram o processo de seleção. (a) $D_s^+ \rightarrow K^{*+} K^{*0}$, (b) $D_s^+ \rightarrow K_S K^- \pi^+ \pi^+$ NR, (c) $D_s^+ \rightarrow K_S \pi^- K^+ \pi^+$ NR.	87
5.7	Função de ajuste do espectro $K_S \pi^- \pi^+ \pi^+$.	90
5.8	Esquema do cálculo da matriz acceptance.	93
5.9	Projeções unidimensionais da função acceptance.	94
5.10	Projeções em duas dimensões da função acceptance.	94
6.1	Um decaimento de dois corpos no primeiro nível seguido de dois decaimentos de dois corpos no segundo nível.	99
6.2	Forma da Largura do vetor-axial $a_1(1260)$. São realizadas varias iterações até obter estabilidade	103
7.1	Projeções de massas invariantes para os Resultados obtidos pela aplicação do Algoritmo de Ajuste ao modelo MARK III.	107
7.2	Projeções de massas invariantes para os Resultados obtidos pela aplicação do Algoritmo de Ajuste ao Modelo Central.	111
7.3	Projeções de massas invariantes para os resultados obtidos para o Modelo sem o Canal κ^- (Projeções que ficam mais comprometidas com a retirada do κ^-).	113
A.1	Janela principal do programa.	127

A.2	Opções do menú <i>Data</i> .	128
A.3	Opções do menú <i>Process</i> .	128
A.4	Opções do menú <i>Other</i> .	129
A.5	Janela de filtragem de dados e de ajuste de dados.	130
A.6	Histograma da massa do D^+ .	131
A.7	Janela de entrada de cortes da opção <i>PlotCuts</i> .	131
A.8	histograma da massa do D^+ depois de aplicar os cortes.	132
A.9	janela de entrada de parametros de ajuste da massa do D^+ .	132
A.10	Resultado do ajuste de dados.	133
A.11	Janela de saída de parametros de ajuste da massa do D^+ .	133
A.12	Janela de ajuste de dados.	134
A.13	Janela de Geração de FastMC.	135
A.14	Fórmula da Amplitude de Lorentz.	135
A.15	Fórmula do Fator de Forma.	136
A.16	Resultados do ajuste de dados.	136
A.17	Parâmetros do histograma da massa do méson D^+ .	137
A.18	Configuração de parâmetros das partículas.	137
A.19	Forma da largura do vector axial $a_1(1260)$.	138
A.20	Janela de comparação de histogramas.	139
A.21	Comparação de Histogramas da massa $K_S\pi^-$.	140
A.22	Histograma 2D da massa $\pi^-p\bar{i}^+$ vs $K_S\pi^-$ (Dados).	141
A.23	Histograma 2D da massa $\pi^-p\bar{i}^+$ vs $K_S\pi^-$ (FastMC)..	141
A.24	Janela de manipulação de dados de Tree.	142
A.25	Estudo do <i>background</i> charmoso. São obtidos BR, eficiência e número de eventos.	143
A.26	Função de ajuste e histograma do <i>background</i> charmoso.	143
A.27	Janela de criação da matriz acceptância.	144
A.28	Projeção $\pi^+\pi^+$ da matriz acceptância.	144
A.29	Janela de cálculo de χ^2 .	145
A.30	Resultados do cálculo χ^2 para o modelo final.	145

Lista de tabelas

2.1	Possíveis Estados Intermediários.	28
2.2	Lista de Ressonâncias Conhecidas.	28
2.3	Valores de massa e largura nominais de algumas ressonâncias. Os valores são tirados do PDG [31] com exceção do σ [20] e κ [22], cujos parâmetros vêm do experimento E791.	33
2.4	Massa e largura nominais dos vetores-axiais considerados, segundo o PDG .	34
2.5	Fatores de Forma para os diferentes momentos angulares relativos. Para $J = 0$, usa-se o fator de forma de Tornqvist e para $J = 1$ ou $J = 2$ usa-se o fator de forma Blatt-Weisskopf. r_X é o raio efetivo da partícula X	34
2.6	Canais de decaimento $D^+ \rightarrow K_S \pi^- \pi^+ \pi^+$ MARK III.	41
2.7	Resultados obtidos pela Colaboração FOCUS no estudo decaimento $D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^+$.	43
3.1	Características do SSD: AR, área de alta resolução. BR área de baixa resolução.	50
3.2	Características dos magnetos M1 e M2.	51
3.3	Características dos contadores Čerenkov.	54
3.4	Limiares de momento para identificação de partículas.	55
3.5	Lógica dos sete <i>triggers Master Gates</i> . Os Master Gates denotados como (PS) são usados para calibração. O termo $2B$ é usado para $(H \times V)_2 + [(H \times V)_1 \cdot OH_1]$.	61
3.6	Lógica para diferentes <i>triggers</i> de segundo nível que foram usados durante o <i>tracking</i> de dados.	62
5.1	Definição de variáveis relevantes.	78
5.2	Cortes para os candidatos a K_S 's .	79
5.3	Critério de prioridade na escolha de K_S 's que compartilham um mesmo traço.	79
5.4	Cortes para os candidatos a π 's .	80
5.5	Limiares de Otimização de Cortes para o Decaimento $K_S \pi^- \pi^+ \pi^+$.	81
5.6	Cortes Ótimos para o decaimento $K_S \pi^- \pi^+ \pi^+$.	82
5.7	Parâmetros obtidos pelo ajuste no espectro $K_S \pi^- \pi^+ \pi^+$.	88
5.8	Número de eventos para o <i>background</i> charmoso na janela de massa de 1.731-1.981.	89
5.9	Parâmetros do Ajuste do Espectro $K_S \pi^- \pi^+ \pi^+$.	91
6.1	Resultado do teste de consistência do algoritmo de ajuste	104
7.1	Resultados obtidos para o modelo Mark III	108
7.2	Modelo Central (10 Canais) vs. Modelo de 13 Canais	109
7.3	Modelo Central + Canal Não-Ressonante	112
7.4	Modelo Central vs. Modelo sem κ^-	113
7.5	Modelo Central vs. Modelo sem σ	114

7.6	Cortes Fortes e Fracos para o decaimento $K_S\pi^-\pi^+\pi^+$.	116
7.7	Erros Sistemáticos Tipo Divisões da Amostra	117
7.8	Erros Sistemáticos do Experimento	118
7.9	Valores de massa e largura a serem considerados na análise de efeitos sistemáticos para as ressonâncias $a_1(1260)$, κ^- e σ^0	119
7.10	Erros Sistemáticos por Variações no Modelo.	120
7.11	Resultado do Ajuste do Modelo Central. O primeiro erro é estatístico, o segundo é sistemático devido ao experimento, o terceiro é sistemático devido a variações no modelo.	121

*–Quem um dia ira dizer que não existe razão
nas coisas feitas pelo coração. E quem irá
dizer*

Renato Russo, Eduardo e Mônica.

1

Introdução

Neste trabalho de tese, apresentamos o estudo do decaimento $D^+ \rightarrow K_S \pi^- \pi^+ \pi^+$ (e seu conjugado de carga $D^- \rightarrow K_S \pi^+ \pi^- \pi^-$ implícito ao longo deste trabalho). O objetivo é estudar a formação de sub-estruturas ressonantes de decaimento. Isto significa estudar quais ressonâncias (partículas que decaem por interações fortes) são produzidas em estados intermediários e como o estado final (as partículas $K_S \pi^- \pi^+ \pi^+$) é formado a partir da interferência entre os possíveis estados ressonantes.

Atualmente, o estudo de decaimentos hadrônicos dos mésons D tem dado grandes contribuições ao entendimento da física hadrônica, sendo vistos como uma boa ferramenta para entender a dinâmica da interação forte em regimes de baixas energias ($\leq 2\text{GeV}$). Em particular, decaimentos hadrônicos de três corpos de mésons D têm sido usados para estudar ressonâncias escalares $\pi\pi$ e $K\pi$, sendo a existência e propriedades de algumas delas ainda fonte de controvérsia; este é o caso, em particular, dos mésons $f_0(600)$, comumente conhecido como σ , e $K^*(800)^0$, ou κ . Em decaimentos de charme, recentemente ambos foram observados pelo experimento E791 (Fermilab) na análise dos decaimentos $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ [20] e $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ [22] e pela Colaboração BES em decaimentos de J/ψ [24, 30] (veja-se também [27] e [28]). De fato, o setor dos mésons escalares tem sido alvo de constantes debates: podem ser estados $q\bar{q}$ ou estados exóticos (de quatro quarks ou moléculas mesônicas). Neste contexto, é importante estudar diferentes processos onde tais mésons possam ser produzidos.

Por outro lado, existe ainda pouca informação disponível a respeito de sistemas ressonantes de vetor-axial $\pi\pi\pi$ e $K\pi\pi$, que só podem ser estudados num decaimento de 4 ou mais corpos. No caso do decaimento $D^+ \rightarrow K_S \pi^- \pi^+ \pi^+$ estes podem ser produzidos, por exemplo nos canais $D^+ \rightarrow a_1 K_S$ e $D^+ \rightarrow K_1 \pi$ que podem também ser usados para estudar seus decaimentos.

O decaimento $D^+ \rightarrow K_S \pi^- \pi^+ \pi^+$ foi analisado anteriormente pelo experimento MARK III (1992) [15]. Porém, a baixa estatística dos dados (209 ± 20 eventos de sinal) unicamente permitiu encontrar contribuições de três canais de decaimento: $D^+ \rightarrow a_1^+(1260) K_S$, $D^+ \rightarrow K_1(1400) \pi^+$ e o estado

não-ressonante.

A presente análise é realizada em dados obtidos do experimento E831/FOCUS ¹ [1], experimento de foto-produção a altas energias. Os dados foram coletados no *Wideband Hall* do *Fermi National Laboratory* (Fermilab) em 1996/1997 a partir de interações de fótons de altas energias (com média de energia de 180 GeV) num alvo segmentado de Berílio, com o objetivo de produzir partículas charmosas.

Como FOCUS coletou uma grande quantidade de eventos charmosos, contamos com uma boa estatística de dados para este canal (quase 8000 eventos após nossa seleção de cortes como veremos em 5.7). Esta análise, portanto tem sensibilidade para buscar outros estados. De fato, por se tratar de um decaimento em quatro corpos, a variedade de possíveis estados intermediários é grande, o que gera dificuldade na análise de amplitudes. O excesso de graus de liberdade permitidos ao ajuste, quando se considera um grande número de canais ressonantes, pode produzir altos valores de interferência, bem como induzir a problemas de falsos estados, portanto, devemos ser cuidadosos no estudo de quais e quantos canais são relevantes para dar ao estado final.

Com relação ao setor dos mésons escalares leves o estado final $K_S\pi^-\pi^+\pi^+$ pode, em princípio, permitir a produção tanto de estados $K_S\pi^-$ como $\pi^-\pi^+$, portanto, podemos estudar a possível colaboração do $\sigma(\pi^-\pi^+)$ e o κ carregado.

Neste Capítulo apresentamos um resumo do Modelo Padrão da física das partículas elementares, assim como algumas características dos mésons charmosos em particular. O Capítulo 2 mostra o formalismo e o modelo utilizado para a análise dos dados. O experimento FOCUS é descrito no Capítulo 3. É apresentado um resumo dos algoritmos de reconstrução usados pelo experimento e é descrito o processamento dos dados usados nessa análise no Capítulo 4. O Capítulo 5 apresenta o método de seleção para o candidato a decaimento $D^+ \rightarrow K_S\pi^-\pi^+\pi^+$ e são descritos todos os cortes usados nesta análise. A técnica usada para o ajuste dos dados via Análise de Amplitudes é descrita no Capítulo 6. O Capítulo 7 apresenta nossos resultados para a análise do decaimento $D^+ \rightarrow K_S\pi^-\pi^+\pi^+$ e o estudo dos erros sistemáticos. No Capítulo 8 apresentamos nossas conclusões. Esta tese também conta com o Apêndice A, onde detalhamos o ambiente gráfico que desenvolvemos para a obtenção da amostra e análise de amplitudes.

¹Photoproduction of Charm with an Upgraded Spectrometer

1.1

O Modelo Padrão

A física de partículas define o modelo padrão [8] [10] como a teoria que descreve as forças fundamentais fortes, fracas e eletromagnéticas, assim como as partículas fundamentais que formam a matéria.

No modelo padrão, são combinadas as teorias de calibre² da interação eletrofraca e da cromodinâmica quântica. A Lagrangiana de cada conjunto de bósons mediadores é invariante sob transformações de calibre. Os bósons que mediam essas interações são os bósons de calibre. A interação forte é mediada pelo grupo de calibre $SU(3)$, e a interação eletrofraca pelo grupo de calibre $SU(2) \times U(1)$. Conseqüentemente, o modelo padrão é frequentemente referido como $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$.

O mediador da interação eletromagnética é o fóton, a interação fraca é mediada pelos bósons W^\pm e Z^0 , e existem 8 glúons que mediam a interação forte.

O Higgs é o único bóson que não é um bóson de calibre. Induz a quebra espontânea de simetria dos grupos de calibre e é responsável pela existência de massa inercial das partículas.

No modelo padrão há duas famílias de férmions fundamentais: os quarks e os léptons. Em cada família existem três gerações de dois quarks cada uma, constituindo um total de doze sabores diferentes.

Sabemos que os férmions que constituem a estrutura da matéria ordinária são os prótons, os nêutrons, elétrons. No modelo somente o elétron é uma partícula fundamental, sendo o próton e o nêutron constituídos por quarks, mantidos juntos através da interação forte.

1.1.1

Quarks

Os quarks são algumas das partículas fundamentais que constituem a matéria. O modelo padrão agrupa os quarks em três gerações de dois quarks cada uma:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

onde, $u = up$, $d = down$, $c = charm$, $s = strange$, $t = top$ e $b = botton$. A primeira geração forma os prótons e nêutrons, entretanto, os quarks das outras duas gerações formam hádrons instáveis que podem ser criados com ajuda de

²Estas teorias de calibre, modelam as forças entre férmions acoplando aos bósons que carregam as forças

aceleradores de partículas. Os quarks da parte superior são chamados tipo *up* e os quarks da parte inferior são chamados tipo *down*. Os quarks são as únicas partículas que interagem através das quatro forças fundamentais.

Os quarks têm carga forte, que pode ser de seis tipos (cores) distintos: vermelho, azul, verde e respectivas anticolors. A cromodinâmica quântica (QCD) é a teoria que estuda sua dinâmica. Quarks podem formar estados ligados em pares de quark-antiquark (mésons) ou grupos de três quarks ou antiquarks (bárions).

A carga elétrica dos quarks pode ser $2/3$ (u, c, t) ou $-1/3$ (d, s, b), sendo sua unidade a carga do elétron. Os quarks também interagem com a força nuclear fraca, a qual transmuta tipos distintos de quarks. Por exemplo, um quark d pode mudar para um quark u pela emissão de um bóson vetorial massivo, que transporta a força nuclear fraca. Tal mecanismo está por trás da desintegração do nêutron³.

Apesar de não serem observados em estado livre, a massa dos quarks pode ser inferida dos mésons e bárions observados. Sabe-se que os quarks u e d têm massa de alguns poucos MeV, enquanto o quark t tem uma massa de 174 GeV, cerca de 200 vezes maior que a do próton.

1.1.2 Léptons

Léptons, que em grego significa leve (em oposição a hádron que significa forte) são férmions fundamentais que, à diferença dos quarks, não interagem fortemente. Os léptons também estão agrupados em três gerações:

$$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$$

onde, e = elétron, ν_e = neutrino do elétron, μ = múon, ν_μ = neutrino do múon, τ = tau e ν_τ = neutrino do tau.

1.1.3 Mésons

Os mésons ($q_1\bar{q}_2$) são agrupados em escalares, pseudoescalares, vetoriais, axiais e tensoriais segundo os seus números quânticos J^{PC} , porque estes números são conservados em interações fortes, onde J é o momento angular total $J = L + S$, L o momento angular orbital e S o spin total do par $q_1\bar{q}_2$. P

³A primeira interação fraca observada foi o decaimento β . Esta observação levou ao descobrimento das interações fracas e do neutrino. Neste processo, um nêutron (udd) dentro de um núcleo atômico, decai em um próton (uud) e um par $e^-\bar{\nu}_e$. Ocorre uma conversão do quark d no quark u e um bóson W^- : (udd) \rightarrow (uud) W^- (e $W^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e$)

é a paridade e é definida como $P = (-1)^{L+1}$ enquanto que C é a conjugação de carga $C = (-1)^{L+S}$.

Os mésons pseudo-escalares ($J^P = 0^-$) têm a energia mais baixa, e o quark e o antiquark têm spin oposto; nos mésons vetoriais (spin 1), o quark e o antiquark têm spin paralelo. Ambos surgem em versões de maior energia quando o momento angular total é aumentado pelo momentum angular orbital. A maior parte da massa de um méson provém da energia de ligação e não da soma das massas dos seus componentes. Todos os mésons são instáveis: decaem por interações fortes, fracas ou eletromagnéticas dependendo de suas características.

1.2

Os Mésons Charmosos

Em Novembro de 1974 dois experimentos, um deles no Laboratório Nacional de Brookhaven (BNL) e outro no Acelerador Linear de Stanford (SLAC) anunciaram simultaneamente a descoberta da ressonância J/ψ com massa de aproximadamente $3.1 \text{ GeV}/c^2$ [16]. Esta ressonância é um estado ligado do par $c\bar{c}$, sendo o número total quântico charmoso zero $C = 0$ (charm oculto).

Após o J/ψ , foram descobertas no SLAC partículas com $C \neq 0$. O número C deve ser conservado nas interações fortes e eletromagnéticas, então, as partículas charmosas mais leves devem decair através das interações fracas.

Os mésons charmosos mais leves são os mésons D que têm a seguinte estrutura de quarks:

$$D^+(1869) = c\bar{d},$$

$$D^-(1869) = \bar{c}d,$$

$$D^0(1865) = c\bar{u},$$

$$D^0(1865) = \bar{c}u,$$

e os mésons D_S com estrutura:

$$D_S^+(1969) = c\bar{s},$$

$$D_S^-(1969) = \bar{c}s,$$

1.2.1 Decaimentos dos Mésons Charmosos

Como vimos antes, segundo o Modelo Padrão, nos decaimentos dos mésons mais leves, o quark c troca de sabor. Ou seja, decai fracamente em um quark s ou em um quark d a través da troca de um bóson W^\pm virtual. Se desconsideramos os diagramas de maior ordem, o decaimento de um méson do tipo $c\bar{q}$ pode ocorrer segundo algum dos seis diagramas apresentados na figura 1.1.⁴

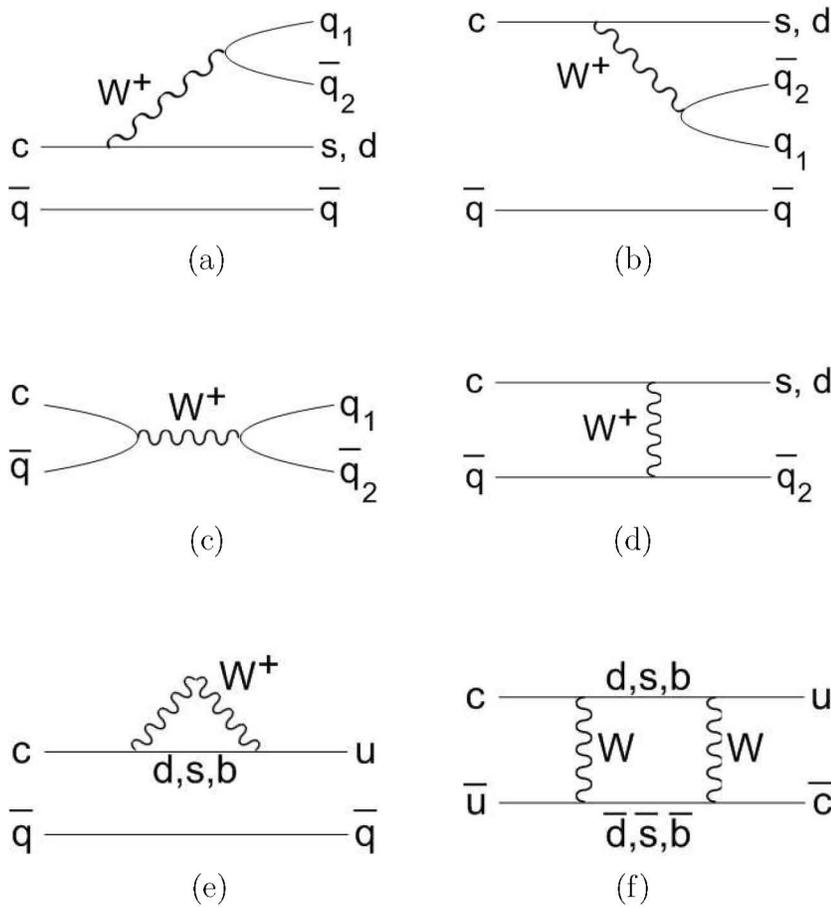


Figura 1.1: Diagramas de decaimento dos mésons charmosos. (a) Espectador Externo, (b) Espectador Interno, (c) Aniquilação, (d) Troca, (e) Pinguim e (f) Mistura.

No diagrama espectador externo, o bóson W^\pm pode acoplar-se tanto a um par lépton-neutrino (decaimento semileptônico) como a um par quark-antiquark (decaimento hadrônico). O quark leve do estado inicial comporta-se como um espectador.

No diagrama espectador interno, o bóson W^\pm só pode acoplar-se a um par quark-antiquark, pois precisa se hadronizar com os outros quarks. Este

⁴Estes diagramas representam apenas os quarks antes da eventual hadronização

diagrama é menos favorecido que o espectador externo, pois aqui o par formado pelo W^\pm está restringido a ter estado de cor compatível com os quarks do estado inicial (supressão de cor).

No diagrama de aniquilação, o quark c interage com o antiquark inicial produzindo um bóson W^\pm que, por sua vez, decai em um par lépton-neutrino (leptônico) ou em um par quark-antiquark (hadrônico). Este decaimento é bastante suprimido, frente ao espectador, porque requer a superposição das funções de onda dos quarks do estado inicial

No diagrama de troca de W^\pm , quarks do estado inicial trocam um bóson W^\pm e são analogamente suprimidos. Os outros dois diagramas são o Pinguim e de Mixing (diagrama de dupla troca), os quais consideram *loops* de quarks virtuais. Estes dois últimos tipos são extremamente suprimidos em relação aos outros diagramas.

1.2.2

Diagramas Favorecidos e Suprimidos por Cabibbo para o Decaimento do Méson D^+

No Modelo Padrão, todas as interações fracas acontecem dentro de cada geração. Entretanto que d , s e b são os autoestados da interação forte, é necessária uma rotação no espaço de sabores para encontrar os autoestados das interações fracas d' , s' e b' . Esta rotação é realizada através da matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) [11]:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1-1)$$

A interação fraca acopla quarks das três gerações:

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix} \quad (1-2)$$

Quando ocorre uma transição de um quark tipo up (q_1) a um quark do tipo $down$ (q_2), mediante a emissão de um W (o processo só é possível quando a cinemática o permite), a intensidade está dada por $|V_{q_1 q_2}|^2$ e pode acontecer entre quarks de diferentes gerações. Assim, por exemplo, a amplitude do decaimento $c \rightarrow dW^+$ é proporcional a $|V_{cd}|^2$.

Os decaimentos entre quarks da mesma geração são favorecidos sobre os que mudam de geração pois os valores dos elementos das diagonais da matriz são próximos da unidade enquanto que os valores dos outros elementos são muito menores.

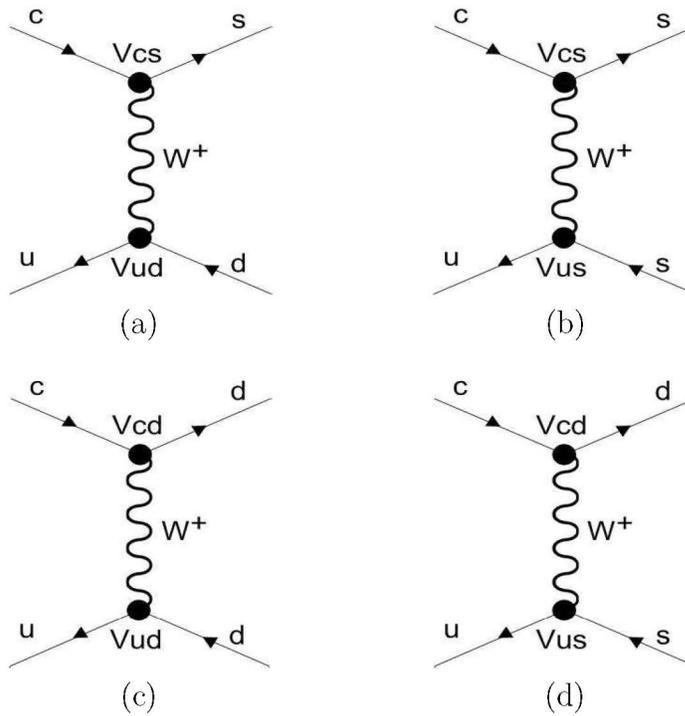


Figura 1.2: Diagramas de Feynman do decaimento do méson D^+ . (a) O quark c se acopla com o quark s e o quark u se acopla com o quark d (Favorecido por Cabibbo). (b) O quark c se acopla com o quark s e o quark u se acopla com o quark s (Suprimido por Cabibbo). (c) O quark c se acopla com o quark d e o quark u se acopla com o quark d (Suprimido por Cabibbo). (d) O quark c se acopla com o quark d e o quark u se acopla com o quark s (Duplamente Suprimido por Cabibbo).

No caso do decaimento do méson D^+ , os possíveis diagramas estão mostrados na figura 1.2. Para o caso (a), temos $c \rightarrow s$ e $\bar{u} \rightarrow \bar{d}$, sendo então a amplitude desse diagrama proporcional a $|V_{cs}|^2|V_{ud}|^2$ onde os elementos de matriz que intervêm são elementos da diagonal. Por tal motivo, este decaimento é chamado de favorecido por Cabibbo. Para o caso (b), temos $c \rightarrow s$ e $\bar{u} \rightarrow \bar{s}$, sendo então a amplitude desse diagrama proporcional a $|V_{cs}|^2|V_{us}|^2$ e como u e s são de famílias diferentes, este decaimento é chamado de suprimido por Cabibbo. O caso (c) é analogo ao caso (b). Já para o caso (d), $c \rightarrow d$ e $s \rightarrow u$ têm amplitude proporcional a $|V_{cd}|^2|V_{us}|^2$ cujo valor é muito menor que 1, então este decaimento será duplamente suprimido por Cabibbo.

No caso do decaimento $D^+ \rightarrow K_S \pi^- \pi^+ \pi^+$, o processo é favorecido por Cabibbo, e qualquer valor duplamente suprimido é basicamente desprezível, já que a razão existente entre a amplitude do diagrama 1.2.2 e a amplitude do diagrama 1.2.2 está dada por:

$$\frac{\mathcal{A}_{\text{duplamente suprimido}}}{\mathcal{A}_{\text{favorecido}}} \propto \frac{|V_{cd}|^2 |V_{us}|^2}{|V_{cs}|^2 |V_{ud}|^2} \sim 0.003 \quad (1-3)$$

Com isto estaremos desconsiderando a contribuição de diagramas duplamente suprimidos por Cabbibo nesta análise.

1.3

Mésons Escalares em Decaimentos de Charme

A física de charme passou a ter grande importância a partir dos anos 80 e 90 quando começaram a ser produzidas amostras charmosas com alta estatística, o que permitiu usar decaimentos charmosos para o estudo da produção de sub-estruturas ressonantes. O méson D^+ , sendo o estado mais leve dos mésons com estado ligado $c\bar{d}$, decai fracamente e seguidamente se produz a hadronização para formar as partículas do estado final. Essa hadronização acontece em regimes de baixa energia, correspondendo a uma região não-perturbativa ou semi-perturbativa da QCD, geralmente formando estados intermediários, neste caso ressonâncias do tipo $K\pi$ ou $\pi\pi$, que logo decaem por interações fortes.

Com amostras de charme de relativa pouca estatística, inicialmente só era possível determinar quais eram essas sub-estruturas ressonantes e as razões de ramificação dos canais correspondentes. Usualmente, estas informações eram obtidas através do método de Análise de Amplitudes. De fato, ao longo das duas últimas décadas, muitas análises deste tipo foram realizadas para os mésons D^0 , D^+ e D_s^+ , principalmente em decaimentos de 3 corpos. Para decaimentos em 4 corpos, as análises ainda são poucas.

Na medida em que a estatística de eventos foi crescendo, vem sendo possível obter mais detalhes a respeito das ressonâncias produzidas através de decaimentos de charme, como sua forma e comportamento. Isto é particularmente importante para ressonâncias que têm seus parâmetros intrínsecos (massa, largura) mal medidos a partir de outros tipos de processos hadrônicos, por exemplo reações de espalhamento.

De fato, esta nova abordagem começou a ser explorada a partir de 2001, quando decaimentos de mésons charmosos foram utilizados para o estudo de determinados mésons escalares cuja existência e/ou características vinham sendo fontes de controvérsia. Os trabalhos pioneros nesse tema provêm da colaboração E791. No decaimento, $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ [21], E791 fez medidas dos parâmetros dos escalares $f_0(980)$ e $f_0(1370)$. Nos decaimentos $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ [20] e $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ [22] a E791 encontrou evidência da existência dos mésons escalares $\sigma(500)$ e $\kappa(800)$, respectivamente. Em ambas as análises, a presença deles se mostrou fundamental para se obter boa qualidade do ajuste, ao mesmo

tempo que resultou em uma baixa contribuição do canal não ressonante, antes muito alta - característica incomum em decaimentos charmosos. A existência dos mésons $\sigma(500)$ e $\kappa(800)$ ao longo de décadas vinha sendo debatida, havendo modelos teóricos que a defendia, ao mesmo tempo que os experimentos de espalhamento $\pi\pi$ e $K\pi$ não davam mostras de sua produção.

A partir de então têm surgido vários estudos em decaimentos de charme onde existência do $\sigma(500)$ e $\kappa(800)$ vem sendo confirmada. Para o caso do $\sigma(500)$ podemos mencionar por exemplo o estudo da Colaboração BES no decaimento $J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ (2004) (massa ~ 540 MeV, largura ~ 500 MeV) [24]. A colaboração FOCUS também encontrou $\sigma(500)$ utilizando o Modelo Isobárico no estudo do decaimento $D^+ \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^+$ (2004) (massa ~ 440 MeV, largura ~ 440 MeV) [20]. A colaboração CLEO deu evidências do $\sigma(500)$ no decaimento $D^0 \rightarrow K_S^0\pi^+\pi^-$ (2004) (massa ~ 500 MeV, largura ~ 340 MeV) [23] assim como também a colaboração BaBar no decaimento $D^0 \rightarrow K_S^0\pi^+\pi^-$ do $B^\pm \rightarrow D^{*0}K^\pm$ (2004) (massa ~ 480 MeV, largura ~ 380 MeV) [29].

A verificação da existência do $\kappa(800)$ não tem sido tão expressiva, mas por exemplo podemos mencionar sua clara observação pela Colaboração BES no decaimento $J/\psi \rightarrow \bar{K}^*(892)^0 K^+\pi^-$ (2006) (massa ~ 880 MeV, largura ~ 500 MeV) [30]. Os dados das colaborações FOCUS [22] e CLEO [32] no estudo do decaimento $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ (2007) também requerem a presença do $\kappa(800)$ utilizando o chamado Modelo Isobárico (massa $\sim 856/805$ MeV, largura $\sim 464/453$ MeV). Entretanto, em outros decaimentos charmosos não foram encontrados indícios da produção do kappa carregado (por exemplo, κ^- em decaimentos $D^0 \rightarrow K_S\pi^+\pi^-$).

Recentemente, a colaboração BELLE publicou a primeira evidencia do κ^- no decaimento $\tau^- \rightarrow K_S\pi^-\nu_\tau$ [33], usando a massa e largura obtidos pelo BES para o estado neutro. Esta última evidência é de grande importância pois também estaremos interessados, no nosso trabalho, em verificar se o $\kappa(800)^-$ é produzido no estado $D^+ \rightarrow K_S\pi^-\pi^+\pi^+$, objeto de estudo da presente tese.

2

Formalismo de Análise

Neste Capítulo apresentamos o formalismo utilizado neste trabalho de tese. Primeiramente vamos realizar uma identificação das variáveis cinemáticas que caracterizam um decaimento de quatro corpos chegando até um conjunto mínimo de variáveis que definem o espaço de fase do processo. Depois definimos os tipos de decaimentos ressonantes e não-ressonantes e identificamos as sub-estruturas ressonantes que poderiam participar do decaimento $D^+ \rightarrow K_S \pi^- \pi^+ \pi^+$, obtendo assim, uma lista com todos os possíveis canais ressonantes a serem considerados na análise de amplitudes. Após isso, fazemos uma descrição do modelo isobárico que é o modelo fenomenológico adotado para fazer a nossa análise de amplitudes, e descrevemos as amplitudes invariantes de Lorentz para cada tipo de processo intermediário.

2.1

O Espaço de Fase

Se consideramos um decaimento de quatro corpos,

$$p_0 \rightarrow p_1 + p_2 + p_3 + p_4 \quad (2-1)$$

o conjunto de todos os valores que podem assumir os quadri-vetores que representam as partículas no estado final é chamado de espaço de fase. Se não existisse nenhum tipo de restrição nos valores desses quadri-vetores, o espaço de fase estaria dado por um espaço de 16 dimensões, ($4 \text{ partículas} \times 4 \text{ dimensões cada partícula}$). Pela conservação de quadri-momento esse número de graus de liberdade é diminuído por causa de quatro restrições

$$E_0 = \sum_{i=1}^4 E_i, \quad (2-2)$$

$$\mathbf{p}_0 = \sum_{i=1}^4 \mathbf{p}_i. \quad (2-3)$$

Sabemos também que as energias e momentos estão relacionados de tal maneira que fornecem outras quatro restrições:

$$E_i = \mathbf{p}_i^2 + m_i^2, \quad i = 0, 1, \dots, 4. \quad (2-4)$$

Então, até o momento, o número de variáveis possíveis no espaço de fase é 8. Além disso, estamos tratando com partículas sem spin. Ao ser analisado o decaimento no centro de massa da partícula que decai, não existe privilégio na orientação da configuração de momentos (isotropia) diminuindo assim o número de dimensões em 3, resultando finalmente um espaço de 5 dimensões.

No estudo da dinâmica de decaimento de partículas, raramente são escolhidos os vetores de momento \mathbf{p}_i para definir as variáveis do espaço de fase. É mais frequente escolher, por exemplo, massas invariantes ou momentos transferidos, o que permite formular modelos teóricos e também fornece uma melhor apreciação de características interessantes dos dados analisados. Para o nosso modelo, escolhemos um conjunto de massas quadradas invariantes de dois corpos. Assim, um ponto do espaço de fase é definido por:

$$\phi = \{s_{12}, s_{13}, s_{14}, s_{23}, s_{34}\}, \quad (2-5)$$

onde

$$\begin{aligned} s_{12} &= (p_1 + p_2)^2 \\ s_{13} &= (p_1 + p_3)^2 \\ s_{14} &= (p_1 + p_4)^2 \\ s_{23} &= (p_2 + p_3)^2 \\ s_{34} &= (p_3 + p_4)^2 \end{aligned} \quad (2-6)$$

Cada evento dos dados analisados pode assumir um e só um valor de ϕ , ou seja, cada evento ocupa um ponto do espaço de fase. Qualquer outra variável cinemática pode ser expressa em termos de ϕ .

A transformação de todos os possíveis valores $\{p_1, p_2, p_3, p_4\}$ em variáveis ϕ nada mais é que uma projeção de um espaço de fase de 16 dimensões para um espaço de fase de 5 dimensões. Essa transformação é dada através da função $\rho(\phi)$, definida como a densidade de espaço de fase. Ela contém todos os fatores necessários para transformar os valores dos quadri-momentos do estado final do decaimento em variáveis ϕ . Diferentes valores de $\{p_1, p_2, p_3, p_4\}$ podem ser representados pelo mesmo valor ϕ .

2.2

Decaimentos Ressonantes e Não-Ressonantes

Uma partícula que decai em quatro corpos pode fazê-lo de duas maneiras: um decaimento direto em quatro corpos chamado decaimento não-ressonante e um outro tipo de decaimento chamado decaimento ressonante, caracterizado pela presença de estados intermediários ou ressonâncias. Uma ressonância por sua vez decai por um processo de interação forte em duas ou três outras partículas ou novas ressonâncias. A figura 2.1 apresenta todos os possíveis decaimentos de quatro corpos. Podemos apreciar que existem 4 possibilidades

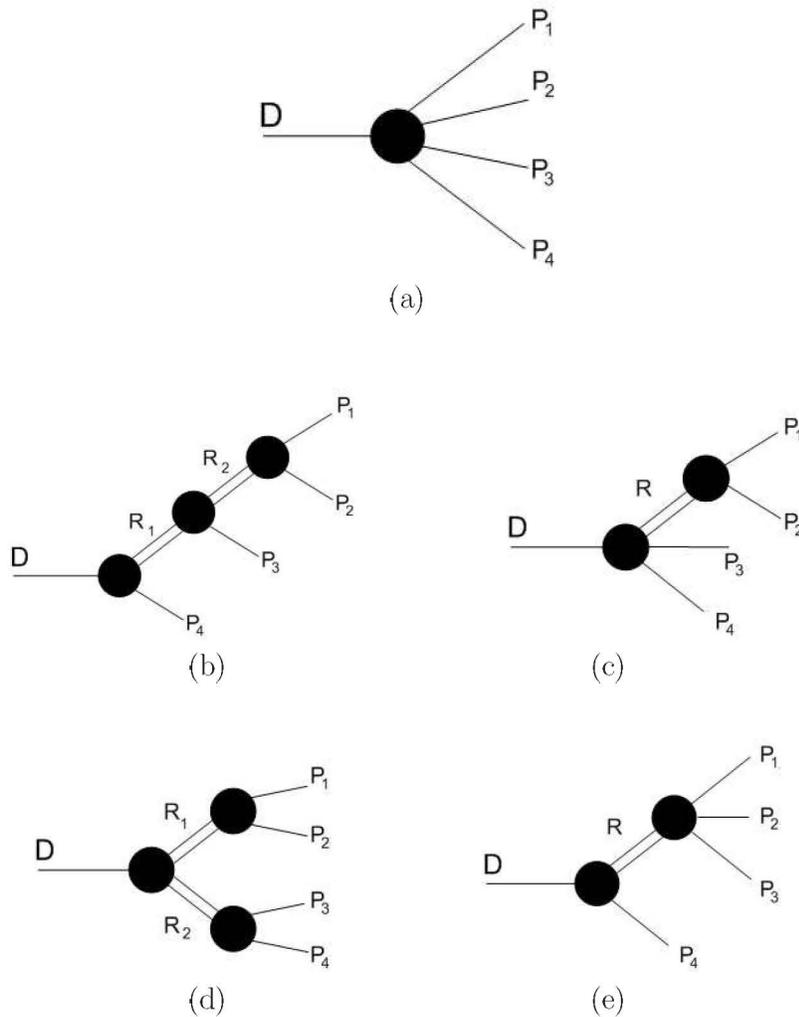


Figura 2.1: Decaimentos de 4 Corpos. (a) decaimento não-ressonante. (b), (c), (d) e (e) decaimentos ressonantes. (b) três decaimentos de dois corpos sucessivos. (c) um decaimento de três corpos seguido de um decaimento de dois corpos. (d) um decaimento de dois corpos seguido de dois decaimentos de dois corpos. (e) um decaimento de dois corpos seguido de um decaimento de três corpos.

para os decaimentos ressonantes. P_1, P_2, P_3 e P_4 são as partículas do estado final enquanto que R, R_1 e R_2 representam as ressonâncias.

2.2.1

Os Estados Intermediários dos Decaimentos Ressonantes

Para modelar um decaimento de 4 corpos, temos que levar em conta um considerável número de canais ressonantes que poderiam decair em duas ou três das partículas do estado final. Sabendo que as partículas que formam o estado final do decaimento são: K_S, π^-, π^+, π^+ , a Tabela 2.1 apresenta uma lista com a possível estrutura dos estados intermediários.

# Corpos	Tipo de Ressonância
2	$\pi^-\pi^+, K_S\pi^-, K_S\pi^+$
3	$\pi^-\pi^+\pi^+, K_S\pi^-\pi^+$

Tabela 2.1: Possíveis Estados Intermediários.

Uma maneira rápida e simples de inferir a provável contribuição de um estado intermediário é observar a projeção de massa invariante correspondente àquele estado específico. Por exemplo, se queremos verificar a existência de alguma ressonância $K_S\pi^-$, então observamos a projeção de massa invariante $K_S\pi^-$ e procuramos algum pico que possa colocar em evidência a ressonância. Porém, nem sempre essa inspeção visual é tão evidente devido aos fenômenos de interferência que podem mascarar a presença de determinadas ressonâncias.

As ressonâncias devem satisfazer requisitos de conservação adequados ao decaimento. Também, a taxa de decaimento ao estado respectivo deve ser significativa. Na Tabela 2.2, temos uma lista com as ressonâncias extraídas do PDG que poderiam ser um dos estados intermediários. Assim, por exemplo, no caso da estrutura $K_S\pi^-$, as possíveis ressonâncias seriam $K^{*-}(892), K_0^{*-}(1430), K_2^{*-}(1430), K^{*-}(1680)$ e $\kappa^-(800)$.

Estado Final	Ressonância
$\pi^-\pi^+\pi^+ = \{ u \bar{d} \}$	$a_1^+(1260), a_2^+(1320)$
$K_S\pi^-\pi^+ = \{ s \bar{d} \}$ ou $\{ \bar{s} d \}$	$K_1^0(1270), K_1^0(1400), K_1^{*0}(1410), K_1^{*0}(1430)$
$\pi^-\pi^+ = \{ u \bar{u} \} - \{ \bar{d} d \}$	$\rho's, f_0's, f_2's, \sigma$
$K_S\pi^- = \{ s \bar{u} \}$	$K^{*-}(892), K_0^{*-}(1430), K_2^{*-}(1430), K^{*-}(1680), \kappa^-$

Tabela 2.2: Lista de Ressonâncias Conhecidas.

Na figura 2.2, temos todos os diagramas correspondentes ao modo Favorecido por Cabibbo para o decaimento $D^+ \rightarrow K_S \pi^- \pi^+ \pi^+$. No caso do diagrama (a), a sub-estrutura $R_{u\bar{d}}$, segundo a Tabela 2.2, poderia ser a ressonância $a_1^+(1260)$ ou $a_2^+(1320)$, enquanto que a sub-estrutura $R_{d\bar{d}}$ poderia ser $\rho's$, $f_0's$, $f_2's$ ou σ .

Assim por exemplo, se supusermos que $R_{u\bar{d}}$ é o méson vetor axial $a_1^+(1260)$ e que $R_{d\bar{d}}$ é o vetor ρ^0 , teremos formado o canal:

$$D^+ \rightarrow a_1^+ \bar{K}_0, a_1^+ \rightarrow \rho^0 \pi^+, \rho^0 \rightarrow \pi^- \pi^+ \quad (2-7)$$

cujos modos genéricos seriam

$$D^+ \rightarrow AP_4, A \rightarrow VP_3, V \rightarrow P_1 P_2 \quad (2-8)$$

onde, P, V e A denotam pseudo-escalar, vetor e vetor-axial respectivamente.

Por outro lado, se ao invés do vetor ρ^0 , escolhermos o escalar σ teremos o canal:

$$D^+ \rightarrow a_1^+ \bar{K}_0, a_1^+ \rightarrow \sigma^0 \pi^+, \sigma^0 \rightarrow \pi^- \pi^+ \quad (2-9)$$

com modo

$$D^+ \rightarrow AP_4, A \rightarrow SP_3, S \rightarrow P_1 P_2 \quad (2-10)$$

onde S denota escalar.

Realizando um procedimento análogo para todos os outros diagramas da figura 2.2 e ressonâncias da Tabela 2.2 criamos a lista dos possíveis canais:

- $D^+ \rightarrow AP_4, A \rightarrow VP_3, V \rightarrow P_1 P_2$
- $D^+ \rightarrow a_1^+ \bar{K}_0, a_1^+ \rightarrow \rho^0 \pi^+, \rho^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$
- $D^+ \rightarrow \bar{K}_1(1270)^0 \pi^+, \bar{K}_1(1270)^0 \rightarrow K^{*-}(892) \pi^+, K^{*-} \rightarrow \bar{K}_0 \pi^-$
- $D^+ \rightarrow \bar{K}_1(1270)^0 \pi^+, \bar{K}_1(1270)^0 \rightarrow \rho^0 \bar{K}_0, \rho^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$
- $D^+ \rightarrow \bar{K}_1(1400)^0 \pi^+, \bar{K}_1(1400)^0 \rightarrow K^{*-}(892) \pi^+, K^{*-} \rightarrow \bar{K}_0 \pi^-$
- $D^+ \rightarrow \bar{K}_1(1400)^0 \pi^+, \bar{K}_1(1400)^0 \rightarrow \rho^0 \bar{K}_0, \rho^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$
- $D^+ \rightarrow AP_4, A \rightarrow SP_3, S \rightarrow P_1 P_2$
- $D^+ \rightarrow a_1^+ \bar{K}_0, a_1^+ \rightarrow \sigma^0 \pi^+, \sigma^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$
- $D^+ \rightarrow \bar{K}_1(1270)^0 \pi^+, \bar{K}_1(1270)^0 \rightarrow K_0^{*-}(1430) \pi^+, K_0^{*-}(1430) \rightarrow \bar{K}_0 \pi^-$
- $D^+ \rightarrow \bar{K}_1(1270)^0 \pi^+, \bar{K}_1(1270)^0 \rightarrow \sigma^0 \bar{K}_0, \sigma^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$
- $D^+ \rightarrow \bar{K}_1(1270)^0 \pi^+, \bar{K}_1(1270)^0 \rightarrow f_0^0(980) \bar{K}_0, f_0^0(980) \rightarrow \pi^- \pi^+$
- $D^+ \rightarrow \bar{K}_1(1400)^0 \pi^+, \bar{K}_1(1400)^0 \rightarrow K_0^*(1430) \pi^+, K_0^*(1430) \rightarrow \bar{K}_0 \pi^-$
- $D^+ \rightarrow \bar{K}_1(1400)^0 \pi^+, \bar{K}_1(1400)^0 \rightarrow \kappa^- \pi^+, \kappa^- \rightarrow \bar{K}_0 \pi^-$

- $D^+ \rightarrow \bar{K}_1(1400)^0 \pi^+, \bar{K}_1(1400)^0 \rightarrow \sigma^0 \bar{K}_0, \sigma^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$
- $D^+ \rightarrow \bar{K}_1(1400)^0 \pi^+, \bar{K}_1(1400)^0 \rightarrow f_0^0(980) \bar{K}_0, f_0^0(980) \rightarrow \pi^- \pi^+$
- $D^+ \rightarrow VP_3P_4, V \rightarrow P_1P_2$
 - $D^+ \rightarrow \rho^0 \bar{K}_0 \pi^+, \rho^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$
 - $D^+ \rightarrow K^{*-}(892) \pi^+ \pi^+, K^{*-} \rightarrow \bar{K}_0 \pi^-$
- $D^+ \rightarrow SP_3P_4, S \rightarrow P_1P_2$
 - $D^+ \rightarrow \sigma^0 \bar{K}_0 \pi^+, \sigma^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$
 - $D^+ \rightarrow f_0^0(980) \bar{K}_0 \pi^+, f_0^0(980) \rightarrow \pi^- \pi^+$
 - $D^+ \rightarrow K_0^{*-}(1430) \pi^+ \pi^+, K_0^{*-}(1430) \rightarrow \bar{K}_0 \pi^-$
 - $D^+ \rightarrow \kappa^- \pi^+ \pi^+, \kappa^- \rightarrow \bar{K}_0 \pi^-$

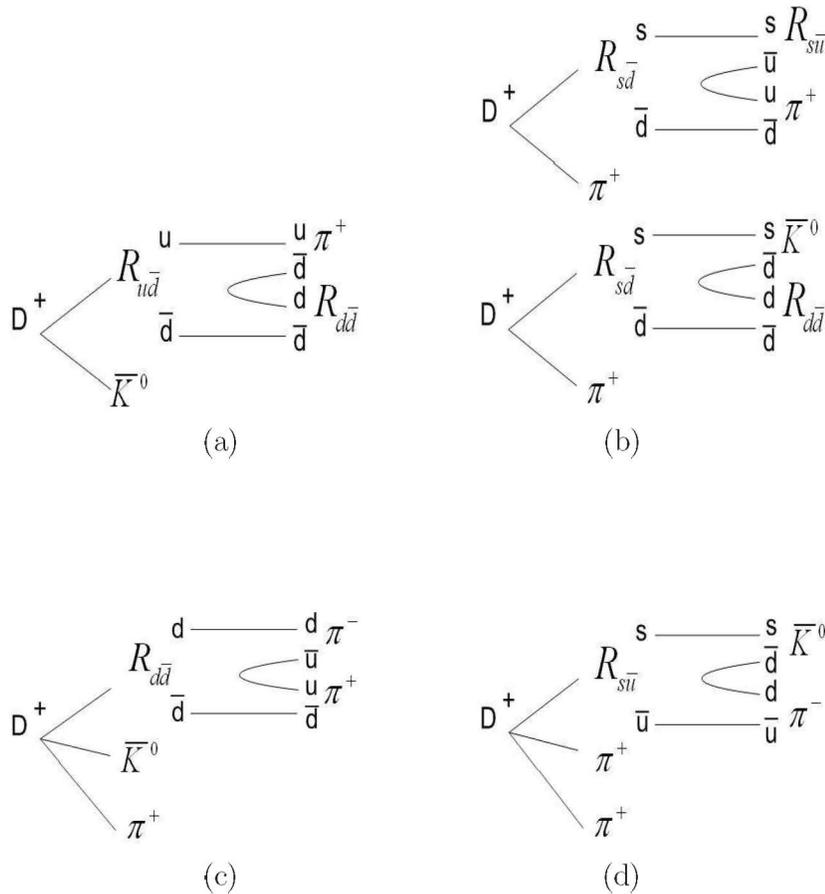


Figura 2.2: Diagramas correspondentes ao modo Favorecido por Cabibo para o decaimento $D^+ \rightarrow K_S \pi^- \pi^+ \pi^+$.

2.3

O Modelo Isobárico

O modelo isobárico é uma teoria fenomenológica para as interações fortes de energia intermediária (até alguns GeV) [2, 9]. Espera-se que a QCD forneça uma explicação fundamental das interações descritas pelo modelo isobárico. Atualmente o modelo isobárico não pode ser derivado da QCD e não é uma explicação fundamental das interações fortes, mas fornece uma descrição de muitos fenômenos das interações fortes.

O modelo isobárico supõe que a produção de partículas e decaimentos acontece através de ressonâncias. Para o caso do decaimento de uma partícula, o modelo isobárico é equivalente a *decaimentos seqüenciais de dois corpos*. Basicamente o modelo isobárico se baseia nas seguintes premissas:

- A amplitude deve ser uma função invariante de Lorentz dos quadrimomentos e spins dos estados inicial e final.
- A amplitude total pode ser representada como a soma dos produtos de funções *Breit-Wigners* as quais representam ressonâncias conhecidas.
- As ressonâncias são sempre as mesmas em todos os processos, ou seja, têm a mesma massa nominal, largura nominal, carga, etc.
- Cada decaimento de dois corpos tem associado um elemento de matriz invariante de Lorentz que representa a distribuição angular devido aos spins das partículas que intervêm no decaimento.
- Cada decaimento de dois corpos tem associada uma amplitude que é usualmente parametrizada como uma constante complexa. Em um decaimento de dois corpos para partículas sem spin, a forma invariante mais geral para esta amplitude poderia ser uma função arbitrária da massa invariante de dois corpos. Uma constante complexa é uma razoável aproximação para ressonâncias finas. Já para o caso de ressonâncias largas, isto constitui uma hipótese.

2.3.1

A Função Breit-Wigner

A função Breit-Wigner depende da massa e largura das ressonâncias. A fórmula da Breit-Wigner foi adotada pelo Modelo Isobárico a partir da física atômica e molecular, onde os picos muito finos nas seções de choque são interpretados tipicamente como estados ligados em um potencial central e descritos através dessas funções. Quando foram descobertas as ressonâncias no espalhamento pión-nucleón, foi feita uma analogia com os estados observados dos picos mais finos encontrados na física atômica e molecular, então a

Breit-Wigner passou a ser aplicada nas interações hadrônicas de baixa energia.

Como exemplo para mostrar a origem da função Breit-Wigner consideremos a função de onda de uma partícula não-relativística:

$$\psi(t) = \psi_0 e^{\left(\frac{-iEt}{\hbar}\right)} \quad (2-11)$$

Para que ocorra uma transição (decaimento) onde as partículas se desintegram independentemente e que a probabilidade de decaimento seja independente do tempo, a energia deve ser complexa, digamos $E = E_0 - i\Gamma/2$. Logo, calculando a transformada de Fourier da equação 2-11

$$\begin{aligned} \tilde{\psi}(E) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{\frac{iEt}{\hbar}} \psi(t) dt \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \psi_0 \int_0^{+\infty} e^{i\frac{(E-E_0)t}{\hbar} - \frac{\Gamma t}{2\hbar}} dt, \end{aligned} \quad (2-12)$$

se $\Gamma \ll |E - E_0|$:

$$\tilde{\psi}(E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \psi(0) \frac{1}{(E - E_0) + i\frac{\Gamma}{2}}. \quad (2-13)$$

obtem-se assim a função Breit-Wigner não-relativística:

$$BW_{NRel} = \frac{1}{(E - E_0) + i\frac{\Gamma}{2}} \quad (2-14)$$

Observa-se que a densidade de probabilidade $|\tilde{\psi}(E)|^2$ alarga-se em torno de E_0 e Γ indica a largura total do decaimento. Este parâmetro Γ difere para cada partícula de acordo às interações que determinam seu decaimento.

O Modelo Isobárico usa algumas variantes da fórmula de Breit-Wigner, podendo esta ser uma Breit-Wigner relativística ou não-relativística onde a massa m_0 é constante e a largura Γ pode ser constante Γ_0 ou uma função dependente da massa $\Gamma(m)$. Quando a ressonância é fina, a fórmula da Breit-Wigner com largura Γ_0 constante não é muito diferente da fórmula com Breit-Wigner de largura $\Gamma(m)$, mas quando a ressonância é larga, essas duas versões podem ser significativamente diferentes.

Estaremos aqui considerando a Breit-Wigner relativística [1] para o decaimento de uma ressonância R , $R \rightarrow AB$:

$$BW_{R,AB} = \frac{1}{m_{0R}^2 - m_{AB}^2 - im_{0R}\Gamma_R}, \quad (2-15)$$

onde m_{AB} é o momento total das partículas A e B, m_{0R} é a massa nominal da ressonância R e Γ_R sua largura, que depende da massa e para o caso de decaimento de dois corpos está dada pela expressão:

$$\Gamma_R = \frac{F_R^2(p^*)}{F_R^2(p_0^*)} \left(\frac{p^*}{p_0^*} \right)^{2J+1} \frac{m_{0R}}{m_{AB}} \Gamma_{0R} \quad (2-16)$$

Γ_{0R} é a largura total de R e onde p^* é o módulo do momento dos (dois) mésons produzidos no referencial de repouso do méson que decai. p_0^* é o valor que p^* assume para $m_{AB} = m_{0R}$.

Esta fórmula 2-16, é a que usaremos para as ressonâncias $R \rightarrow PP$. As massas e larguras de alguns estados ressonantes que decaem em dois corpos são mostrados na Tabela 2.3.

Ressonância	Massa (MeV/c ²)	Largura (MeV/c ²)
σ	478	324
$\rho^0(770)$	775	149
κ	797	410
$f_0(980)$	980	40-100
$K^*(890)^-$	892	50.8
$K^*(1430)$	1414	290

Tabela 2.3: Valores de massa e largura nominais de algumas ressonâncias. Os valores são tirados do PDG [31] com exceção do σ [20] e κ [22], cujos parâmetros vêm do experimento E791.

Para os vetores-axiais $K_1(1270)$, $K_1(1400)$, $a_1(1260)$, que decaem, em 3 corpos, a fórmula 2-16 não é mais válida. Para eles, iremos utilizar a expressão para o cálculo da largura em decaimentos de três corpos definida como:

$$d\Gamma(M) = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{1}{32M^3} |\mathcal{M}|^2 dm_{12}^2 dm_{23}^2, \quad (2-17)$$

onde m_{12}^2 e m_{23}^2 são as duas massas invariantes das partículas do estado final, M é a massa da partícula que decai em três corpos e \mathcal{M} é a amplitude invariante de Lorentz (que obedece a conservação de momento angular). Dessa maneira, para encontrar o valor da largura, devemos então integrar a expressão 2-17 no espaço de fase de três corpos. Mostraremos detalhadamente no Capítulo 6 o procedimento utilizado para encontrar a forma dessas larguras. Os valores nominais de massa e largura dos vetores-axiais são apresentados na Tabela 2.4, como constam no PDG. Para o caso do vetor-axial a_1 , estes valores não estão bem estabelecidos, por esse motivo, foi aplicado um método de busca, que também será apresentado no Capítulo 6.

2.3.2

As Amplitudes ou Elementos de Matriz de Cada Canal

As Amplitudes ou Elementos de Matriz de cada canal estão dadas pelo produto de Amplitudes que representam a distribuição angular na interação devido ao spin das partículas que interagem e por Fatores de Forma. Assim,

Ressonância	Massa (MeV/c ²)	Largura (MeV/c ²)
$K_1(1270)$	1273	90
$K_1(1400)$	1402	174
$a_1(1260)$	1230	250-600

Tabela 2.4: Massa e largura nominais dos vetores-axiais considerados, segundo o PDG .

Spin J	Fator de Forma $^J F_X$
0	$e^{-(p^* r_X)^2/12}$
1	$\frac{1}{\sqrt{1+r_X^2 p^{*2}}}$
2	$\frac{1}{\sqrt{9+3 r_X^2 p^{*2}+r_X^4 p^{*4}}}$

Tabela 2.5: Fatores de Forma para os diferentes momentos angulares relativos. Para $J = 0$, usa-se o fator de forma de Tornqvist e para $J = 1$ ou $J = 2$ usa-se o fator de forma Blatt-Weisskopf. r_X é o raio efetivo da partícula X

por exemplo, para o decaimento da ressonância R , $R \rightarrow AB$, a amplitude será dada por $\mathcal{A}_{R \rightarrow AB} = ^J F_{R,AB} \mathcal{M}_{R \rightarrow AB}$.

2.3.3 Os Fatores de Forma

Os fatores de forma são usados para expressar dependência de energia ou descrever o tamanho finito dos hádrons. Os fatores de forma representam o efeito de penetração dos mésons necessário à interação. Para o caso em que o momento angular relativo é 1 ou 2 são usados fatores de forma de Blatt-Weisskopf [3] enquanto que para $J = 0$ usamos fatores de forma de Tornqvist[18]. As funções dos fatores de forma de Blatt-Weisskopf e Tornqvist estão dadas na Tabela 2.5 , onde o parâmetro r é uma medida do raio efetivo da interação. Valores obtidos anteriormente em análises similares [17] indicam $r_D = 3 - 7GeV^{-1}$ para o méson D e $r_R = 0 - 3GeV^{-1}$ para ressonâncias $K\pi$ e $\pi\pi$. Neste trabalho fixamos $r_D = 5.0GeV^{-1}$ e $r_R = 1.5GeV^{-1}$.

Os fatores de forma variam lentamente com a energia. Verificamos no capítulo 7 que o resultado do ajuste não é muito sensível aos valores de r_D e r_R .

2.3.4 A Distribuição Angular

Para representar a distribuição angular devido ao spin das partículas que interagem, são construídas amplitudes usando o formalismo tensorial relativístico [5], o qual explora a conexão entre os únicos observáveis disponíveis (os quadri-momentos das partículas do estado final) e a dinâmica do momento

angular. O momento angular envolvido em cada vértice é representado pelos quadri-vetores de polarização, os quais, ao igual que todos os quadri-momentos relevantes, são escritos em termos dos quadri-momentos do estado final. Todas as possíveis combinações entre os quadri-momentos e quadri-vetores de polarização são restritas por covariância, invariância por rotações e conservação de paridade.

As regras específicas para formar as amplitudes são [19, 14, 13, 34]:

- As amplitudes devem ser formadas por combinações contraídas dos quadri-momentos disponíveis e dos quadri-vetores de polarização. As amplitudes devem ser invariantes de Lorentz. Todos os quadri-vetores de polarização devem ser usados para formar as amplitudes mas os quadri-momentos nem sempre. Isto significa que há uma certa liberdade de escolha na representação das amplitudes.
- As amplitudes devem ser escalares ou pseudo-escalares, dependendo dos requerimentos das propriedades de paridade. O produto das paridades intrínsecas da partícula que decai e das partículas finais determina os requerimentos das propriedades de transformação de paridade das amplitudes.
- Fótons devem satisfazer $\epsilon^\mu p_\mu = 0$, ϵ é o seu quadri-vetor de polarização e p seu quadri-momento.
- Estados intermediários devem ser somados sobre suas helicidades usando as relações de completeza:

$$\sum_{\lambda} \epsilon_{\mu}^{\lambda*} \epsilon_{\nu}^{\lambda} = -g_{\mu\nu} + \frac{p_{\mu} p_{\nu}}{M^2} \quad (2-18)$$

2.4

Aplicando o Modelo Isobárico aos Modos Ressonantes do Decaimento

Tínhamos visto em 2.2.1 que os possíveis modos ressonantes para o decaimento $D^+ \rightarrow K_S \pi^- \pi^+ \pi^+$ são:

$$\begin{aligned} \text{Modo AV} : D^+ &\rightarrow AP_4, A \rightarrow VP_3, V \rightarrow P_1 P_2 \\ \text{Modo AS} : D^+ &\rightarrow AP_4, A \rightarrow SP_3, S \rightarrow P_1 P_2 \\ \text{Modo VPP} : D^+ &\rightarrow VP_3 P_4, V \rightarrow P_1 P_2 \\ \text{Modo SPP} : D^+ &\rightarrow SP_3 P_4, S \rightarrow P_1 P_2 \end{aligned} \quad (2-19)$$

onde, P, S, V e A denotam pseudo-escalar, escalar, vetor e vetor-axial respectivamente.

A estes modos ressonantes acrescentamos também o modo não-ressonante:

$$D^+ \rightarrow P_1 P_2 P_3 P_4 \quad (2-20)$$

A seguir, aplicamos o modelo isobárico para cada um desses modos de decaimento para assim obter as expressões para as amplitudes correspondentes a cada canal de decaimento.

Tendo em vista que no modo $D^+ \rightarrow AP_4, A \rightarrow VP_3, V \rightarrow P_1 P_2$ o Axial A pode ter momento angular correspondente à onda-S ou onda-D, analisamos os dois casos para este canal.

2.4.1 Modo AV em Onda-S

O canal $D^+ \rightarrow AP_4, A \rightarrow VP_3, V \rightarrow P_1 P_2$ está composto por 3 decaimentos sucessivos de dois corpos. Para cada decaimento teremos associado um fator da amplitude total do canal: $\mathcal{A}_{D^+ \rightarrow AP_4}, \mathcal{A}_{A \rightarrow VP_3}$ e $\mathcal{A}_{V \rightarrow P_1 P_2}$. Cada fator deve ter as características que dependem dos requerimentos de conservação de momento angular e paridade. Pode ser observada a presença de duas ressonâncias: um vetor axial A e um vetor V . Cada ressonância deve ser representada por sua correspondente função Breit-Wigner, $BW_{A \rightarrow VP_3}$ e $BW_{V \rightarrow P_1 P_2}$. Reunindo todos estes ingredientes e somando sobre as correspondentes helicidades, formamos a amplitude do canal:

$$\mathcal{A} = \sum_{\text{polarizações}} \{ \mathcal{A}_{D^+ \rightarrow AP_4} \} \times BW_{A \rightarrow VP_3} \times \{ \mathcal{A}_{A \rightarrow VP_3} \} \times BW_{V \rightarrow P_1 P_2} \times \{ \mathcal{A}_{V \rightarrow P_1 P_2} \} \quad (2-21)$$

As amplitudes de cada decaimento intermediário estão formadas por um fator de forma e por um amplitude invariante de Lorentz,

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{D^+ \rightarrow AP_4} &= {}^{J_D} F_{D, AP_4} \mathcal{M}_{D^+ \rightarrow AP_4} \\ \mathcal{A}_{A \rightarrow VP_3} &= {}^{J_A} F_{A, VP_3} \mathcal{M}_{A \rightarrow VP_3} \\ \mathcal{A}_{V \rightarrow P_1 P_2} &= {}^{J_V} F_{V, P_1 P_2} \mathcal{M}_{V \rightarrow P_1 P_2} \end{aligned} \quad (2-22)$$

Então da equação 2-21 temos:

$$\mathcal{A} = {}^{J_D} F_{D, AP_4} {}^{J_A} F_{A, VP_3} {}^{J_V} F_{V, P_1 P_2} BW_A BW_V \mathcal{M} \quad (2-23)$$

onde:

$$\mathcal{M} = \sum_{\text{polarizações}} \{ \mathcal{M}_{D^+ \rightarrow AP_4} \} \{ \mathcal{M}_{A \rightarrow VP_3} \} \{ \mathcal{M}_{V \rightarrow P_1 P_2} \} \quad (2-24)$$

Como dito anteriormente, as amplitudes invariantes de Lorentz devem

ser formadas por combinações contraídas dos quadri-momentos disponíveis e dos quadri-vetores de polarização.

Para o caso de $\mathcal{M}_{D \rightarrow AP_4}$, escolhe-se usar o quadri-momento p_{P_4} da partícula final P_4 e o vetor de polarização ϵ^A do axial A , assim

$$\mathcal{M}_{D \rightarrow AP_4} = p_{P_4}^\mu \epsilon_\mu^A \quad (2-25)$$

Para $\mathcal{M}_{A \rightarrow VP_3}$, devemos usar os quadri-vetores de polarização de A e de V , assim:

$$\mathcal{M}_{A \rightarrow VP_3} = \epsilon_\nu^{*A} \epsilon_V^\nu \quad (2-26)$$

Para $\mathcal{M}_{V \rightarrow P_1 P_2}$ consideramos o quadri-vetor de polarização ϵ^{*V} da ressonância V e o quadri-momento q_V formado pela diferença dos quadri-momentos das partículas P_1 e P_2 (a soma dos quadri-momentos de P_1 e P_2 é o momento de V , temos portanto $\epsilon^{*V} p_V = 0$).

$$\mathcal{M}_{V \rightarrow P_1 P_2} = \epsilon_V^{*\sigma} q_{V\sigma} \quad (2-27)$$

Desta maneira,

$$\mathcal{M} = \sum_{\text{polarizações}} \{p_{P_4}^\mu \epsilon_\mu^A\} \{\epsilon_\nu^{*A} \epsilon_V^\nu\} \{\epsilon_V^{*\sigma} q_{V\sigma}\} \quad (2-28)$$

Agrupando pelos respectivos somatórios de helicidade

$$\mathcal{M} = p_{P_4}^\mu \sum_{\lambda_A} \epsilon_\mu^A(\lambda_A) \epsilon_\nu^{*A}(\lambda_A) \sum_{\lambda_V} \epsilon_V^\nu(\lambda_V) \epsilon_V^{*\sigma}(\lambda_V) q_{V\sigma} \quad (2-29)$$

e aplicando relações de completeza:

$$\mathcal{M} = p_{P_4}^\mu \left(g_{\mu\nu} - \frac{p_{A\mu} p_{A\nu}}{M_A^2} \right) \left(g^{\nu\sigma} - \frac{p_V^\nu p_V^\sigma}{M_V^2} \right) q_{V\sigma} \quad (2-30)$$

o que, após multiplicar e contrair dá:

$$\begin{aligned} \mathcal{M} = & p_{P_4}^\mu q_{V\mu} - \left(\frac{(p_{P_4}^\mu p_{V\mu})(p_V^\sigma q_{V\sigma})}{M_V^2} \right) - \left(\frac{(p_{P_4}^\mu p_{A\mu})(p_{A\nu} q_V^\nu)}{M_A^2} \right) + \\ & \left(\frac{(p_{P_4}^\mu p_{A\mu})(p_{A\nu} p_V^\nu)(p_V^\sigma q_{V\sigma})}{M_A^2 M_V^2} \right) \end{aligned} \quad (2-31)$$

2.4.2

Modo AV em Onda-D

Este modo difere do modo de Onda-S em dois aspectos: primeiramente o fator de forma do vetor axial A considera aqui o momento angular orbital correspondente à onda-D, então $J^A = 2$. A segunda diferença é que na equação 2-24 o fator $\mathcal{M}_{A \rightarrow VP_3}$ é construído com os dois quadri-vetores de polarização ϵ^{*A} e ϵ^V mas também são usados os quadri-momentos da ressonância A : p_A e

q_A . Logo,

$$\mathcal{M}_{A \rightarrow V P_3} = \epsilon_\nu^{*A} q_A^\nu p_A^\sigma \epsilon_V^\nu \quad (2-32)$$

Desta maneira, a amplitude se escreve:

$$\begin{aligned} \mathcal{M} &= \sum_{\text{polarizações}} \{p_{P_4}^\mu \epsilon_\mu^A\} \{\epsilon_\nu^{*A} q_A^\nu p_A^\sigma \epsilon_V^\nu\} \{\epsilon_V^{*\sigma} q_{V\sigma}\} \\ &= \left(p_{P_4}^\mu \sum_{\lambda_A} \epsilon_\mu^A(\lambda_A) \epsilon_\nu^{*A}(\lambda_A) q_A^\nu \right) \left(p_A^\sigma \sum_{\lambda_V} -\epsilon_V^\sigma(\lambda_V) \epsilon_V^{*\alpha}(\lambda_V) q_V^\alpha \right) \\ &= \left(p_{P_4}^\mu \left(g_{\mu\nu} - \frac{p_{A\mu} p_{A\nu}}{M_A^2} \right) q_A^\nu \right) \left(p_A^\sigma \left(-g_{\sigma\alpha} + \frac{p_{V\sigma} p_{V\alpha}}{M_V^2} \right) q_V^\alpha \right) \\ &= \left(p_{P_4}^\mu q_{A\mu} - \frac{(p_{P_4}^\mu p_{A\mu})(p_{A\nu} q_A^\nu)}{M_A^2} \right) \left(-p_A^\sigma q_{V\sigma} + \frac{(p_A^\sigma p_{V\sigma})(p_{V\alpha} q_V^\alpha)}{M_V^2} \right) \end{aligned} \quad (2-33)$$

2.4.3 Modo AP

No modo $D^+ \rightarrow AP_4, A \rightarrow SP_3, S \rightarrow P_1 P_2$ agimos de maneira similar aos casos anteriores

$$\mathcal{A} = \sum_{\text{polarizações}} \{\mathcal{A}_{D^+ \rightarrow AP_4}\} \times BW_A \times \{\mathcal{A}_{A \rightarrow SP_3}\} \times BW_S \times \{\mathcal{A}_{S \rightarrow P_1 P_2}\} \quad (2-34)$$

$$= {}^{J_D} F_{D, AP_4} {}^{J_A} F_{A, SP_3} {}^{J_S} F_{S, P_1 P_2} BW_A BW_S \mathcal{M} \quad (2-35)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M} &= \sum_{\text{polarizações}} \{M_{D^+ \rightarrow AP_4}\} \{M_{A \rightarrow SP_3}\} \{M_{S \rightarrow P_1 P_2}\} \\ &= \sum_{\text{polarizações}} \{p_{P_4}^\mu \epsilon_\mu^A\} \{\epsilon_\nu^{*A} q^{A\nu}\} \{1\} \\ &= p_{P_4}^\mu \sum_{\lambda_A} \epsilon_\mu^A(\lambda_A) \epsilon_\nu^{*A}(\lambda_A) q^{A\nu} \\ &= p_{P_4}^\mu \left(g_{\mu\nu} - \frac{p_{A\mu} p_{A\nu}}{M_A^2} \right) q^{A\nu} \\ &= (p_{P_4}^\mu q_{A\nu}) - \frac{(p_{P_4}^\mu p_{A\mu})(p_{A\nu} q^{A\nu})}{M_A^2} \end{aligned} \quad (2-36)$$

2.4.4

Modo VPP

Para o modo $D^+ \rightarrow VP_3P_4, V \rightarrow P_1P_2$, fazemos uma aproximação com o decaimento de três corpos $D^+ \rightarrow VP'_3, V \rightarrow P_1P_2$. P'_3 é uma partícula fictícia formada pelas partículas P_3 e P_4 .

A descrição geral, que estabelece amplitudes de decaimento ressonantes de 3 corpos para estados intermediários com qualquer spin, foi elaborada por Zemach [5, 6, 7] e está dada por:

$$\mathcal{A}_{D \rightarrow RP_3, R \rightarrow P_1P_2} = {}^{J_D}F_{D,RP_3} {}^{J_R}F_{R,P_1P_2} (-2 | \vec{p}_{P_1}^* || \vec{p}_{P_3}^* |)^{J_R} \times P_{J_R}(\cos\theta_{P_1P_3}) \times BW_R \quad (2-37)$$

Na expressão acima, P_{J_R} é o polinômio de Legendre de ordem J_R , J_R é o spin da ressonância R e $\theta_{P_1P_3}$ é o ângulo entre as partículas P_1 e P_3 que, como os momentos $\vec{p}_{P_1}^*$ e $\vec{p}_{P_3}^*$, está medido no referencial de repouso de R [12].

Aplicando no caso do decaimento $D^+ \rightarrow VP'_3, V \rightarrow P_1P_2$, com $J_V = 1$, temos

$$\mathcal{A} = {}^{J_D}F_{D,VP'_3} {}^{J_V}F_{V,P_1P_2} (-2 | \vec{p}_{P_1}^* || \vec{p}_{P'_3}^* |) \cos\theta_{P_1P'_3} \times BW_{V \rightarrow P_1P_2} \quad (2-38)$$

2.4.5

Modo SPP

No modo $D^+ \rightarrow SP_3P_4, S \rightarrow P_1P_2$:

$$\mathcal{A} = \sum_{polariza\tilde{c}o\tilde{e}s} \{ \mathcal{A}_{D \rightarrow SP_3P_4} \} \times BW_{S \rightarrow P_1P_2} \times \{ \mathcal{A}_{S \rightarrow P_1P_2} \} \quad (2-39)$$

$$\mathcal{A} = {}^{J_D}F_{D,SP_3P_4} {}^{J_S}F_{S,P_1P_2} BW_{S \rightarrow P_1P_2} \mathcal{M} \quad (2-40)$$

onde:

$$\mathcal{M} = \sum_{polariza\tilde{c}o\tilde{e}s} \{ \mathcal{M}_{D \rightarrow SP_3P_4} \} \{ \mathcal{M}_{S \rightarrow P_1P_2} \} \quad (2-41)$$

sendo que

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{D \rightarrow SP_3P_4} &= 1 \\ \mathcal{M}_{S \rightarrow P_1P_2} &= 1 \end{aligned} \quad (2-42)$$

então:

$$\mathcal{A} = {}^{J_D}F_{D,SP_3P_4} {}^{J_S}F_{S,P_1P_2} BW_{S \rightarrow P_1P_2} \quad (2-43)$$

2.4.6

Modo Não-ressonante

A contribuição não-ressonante, ou seja $D^+ \rightarrow P_1 P_2 P_3 P_4$, pelo fato de não apresentar uma estrutura dominante à amplitude de transição (funções Breit-Wigner), tem sido tomada como uniforme. Ou seja,

$$\mathcal{A}_{NR} = 1 . \quad (2-44)$$

2.5

A Amplitude Total

Dado que o decaimento $D^+ \rightarrow K_S \pi^- \pi^+ \pi^+$ apresenta dois píons idênticos (π_2^+ e π_3^+) no estado final, a amplitude do decaimento deve ser simetrizada em relação à troca de um pelo outro. Assim, por exemplo, a amplitude para o estado ressonante $D^+ \rightarrow a_1 K_S, a_1^+ \rightarrow \rho^0 \pi_3^+, \rho^0 \rightarrow \pi_1^- \pi_2^+$ está dada por:

$$\mathcal{A} = {}^J D F_{D, a_1 K_S} {}^{J a_1} F_{a_1, \rho^0 \pi_3^+} {}^{J \rho^0} F_{\rho^0, \pi_1^- \pi_2^+} BW_{a_1 \rightarrow \rho^0 \pi_3^+} BW_{\rho^0 \rightarrow \pi_1^- \pi_2^+} \mathcal{M} + (\pi_2^+ \leftrightarrow \pi_3^+) , \quad (2-45)$$

A amplitude total do decaimento deve ser construída a partir de todos os possíveis estados intermediários, podendo existir interferência entre eles. A amplitude mais geral possível deve ser escrita como uma superposição coerente de todas as amplitudes individuais, ressonantes e não-ressonantes. Para isso, multiplicamos as amplitudes individuais \mathcal{A}_i de cada sub-canal por um peso relativo real a_i e uma fase δ_i e somamos:

$$\mathcal{M}(D^+ \rightarrow K_S \pi^- \pi^+ \pi^+) = \sum_i a_i e^{i\delta_i} \mathcal{A}_i . \quad (2-46)$$

A expressão da amplitude de decaimento como mostrada acima vem sendo usualmente utilizada em análises de decaimentos do méson D . Deve-se considerar, entretanto, que essa amplitude é uma aproximação fenomenológica. Neste modelo, estamos admitindo que as fases δ_i e os coeficientes a_i são constantes, porém eles poderiam exibir alguma dependência em relação às variáveis cinemáticas.

A probabilidade de cada evento no espaço de fase é proporcional a:

$$\mathcal{P}_{D^+ \rightarrow K_S \pi^- \pi^+ \pi^+} \propto |\mathcal{M}_{D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+}|^2 \rho(\phi) . \quad (2-47)$$

onde $\rho(\phi)$ representa a densidade de espaço de fase no espaço de 5 dimensões ϕ 2-5.

O objetivo da análise é encontrar os parâmetros a_i e δ_i da equação 2-46 mediante um ajuste da função probabilidade \mathcal{P} acima à distribuição

experimental de eventos no espaço de fase.

Devido à presença de interferências, é necessário ter cuidado na interpretação da probabilidade do estado final ser formado via um determinado sub-canal i . A esta probabilidade nos referimos como *fração de decaimento de i* (f_i).

As frações do decaimento são obtidas a partir dos coeficientes a_i e δ_i , determinados pelo ajuste, via integração da amplitude total do sinal no espaço de fase do decaimento $D^+ \rightarrow K_S \pi^- \pi^+ \pi^+$:

$$f_i = \frac{\int d\phi \rho(\phi) |a_i e^{i\delta_i} \mathcal{A}_i(\phi)|^2}{\int d\phi \rho(\phi) |\sum_j a_j e^{i\delta_j} \mathcal{A}_j(\phi)|^2} = \frac{|a_i e^{i\delta_i}|^2}{\int d\phi \rho(\phi) |\sum_j a_j e^{i\delta_j} \mathcal{A}_j(\phi)|^2}, \quad (2-48)$$

onde as amplitudes individuais $\mathcal{A}_i(\phi)$ são normalizadas tal que $\int d\phi \rho(\phi) |\mathcal{A}_i(\phi)|^2 = 1$. Os erros nas frações incluem erros nas magnitudes e fases, e são calculados usando a matriz de covariância. Ao contrário de uma soma de frações convencional, temos em geral $\sum_i f_i \neq 1$ devido a efeitos de interferência.

2.6 Resultados Anteriores

2.6.1 Colaboração Mark III

A única análise para o decaimento de quatro corpos $D^+ \rightarrow K_S \pi^- \pi^+ \pi^+$ foi feita há 15 anos pela colaboração MARK III [15], com apenas 209 ± 20 eventos. Os resultados indicaram a predominância do estado $K_S a_1^+$ e contribuições de $\bar{K}_1(1400)^0 \pi^+$ e NR. Apenas limites superiores foram estabelecidos para outras contribuições. Os resultados estão mostrados na Tabela 2.6.

Com uma amostra cerca de 40 vezes maior que a da Colaboração Mark III, queremos, nesta análise, explorar a contribuição de outros canais de decaimento para os quais Mark III claramente não teve sensibilidade.

Amplitude	Fração (%)	Fase	Razão de Ramificação (%)
NR	$17.0 \pm 5.6 \pm 10.0$	1.09 ± 0.28	$1.1 \pm 0.4 \pm 0.7$
$K_S a_1^+$	$53.9 \pm 5.7 \pm 7.0$	0.0	$7.1 \pm 1.8 \pm 1.1$
$\bar{K}_1(1400)^0 \pi^+$	$27.7 \pm 4.7 \pm 8.0$	-0.07 ± 0.32	$4.1 \pm 1.2 \pm 1.2$
$\bar{K}_1(1270)^0 \pi^+$	-	-	< 1.1
$K^{*-} \pi^+ \pi^+$	-	-	< 1.3
$K_S \rho^0 \pi^+$	-	-	< 0.4
$\bar{K}^*(1415)^0 \pi^+$	-	-	< 0.7
$K_S a_2(1320)^+$	-	-	< 0.8

Tabela 2.6: Canais de decaimento $D^+ \rightarrow K_S \pi^- \pi^+ \pi^+$ MARK III.

2.6.2

 D^+ em 4 píons pela Colaboração FOCUS

A colaboração FOCUS publicou recentemente o estudo do decaimento $D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ [34] com uma estatística de 6153 eventos.

O trabalho de tese apresentando aqui utiliza o mesmo formalismo desse estudo. A principal diferença entre ambos canais de decaimento (além do fato de se tratar do méson D^+ e do méson D^0) encontra-se no estado final. No caso do decaimento $D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^+$, este é composto simplesmente por 4 píons e apenas ressonâncias do tipo $\pi\pi$ e $\pi\pi\pi$ podem ser produzidas. No nosso canal de estudo, $D^+ \rightarrow K_S \pi^- \pi^+ \pi^+$, além de ressonâncias $\pi\pi$ e $\pi\pi\pi$, também podem ser produzidas ressonâncias $K_S \pi$ e $K_S \pi\pi$.

Como vimos na secção 1.2.2, no estudo do decaimento $D^+ \rightarrow K_S \pi^- \pi^+ \pi^+$ iremos considerar apenas os canais ressonantes favorecidos por Cabibbo, cujos modos possíveis estão listados na expressão 2-19. Já o decaimento $D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^+$, sendo suprimido por Cabibbo, considera também aqueles modos não considerados na nossa análise:

$$\begin{aligned} D^+ &\rightarrow V_1 V_2, V_1 \rightarrow P_1 P_2, V_2 \rightarrow P_3 P_4 \\ D^+ &\rightarrow S_1 S_2, S_1 \rightarrow P_1 P_2, S_2 \rightarrow P_3 P_4 \\ D^+ &\rightarrow V S, V \rightarrow P_1 P_2, S \rightarrow P_3 P_4 \end{aligned} \quad (2-49)$$

Como mencionamos, em ambos decaimentos espera-se a presença de subestruturas ressonantes do tipo $\pi\pi\pi - a_1(1260)$ – e do tipo $\pi\pi - \rho$ e σ . De fato, na tabela 2.7, onde são apresentados os resultados do estudo do decaimento $D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^+$, encontramos o vetor-axial a_1^+ decaindo nos estados vetorial ρ^0 e escalar σ . Como se trata do mesmo estado a_1^+ , devemos esperar que o decaimento $D^+ \rightarrow K_S \pi^- \pi^+ \pi^+$ apresente semelhança com respeito a estes canais. Mais especificamente, aos canais

$$\begin{aligned} - a_1^+ \pi^-, a_1 \rightarrow \rho^0 \pi^+ \\ - a_1^+ \pi^-, a_1 \rightarrow \sigma \pi^+ \\ - \sigma \pi^+ \pi^- \end{aligned}$$

corresponderiam, no nosso estudo, os canais:

$$\begin{aligned} - a_1^+ K_S, a_1 \rightarrow \rho^0 \pi^+ \\ - a_1^+ K_S, a_1 \rightarrow \sigma \pi^+ \\ \sigma \pi^+ K_S \end{aligned}$$

Mais adiante no Capítulo 7 discutiremos nossos resultados à luz desta comparação.

Modo	Magnitude	Fase(graus)	Fração (%)
$a_1^+ \pi^-, a_1 \rightarrow \rho^0 \pi^+$ (onda - S)	1.(fixo)	0(fixo)	$43.3 \pm 2.5 \pm 1.9$
$a_1^+ \pi^-, a_1 \rightarrow \rho^0 \pi^+$ (onda - D)	$0.241 \pm 0.033 \pm 0.024$	$82 \pm 5 \pm 4$	$2.5 \pm 0.5 \pm 0.4$
$a_1^+ \pi^-, a_1 \rightarrow \sigma \pi^+$	$0.439 \pm 0.026 \pm 0.021$	$193 \pm 4 \pm 4$	$8.3 \pm 0.7 \pm 0.6$
$a_1^+ \pi^-$ (all)	$60.0 \pm 3.0 \pm 2.4$
$\rho^0 \rho^0$ (paralelo)	$0.157 \pm 0.027 \pm 0.020$	$120 \pm 7 \pm 8$	$1.1 \pm 0.3 \pm 0.3$
$\rho^0 \rho^0$ (perpendicular)	$0.384 \pm 0.020 \pm 0.015$	$163 \pm 3 \pm 3$	$6.4 \pm 0.6 \pm 0.5$
$\rho^0 \rho^0$ (longitudinal)	$0.624 \pm 0.023 \pm 0.015$	$357 \pm 3 \pm 3$	$16.8 \pm 1.0 \pm 0.8$
$\rho^0 \rho^0$ (all)	$24.5 \pm 1.3 \pm 1.0$
$f_0(980) \pi^+ \pi^-$	$0.233 \pm 0.019 \pm 0.015$	$261 \pm 7 \pm 4$	$2.4 \pm 0.5 \pm 0.4$
$f_2(1270) \pi^+ \pi^-$	$0.338 \pm 0.021 \pm 0.016$	$317 \pm 4 \pm 4$	$4.9 \pm 0.6 \pm 0.5$
$\sigma \pi^+ \pi^-$	$0.432 \pm 0.027 \pm 0.022$	$254 \pm 4 \pm 5$	$8.2 \pm 0.9 \pm 0.7$
$R \pi^+ \pi^-$ (all)	$20.0 \pm 1.2 \pm 1.0$

Tabela 2.7: Resultados obtidos pela Colaboração FOCUS no estudo decaimento $D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^+$.

3

Experimento E831/FOCUS

O experimento E831/FOCUS foi o último de uma série de experimentos com alvo fixo desenvolvidos no *Wideband Hall* do FERMILAB/USA, voltado para o estudo da física de partículas charmosas produzidas através de fótons de alta energia. Este experimento acumulou dados de 1996 a 1997 e, devido à sua alta estatística, importantes estudos da física do charme puderam e estão podendo ser realizados, como estudos de alta precisão nos decaimentos semileptônicos, estudos de decaimentos charmosos raros, produção hadrônica de charme, procura por *mixing*, violação de CP/CPT, análise de sub-estruturas ressonantes, entre outros.

Partículas charmosas eram produzidas pela interação de fótons incidindo sobre um alvo fixo de óxido de berílio. Os fótons eram obtidos por *bremsstrahlung* de feixes de elétrons e pósitrons. A energia média do feixe de fótons era de aproximadamente 180 GeV e a energia do feixe de prótons de 800 GeV. O detector FOCUS é um espectrômetro com dois magnetos com excelente iden-

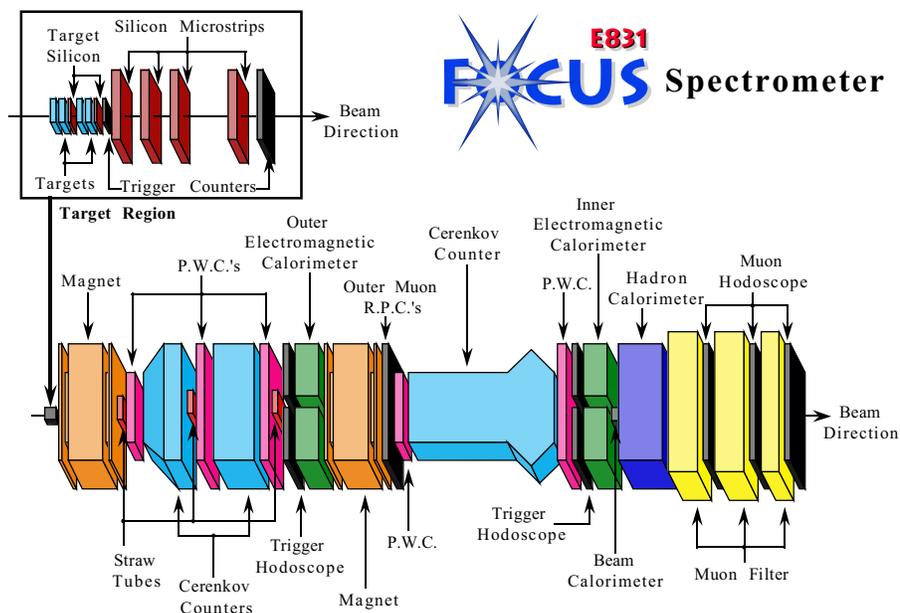


Figura 3.1: Esquema do espectrômetro do experimento E831/FOCUS

tificação de vértices e partículas. É mostrado um esquema deste detector na figura 3.1. Ele é dividido em duas partes chamadas *inner* e *outer*. A parte *inner* cobre pequenos ângulos (menores que 30 miliradianos) e está formado pelos detectores localizados após o segundo magneto. A parte *outer* cobre grandes ângulos e está localizada entre o primeiro e o segundo magneto. A trajetória das partículas carregadas provenientes do alvo é determinada por um detector de microvértices de silício, o qual fornece alta resolução na separação do vértice primário (produção) e secundário (decaimento). As trajetórias das partículas carregadas ao longo do detector são determinadas através de cinco estações de câmaras proporcionais multifilares. O momento destas partículas é obtido pelas deflexões causadas nestas trajetórias pela passagem através de dois magnetos de polaridade oposta. Três contadores multicelulares de Čerenkov são utilizados para a identificação de partículas (píons, káons, elétrons e prótons). O detector é completado por calorímetros electromagnéticos e hadrônicos e sistemas identificação de múons.

3.1

A Linha de Feixes

O Sistema de Feixes de FOCUS possui alta intensidade, alta energia e é relativamente livre de contaminações hadrônicas como K_L^0 's e nêutrons. O feixe de fótons é classificado como o *terciário* pois é o resultado de três estágios. No primeiro estágio, prótons de 800 GeV com uma taxa de 5×10^{12} por 40 segundos são forçados a colidir sobre um alvo de deutério líquido produzindo hádrons secundários. Estes hádrons secundários são expulsos magneticamente, deixando um feixe de fótons que é produzido do decaimento de π^0 's e η 's. Estes fótons são então convertidos em pares e^+e^- os quais são colimados e enviados a um radiador de folhas de chumbo com o objetivo de criar uma fonte de fótons por efeito *bremstrahlung*.

3.2

O Feixe de Prótons

O feixe de prótons é extraído e enviado da área de alvo fixo do sistema de feixes para as áreas experimentais através dos seguintes passos:

- O acelerador *Cockcroft-Walton* fornece o primeiro estágio de aceleração. Dentro dele, são adicionados elétrons a átomos de hidrogênio. Os íons negativos resultantes são atraídos a uma voltagem positiva e acelerados a uma energia de 750 KeV. Isto é mais ou menos trinta vezes a energia de um feixe de elétrons em um tubo de imagem de televisão.

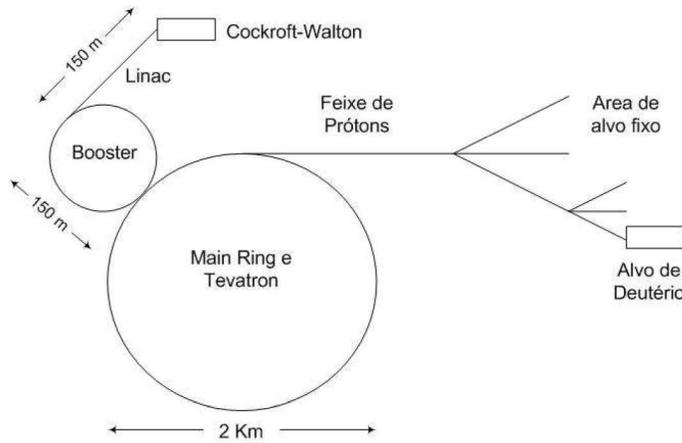


Figura 3.2: Os átomos de hidrogênio são ionizados negativamente no *Cockcroft-Walton*. Depois são acelerados no *Linac* e os elétrons são impedidos, injetando os prótons dentro do *Booster*. O *Booster* então acelera os prótons até 8 GeV e injeta eles no *Main Ring*. O *Main Ring* acelera os prótons até 150 GeV e depois os injeta no *Tevatron*. O *Tevatron* que contém 100 magnetos super-condutores acelera os prótons até 1 TeV antes de serem enviados para a Área de alvo fixo.

- Depois de deixar o *Cockcroft-Walton*, os íons negativos de hidrogênio entram em um acelerador linear chamado de *Linac* (*LINEar ACelerator*), que tem aproximadamente 152 m de comprimento. O *Linac* acelera os íons negativos de hidrogênio de 750 KeV até 400 MeV, que então passam através de uma fina folha de carbono que retira os elétrons, permitindo passar somente os prótons. Os prótons são então injetados no acelerador *Booster*.
- Localizado aproximadamente a 6 m abaixo do nível do solo, o *Booster* é um rápido Síncrotron cíclico de 152 m de diâmetro. Um Síncrotron é um acelerador circular que usa magnetos para confinar partículas eletricamente carregadas em uma trajetória circular de tal modo que elas experimentem a mesma ação repetitiva de aceleração do campo elétrico durante cada revolução. Os prótons viajam ao redor do *Booster* cerca de 20.000 vezes alcançando uma energia de 8 GeV. O *Booster* normalmente envia, para o *Main Ring*, prótons com uma frequência média de 12 *bunches* (blocos de aproximadamente 4×10^{12}) por segundo.
- O *Main Ring* é outro Síncrotron de prótons que tem 2 Km de diâmetro. Um túnel de 3 m de diâmetro, localizado a 6 m debaixo do solo, contém 1.100 magnetos de cobre circulares que continuamente confinam e direcionam os prótons. Em modo normal de operação, o *Main Ring* acelera os prótons até 150 bilhões de elétron-volts (150 GeV).

- O mesmo túnel que contém o *Main Ring* também contém os 1.000 magnetos super-condutores que constituem o Síncrotron de prótons conhecido como *Tevatron* (por causa de sua habilidade de acelerar prótons até aproximadamente 1 TeV). Os magnetos super-condutores formam um anel diretamente embaixo dos magnetos do *Main Ring* e operam na faixa de temperatura do hélio líquido (3.6 K). Os magnetos super-condutores produzem um maior campo magnético a um menor custo que os magnetos convencionais.

3.3

O Feixe de Fótons

No modo de alvo fixo, o feixe de prótons é extraído da linha de feixes e enviado aos experimentos na área de alvo fixo. Para criar o feixe de fótons, os prótons interagem com um alvo de deutério líquido. Nesta colisão se produzem, entre outras partículas, π^0 's que decaem em dois fótons. São utilizados magnetos para remover as partículas carregadas. Até aqui, o feixe está composto de fótons, nêutrons e káons neutros. A metade dos fótons são convertidos em pares e^+e^- mediante a colisão com um alvo de folhas de chumbo. A seguir os pares e^+e^- são submetidos a uma filtragem rigorosa com a finalidade de remover contaminações hadrônicas que venham a criar uma complicada fonte de *background*. Os pares e^+e^- são colimados e enviados a um radiador de chumbo para assim, mediante efeito *bremmstrahlung*, criar uma fonte de fótons. Os fótons são criados segundo o espectro contínuo de energia com uma energia máxima de 300 GeV. Na figura 3.3 temos uma ilustração de todas etapas até a obtenção do feixe final de fótons.

3.4

O Alvo

O experimento FOCUS usa uma configuração de alvo segmentado (várias placas do alvo com espaçamento entre elas). Isto ajuda a incrementar o número de decaimentos fora do alvo (os decaimentos são produzidos nos espaços que separam as placas de alvo). Esta configuração de alvo segmentado foi adotada já que durante o transcurso do experimento E687 (anterior ao experimento FOCUS e dedicado também à foto-produção de charme) se observou que uma excelente rejeição de eventos não desejados (*background*) era possível requerendo que o decaimento das partículas charmosas acontecesse fora do material. Este requerimento diminui a contaminação produzida por eventos

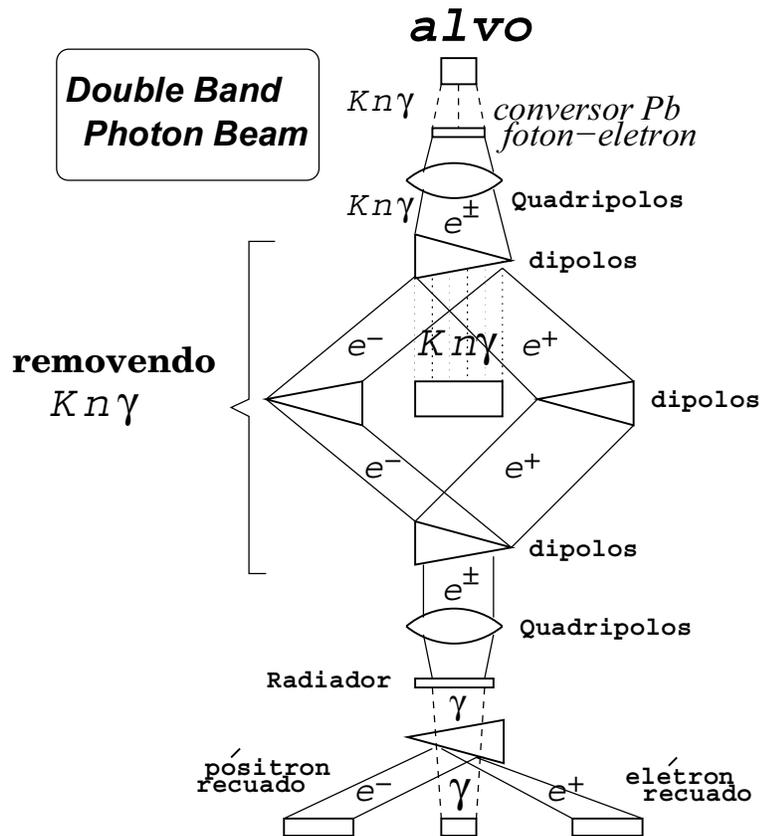


Figura 3.3: Etapas para a obtenção do feixe de fótons.

onde uma reinteração hadrônica no material é confundida com um decaimento charmoso.

O alvo segmentado de FOCUS foi construído de placas de Óxido de Berílio (BeO). O BeO tem uma alta densidade ($3,0 \text{ g/cm}^3$) e composição de baixo número atômico, privilegiando interações nucleares em relação a interações coulombianas, visto que a seção de choque de fotoprodução de charme é aproximadamente proporcional ao número de massa do alvo ($A \sim 2Z$) e a produção de pares e^+e^- é proporcional a Z^2 . A relativamente alta densidade do alvo permite usar segmentos finos o que maximiza o número de decaimentos de charme que se dá no espaço livre entre os segmentos.

Na figura 3.1 podemos observar (na ampliação da parte superior à direita) a região do alvo e dos detectores de silício. Na figura 3.4 temos a distribuição na coordenada Z dos vértices primário e secundário.

3.5 Os Detectores de Tiras de Silício

O detectores de Tiras de Silício (SSD) proporcionam uma alta resolução espacial de aproximadamente $7 \rightarrow 14 \mu m$ dependendo do plano observado.

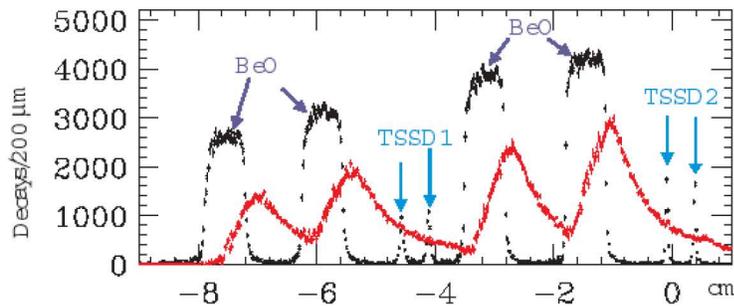


Figura 3.4: Distribuição da coordenada z dos vértices primário e secundário para eventos de charme limpos de *background*. A distribuição do vértice primário (pontos pretos) mostra a localização dos segmentos do alvo e das estações TSSD (observe-se que uma pequena fração dos eventos é produzida na região ativa de detecção de trajetória). A distribuição do vértice secundário (pontos cinzas) mostra como a maioria dos eventos ocorre fora do material.

São planos compostos por tiras de silício separados e dispostos em uma determinada direção. Cada fio consiste em um fino e longo diodo num substrato de silício. Os diodos são polarizados reversamente criando um campo elétrico. Assim, quando uma partícula carregada atravessa o silício, são criados pares elétron-buraco livres que migram dependendo da direção do campo aplicado. A carga então é amplificada e digitalizada em uma das extremidades do fio.

3.5.1

Os Detectores de Tiras de Silício do Alvo (TSSD)

Quatro detectores de Tiras de Silício do Alvo (TSSD Target Silicon Strip Detector) foram divididos em duas estações (TSSD1 e TSSD2), contendo cada uma delas dois planos (X e Y) para ajudar a melhorar a resolução na localização dos vértices. Os detectores são planos orientados $\pm 45^\circ$ em relação à horizontal, com $300 \mu\text{m}$ de espessura contendo tiras espaçadas em $25 \mu\text{m}$, ocupando uma área de $50 \times 25 \text{ mm}^2$. Como mostra a figura 3.5, as duas estações foram intercaladas entre os segmentos do alvo. A informação fornecida por estes detectores está presente apenas em 2/3 dos dados da FOCUS, já que eles foram implementados quando já tinham sido tomados aproximadamente 1/3 dos dados.

3.5.2

Os Detectores de Tiras de Silício após o Alvo (SSD)

Este sistema de detecção está localizado aproximadamente 5 cm após o último segmento do alvo. Medindo com alta precisão as trajetórias das

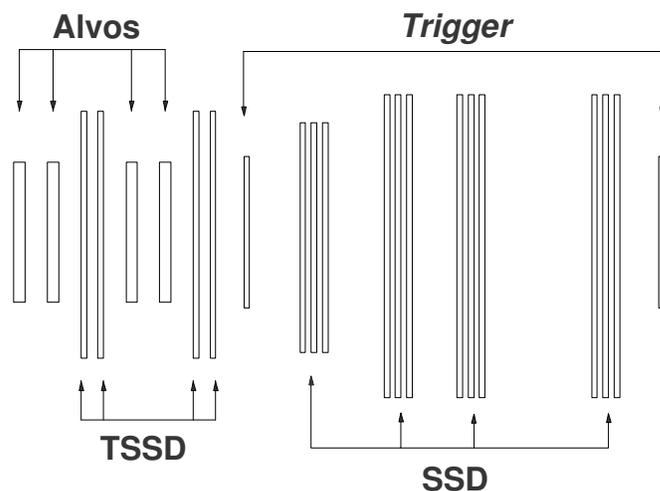


Figura 3.5: Esquema do início do sistema de *tracking*. Os alvos, os dois TSSD, as quatro estações SSD e os cintiladores TR1 e TR2, utilizados como *trigger*.

partículas carregadas, podemos identificar partículas charmosas (o méson D tipicamente viaja 1 cm antes de decair). Este sistema de detecção consiste em 12 planos agrupados em 4 estações contendo 3 planos cada uma delas. Em cada estação, os planos estão orientados em ângulos que formam com a vertical -135° , -45° e 90° definidos como vistas U , V e Y , respectivamente. Cada plano é dividido em uma região interna de alta resolução e uma região externa de baixa resolução. A estação mais perto do alvo tem $25 \mu\text{m}$ de separação entre as tiras de silício para a região de alta resolução e $50 \mu\text{m}$ para a região de baixa resolução. As três estações restantes têm $50 \mu\text{m}$ e $100 \mu\text{m}$ de separação respectivamente. As características dos detectores SSD são mostradas na Tabela 3.1.

estação	posição-z (cm)	área ativa (cm^2)	área ativa da AR	Resolução (AR/BR)	número de canais
1	0.0	$2,5 \times 3,5$	$1,0 \times 3,5$	$25/50 \mu\text{m}$	3×688
2	6.0	$5,0 \times 5,0$	$2,0 \times 5,0$	$50/100 \mu\text{m}$	3×688
3	12.0	$5,0 \times 5,0$	$2,0 \times 5,0$	$50/100 \mu\text{m}$	3×688
4	24.0	$5,0 \times 5,0$	$2,0 \times 5,0$	$50/100 \mu\text{m}$	3×688

Tabela 3.1: Características do SSD: AR, área de alta resolução. BR área de baixa resolução.

3.6 Os Magnetos de Análise

A análise de momento de partículas carregadas é realizada medindo a deflexão de suas trajetórias nos campos produzidos por dois magnetos dipolares M1 e M2. O primeiro magneto (M1), localizado após o SSD e antes da primeira câmara proporcional multifilar (P0), aproximadamente 225 cm depois do alvo, funciona com uma corrente de ~ 1020 A proporcionando um golpe de momento transverso (*transverse momentum kick*) de $0.4 GeV$. O segundo magneto (M2), localizado a 1024 cm depois do alvo, funciona com uma corrente de ~ 2000 A e cria um golpe momento transverso de $0.85 GeV/c$. Os magnetos são dispostos com a finalidade de defletir as trajetórias das partículas na direção vertical, sendo que cada um deles deflete a trajetória em direções opostas. Cada magneto tem 1.7 m de comprimento, com uma abertura de 76 cm na horizontal (vista-X ou vista não-defletora) vezes 127cm na vertical (vista-Y ou vista defletora) e uma massa de aproximadamente 245 Ton.

No alvo é produzida uma grande quantidade de pares de *background* e^+e^- que deve ser eliminada. O posicionamento dos magnetos aproveita o pequeno ângulo de abertura dos pares e^+e^- . Elétrons e pósitrons em M1 se defletem verticalmente enquanto que a largura horizontal permanece do mesmo tamanho do feixe. Depois de M2, as partículas são defletidas de volta para o eixo do feixe, ficando confinadas no Monitor de Feixes de Radiação Gamma, com uma perda de resolução devido à perda de energia por *bremsstrahlung* no material do espectrômetro. Uma vez confinados, a remoção destes pares e^+e^- , no Monitor de Feixes de Radiação Gamma, é facilitada. Um esquema do processo de deflexão e confinamento de pares e^+e^- é apresentado na figura 3.6.

	Magneto M1	Magneto M2
posição-z (cm)	225	1240
TMK	0,40	0,85
corrente (A)	1020	2000

Tabela 3.2: Características dos magnetos M1 e M2.

3.7 As Câmaras Proporcionais Multifilares (MWPC's)

Uma câmara proporcional multifilar (MWPC Multiwire Proportional Chamber) é um detector construído com planos intercalados de fios de alta voltagem

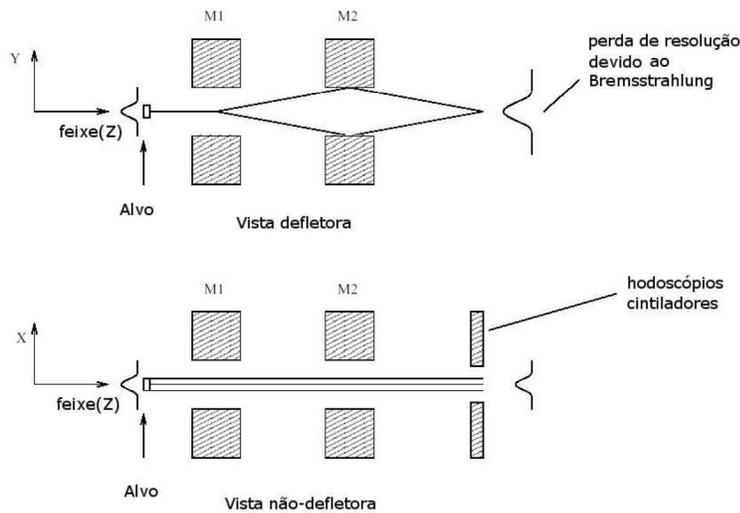


Figura 3.6: Topologia da distribuição geométrica de um evento e^+e^- .

e fios terra. Os planos estão separados na ordem de milímetros e com a alta voltagem da ordem dos kiloVolts. A MWPC é preenchida com um gás composto de 65 % de argônio e 35 % de etano, que se ioniza quando uma partícula carregada passa através da câmara. Os íons são então acelerados em direção aos fios devido ao campo elétrico aplicado, produzindo mais íons no gás, começando um processo em cascata de descarga nos fios terra. As MWPC's usadas no experimento FOCUS consistem em cinco estações com nomes P0, P1, P2, P3 e P4 em ordem de posição, sendo P0 a que se localiza mais perto do alvo como mostra a figura 3.1. As primeiras três estações estão localizadas entre os dois magnetos de análise, e as outras duas estão localizadas após o segundo magneto.

Em cada estação, há quatro planos dispostos em quatro vistas diferentes: vista Y, determinando pontos na direção vertical, vista X na horizontal, e as vistas V e U, fazendo ângulos de $\pm 11,3^\circ$ com a vista Y. A orientação das vistas é mostrada na figura 3.7.

3.8 Os Contadores Čerenkov

Os contadores Čerenkov são os principais detectores utilizados no FOCUS para a identificação de partículas. Eles identificam elétrons, píons, káons, prótons e, em uma janela de pequeno momento, podem ser usados para distinguir píons de múons. O método de identificação se baseia na radiação de Čerenkov. Uma partícula carregada emite luz Čerenkov em um meio com índice de refração η se sua velocidade é maior que a velocidade da luz nesse meio:

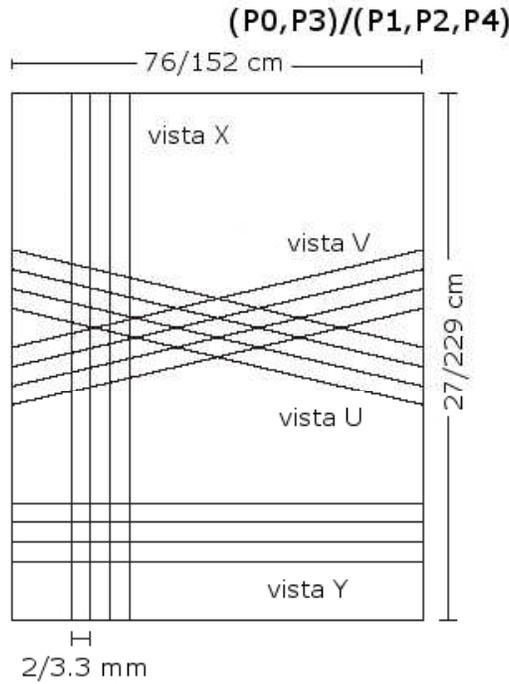


Figura 3.7: Orientação das vistas das MWPC's. P0 e P3 são do tipo 1 e P1, P2 P4 do tipo 2. As diferenças entre as MWPC de tipo 1 e tipo 2 são mostradas na figura.

$$\beta = \frac{P}{E} = \frac{P}{\sqrt{P^2 + m^2}} > \frac{1}{\eta} \quad (3-1)$$

O limiar de momento para gerar radiação Čerenkov é então, dado por:

$$P_{\text{limiar}} = \frac{m}{\sqrt{\eta^2 - 1}} \quad (3-2)$$

O ângulo que a luz emitida faz com respeito à trajetória da partícula está dado por:

$$\cos \theta = \frac{1}{\eta\beta}, \quad (3-3)$$

como é mostrado na figura 3.8.

O experimento FOCUS conta com três contadores Čerenkov C1, C2 e C3, que trabalham em modo limiar. Os gases usados nos três detectores são diferentes e fornecem uma grande faixa de momento onde píons estão bem separados de káons e prótons, e uma razoavelmente alta faixa para distinção de káons e prótons. O limiar de momento para elétrons é muito baixo, então eles estão sempre acima dos limiares em C1, C2 e C3. As propriedades de C1, C2 e C3 estão resumidas na Tabela 3.3, enquanto que a Tabela 3.4 mostra as faixas de momento para identificação de diferentes partículas.

O Contador C1 está localizado entre P0 e P1 e usa uma mistura de Hélio(58%) e Nitrogênio (42%). Os limiares de momento para píons, káons e

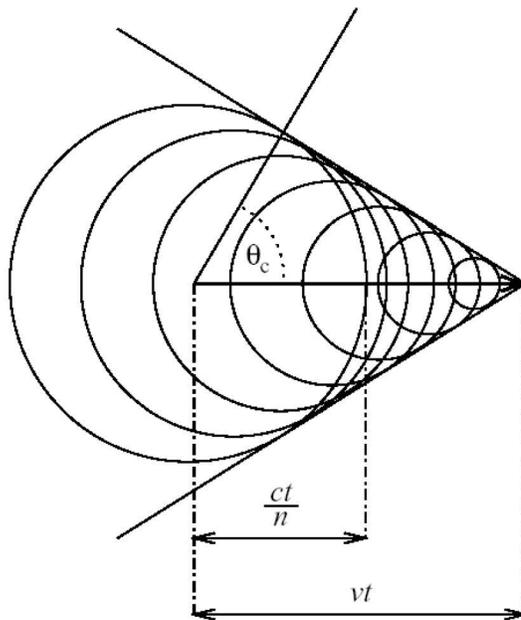


Figura 3.8: Esquema da Radiação Čerenkov.

Contador	Nº de células	comp. (cm)	gás	Limiar (GeV/c)		
				π	K	p
C1	90	188	80% He, 20% Na	8,4	29,8	56,5
C2	110	188	NaO	4,5	16,0	30,9
C3	100	711	He	17,4	61,8	117,0

Tabela 3.3: Características dos contadores Čerenkov.

prótons são $8.5 \text{ GeV}/c$, $29.9 \text{ GeV}/c$ e $56.8 \text{ GeV}/c$ respectivamente. O volume do gás é opticamente dividido por espelhos dentro de 90 células. Os limiares são usados para refletir a radiação Čerenkov dentro de tubos fotomultiplicadores localizados fora do volume do gás. Diferentes espelhos são utilizados para as regiões interna e externa. Para as células da região externa (células 1 a 40) espelhos esféricos focalizam os fótons em cada tubo multiplicador individual. A região interna (41-90) utiliza espelhos planos inclinados $\pm 45^\circ$ da direção do feixe, que reflete a luz através de 50 tubos multiplicadores. Estes tubos estão rodeados por cones de Wilson, que servem para refletir a luz no topo do cone, onde os tubos estão localizados. O Contador C2 está localizado entre P1 e P2 e usa Óxido de Nitrogênio (N_2O). O limiar para píons, káons e prótons é de $4.5 \text{ GeV}/c$, $16.2 \text{ GeV}/c$ e $30.9 \text{ GeV}/c$ respectivamente. A luz da região externa é focalizada com espelhos esféricos, enquanto que para a região interna são usados espelhos planos com a ajuda de cones de Wilson.

O Contador C3 está localizado entre P3 e P4 e usa Hélio. O limiar de momento para píons, káons e prótons é de $17.0 \text{ GeV}/c$, $61.0 \text{ GeV}/c$ e

Partícula	trajetória 5 câmaras	trajetória 3 câmaras
e^\pm	0 - 17.4 GeV/c	0 - 8.4 GeV/c
π^\pm	4.5 - 17.2 GeV/c	4.5 - 8.4 GeV/c
e^\pm or π^\pm	17.2 - 61.5 GeV/c	8.4 - 29.7 GeV/c
K^\pm	17.4 - 56.5 GeV/c	17.4 - 29.7 GeV/c
P	17.4 - 56.5 60.8 - 115.5 GeV/c	17.4 - 56.5 GeV/c
K^\pm or P	4.5 - 17.4 GeV/c	4.5 - 8.4 GeV/c

Tabela 3.4: Limiares de momento para identificação de partículas.

116.2 GeV/c respectivamente. O volume do gás é dividido em 100 células por espelhos esféricos que focalizam a radiação de Čerenkov dentro de tubos fotomultiplicadores para fora do volume do gás. Um limiar na região central evita que pares e^+e^- interajam com o contador.

C1

24	20	16	12	8	4
23	19	15	11	7	3
40	36	56 52 48 44 55 51 47 43	32	28	
39	35	68 66 64 62 60 58 67 65 63 61 59 57 66 64 62 60 58 56 65 63 61 59 57 55	31	27	
38	34	67 65 63 61 59 57 67 65 63 61 59 57	30	26	
37	33	54 50 46 42 53 49 45 41	29	25	
22	18	14	10	6	2
21	17	13	9	5	1

C3

44	43	42	41	40	39	38
37	36	35	34	33	32	31
30	29	100 99 98 97 96 95 94 93 92 91 90 89 88 87	22	21		
28	27	86 85 84 83 82 81 80 79 78 77 76 75 74 73	20	19		
26	25	72 71 70 69 68 67 66 65 64 63 62 61 60 59	18	17		
24	23	58 57 56 55 54 53 52 51 50 49 48 47 46 45	16	15		
14	13	12	11	10	9	8
7	6	5	4	3	2	1

C2

55	56	57	58	59	60
61	62	63	64	65	66
67	68 69 70 71 72 73	74			
75	76 7 8 9 10 11 12	77	78		
79	80 13 14 15 16 17 18 19 20 21 22 23 24	81	84		
85	82 25 26 27 28 29 30 31 32 33	83	88		
85	86 37 38 39 40 41 42 43 44 45 46 47 48	87	88		
91	89 49 50 51 52 53 54	90	98		
99	92 93 94 95 96 97	98	98		
105	100 101 102 103 104	104			
105	106 107 108 109 110	110			

Figura 3.9: C1: células 1-40 (região externa) espelhos esféricos, 41-90 (região interna) espelhos planos. C2: células 1-54 (região interna), 55-110 (região externa) espelhos esféricos. C3: todas as células usam espelhos esféricos.

3.9

Os Calorímetros

Calorímetros são detectores cuja finalidade é medir a energia das partículas, através de sua interação com o material com o qual eles são feitos, gerando uma sucessão de novas partículas produzidas. São utilizados dois tipos de calorímetros: calorímetros eletromagnéticos, que utilizam processos de bremsstrahlung ($e^- \rightarrow e^- + \gamma$) e criação de pares ($\gamma \rightarrow e^- + e^+$) e calorímetros hadrônicos que, por interações fortes, produzem chuviscos hadrônicos. Em ambos casos, o número final de partículas carregadas é usado para encontrar o valor da energia depositada, considerando que $E_{\text{incidente}} \propto n_{\text{partículas}}$.

Com o objetivo de diferenciar elétrons de outras partículas, foram utilizados dois calorímetros eletromagnéticos: o externo (OE *Outer Electromagnetic Calorimeter*) e o interno (IE *Inner Electromagnetic Calorimeter*). O IE também foi utilizado como *trigger*.

O calorímetro hadrônico (HC *Hadronic Calorimeter*) tem um papel crucial no *trigger* de nível 1.

3.9.1

Os Calorímetros Electromagnéticos

O OE está localizado após o segundo magneto. Sua função é medir a energia de fótons e elétrons com trajetórias definidas por ângulos bem abertos em relação à direção do feixe central. É composto de camadas alternadas de chumbo e plástico cintiladores em planos x , y , u e v , (os planos u e v estão inclinados $\pm 45^\circ$ com relação à horizontal). Além disso, possui 100 pastilhas cintiladoras que se conectam a fibras ópticas para a aquisição do sinal.

O IE é composto por 802 blocos de chumbo e vidro divididos em duas partes, tem uma geometria em forma de torre, vazia no centro para permitir a passagem de pares e^+e^- , provenientes de fótons do alvo que não interagiram. O IE mede a energia depositada por interação eletromagnética de partículas que passam através da região do segundo magneto. No final do calorímetro, junto aos blocos de chumbo e vidro, estão localizados fototubos que coletam a radiação de Čerenkov emitida pela passagem de partículas carregadas do chuvisco.

3.9.2

O Calorímetro Hadrônico

O Calorímetro Hadrônico está localizado depois do IE. É construído de camadas alternadas de ferro e plástico cintilador formando uma geometria

em forma de torre. Suas dimensões são 2.08 m (horizontal) \times 3.05 (vertical) \times 2.09 (profundidade). Os planos são divididos em pastilhas de diferentes tamanhos que são organizadas de acordo com a densidade típica dos hádrons incidentes. Na figura 3.10 temos um esquema do calorímetro hadrônico e algumas especificações.

O HC foi desenhado para obter rapidamente a energia de partículas hadrônicas ainda na região do segundo magneto. Esta informação é utilizada como *trigger*, selecionando eventos cuja energia está acima de uma determinada faixa.

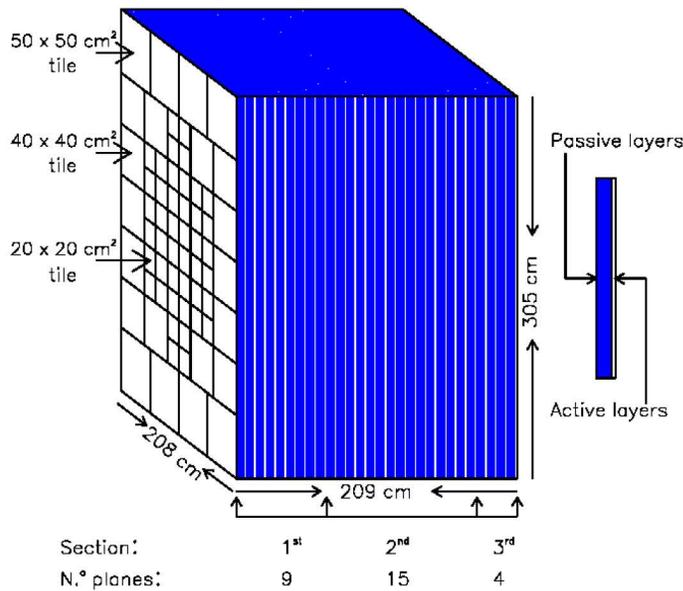


Figura 3.10: Vista esquemática do Calorímetro Hadrônico.

3.10 Os Detectores de Múons

O múon é a única partícula carregada que pode penetrar em uma grande quantidade de material porque não perde muita energia devido à ionização e não interage fortemente. O espectrômetro FOCUS conta com dois sistemas de detecção de múons. Um sistema interno de detecção (IMU *Inner Muon detector*) para a detecção dos múons mais próximos do eixo de propagação e que utiliza elementos cintiladores de detecção, e um Sistema externo (OMU *Outer Muon detector*) responsável pela detecção dos múons de menor energia, com trajetórias mais periféricas e que utiliza câmaras de placas resistivas. Nesta análise, não utilizamos diretamente as informações vindas do sistema

de múons, já que não temos múons no nosso estado final, mas por completeza descrevemos brevemente esse sistema.

O detector de múons externo (OMU) está localizado entre o OE e fora da abertura de M2. Por causa da sua localização, proporciona um filtro que remove a maioria da contaminação hadrônica. O OMU utiliza câmaras de placas resistivas (RPC *Resistive Chamber Plate*) para identificar múons de ângulos bem abertos. É adequado para trabalhar em regimes de fortes campos magnéticos, porque na região ao redor de M2 existe uma substancial borda do campo. Há 24 módulos RPC os quais estão dispostos em 3 vistas x , y e u . Cada vista está formada por 8 módulos deixando uma abertura que aproximadamente se encaixa nas aberturas de M2 e P3. Os módulos se sobrepõem ligeiramente nos lados.

O detector de múons interno (IMU) consiste em três estações de hodoscópios cintiladores MH1, MH2 e MH3 que se localizam na parte final do espectrômetro. Em frente a cada estação se encontra uma parede de ferro com espessuras de 61 *cm*, 129 *cm* e 68 *cm*, respectivamente, para a filtragem dos múons. Cada estação tem duas vistas. MH1 e MH2 têm vistas x e y , enquanto que MH3 tem vistas u e v inclinadas $\pm 30^\circ$ com respeito à horizontal. Para detalhes do sistema de múons, ver [25].

3.11

O Sistema de Trigger

O *trigger* (gatilho) é a lógica eletrônica que realiza a seleção *on-line* de eventos. A seleção *on-line* se faz necessária para reduzir a taxa de eventos (ao redor de 10 *MHz*) para a taxa em que o sistema de aquisição de dados opera (1 *KHz*). A principal fonte de eventos não desejados (*background*) é a produção eletromagnética de pares e^+e^- , que tem seção de choque 500 vezes maior que a seção de choque hadrônica e 50.000 vezes maior que a seção de choque charmosa. Esses pares são produzidos formando ângulos pequenos e não depositam energia no calorímetro hadrônico, portanto podem ser rejeitados com a condição de que as trajetórias formem grandes ângulos e estabelecendo um limiar para a energia medida no calorímetro hadrônico.

O Sistema de *trigger* é dividido em vários subsistemas em paralelo, responsáveis por decaimentos com características diferentes, tendo cada um deles dois níveis conectados sequencialmente no tempo.

O *Trigger* do Primeiro Nível, chamado *Master Gate*, tem tempo de duração de 200 *ns*. Durante os primeiros 160 *ns*, a informação é transferida do espectrômetro, e nos últimos 40 *ns* é tomada a decisão.

Se o *Master Gate* aceita o evento, então começa o processo de leitura e avaliação no *Trigger* do Segundo Nível. A decisão do *trigger* de segundo nível leva $1.2 \mu s$. Se o evento for aceito por este *trigger*, o estado do detector é guardado em fitas magnéticas (processo que demora $35 \mu s$) para sua posterior análise *off-line*, caso contrário, a eletrônica de leitura é reiniciada ($1 \mu s$) e o processo é repetido.

3.12

O *Trigger* do Primeiro Nível: Master Gate

Combinações diferentes de sinais provenientes dos detectores são utilizados por diferentes *Master Gate Triggers*. Mas a maioria dos dados (incluindo aqueles utilizados para a análise da presente tese) foram coletados usando o *Master Gate Trigger* Hadrônico (MG1), que combina o sinal proveniente de cinco detectores:

- **TR1 e TR2:** O TR1 é formado por um fino cintilador que se conecta a uma eletrônica rápida que identifica a ocorrência de uma interação no alvo. O TR2 consiste em quatro contadores localizados em quadrantes e dispostos de tal maneira a formar uma lógica “OR”, indicando a passagem de uma partícula carregada pelo SSD.
- **H × V:** (ver figura 3.11) Está localizado entre o C3 e o IE, está formado por 36 contadores com uma abertura na região central para a passagem dos pares e^+e^- provenientes do alvo. Oferece dois níveis de lógica: $(H \times V)_1$, que indica que pelo menos uma partícula carregada atravessou o conjunto, e $(H \times V)_2$ que indica que pelo menos duas partículas carregadas atravessaram o conjunto. Este requerimento é usado para rejeitar pares de partículas carregadas cujas trajetórias se propagam a baixos ângulos.
- **OH:**(ver figura 3.11) Está localizado na frente do OE, tem 24 contadores. Um *gap* vertical e uma abertura que se encaixa com a abertura do segundo Magneto permite a passagem de pares e^+e^- . O sinal do OH1 garante que pelo menos uma partícula carregada com ângulo grande tenha sido detectada.
- **E_{HI}:** Este sinal provém do Calorímetro Hadrônico e é usado para rejeitar eventos com energia hadrônica menor que um dado limiar.

A condição do *Master Gate* hadrônico está dada pela seguinte combinação lógica dos cinco sinais:

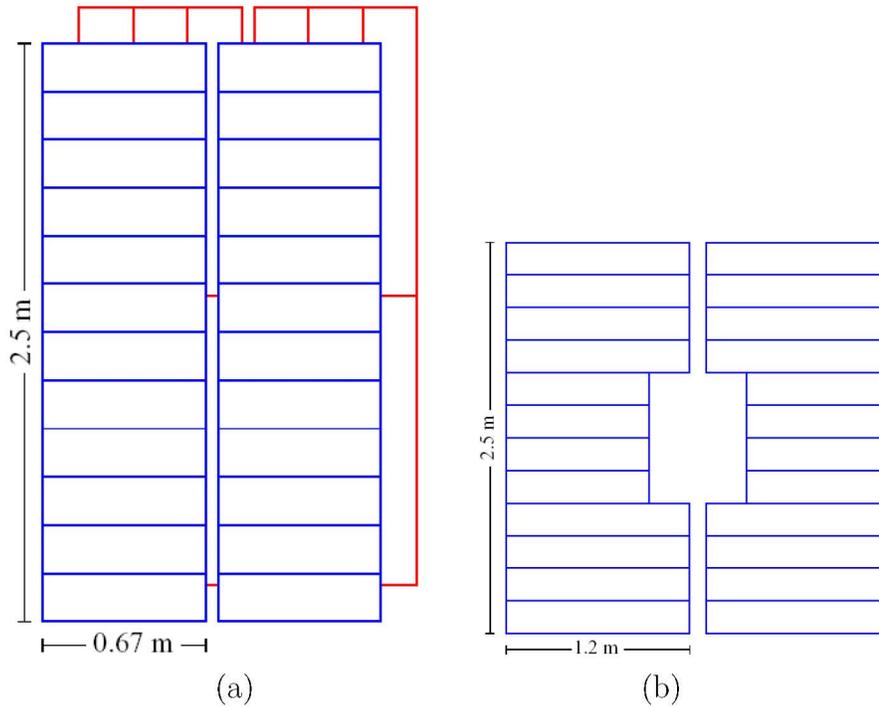


Figura 3.11: Esquema da configuração de HV (a) e OH (b).

$$MG1 = TR1.TR2.[(H \times V)_2 + (H \times V)_1.OH_1].E_{HI} \quad (3-4)$$

No total existem sete *triggers Master Gate* cujas especificações são mostradas na Tabela 3.5 e onde os outros sinais individuais são:

- E_{LO} : Energia Hadrônica cujo limiar é menor que o limiar de E_{HI} .
- E_{IE} : Energia Electromagnética de um alto limiar.
- IE_2 : Pelo menos dois sinais no calorímetro eletromagnético interno (IE).
- IM_1 : Pelo menos um sinal no detector de múons interno.
- IM_2 : Pelo menos dois sinais no detector de múons interno.
- OM_1 : Pelo menos um sinal no detector de múons externo.
- OM_2 : Pelo menos dois sinais no detector de múons externo.

Trigger	Definição	Sinal Físico
MG1	$TR1.TR2.2B.E_{HI}$	Trigger Hadrônico
MG2	$TR1.TR2.2B.IE_2$	$J/\psi \rightarrow e^+e^-$
MG3	$TR1.TR2.[IM_1 + OM_1].E_{LO}$	decaimentos Semi-muonicos
MG4	$TR1.TR2.2B.[IM_2 + OM_2 + IM_1 + OM_1]$	$J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$
MG5	$TR1.TR2$	pares e^+e^- (PS)
MG6	$TR1.TR2.2B$	eventos de dois corpos (PS)
MG7	$TR1.TR2.[IM_1 + OM_2]$	eventos de um múon (PS)

Tabela 3.5: Lógica dos sete *triggers Master Gates*. Os Master Gates denotados como (PS) são usados para calibração. O termo $2B$ é usado para $(H \times V)_2 + [(H \times V)_1.OH_1]$.

3.13

O *Trigger* do Segundo Nível

O *trigger* do segundo nível usa informação dos detectores que são em geral muito lentos para serem incluídos nos *triggers Master Gates*. Ainda, a lógica do segundo nível utilizada para diferentes sinais físicos é mais complicada. Alguns *triggers* são usados para monitoramento do detector. O bloco de dados foi colectado usando o *trigger* hadrônico de segundo nível. Os sinais usados são:

- $MULT_n$: Pelo menos n trajetórias com suficiente número de sinais devem ser detectadas pelo MWPC.
- AM-AMD: anéis de múons são rejeitados utilizando dois arranjos localizados entre o radiador e o alvo experimental.
- IM(E+W): Sinais rejeitados em ambas direções (leste e oeste) do *trigger* de múons interno.
- E_{IE-2} : Pelo menos dois sinais acima do limiar no calorímetro electromagnético interno.

Alguns *triggers* de segundo nível que foram usados durante a coleta de dados são apresentados na Tabela 3.6.

Trigger	Definição	Sinal Físico
TRIG1	$MG1.E_{IE-2}.MULT4$	Trigger Hadrônico
TRIG2	$MG2.(H \times V)_2.E_{IE}$	$J/\psi \rightarrow e^+e^-$
TRIG4	$MG4.IM_2.(H \times V)_2.!(AM - AMD)$	J/ψ , só interno
TRIG5	$MG5$	MG5 Precalado
TRIG6	$MG6$	MG6 Precalado
TRIG8	$MG1$	MG1 Precalado
TRIG9	$MG4.OH.OM2.MULT2.!(AM - AMD)$	J/ψ , só externo
TRIG11	$MG4.IM_1.MULT1.(H \times V)_1.IM(E + W)$	J/ψ , interno/externo

Tabela 3.6: Lógica para diferentes *triggers* de segundo nível que foram usados durante o *tracking* de dados.

4

Reconstrução de Dados

Neste capítulo descrevemos os algoritmos de reconstrução e processamento de dados usados pelo FOCUS. Os tópicos incluem reconstrução de trajetórias, localização de vértices, determinação de momentos e identificação de partículas. O processo começa com os dados brutos escritos pelo Sistema de Adquisição de Dados (DAQ) os quais são sistematicamente filtrados até que sejam fisicamente consistentes, obtendo-se assim, um conjunto relativamente pequeno de dados, que é usado no estudo do charme.

4.1

Reconstrução de Trajetórias (*Tracking*)

O processo de reconstrução de trajetórias utiliza informação dos detetores SSD e das câmaras MWPC. Tanto nos detetores SSD como nas câmaras são achados traços a partir da informação dos pulsos medidos (SSD) ou dos fios ativados (MWPC). A reconstrução se inicia individualmente em cada sistema, para depois conectar os traços (*linking*). Os traços conectados devem ter uma boa qualidade de ajuste. A qualidade é obtida a partir do nível de confiança para a hipótese de que os traços pertencem à mesma partícula.

4.1.1

Trajetórias SSD

As trajetórias no SSD são reconstruídas em três passos:

- Quando uma partícula passa por um dos planos do SSD, provoca emissão de pulsos (*hits*) em mais de uma microtira deste plano. O conjunto de *hits* (até três *hits*) que delimita a região de passagem de uma partícula é denominado agrupamento (*cluster*).
- Um *cluster* é definido pela sua posição na direção de resolução (vista ¹) e na direção z ². Para cada uma das três vistas os *clusters* são usados para formar projeções. As projeções são criadas combinando *clusters* de

¹Existem três vistas U, V e Y que estão definidas pela inclinação do plano da respectiva estação com a vertical: -135° , -45° e 90° respectivamente

²A direção z é a direção do feixe.

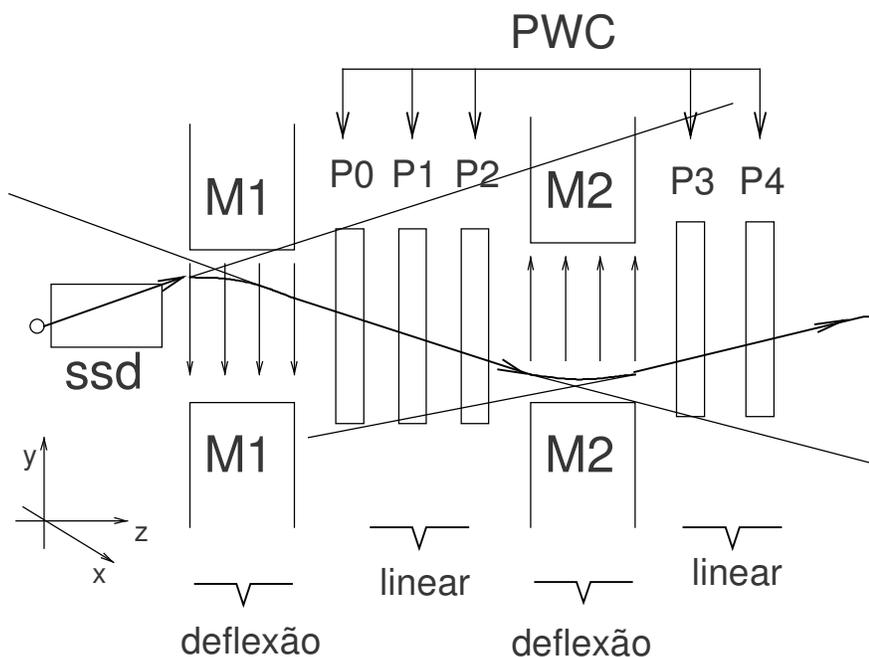


Figura 4.1: Representação da passagem de um partícula carregada pelo PWC.

diferentes planos para a mesma vista (são feitas todas as combinações possíveis). As projeções devem ser consistentes com a hipótese de uma linha reta. Uma projeção deve estar formada por *clusters* de pelo menos três dos quatro planos de cada vista e o ajuste deve ter $\chi^2/(\text{dof}) < 3$ (onde d.o.f é o número de graus de liberdade).

- Todas as combinações possíveis de três projeções (uma para cada vista) são usadas para formar os traços por intermédio de um ajuste com $\chi^2/(\text{dof}) < 8$. É feita uma discriminação de traços com projeções compartilhadas utilizando o critério de escolha daquele que tiver menor $\chi^2/(\text{dof})$. Além disso, os traços que tiverem parâmetros idênticos (dentro de um desvio padrão) são reduzidos a um.

A resolução dos traços no SSD depende do momento, tendo para baixos momentos um maior termo de *espalhamento coulombiano múltiplo* causando assim uma pior resolução. A resolução na direção horizontal e vertical do traço extrapolado ao centro do alvo (região de alta resolução) pode ser expressa como:

$$\sigma_x = 11\mu\text{m}\sqrt{1 + \left(\frac{17.5 \text{ GeV}/c}{p}\right)^2}, \quad \sigma_y = 7.7\mu\text{m}\sqrt{1 + \left(\frac{25.5 \text{ GeV}/c}{p}\right)^2} \quad (4-1)$$

onde p é o momento do traço expresado em GeV/c . As constantes $11\mu m$ e $7.7\mu m$ são devidas à granularidade dos detetores de silício. A resolução é melhor na direção y porque as três vistas fornecem informação nesta direção, enquanto que na direção x somente duas vistas fornecem informação.

Uma vez que o traço do SSD é formado, ele é extrapolado em direção ao alvo para assim realizar dois novos ajustes com dados do sistema TSSD. O primeiro ajuste utiliza os *hits* do TSSD2 que estão localizados dentro de um raio de três desvios padrão. Se o primeiro ajuste é bem sucedido, é realizado então um segundo ajuste utilizando os *hits* do TSS1 em adição aos *hits* encontrados no primeiro ajuste. A informação dos parâmetros dos traços é salva para cada um dos três ajustes (parâmetros obtidos no ajuste que utiliza informação do sistema SSD, parâmetros obtidos no ajuste que utiliza informação de SSD e de TSSD2 e parâmetros obtidos no ajuste que utiliza informação de SSD e de TSSD1 e TSSD2).

4.1.2 Trajetórias MWPC

A reconstrução de traços no sistema MWPC, da mesma forma que no caso do sistema SSD, consiste em encontrar as projeções das vistas e extrair os parâmetros do traço (inclinação e interseção) segundo um ajuste a uma linha. Existem três estações entre os magnetos e duas após o magneto M2.

O algoritmo começa construindo traços que se originam em P0 (estação que se encontra mais perto do alvo), com a extrapolação da componente x (não defletida) dos traços SSD's através do espectrômetro. É realizada uma busca de *hits* do MWPC que se ajustem a esta projeção. São formadas também projeções das vistas y , u e v , então as projeções são combinadas para formar traços. Os *hits* da vista x que não foram utilizados são combinados para formar projeções adicionais e depois encaixados com as projeções não usadas das vistas y , u e v , para assim formar mais traços. Os traços são construídos a partir de pelo menos três estações com não mais de quatro *hits* perdidos em todas as estações e não mais de dois *hits* perdidos em uma só estação.

O passo seguinte é realizar um ajuste de mínimos quadrados em todos os candidatos a traço. Os parâmetros do ajuste são as inclinações e interseções dos traços nos planos xz e yz . Para traços que atravessam M2, a mudança na inclinação y é um parâmetro adicional devido à deflexão dentro dos magnetos. Traços com *hits* em todas as cinco estações PWC são chamados *tracks*, enquanto que traços com *hits* somente nas três primeiras estações são chamados de *stubs*; um parâmetro extra nos *tracks* é usado para estabelecer um momento aproximado para esta classe de traços.

Depois de determinar o momento dos *tracks*, varias correções magnéticas são aplicadas para considerar o campo nas bordas de M1 e M2 e variações espaciais dentro do campo. A seguir, é realizado um novo ajuste considerando as correções magnéticas em um processo iterativo, onde o momento é ajustado após cada iteração.

Além dos *tracks* e *stubs*, existem os traços *recon*, que têm valor de momento muito baixo e que passam através de M1 afastando-se antes de passar pelas outras estações. Um algoritmo de recuperação é utilizado para reconstruir este tipo de traços. Este algoritmo consiste em projetar os traços SSD no sistema MWPC para predizer os *hits* x em P0, P1 e P2. Os *hits* não usados em y , u e v são usados para formar *hits* tridimensionais em cada estação. Os traços reconstruídos dessa maneira são estendidos em P0, P0-P1, P0-P1-P2, com um mínimo requerimento de três *hits* por estação, com exceção dos traços que só foram estendidos a P0 onde todos os quatro hits são requeridos. Depois os novos traços são ajustados para assim determinar os seus parâmetros.

Uma percentagem pequena de eventos tem um grande número de *hits*. Geralmente é muito complicado extrair física razoável deste tipo de eventos e eles dramaticamente retardam o tempo usado no processo de reconstrução. Com a finalidade de diminuir o tempo de processamento, um limite de 30 traços é imposto no processo de busca. O limite é alcançado em aproximadamente 3.5 % de todos os eventos.

4.1.3

Conexão de Trajectórias (*Linking*)

Depois dos traços serem reconstruídos individualmente nos sistemas SSD e MWPC, eles são conectados. O processo de conexão é realizado extrapolando os traços de ambos sistemas SSD e PWC em direção ao centro de M1. É aplicado um corte que requer que a interseção e inclinação dos dois tipos de traços seja consistente um com o outro na vista x (não defletida) permitindo que vários traços MWPC se conectem com o mesmo traço SSD. Esta condição evita que escolhas corretas sejam acidentalmente eliminadas. Um ajuste global utilizando todos os *hits* de ambos sistemas é realizado para cada candidato. Cada traço SSD é conectado a no máximo dois traços MWPC (*double-link track*) escolhendo para isso os candidatos com melhor qualidade de ajuste. Os pares e^+e^- são normalmente reconstruídos como *double-link*, pois eles são indistinguíveis no sistema SSD, mas são separados após os magnetos.

4.2

Determinação de Momento

O momento associado a um determinado traço é calculado em função do ângulo de deflexão do traço nos magnetos M1 e M2. São usados diferentes métodos, que dependem do tipo de traço. Por exemplo, para traços que passam pelas cinco estações (*tracks*), se calcula o ângulo defletido em M2 usando os parâmetros do traço antes e depois do M2. Para o caso de traços que passam por três estações (*stubs*) os segmentos do traço em SSD e PWC são usados para calcular o ângulo defletido em M1. O sistema de *tracking* fornece a posição da partícula na borda anterior, $\vec{r}_0 = (x_0, y_0, z_0)$ e posterior $\vec{r}_1 = (x_1, y_1, z_1)$ do magneto. Então, a partir dessas posições e do campo magnético \vec{B} , é achado o momento da partícula p . Sabemos que, a partir da força de Lorentz e em ausência de campo elétrico, o módulo do momento total p é conservado e a trajetória pode ser encontrada em função das derivadas ($\vec{r}' = d\vec{r}/dz$) nos planos do laboratório xz e yz . Dessa maneira, a trajetória é expressa como:

$$\frac{\vec{r}'}{\sqrt{x'^2 + y'^2 + 1}} = \frac{\vec{r}'_0}{\sqrt{x_0'^2 + y_0'^2 + 1}} + \frac{q}{pc} \int_{z_0}^z \vec{r}' \times \vec{B} dz \quad (4-2)$$

onde q é a carga elétrica da partícula em unidades de cargas de electrón e c é a velocidade da luz. Na prática $q = \pm 1$. Para o caso de traços reconstruídos e conectados antes e depois dos magnetos, as derivadas inicial e final são conhecidas, então o momento p pode ser encontrado calculando a integral. Uma boa aproximação é ignorar as correções magnéticas fora dos magnetos, desta maneira só haverá campo magnético na direção x , $\vec{B} = (B_x, 0, 0)$, existindo desvio unicamente na direção y :

$$\frac{y'_1}{\sqrt{x_1'^2 + y_1'^2 + 1}} = \frac{y'_0}{\sqrt{x_0'^2 + y_0'^2 + 1}} + \frac{q}{pc} \int_{z_0}^{z_1} B_x dz \quad (4-3)$$

Supondo que $x'^2 \approx y'^2 \ll 1$ temos

$$y'_1 = y'_0 + \frac{q}{pc} \int_{z_0}^{z_1} B_x dz \quad (4-4)$$

logo,

$$p = \frac{K}{y'_1 - y'_0}, \text{ onde } K = \frac{q}{c} \int_{z_0}^{z_1} B_x dz \quad (4-5)$$

K é denominado “golpe” de momento transversal (*transverse momentum kick*) e é obtido através do mapeamento do magneto.

Após determinar o momento, as trajetórias são recalculadas. Então, calculam-se novamente os momentos em um procedimento iterativo até obter estabilidade.

No caso dos traços de tipo *stub* que não foram conectados com traços do SSD, não existe informação antes deles entrarem no M1. Para obter um momento aproximado para estas partículas, o vértice mais perto da projeção x do traço é escolhido para realizar o cálculo de momento através do magneto M1. Se não houver vértice reconstruído, então é escolhido o centro do alvo. As resoluções de momento são:

$$\frac{\sigma_p}{p} = 0.034 \times \frac{p}{100 \text{ GeV}/c} \sqrt{1 + \left(\frac{17 \text{ GeV}/c}{p}\right)^2}, \text{ para M1} \quad (4-6)$$

$$\frac{\sigma_p}{p} = 0.014 \times \frac{p}{100 \text{ GeV}/c} \sqrt{1 + \left(\frac{23 \text{ GeV}/c}{p}\right)^2}, \text{ para M2} \quad (4-7)$$

onde p é o momento do traço expressado em GeV/c . A expressão usada para M1 corresponde a traços do tipo *stubs*, enquanto que a usada para M2 corresponde a *tracks*.

Da mesma forma que no caso da resolução em SSD, a resolução a baixos momentos é dominada pelo *espalhamento coulombiano múltiplo*, representado pelo segundo termo dentro da raiz quadrada, enquanto que para altos valores de momento, a resolução é limitada pela resolução de posição no sistema MWPC.

4.3

Identificação de Partículas pelo Algoritmo de Čerenkov

A identificação de elétrons, prótons, píons e káons carregados é realizada utilizando o algoritmo CITADL (*Čerenkov Identification of Tracks by an Algorithm using Digital Likelihood*).

Para cada traço carregado reconstruído no sistema MWPC, o algoritmo CITADL cria uma variável de verossimilhança W_α para as hipóteses de que o traço corresponde a uma determinada partícula $\alpha = e, \pi, K, p$. Para isto é usado o estado *on/off* de cada célula. Uma célula é declarada *on* quando produz um número de foto-elétrons acima de um mínimo.

Para uma partícula de momento p , é calculado o cone correspondente a $\beta = 1$ para cada uma das hipóteses (cada hipótese corresponde a uma massa diferente, o que leva a um cone diferente quando se faz $\beta = 1$).

Para cada célula dentro do cone, é definido o número de foto-elétrons esperados μ . Então, considerando uma distribuição de Poisson, a probabilidade de uma célula dentro do cone estar ligada P_{on} ou desligada P_{off} está dada por:

$$P_{on} = 1 - e^{-\mu} \quad (4-8)$$

$$P_{off} = e^{-\mu} \quad (4-9)$$

Então, se uma célula dentro do cone tem estado *on*, a essa célula é atribuída a probabilidade $P_j = 1 - e^{-\mu}$; por outro lado, se a célula tiver estado *off* a sua probabilidade será $P_j = e^{-\mu}$.

A variável de verossimilhança para cada hipótese é calculada achando o logaritmo do produto das probabilidades de todas as células que caem dentro do respectivo cone:

$$W_\alpha = -2 \sum_j \log P_j \quad (4-10)$$

O algoritmo de Čerenkov também leva em consideração acendimentos aleatórios de células. A probabilidade de uma célula acender por motivos diferentes à radiação Čerenkov é calculada a partir da taxa de células acendidas fora do cone $\beta = 1$ quando não há nenhum traço no evento. Esta probabilidade é maior para células que se encontram na região central, perto do eixo do feixe. Na figura 4.2 temos a distribuição de acendimentos aleatórios versus o número da célula correspondente ao contador C2 para uma fração pequena de dados.

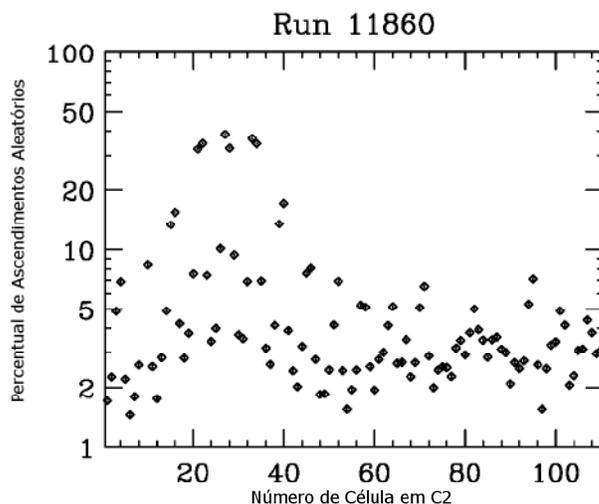


Figura 4.2: Percentual de acendimentos aleatórios versus o número da célula em C2. Para células que se encontram localizadas perto do feixe a taxa é de aproximadamente 40 %.

Considerando os efeitos aleatórios, a probabilidade de uma célula ter o estado *on* está dada por:

$$P_{on} = P_{rnd} + 1 - e^{-\mu} - P_{rnd}(1 - e^{-\mu}) \quad (4-11)$$

onde P_{rnd} é a probabilidade de acendimento aleatório da célula. Obviamente $P_{off} = 1 - P_{on}$.

A identificação de partículas é realizada comparando os valores das variáveis W para cada hipótese. Assim, por exemplo, quando se quer identificar um pión, normalmente se requer que a hipótese do pión seja a melhor das

hipóteses ou não difira muito da melhor hipótese. Isto é feito requerendo:

$$\min(W) - W_\pi > -n \quad (4-12)$$

onde n é um valor positivo usualmente entre 3 e 6.

Quando se quer rejeitar a contaminação produzida pelo erro de identificar um pión como sendo um káon, então se requer que a hipótese do pión seja favorecida com respeito à hipótese do káon em um certo número N de unidades de verossimilhança:

$$W_K - W_\pi > N \quad (4-13)$$

A identificação de káons é implementada de forma similar requerendo:

$$W_\pi - W_K > N \quad (4-14)$$

A figura 4.3 mostra a distribuição de $W_\pi - W_K$ para os traços do káon e do pión de eventos simulados do decaimento $D^+ \rightarrow K^*(890)^0 \mu^+ \nu$ em duas diferentes faixas de momento do pión ou do káon. Os picos em $W_\pi - W_K = 0$ correspondem a regiões onde não é possível discriminar káons de pions.

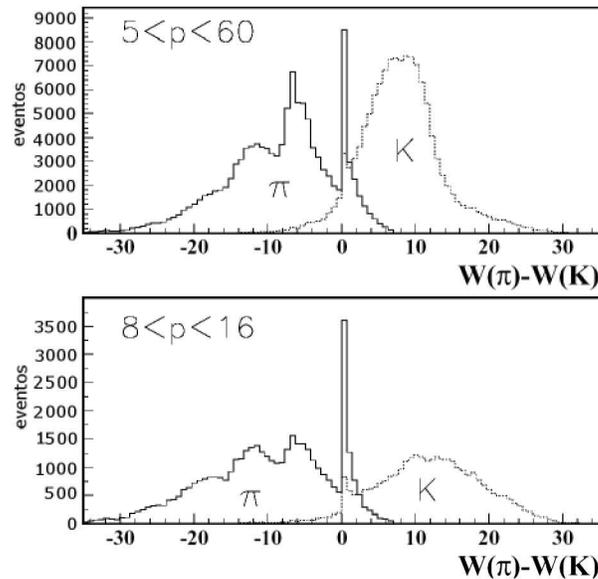


Figura 4.3: Distribuição de $W_\pi - W_K$ para káons e pions em eventos gerados por simulação Monte Carlo para duas faixas de momento.

4.4

Determinação de Vértices (*Vertexing*)

Existem dois algoritmos para a determinação de vértices primários: DV-FREE e DVNUCL. O algoritmo DVFREE é usado quando não existe informação a priori no processo de localização do vértice. O algoritmo DVNUCL é utilizado na análise física, onde já é conhecida a direção da partícula char-

mosa (quer dizer, quando todos os momentos das partículas secundárias estão disponíveis) e sua direção de vôo é usada como um traço precursor (*seed track*).

4.4.1

O Algoritmo DVFREE

O algoritmo DVFREE começa tomando dois traços do sistema SSD (conectados ou não) e formando uma função de mínimos quadrados χ^2 para a hipótese de que eles sejam originados no mesmo vértice. Se $\chi^2 > 1$, a combinação de traços é rejeitada e é procurada uma nova combinação. Se $\chi^2 < 1$, outros traços são adicionados um de cada vez sempre requerendo que $\chi^2 < 1$. Para N traços formando o vértice, o χ^2 está dado por:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left(\frac{x - (x_i + x'_i z)}{\sigma_{x_i}} \right)^2 + \left(\frac{y - (y_i + y'_i z)}{\sigma_{y_i}} \right)^2 \quad (4-15)$$

onde x , y e z são as coordenadas dos vértices, x_i , y_i , x'_i , y'_i , σ_{x_i} e σ_{y_i} são as interseções do traço, as inclinações e os erros. O algoritmo é repetido até que todas as possíveis combinações de traços que constituem vértices com $\chi^2 < 1$ sejam criadas. Esta reconstrução é feita sem considerar nenhum decaimento em especial no evento. Usualmente é encontrado mais de um vértice. Normalmente é considerado como vértice primário aquele que tem maior multiplicidade de traços ou o vértice que é anterior a todos os outros na direção do feixe. Se não for encontrado vértice primário, então o centro do alvo é usado como vértice primário.

4.4.2

O Algoritmo DVNUCL

O algoritmo DVNUCL é usado quando a partícula charmosa candidata já foi totalmente reconstruída e sua direção de vôo é usada como um traço tipo *seed*. Um método de mínimos quadrados similar ao aplicado no caso do DVFREE é usado para formar o vértice. A diferença do algoritmo DVFREE é que os traços podem ser misturados com os traços tipo *seed*. Os traços que formam o traço *seed* são excluídos do processo, e a exclusão manual de traços também é possível. O algoritmo DVNUCL fornece uma resolução muito melhor que o algoritmo DVFREE.

4.5

Reconstrução de Vês

As partículas neutras Λ^0 e K_S^0 são chamados Vês (da letra V) porque são reconstruídas usando dois traços de partículas de carga oposta que formam

um vértice como se mostra na figura 4.4. FOCUS reconstrói estas partículas através dos modos $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ (BR=68.6 %) e $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ (BR=63.9 %).

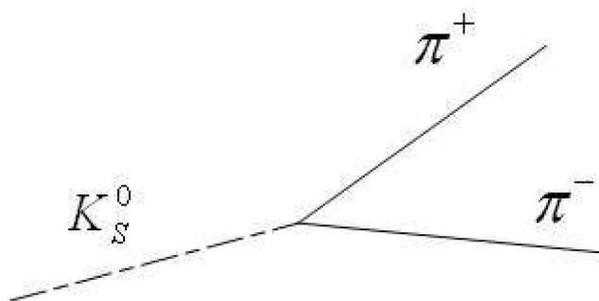


Figura 4.4: Ilustração da topologia de um Vê para o decaimento $K_S^0 \rightarrow \pi^-\pi^+$. A linha tracejada denota a partícula neutra não observada e as linhas sólidas representam os dois píons carregados.

As partículas Vês têm um longo tempo de vida ($\tau \sim 10^{-10}$ s) em comparação com partículas charmosas, por tal motivo viajam alguns metros no espectrômetro antes de decair. Devido à grande e diversificada região em z , existem muitas regiões do decaimento, o que significa vários algoritmos de procura de Vês. A figura 4.5 mostra os diferentes tipos de Vês que são reconstruídos. Descreveremos a seguir os algoritmos que têm sido implementados para todas estas categorias. Todos têm em comum a procura de um par de partículas com carga oposta que formam um vértice. A massa invariante é calculada para duas hipóteses, na primeira a massa do pión é atribuída a ambos traços para assim testar para a massa de um K_S^0 , e na segunda hipótese a massa do próton é atribuída ao traço com maior momento e a massa do pión ao traço de menor momento para assim testar a massa do Λ^0 . Neste estágio, não é usada identificação de partículas, e os requerimentos do Vê são deixados como não fixos para permitir diferentes graus de pureza do sinal para diferentes análises de física.

Mesmo que hajam sido implementados algoritmos para todos os tipos de Vês, não todos esses tipos são usados para uma determinada análise. Por exemplo, na presente tese são usados Vês do tipo SSD e M1. Os Vês de tipo RECON e P34 foram implementados pelo experimento anterior E687 mas não são usados em FOCUS pois, devido à redução da energia do feixe, os decaimentos de longa vida (que é o caso dos Vês RECON e P34) são menos frequentes. Outros tipos de Vês não usados em FOCUS são os Vês MIC porque eles requerem tempo de computação muito grande.

Frequentemente é necessário impor que os Vês foram produzidos no vértice primário do evento, o que às vezes é uma aproximação um pouco grosseira. Um procedimento de reajuste é feito para melhorar a resolução da

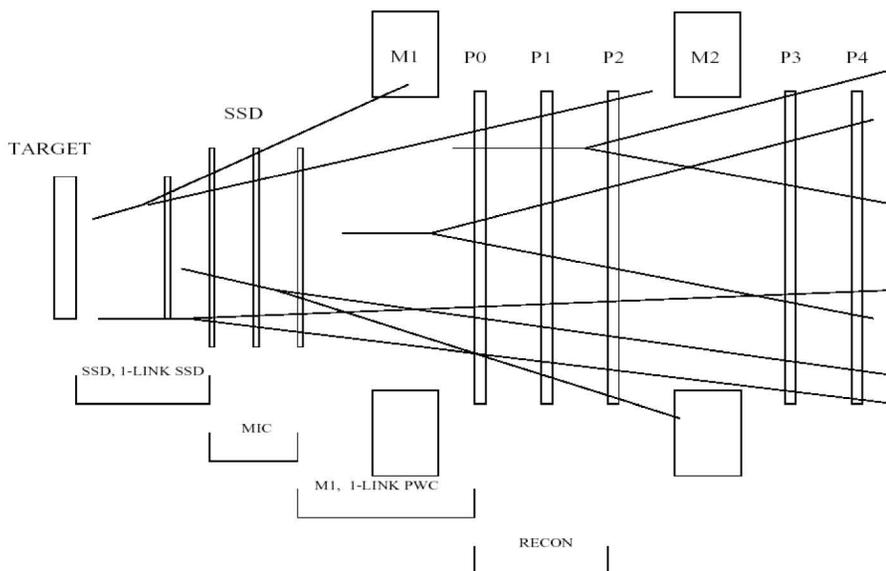


Figura 4.5: Diferentes tipos de decaimentos de Vês.

massa e direção do Vê. Neste método, usado no estágio da análise física, o Vê é considerado como proveniente de uma partícula charmosa.

4.5.1 Tipos de Vês

- **Vê SSD (Tipo 9):** Os Vês SSD são geralmente partículas K_S^0 e Λ^0 que decaem antes da segunda estação SSD. Eles são reconstruídos a partir de traços do SSD conectados a traços do sistema MWPC de cargas opostas que se originaram no mesmo vértice. É exigido que o vértice do Vê esteja localizado após o vértice primário do evento. Se forem encontrados *hits* no sistema TSSD que se encaixam com o Vê, eles são incluídos na definição do traço. Somente são usados *hits* que se encontram após o vértice do Vê. Como decaem perto do vértice primário, este tipo de Vê tem valor de momento baixo e uma excelente resolução de massa ($\sim 3.6 \text{ MeV}$ para K_S^0 e $\sim 1.6 \text{ MeV}$ para Λ^0) por causa da grande quantidade de informação do sistema SSD.
- **Vê M1:** As partículas K_S^0 e Λ^0 que decaem após a última estação SSD e antes da primeira estação MWPC são chamados de Vês M1. Os dois píons candidatos devem ser traços do MWPC não conectados com os traços do SSD. Dependendo da natureza dos traços, os Vês M1 podem ser subdivididos em Vês “*track-track*” (Tipo 5), “*stub-stub*” (Tipo 1) e “*track-stub*” (Tipo 4). Para cada uma dessas sub-categorias é procurado o vértice do decaimento no plano não defletido xz . É usado um processo de ajuste iterativo para determinar a coordenada y do

vértice do decaimento do Vê. Para Vês tipo *track-stub* este método permite a determinação do momento do traço *stub*. Para Vês do tipo *stub-stub* é necessário restringir que o Vê se origina no vértice primário do evento, assim, graças a esta restrição, é possível avaliar o momento dos traços. Para obter uma melhor estimativa da localização do vértice e momento do Vê, é realizado um ajuste global usando a matriz de covariância dos traços e incluindo espalhamento múltiplo Coulombiano. Ao redor de 70% de todos os Vês são do tipo M1. A resolução de massa e vértice não é tão boa quanto no caso dos Vês SSD. A distribuição de massa da união dos dois píons tem longas caudas não Gaussianas. Por este motivo, os candidatos a K_S^0 e Λ^0 são seleccionados não pelo critério da massa reconstruída senão pelo critério da “massa normalizada reconstruída”. A massa normalizada é o resultado da diferença entre a massa reconstruída e a massa nominal dividida pelo erro de massa (σ_m): $(m - m_0)/\sigma_m$. A massa normalizada tem uma distribuição Gaussiana. O requerimento mais usado para Vês do tipo M1 é que o valor absoluto da massa normalizada seja menor que 5, em outras palavras, requerendo que a massa reconstruída se encontre em até 5 desvios padrões da massa nominal. A resolução média (σ_m) varia desde 5.9 MeV para Vês do tipo *track-track* a 6.6 MeV para Vês *stub-stub*.

- **Vê RECON:** São K_S^0 's e Λ^0 's que decaíram entre P0 e P2. Este tipo de Vê, pelo fato de ter valor alto de momento, não é muito comum no FOCUS e por tal motivo não é usado para análise. Os dois píons candidatos são reconstruídos usando os *hits* em P1, P2, P3 e P4 que não foram usados no processo global de procura de traços, que usa *hits* em todas as câmaras. Os traços podem ser de tipo P1234, P123, P234 ou P23, dependendo das estações MWPC usadas. Se encontra primeiro o vértice no plano xz (não defletido) usando as projeções dos dois traços. Os traços que não formam vértices são descartados. Depois são formadas as projeções dos traços nas vistas defletidas (u , v e y) para serem encaixadas com a projeção no plano xz para formar traços tridimensionais. Finalmente os traços são combinados para formar o Vê. As coordenadas do vértice do Vê e os parâmetros dos traços (inclinação e intercepção) são parâmetros do ajuste.
- **Vê P34:** Os Vês do tipo P34 são os Vês de maior momento. Decaem entre P3 e P4 no campo magnético de M2. Os píons candidatos são formados por *hits* de P3 e P4 que não foram usados no processo global de procura de traços. A eficiência para este tipo de Vês é baixa, pelo fato de que os *hits* nos dois planos podem ser atribuídos erradamente a outros

traços. O processo de localização do vértice é similar ao usado para os Vês do tipo RECON.

- **Vê SSD com um só traço conectado:** Este tipo de Vê decai antes da segunda estação SSD, sendo que um dos píons candidatos não entrou na região de P0. Estes Vês são reconstruídos usando um traço conectado a um traço MWPC e um outro traço não conectado. O vértice primário do evento é usado como sendo a origem de produção do Vê. A linha que une os vértices primário e secundário deve estar localizada no mesmo plano que o Vê. Com esta condição, podemos determinar o momento do filho não conectado. É imposto que os vértices primário e secundário tenham uma significância de separação maior a 10. Esta separação é calculada como a distância entre os dois vértices dividida pelo erro da distância (ℓ/σ_ℓ). A resolução de massa para este tipo de Vê é aproximadamente 4.7 MeV . Este tipo de Vê não é usado na nossa análise.
- **Vê MIC:** Vê do tipo MIC são K_S^0 's e Λ^0 's que decaem entre a segunda e a última estação SSD. Os traços MWPC que não foram conectados com traços do SSD são encaixados com *hits* dos planos SSD para formar candidatos a píons. Estes traços são usados para formar o vértice do Vê. A resolução de massa no caso do Vê ser um K_S^0 é de 4.4 MeV . Este tipo de Vê não é usado na nossa análise.
- **Vê MWPC com um só traço conectado:** de igual maneira que os Vês de tipo M1, este tipo de Vê decai entre a última estação SSD e P0, a diferença com os Vês M1 é que este tipo de Vê é formado por um traço conectado com traços SSD e um traço não conectado. Seu algoritmo de reconstrução é o mesmo dos Vês do tipo M1, e da mesma forma, estão divididos nas mesmas sub-categorias. Para o caso de K_S^0 a contaminação por *background* é muito alta, por causa disso, estes tipo de K_S^0 nunca foi usado.

5

Seleção da Amostra

Durante a coleta de dados, foram registrados 6.5 bilhões de eventos que ocupavam aproximadamente 30 TB, armazenados em 600 fitas magnéticas. Com a finalidade de tornar estes dados mais manipuláveis em análises físicas, foram processados e divididos a tamanhos menores através de 3 passos. No primeiro passo (*Pass1*) foram aplicados todos os algoritmos de reconstrução sobre os dados das fitas que se encontravam em formato *raw* (informações brutas de saídas de detectores). No segundo passo (*Skim One*), os dados reconstruídos foram divididos em 6 *Super Streams* de acordo a diferentes tipos de decaimentos de estudo. E no terceiro passo (*Skim Two*) cada *Super Streams* foi dividida em múltiplas *Sub Streams*.

No presente trabalho de tese utilizamos dados da *Super Stream 2*, onde se encontram eventos com vértice bem definidos além de eventos com K_S , detectados através de cortes na massa invariante e candidatos a píons com carga oposta. Especificamente, utilizamos dados da *Sub-stream* FSK que consiste em 212 fitas magnéticas (1 TB de dados) que contêm eventos com pelo menos um candidato reconstruído $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$.

A informação fornecida pela *Sub-stream* FSK está armazenada em bancos de dados onde são guardados evento a evento todas as informações relevantes.

A partir dessa *Sub-stream*, foram realizados três processos de filtragem para a obtenção final da amostra de dados a ser utilizada na Análise de Amplitudes.

- **Seleção-1** Este processo foi desenvolvido em um trabalho prévio ao presente trabalho de tese, e reduz o tamanho dos dados de 1 TB para aproximadamente 300 GB.
- **Identificação, Filtragem, Armazenamento e Transferência de Dados.** Neste processo é realizada a identificação dos objetos a serem utilizados na análise de amplitudes os quais são armazenados em N-tuplas¹. Antes do armazenamento, são aplicados alguns cortes básicos com a

¹*N-tuplas* são bancos de dados produzidos a partir da biblioteca CERNLIB que contêm, para cada evento, os valores das variáveis consideradas relevantes para a análise dos dados.

finalidade de reduzir ainda mais o tamanho dos dados para que sejam mais manejáveis e de fácil transferência.

- **Otimização de Cortes.** Este é realizado localmente, e utiliza ferramentas computacionais adequadas para uma melhor otimização de cortes, obtendo assim a amostra final de dados.

5.1

Seleção-1

Este processo foi desenvolvido principalmente para a seleção de eventos dos decaimentos $D^0 \rightarrow K_S \pi^- \ell^+ \nu_\ell$ e $D^0 \rightarrow K_S \pi^- \pi^+$ [26], mas que pode ser estendido ao canal $D^+ \rightarrow K_S \pi^- \pi^+ \pi^+$. Os processos seguintes têm cortes similares porém mais ajustados, por esse motivo, não entramos em detalhe sobre este processo, mencionando aqui somente aqueles cortes que não são realizados depois.

- Requer que o evento passe o trigger hadrônico.
- O momento total das partículas reconstruídas (momento total do D) deve maior que $35 \text{ GeV}/c$.

5.2

Identificação, Filtragem, Armazenamento e Transferência de Dados

No processo de Seleção-1, o resultado final é armazenado em bancos de dados contendo informação ainda em estado bruto. Não foi guardada ainda informação específica de partículas que formam um ou outro tipo de decaimento. Por este motivo, neste processo é necessária uma nova reconstrução e identificação de partículas para o decaimento $D^+ \rightarrow K_S \pi^- \pi^+ \pi^+$, sendo logo esta informação armazenada em N-tuplas, estas sim contendo informações específicas das características das partículas do decaimento.

Para transferir os dados a servidores locais, já que estes se encontravam em servidores da Universidade de Colorado, foi necessário também aplicar cortes ainda mais ajustados para diminuir o seu tamanho original (300 GB) para um tamanho viável de ser transferido a servidores locais. Após aplicados estes cortes, a amostra final fica armazenada em N-tuplas ocupando todas elas aproximadamente 400 MB .

Na tabela 5.1 apresentamos a definição de algumas variáveis necessárias para o melhor entendimento do processo e para a aplicação dos cortes.

O processo começa com a criação de uma lista de possíveis K_S , formados a partir do processo de reconstrução de Vês apresentado na seção 4.5. Os candidatos a K_S devem também satisfazer os critérios de seleção mostrados

Tabela 5.1: Definição de variáveis relevantes.

Variável	Definição
n_{pri}	Número traços que formam o vértice primário.
CL_p	Nível de Confiança do ajuste do vértice primário.
CL_s	Nível de Confiança do ajuste do vértice secundário.
ISO1	O maior Nível de confiança de que algum dos traços do secundário é consistente com o primário. São considerados todos os traços do vértice secundário e escolhe-se aquele que dá o maior nível de confiança.
ISO2	O maior nível de confiança de um traço ser consistente com o vértice secundário. São considerados todos os traços que não pertencem nem ao vértice secundário nem ao primário e escolhe-se aquele que dá o maior nível de confiança.
mat_cut	Distância entre o vértice secundário e a folha de alvo que se encontra mais perto dele dividida pelo erro.
DCA_{K_S}	Menor distância de aproximação dos traços deixados pelos píons.
$\chi^2/dof.$	χ^2 por grau de liberdade.
$M(a)$	Massa invariante da partícula a .
$P(a)$	Momento da partícula a .
σ_x	Variância ou erro no cálculo do parâmetro x .
σ_p	Erro no cálculo do vértice primário.
σ_s	Erro no cálculo do vértice secundário.
ℓ/σ_ℓ	Separação entre o vértice primário e secundário dividida pelo erro. Esta é a maior ferramenta para descartar eventos com interações hadrônicas não charmosas. Em um experimento de alvo fixo, as partículas são produzidas com um momento longitudinal grande. Partículas charmosas viajam distâncias suficientemente longas para proporcionar uma boa separação entre os vértices primário e secundário, por isto podem ser identificadas requerendo que os vértices primário e secundário sejam reconstruídos com uma separação significativa.
$\ell/\sigma_{\ell K_S}$	ℓ/σ_ℓ entre o vértice secundário e o vértice do K_S .
z_a	Valor da coordenada z do vértice da partícula a .
σ_{z_a}	incerteza da coordenada z do vértice da partícula a .
dx/dz	Inclinação do traço de píons ao longo da direção z (Este parâmetro é usado para rejeitar eventos onde algum pión provenha do par e^+e^-).
$CL_{Hipt\ 0^\circ}$	Nível de confiança da hipótese de que um pión se formou fazendo um ângulo de zero grau com respeito à direção do feixe (Este requerimento elimina muita contaminação de pares e^+e^- do feixe de fótons incidente.).
$picon$	Consistência em ser pión $picon = \min(W_{obs}) - W_{obs}(\pi)$

Tabela 5.2: Cortes para os candidatos a K_S 's .

Tipo de K_S	Corte
Todos	$\frac{ M(\pi^+\pi^-) - M(K_S(PDG)) }{\sigma_m} < 3.$ $W(p) - W(\pi_{faster}) \geq 3$
Stub-Stub	$P(K_S) \geq 7 \text{ GeV}/c.$ $P(\pi) \geq 3 \text{ GeV}/c.$ Cada pión reconstr. nas 3 MWPC $\sigma_{zK_S} \leq 10\text{cm}.$ $dx/dz \geq 0.002.$
Track-Track	$P(K_S) \geq 10 \text{ GeV}/c.$ $DCA_{K_S} \leq 0.6\text{cm}.$
Track-Stub	$P(K_S) \geq 10 \text{ GeV}/c.$ $dx/dz \geq 0.002.$
SSD	$P(K_S) \geq 10 \text{ GeV}/c.$ $\ell/\sigma_{\ell K_S} > 7.$

Tabela 5.3: Critério de prioridade na escolha de K_S 's que compartilham um mesmo traço.

SSD (Tipo 9)	SSD (Tipo 9)	O de maior CL do vértice do K_S .
Track-Track (Tipo 5)	Track-Track (Tipo 5)	O de menor DCA_{K_S} .
Track-Stub (Tipo 4)	Track-Track (Tipo 5)	O Tipo Track-Track (Tipo 5).
Track-Stub (Tipo 4)	Track-Stub (Tipo 4)	O de melhor χ^2/dof do K_S .
Stub-Stub (Tipo 1)	Track-Stub (Tipo 4)	O Tipo Track-Stub (Tipo 4)
Stub-Stub (Tipo 1)	Stub-Stub (Tipo 1)	O de melhor χ^2/dof do K_S .

na tabela 5.2, a qual está discriminada segundo o tipo de K_S reconstruído. Se houver dois ou mais K_S compartilhando um mesmo pión então se faz necessária a seleção de um deles, segundo o critério mostrado na tabela 5.3.

Depois é gerada uma lista de possíveis píons a partir dos traços que satisfazem as condições apresentadas na tabela 5.4.

Com a lista de K_S 's e a lista de π 's são formados grupos compostos por um K_S e três π 's sendo dois π 's da mesma carga e o terceiro de carga oposta. A partir do grupo de partículas escolhidas é reconstruído o vértice secundário (vértice de decaimento do possível D^+). Após isso, o vértice primário é reconstruído mediante o algoritmo de formação de vértice primário DVNUCL explicado na seção 4.4.

Os cortes aplicados para esta parte do processo são:

$$1.7 < M(K_S^0 \pi^- \pi^+ \pi^+) < 2.1 \text{ e } \ell/\sigma_{\ell} > 10.$$

Após realizado este processo, contamos com uma amostra com 5.524.993

Tabela 5.4: Cortes para os candidatos a π 's .

$CL_{Hipt\ 0^\circ} \leq 3\%$
$\chi^2/\text{dof} \leq 4.$
conexão entre SSD e MWPC.
$p_{icon} > -5$

eventos cujo histograma é apresentado na Figura 5.1.

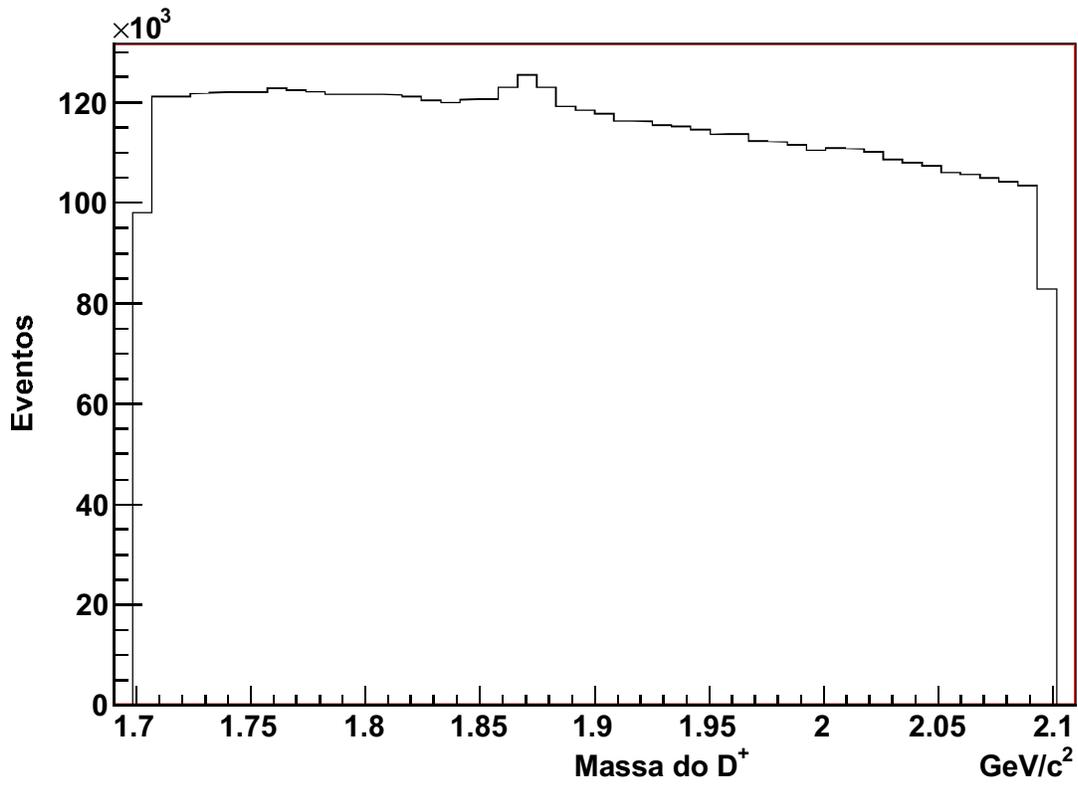


Figura 5.1: Histograma de massa $K_S\pi^-\pi^+\pi^+$ após o processo de seleção inicial.

variável		valor do corte
ℓ/σ_ℓ	>	10.00, 11.25, 12.50, 13.75, 15.00
CL_p	\geq	0.01
CL_s	\geq	0.005, 0.010, 0.015
ISO2	\leq	0.00, 0.01, 0.02
mat_cut	>	-0.02, 0.00, 0.02
$CL_p - \text{ISO1}$	\geq	-0.1, 0.0, 0.1
$CL_s - \text{ISO2}$	\geq	-0.1, 0.0, 0.1
npri	>	2

Tabela 5.5: Limiares de Otimização de Cortes para o Decaimento $K_S\pi^-\pi^+\pi^+$.

5.3

Otimização de Cortes

Como se trata de uma análise de amplitudes, o objetivo é manter uma amostra com alta estatística, buscando minimizar o *Background* para diminuir, com isso, possíveis efeitos sistemáticos na parametrização deste. Desta forma, buscamos um conjunto de cortes que maximize a relação *Sinal/Background*² (S/B).

A partir da informação obtida no processo anterior, que já se encontra em servidores locais, é realizada a otimização de cortes. Para isto foi criado um programa em C++ que utiliza as bibliotecas do ROOT³. As N-tuplas tiveram que ser transformadas em objetos *Trees* que são os bancos de dados reconhecidos pelas bibliotecas do ROOT.

Aproveitando da interface gráfica que o ROOT oferece, criamos todo um ambiente de análise, tanto para o que consta neste capítulo, referente à seleção da amostra final e estudo do *background*, como para a análise de amplitudes, apresentada nos próximos capítulos. Todos os detalhes deste ambiente que desenvolvemos está descrito no Apêndice A.

O programa de otimização consiste em criar e aplicar na amostra de dados um conjunto de cortes cujos valores são previamente definidos e são mostrados na Tabela 5.5. Para as amostras de dados resultantes da aplicação de cada conjunto de cortes, são realizados ajustes do espectro $K_S\pi^-\pi^+\pi^+$ na região de 1.731 a 1.981 GeV a uma função que contém um termo que representa o Sinal e outro termo que representa o *Background*. Realizado o ajuste, é calculada a relação S/B , integrando ambas funções dentro de um intervalo de massa de 30 MeV (3σ) em torno do valor central. Uma vez aplicado este processo em

²A relação S/B está dada pelo número de eventos de Sinal que se encontram dentro de uma determinada região de interesse dividido pelo número de eventos de *Background* dentro da mesma região.

³O ROOT é um ambiente orientado a objetos criado para auxiliar na análise de dados de física de altas energias. Ver <http://root.cern.ch>.

ℓ/σ_ℓ	>	15.00
CL_p	\geq	0.01
CL_s	\geq	0.02
ISO2	\leq	0.01
mat_cut	>	0.02
CL_p - ISO1	\geq	0.0
CL_s - ISO2	\geq	-0.1
npri	>	2

Tabela 5.6: Cortes Ótimos para o decaimento $K_S\pi^-\pi^+\pi^+$.

todos os possíveis conjuntos de cortes, teremos uma lista contendo os conjuntos de cortes, os valores calculados de S/B e o número de eventos da amostra na região de interesse. É escolhido como ótimo aquele conjunto de cortes que forneça a maior relação S/B e cujo número de eventos seja maior que 7000.

A função utilizada para realizar o ajuste do espectro $K_S\pi^-\pi^+\pi^+$ é uma função que contém um termo que representa o Sinal e um outro termo que representa o *Background* que veremos em detalhe na seção 5.5.

A melhor relação S/B obtida por este processo é de 12.9 (7.2 % de *Background*) e o número de eventos dentro da região $[1.851 - 1.891]$ GeV/c^2 é de 7841. Os cortes obtidos são mostrados na Tabela 5.6 e o histograma da amostra é representado pela região sombreada da Figura 5.2.

5.4

O *Background*

A amostra de dados encontra-se contaminada com *Background*, que podemos separar em dois: O *Background* combinatorial e o *Background* charmoso.

5.4.1

O *Background* Combinatorial

O *background* combinatorial aparece quando são misturados traços aleatórios que satisfazem todos os critérios de formação de um vértice secundário. Devido a isto, sua distribuição, em qualquer projeção de massa invariante, não deveria apresentar nenhuma estrutura significativa, e estaria dada pela distribuição de espaço de fase. Na projeção de massa $K_S\pi^-\pi^+\pi^+$ vemos que há um *background* com um comportamento ligeiramente decrescente. Boa parte do *background* na região do sinal é de origem combinatorial.

Uma forma simples de observar a estrutura do *background* combinatorial é verificar as projeções dos eventos cuja massa invariante $K_S\pi^-\pi^+\pi^+$ se encontra suficientemente afastada da região dominada pelo sinal (uma separação maior que 3σ da massa nominal do méson D^+). Como exemplo, tomamos os eventos

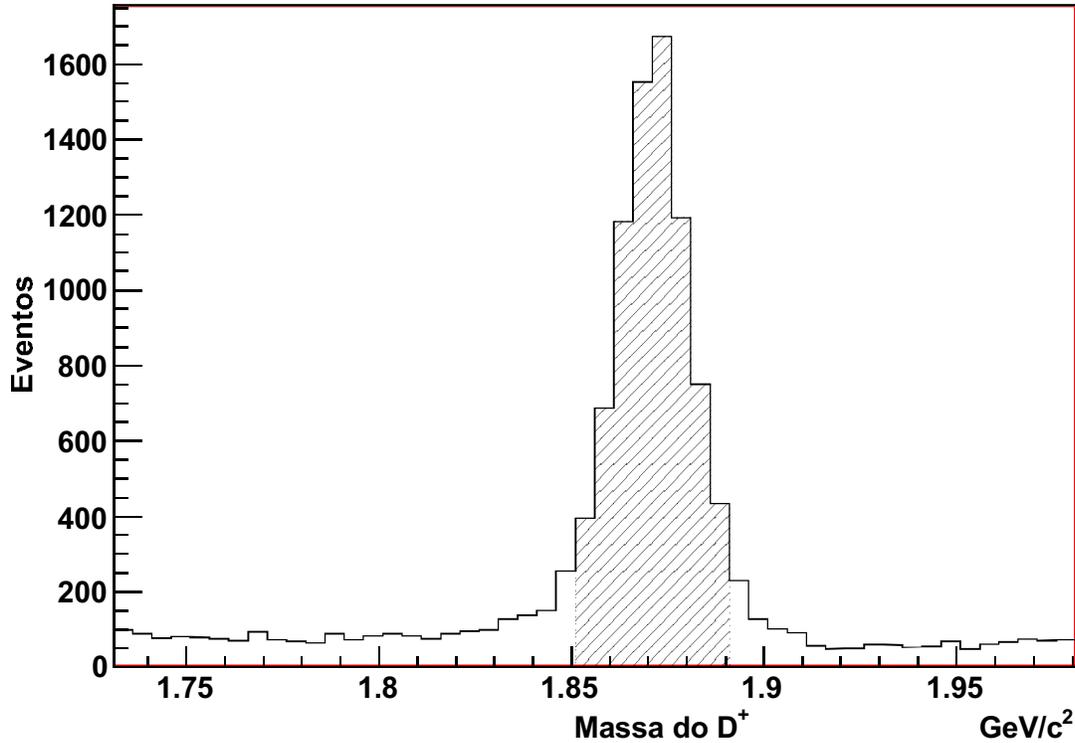


Figura 5.2: Histograma da projeção $K_S\pi^-\pi^+\pi^+$ após realizada a otimização de Cortes. A área sombreada corresponde à região onde será feita a análise de amplitudes.

em baixa massa (1.78–1.82 GeV) e alta massa (1.92–1.96 GeV) mostrados na região sombreada da Figura 5.3.

Graficamos as projeções de massa invariante desses eventos e comparamos cada uma delas com as respectivas projeções de eventos gerados por FastMC sem canais ressonantes, ou seja, eventos contendo unicamente informação da cinemática do decaimento. Assim, qualquer importante diferença entre essas projeções poderia colocar em evidência a presença de alguma estrutura ressonante do *background*. Nas Figuras 5.4 e 5.5 são mostradas as projeções correspondentes à região de baixa e alta massa respectivamente.

Examinando as projeções, encontramos que a projeção $\pi^-\pi^+$ correspondente à baixa massa poderia ter uma sub-estrutura ressonante. Na seção 5.4.2, estaremos apresentando as possíveis contaminações ressonantes que encontramos na amostra $K_S\pi^-\pi^+\pi^+$.

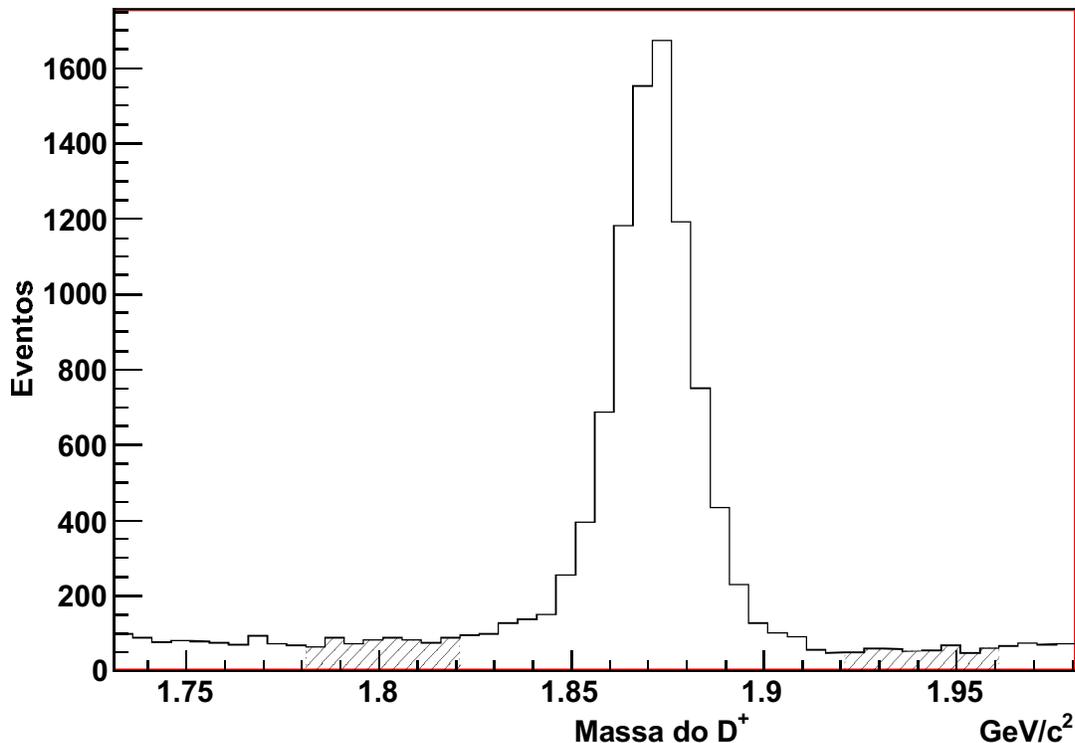


Figura 5.3: Região de baixa massa e alta massa para o estudo da estrutura do *background* combinatorial.

5.4.2

O *Background* Charmoso

O *background* charmoso ou reflexão, é produzido por um decaimento charmoso real, mas o canal de decaimento não é aquele que se deseja estudar.

Decaimentos de diferentes estados finais podem ser confundidos um com outros. Por exemplo, imaginemos que o vértice secundário reconstruído não é produzido por um decaimento $D^+ \rightarrow K_S \pi^- \pi^+ \pi^+$, mas, por exemplo, por um decaimento $D^+ \rightarrow K_S K^- \pi^+ \pi^+$. Foi cometido o erro de atribuir a massa de um pión a um traço que foi, na realidade, produzido por um káon. Neste exemplo, o sinal não estará centrado na massa do D , senão, em uma região de massa menor .

Os principais canais charmosos que podemos considerar na região analisada são produzidas pelo decaimento do mesón D_s^+ e são:

- $D_s^+ \rightarrow K_S K^- \pi^+ \pi^+$
- $D_s^+ \rightarrow K_S \pi^- K^+ \pi^+$

No primeiro caso, um káon com carga negativa foi erroneamente confundido com o pión de carga negativa, e, no segundo caso, um káon de carga

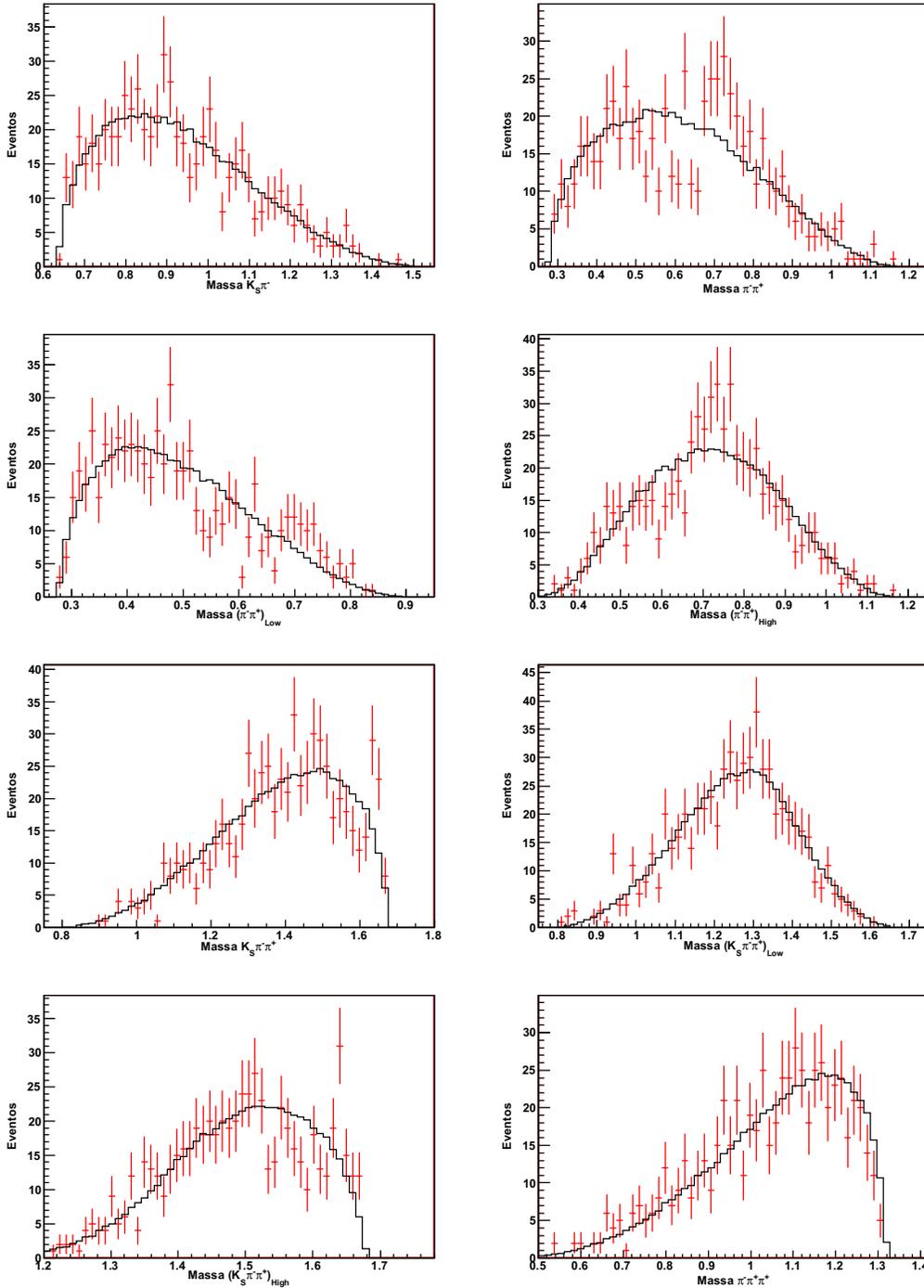


Figura 5.4: Projeções de massas invariantes para estudo do *background* combinatorial na região de baixa massa.

positiva foi confundido com um dos dois píons de carga positiva. Segundo o PDG [31], o decaimento $D_s^+ \rightarrow K_S K^- \pi^+ \pi^+$ pode manifestar-se segundo dois sub-canais: um caso ressonante $D_s^+ \rightarrow K^{*+} \bar{K}^0$ e o outro não-ressonante. Entretanto, para o decaimento $D_s^+ \rightarrow K_S \pi^- K^+ \pi^+$ ainda não há medidas ressonantes, então o consideramos como NR.

Precisamos estudar o número de eventos de *background* charmoso que se

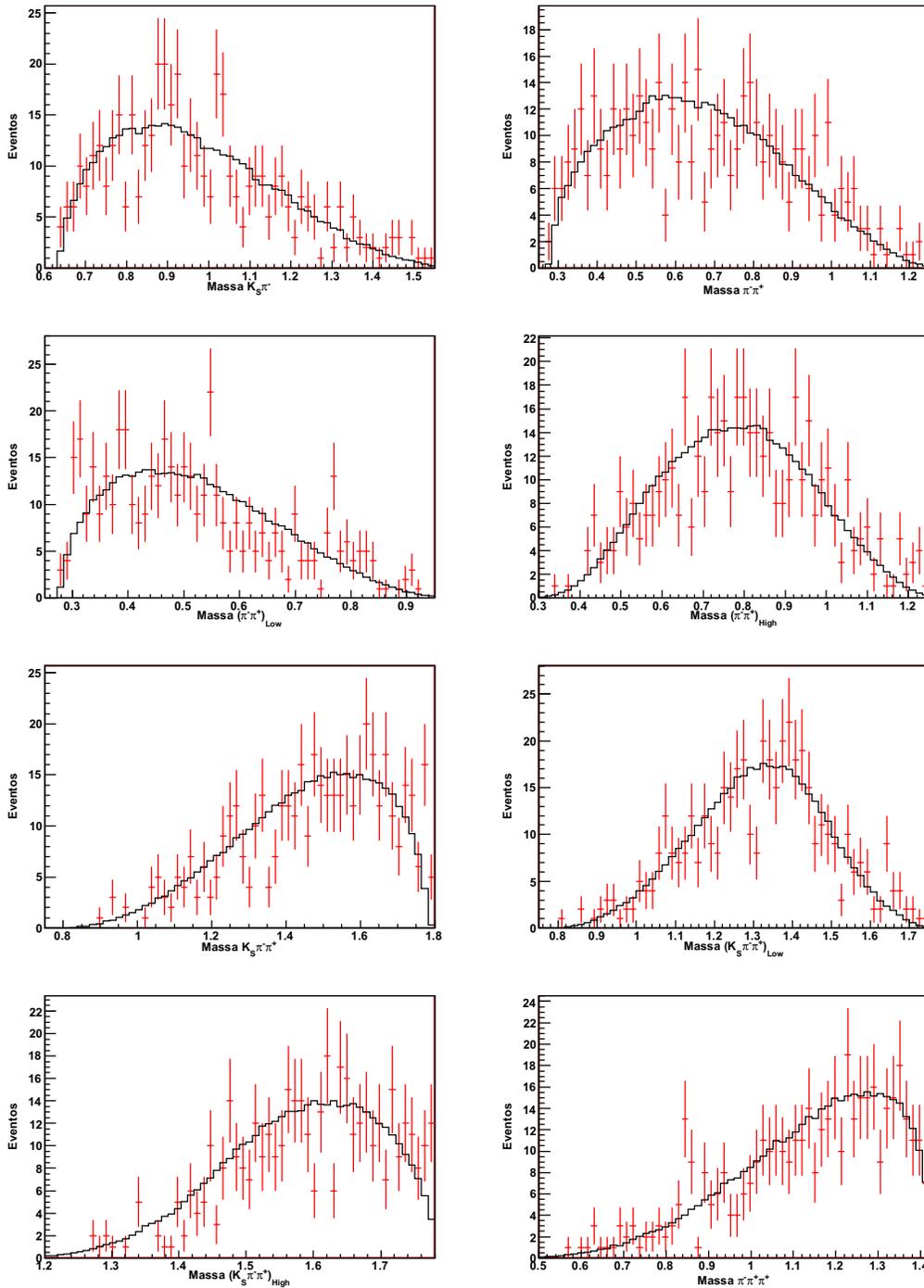


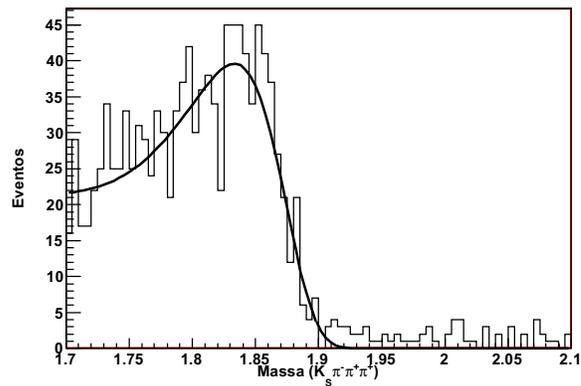
Figura 5.5: Projeções de massas invariantes para estudo da *background* combinatorial na região de alta massa.

encontra presente na amostra de dados e qual é a sua forma, para assim poder representá-lo na Análise de Amplitudes.

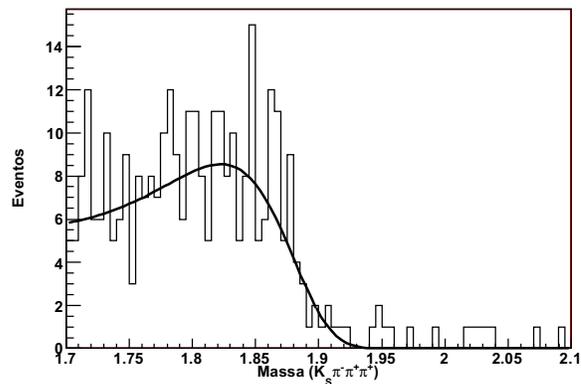
Geramos eventos Monte Carlo ROGUE (ver Seção 5.6) para cada um dos três canais de *background* charmoso. Logo, estes eventos passam por todo o processo de seleção descrito anteriormente.

Aqueles eventos que conseguem passar através do processo devem ter

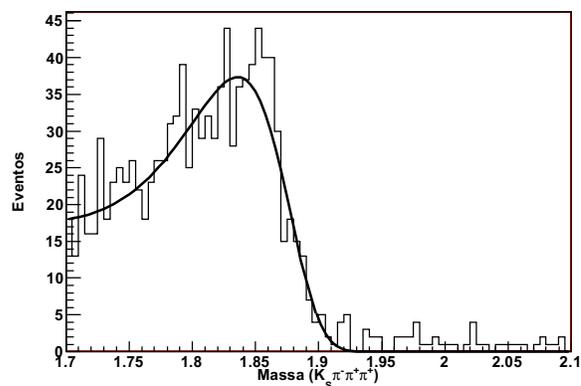
características similares aos eventos de dados reais que contaminam a nossa amostra de dados.



(a)



(b)



(c)

Figura 5.6: Espectro da projeção de massa $K_S\pi^-\pi^+\pi^+$ dos eventos de *background* charmoso que passaram o processo de seleção. (a) $D_s^+ \rightarrow K^{*+}K^{*0}$, (b) $D_s^+ \rightarrow K_S K^- \pi^+ \pi^+$ NR, (c) $D_s^+ \rightarrow K_S \pi^- K^+ \pi^+$ NR.

Para cada um dos três canais de *background* charmoso, geramos um milhão de eventos (N_{gen}). Na figura 5.6 temos a projeção daqueles eventos

Canal	M (GeV)	σ (GeV)	λ (GeV ⁻¹)	$back$
$D_s^+ \rightarrow K^{*+} K^{*0}$	1.833	0.04716	7.09	1091
$D_s^+ \rightarrow K_S K^- \pi^+ \pi^+$ NR	1.822	0.06789	5.889	272
$D_s^+ \rightarrow K_S \pi^- K^+ \pi^+$ NR	1.836	0.04679	6.446	1017

Tabela 5.7: Parâmetros obtidos pelo ajuste no espectro $K_S \pi^- \pi^+ \pi^+$.

que passaram por todo o processo de seleção. Cada um destes histogramas é ajustado com uma função “gaussiana modificada” definida por:

$$B_l(M) = back_l \frac{e^{\{-\beta^2 \frac{(M-\bar{M})^2}{2\sigma^2}\}}}{n}$$

$$\beta = e^{\lambda(M-\bar{M})} \quad (5-1)$$

Os parâmetros para estes ajustes são \bar{M} , σ , λ e $back$; n é um fator de normalização para que a integral da função seja unitária de 1.731 a 1.981 GeV, que é a região de ajuste do espectro $K_S \pi^- \pi^+ \pi^+$; assim sendo, $back$ representa o número de eventos de *background*. Na tabela 5.7 mostramos os valores dos parâmetros obtidos no ajuste. A região considerada para Análise de Amplitudes é [1.851 – 1.891] GeV/ c^2 (como veremos na Seção 5.5 e podemos observar na figura 5.6 que as três reflexões têm contribuição de eventos nesta região.

Para estimar o número de eventos observados de cada canal de *background* charmoso na amostra de dados, utilizamos a relação:

$$N_{1.731-1.981}^{obs\ i} = eff \times N_{tot}^{obs\ i} \quad (5-2)$$

onde $N_{1.731-1.981}^{obs}$ é o número de eventos observados do canal de *background* i , na região da amostra de dados, eff é a eficiência do canal ao passar pelo processo de seleção, e está dada pela expressão:

$$eff = \frac{N_{1.731-1.981}^{gen\ i}}{N_{tot}^{gen\ i}} \quad (5-3)$$

onde $N_{tot}^{gen\ i}$ é o número total de eventos gerados para o canal charmoso i estudado. $N_{1.731-1.981}^{gen}$ é o número de eventos gerados que conseguiram passar por todo o processo de seleção, ou seja, $back$. $N_{tot}^{obs\ i}$ é o número total de eventos observados do canal charmoso i no experimento FOCUS o qual pode ser estimado pela seguinte expressão:

$$N_{tot}^{obs\ i} = N_{D_s^+}^{obs} \times BR_i \quad (5-4)$$

$N_{D_s^+}^{obs}$ é o número total de D_s^+ produzido por FOCUS, que por sua vez foi estimado em 9.08×10^6 a partir do estudo do decaimento $D_s^+ \rightarrow K_S \pi^+$ [35].

Canal	N eventos (1.731 - 1.981)
$D_s^+ \rightarrow K^{*+} K^{*0}$	107
$D_s^+ \rightarrow K_S K^- \pi^+ \pi^+$ NR	30
$D_s^+ \rightarrow K_S \pi^- K^+ \pi^+$ NR	99

Tabela 5.8: Número de eventos para o *background* charmoso na janela de massa de 1.731-1.981.

BR_i é a **Razão de Ramificação** de cada canal. Para o caso de $D_s^+ \rightarrow K^{*+} \bar{K}^{*0}$, está dada por:

$$\begin{aligned}
 BR &= BR_{D_s^+ \rightarrow K^*(892)^+ \bar{K}^*(892)^0} \times \\
 &BR_{K^*(892)^0 \rightarrow K^0 \pi^+} \times BR_{K^0 \rightarrow K_S} \times BR_{K_S \rightarrow \pi^- \pi^+} \times \\
 &BR_{\bar{K}^{*0}(892) \rightarrow K^- \pi^+}
 \end{aligned} \tag{5-5}$$

O BR do canal $D_s^+ \rightarrow K_S K^- \pi^+ \pi^+$ NR é :

$$BR = BR_{D_s^+ \rightarrow K^0 K^- \pi^+ \pi^+} \times BR_{K^0 \rightarrow K_S} \times BR_{K_S \rightarrow \pi^- \pi^+} \tag{5-6}$$

E para o canal $D_s^+ \rightarrow K_S \pi^- K^+ \pi^+$ NR:

$$BR = BR_{D_s^+ \rightarrow \bar{K}^0 K^+ \pi^+ \pi^-} \times BR_{\bar{K}^0 \rightarrow K_S} \times BR_{K_S \rightarrow \pi^- \pi^+} \tag{5-7}$$

Com isto obtemos a estimativa do número de eventos de cada canal de D_s^+ dentro da janela de massa de [1.731-1.981] GeV/ c^2 , região em que faremos o nosso ajuste.

5.5

Ajuste do espectro de massa

Considerando a contribuição de sinal e as 4 contribuições de *background*, a função de ajuste para o espectro de massa é:

$$F(M) = S(M) + B_1(M) + \sum_{l=2}^4 B_l(M) \tag{5-8}$$

onde $S(M)$ é o termo que representa o Sinal e está dado pela soma de duas funções gaussianas com a mesma média e diferente desvio padrão:

$$S(M) = sig \left\{ P_1 \frac{e^{-\frac{(M-\bar{M})^2}{2\sigma_1^2}}}{\sqrt{2\pi}\sigma_1} + (1 - P_1) \frac{e^{-\frac{(M-\bar{M})^2}{2\sigma_2^2}}}{\sqrt{2\pi}\sigma_2} \right\} \Delta x \tag{5-9}$$

O termo $B_1(M)$ é o *background* combinatorial e é representado por uma função exponencial:

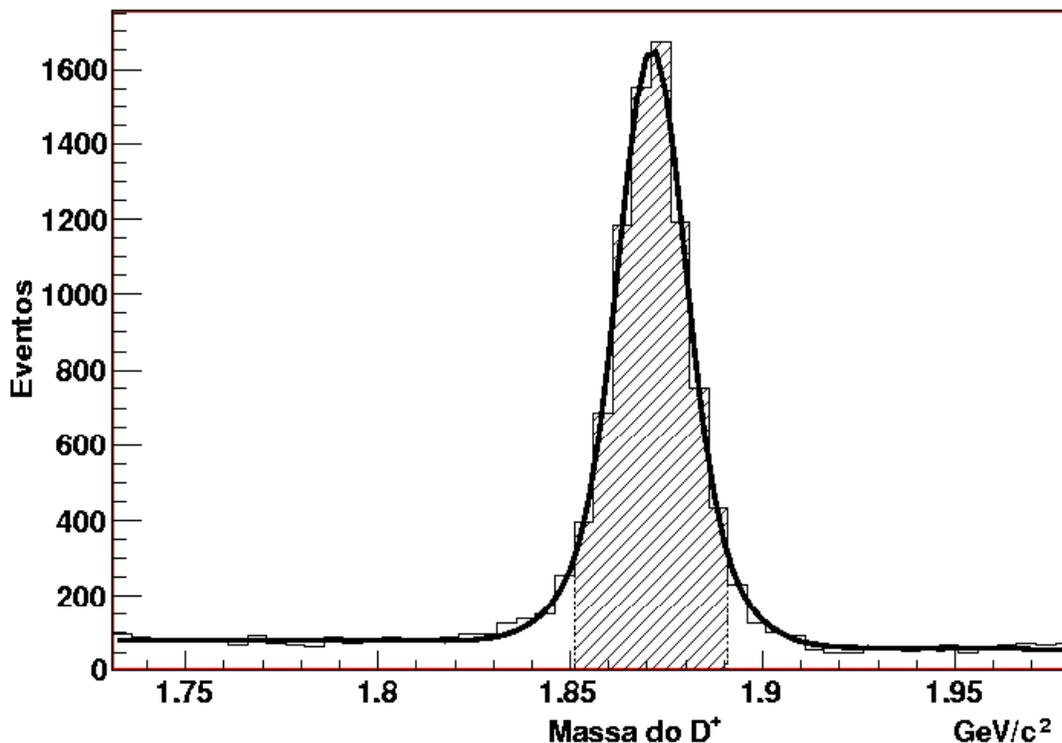


Figura 5.7: Função de ajuste do espectro $K_S\pi^-\pi^+\pi^+$.

$$B(M) = bkg \left\{ \frac{e^{\beta(M-1.731)}}{(e^{\beta(1.981-1.731)} - 1)/\beta} \right\} \Delta x \quad (5-10)$$

As funções $B_l(M)$ ($l = 2, 4$) representam as contribuições do D_s , estudadas na seção anterior, e seus parâmetros são totalmente fixos de acordo aos resultados obtidos.

O objetivo do ajuste é encontrar os parâmetros que definem as funções $S(M)$ e $B_1(M)$. No caso da função $S(M)$, os parâmetros a serem determinados são: sig , P_1 , \bar{M} , σ_1 e σ_2 e no caso da função de $B_1(M)$ os parâmetros são: bkg e β . O fator Δx é a binagem do histograma de massa enquanto que sig e bkg representam o número de eventos de sinal e *background* combinatorial, respectivamente, visto que as funções são normalizadas.

Na Figura 5.7 apresentamos o histograma de dados e a função de ajuste obtida. Os valores dos parâmetros do ajuste são mostrados na Tabela 5.9.

A área listrada na figura 5.7 corresponde à região de massa de 1.851 a 1.891 GeV/c^2 . A amostra de eventos contida neste intervalo será a usada para a Análise de Amplitudes.

Parâmetro	Valor
M (GeV/ c^2)	1.8712 ± 0.0001
σ_1 (MeV/ c^2)	8.1 ± 0.5
σ_2 (MeV/ c^2)	15.3 ± 1.3
β	-1.30 ± 0.26
$PG1$	0.61 ± 0.09
Sig	7951 ± 102
Back	3336 ± 77

Tabela 5.9: Parâmetros do Ajuste do Espectro $K_S\pi^-\pi^+\pi^+$.

5.6

Simulação de Eventos: Monte Carlo ROGUE e FastMC

O Monte Carlo (MC) no FOCUS, chamado ROGUE, tem o objetivo de simular todas as etapas do experimento, desde a interação do feixe de fótons com o alvo, até a passagem de todas as partículas produzidas pelos diversos sub-detectores. O processo de simulação consiste basicamente em quatro etapas: 1) Geração de pares $c\bar{c}$ por fotoprodução através de mecanismos de fusão de glúons, em segunda ordem de QCD; 2) Hadronização dos quarks e glúons produzidos (formação dos estados observáveis: mésons e bárions); 3) simulação dos decaimentos das partículas instáveis; 4) simulação da passagem das partículas produzidas através do espectrômetro do FOCUS.

Para as duas primeiras etapas, foi utilizado o pacote PYTHIA 6.127, acrescido da simulação do espectro de energia do feixe de fótons. É na terceira etapa que pode-se escolher o tipo de decaimento que queremos especificamente simular. O ROGUE é fundamental na nossa análise porque precisamos modelar como a passagem pelo espectrômetro afeta a distribuição dos nossos eventos observados no espaço de fase, o que chamamos função de aceitação, bem como estimar a contribuição de fontes de *background* charmoso, como vimos na Seção 5.4.2.

Usamos também outro tipo de MC, chamado FastMC, fundamental para a Análise de Amplitudes. Ele não inclui todas as etapas 1), 2) e 4) do MC ROGUE. Simula-se um decaimento $D^+ \rightarrow K_S\pi^-\pi^+\pi^+$ primeiramente gerando a massa do D^+ de acordo com sua distribuição observada no espectro de massa $K_S\pi^-\pi^+\pi^+$ (pode ou não incluir a parametrização do *background*). Com este valor de massa, simula-se o decaimento em 4 corpos, incluindo a dinâmica desejada (canais intermediários, magnitudes e fases relativas).

O FastMC é usado na análise para algumas funções. Uma delas é a obtenção da função de aceitação (junto com o MC ROGUE). Outra é poder comparar a função resultante do processo de ajuste com a distribuição de dados nas várias projeções de massa. A função de ajuste é reproduzida através da

geração de uma grande amostra de FastMC, obtida de acordo aos parâmetros obtidos no ajuste. Mais detalhes são apresentados no Capítulo 6.

5.7

Modelo para a Aceptância

Durante o processo de detecção, reconstrução e seleção de dados, a distribuição de eventos no espaço de fase foi de certa maneira deformada devido aos efeitos da passagem da partícula pelo detector. Este tipo de deformação é externa aos fenômenos físicos que desejamos estudar. Precisamos então, modelar esta deformação, para assim representar adequadamente estes efeitos.

Vamos representar esta deformação por uma função chamada aceptância $\epsilon(\phi)$. Já que o espaço de fase para um decaimento de quatro corpos é pentadimensional

$$\phi = \{s_{ij}\} = \{s_{12}, s_{13}, s_{14}, s_{23}, s_{34}\} \quad (5-11)$$

a função aceptância será uma função dos 5 invariantes

$$\epsilon(\phi) = \epsilon(\{s_{ij}\}) \quad (5-12)$$

Encontrar uma função analítica com as características da aceptância em 5 dimensões pode chegar a ser bastante complexo. Por este motivo, ao invés de uma função contínua, a aceptância é formulada como um matriz, como explicamos a seguir.

Para obter a matriz de aceptância, usamos duas amostras de sinal de $D^+ \rightarrow K_S \pi^- \pi^+ \pi^+$. Uma delas gerada a partir MC ROGUE e a outra a partir de FastMC. Os eventos de MC ROGUE são gerados de tal maneira que não possuam nenhuma sub-estrutura ressonante, apenas informação cinemática (de acordo com a densidade de espaço de fase). Após gerados, estes eventos são submetidos às mesmas etapas de seleção que foram aplicadas nos dados. Ao fim do processo, já trazem então as eventuais “deformações” ocasionadas por efeitos de aceptância e resolução do espectrômetro. Os eventos da simulação FastMC são gerados também sem nenhuma sub-estrutura ressonante, porém seguindo a distribuição de massa do D^+ (dupla-gaussiana) obtida pelo ajuste de dados reais. Assim sendo, simula o efeito de resolução de massa do D^+ .

Na Figura 5.8 temos uma esquematização do cálculo da matriz aceptância. Devido a que o MC ROGUE tem informação de aceptância e o FastMC não, para obter a matriz aceptância simplesmente dividimos a distribuição de eventos pentadimensional produzida pelo MC ROGUE pela distribuição do FastMC.

O processo de cálculo começa dividindo o espaço de fase pentadimensional em células ou hipercubos de 5 dimensões. Os eventos, tanto do MC

ROGUE quanto o FastMC, podem ocupar qualquer ponto desse espaço penta-dimensional, desde que restringido cinemática. Estabelecemos assim os limites em cada um dos cinco eixos e dividimos cada eixo em 8 partes iguais. Dessa maneira teremos um grade com 8^5 hipercubos, porém apenas uma pequena parcela deles são ocupados. Em cada um dos hipercubos encontramos o valor da acceptância dividindo o número de eventos MC ROGUE pelo número de eventos FastMC.

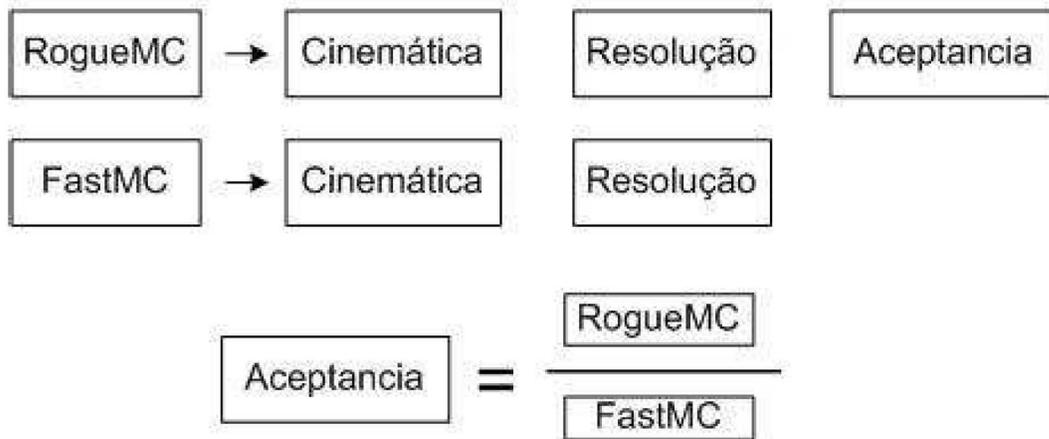


Figura 5.8: Esquema do cálculo da matriz acceptância.

Para ter uma ideia de como a função acceptância afeta a amostra de dados, é realizada uma inspeção visual. Isto é possível fazendo projeções em uma ou duas dimensões e procurando regiões onde os dados são favorecidos ou suprimidos. Na Figura 5.9, temos algumas projeções em uma dimensão, e a Figura 5.10 apresenta algumas projeções em duas dimensões. Nelas, observamos um comportamento relativamente uniforme o qual indica que o detetor não afeta de maneira significativa a amostra de dados (ignorando efeitos de borda onde a baixa estatística faz aparecer *bins* elevados, como na figura do meio). Ainda assim, o uso da matriz acceptância nos nossos ajustes vem justamente para corrigir estes pequenos efeitos.

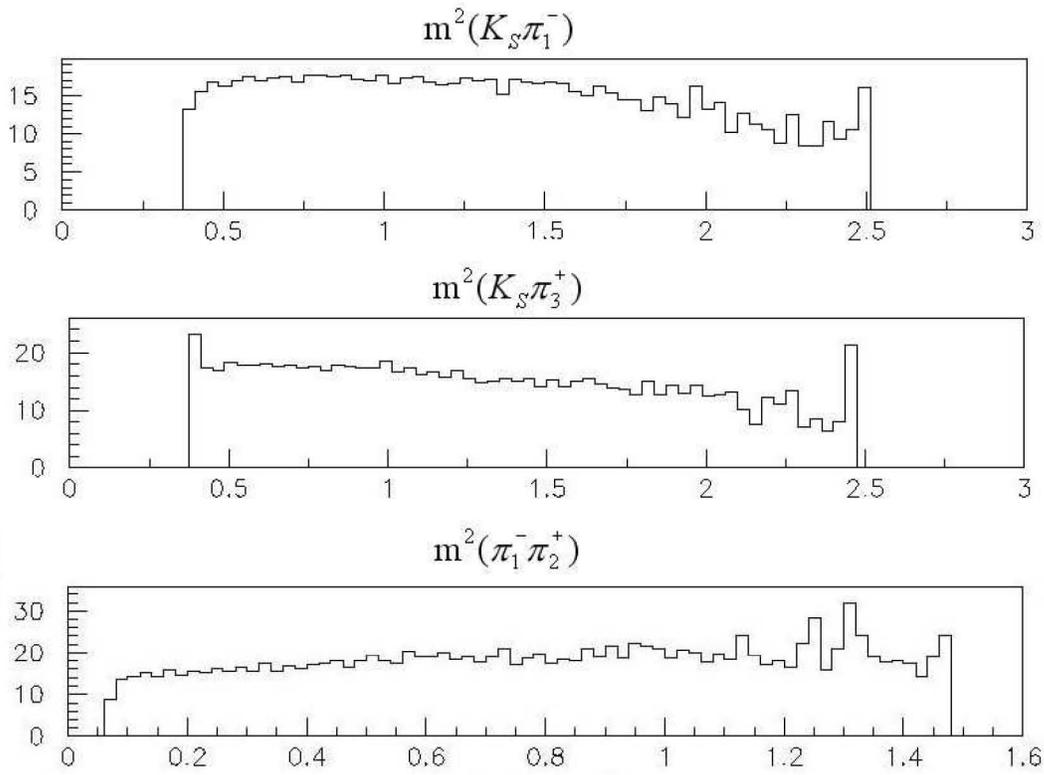
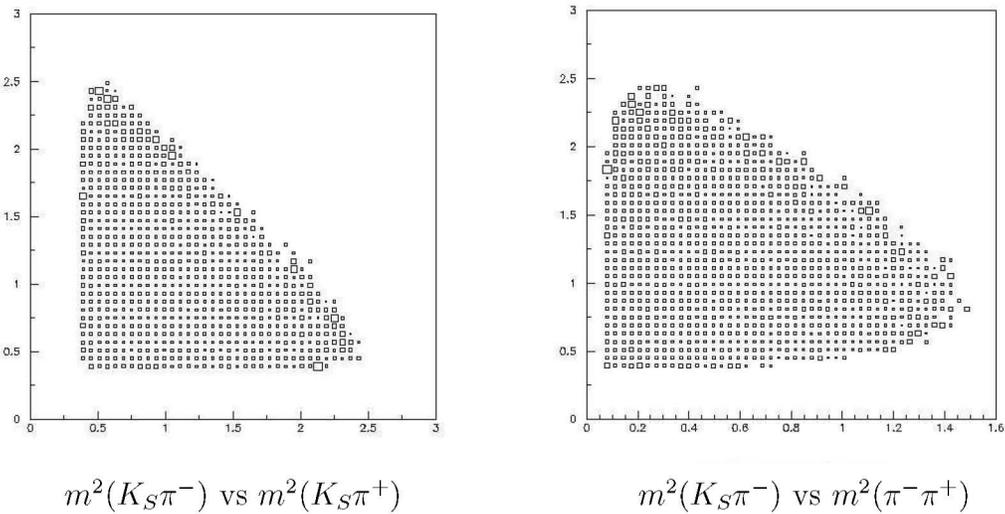


Figura 5.9: Projeções unidimensionais da função acceptância.



$m^2(K_S \pi_1^-)$ vs $m^2(K_S \pi_3^+)$

$m^2(K_S \pi_1^-)$ vs $m^2(\pi_1^- \pi_2^+)$

Figura 5.10: Projeções em duas dimensões da função acceptância.

6

O Método de Ajuste

Como vimos no Capítulo 2, o decaimento $D^+ \rightarrow K_S \pi^- \pi^+ \pi^+$ pode acontecer através de vários modos de decaimento de dois e três corpos. O nosso objetivo é encontrar quais destes canais contribuem efetivamente. O método de ajuste usado é o de Máxima Verossimilhança, que utiliza uma função densidade de probabilidade (pdf) para considerar as amplitudes de cada canal de decaimento. Como vimos no capítulo 2, estas são construídas utilizando o Formalismo de Análise de Amplitudes dentro do Modelo Isobárico, sendo somadas coerentemente e ponderadas pelos respectivos coeficientes complexos ($c_k = a_k e^{i\delta_k}$), a serem determinados pelo ajuste.

Na prática, este tipo de análise é bastante complexo. A função densidade de probabilidade deve levar em conta a variação da eficiência dos detetores no espaço de fase, efeitos de resolução, composição de *background* e deve ser apropriadamente normalizada. Além disso, o espaço de fase é pentadimensional, fato este que dificulta a visualização dos dados. Finalmente, a questão fundamental a considerar nesta análise é o conjunto de canais que devem ser incluídos no ajuste. Devemos ser cuidadosos em não adicionar um número excessivo de possibilidades com o risco de induzir possíveis falsos efeitos de interferências que mascarem a interpretação dos resultados. A seguir discutiremos cada um desses pontos com maior detalhe.

6.1

p.d.f. do Sinal

De acordo com o que vimos no Capítulo 2, a distribuição de eventos no espaço de fase $\phi = \{m_{K_S \pi^-}^2, m_{K_S \pi_1^+}^3, m_{K_S \pi_2^+}^3, m_{\pi^- \pi_1^+}^2, m_{\pi_1^+ \pi_2^+}^2\}$ do decaimento $D^+ \rightarrow K_S \pi^- \pi^+ \pi^+$ pode ser descrita por uma função densidade de probabilidade (pdf) do sinal dada por:

$$\rho(\phi) |\mathcal{M}(\phi; \vec{\alpha})|^2. \quad (6-1)$$

onde \mathcal{M} é a amplitude física de decaimento e $\vec{\alpha}$ é o vetor de parâmetros $\{a_k, \delta_k\}$ que representam as magnitudes e fases relativas de cada canal intermediário. Supondo que na análise são considerados M canais de decaimento, então, $\vec{\alpha}$ será um vetor de $2 \times M$ dimensões:

$$\vec{\alpha} = (a_1, \delta_1, a_2, \delta_2, a_3, \delta_3, \dots, a_M, \delta_M) \quad (6-2)$$

Assim, o termo $\mathcal{M}(\phi; \vec{\alpha})$ é a soma coerente das amplitudes dos canais de decaimento, cada um deles ponderado com sua respectiva contribuição:

$$\mathcal{M}(\phi; \vec{\alpha}) = \sum_k c_k \mathcal{A}_k^N(\phi) . \quad (6-3)$$

A função $\mathcal{A}_k^N(\phi)$ é a amplitude “normalizada” do canal de decaimento k . No capítulo 2 encontramos as expressões para as amplitudes de canal. Se representamos a amplitude do canal k por $A_k(\phi)$, então a respectiva amplitude normalizada estará dada pela expressão:

$$\mathcal{A}_k^N(\phi) = \frac{A_k(\phi)}{\sqrt{\int d\phi' \rho(\phi') A_k(\phi') A_k^*(\phi')}} . \quad (6-4)$$

Ao analisar as nossas distribuições de dados, devemos considerar que estas sofrem efeitos de aceitação e resolução, como discutido no Capítulo 5. Usamos uma função dupla-gaussiana $S(M)$ para descrever a resolução de massa do D^+ (ajuste ao espectro de massa $K_S \pi^- \pi^+ \pi^+$), enquanto que obtivemos a função aceitação $\epsilon(\phi)$ a partir de MC. Assim, consideramos ambos efeitos escrevendo a pdf do sinal como:

$$\mathcal{F}_S(\phi, M, \vec{\alpha}) = \frac{1}{\mathcal{N}_S(\vec{\alpha})} S(M) \epsilon(\phi) \rho(\phi) \left| \sum_k a_k e^{i\delta_k} \mathcal{A}_k^N(\phi) \right|^2. \quad (6-5)$$

O termo $\mathcal{N}_S(\vec{\alpha})$ é o fator de normalização global da pdf do sinal, necessário pelo processo de ajuste. Ele é dado pela integral no espaço das variáveis (M, ϕ) :

$$\mathcal{N}_S(\vec{\alpha}) = \int_{1.851}^{1.891} dM' \int d\phi' S(M') \epsilon(\phi') \rho(\phi') \left| \sum_k a_k e^{i\delta_k} \mathcal{A}_k^N(\phi') \right|^2 \quad (6-6)$$

6.1.1

p.d.f. do *Background*

Como tínhamos visto no capítulo anterior, existem 2 tipos de *background* contaminando a nossa amostra de dados: combinatorial e charmoso, onde parametrizamos o *background* charmoso devido a três canais de decaimento do D_s . Teremos então um total de 4 componentes para o *background*. Definimos a função densidade de probabilidade para cada uma dessas componentes de maneira análoga ao caso do sinal:

$$\mathcal{F}_{B_l}(\phi, M) = B_l(M) \epsilon(\phi) \rho(\phi) |\mathcal{B}_l(\phi)|^2. \quad (6-7)$$

A função $\mathcal{B}_l(\phi)$ é a amplitude “normalizada” do respectivo termo de *background*. Se representamos a amplitude do termo l por $b_l(\phi)$, então a respectiva amplitude normalizada estará dada por:

$$\mathcal{B}_l(\phi) = \frac{b_l(\phi)}{\sqrt{\int_{1.851}^{1.891} dM' \int d\phi' B_l(M') \epsilon(\phi') \rho(\phi') b_l(\phi') b_l^*(\phi')}} \quad (6-8)$$

$B_l(M)$ é a função que representa a respectiva componente da distribuição de eventos do *background* no espectro $K_S \pi^- \pi^+ \pi^+$, como obtivemos no capítulo anterior. As funções $b_i(\phi)$ dependem do tipo de *background*. Para o combinatorial ($i = 1$) e para os dois canais de D_s não-ressonantes ($i = 3, 4$), tomamos simplesmente $b_{1,3,4} = 1.0$, ou seja, constantes no espaço de fase. Para o canal $D_s^+ \rightarrow K^{*+} K^{*0}$ ($i = 2$) consideramos uma amplitude de decaimento tipo vetor-vetor (VV) em onda-S, parametrizando adequadamente as Breit-Wigners que representam as ressonâncias K^* . Para o ajuste da análise de amplitudes, a descrição do *background* é então totalmente fixa.

6.2

O Ajuste por Máxima Verossimilhança

A função densidade de probabilidade total \mathcal{F} contém os termos que representam o sinal e o *background* e está definida como:

$$\mathcal{F}(\phi, M, \vec{\alpha}) = p_S \mathcal{F}_S(\phi, M, \vec{\alpha}) + \sum_{l=1}^4 p_{B_l} \mathcal{F}_{B_l}(\phi, M) \quad (6-9)$$

onde p_S e p_{B_l} representam os pesos relativos de eventos de sinal *background* dentro da região de interesse, de acordo às estimativas que encontramos no Capítulo 5: $p_S = 0.92845$, $p_{B_1} = 0.06446$, $p_{B_2} = 0.00217$, $p_{B_3} = 0.00064$ e $p_{B_4} = 0.00230$.

Definimos a função de verossimilhança como o produto sobre todos os eventos da função densidade de probabilidade avaliada no ponto do espaço de fase de cada evento,

$$\mathcal{L} = \prod_i^{\#eventos} \mathcal{F}(\phi_i, M, \vec{\alpha}) = \prod_i^{\#eventos} \left(p_S \mathcal{F}_S(\phi_i, M, \vec{\alpha}) + \sum_l p_{B_l} \mathcal{F}_{B_l}(\phi_i, M) \right) \quad (6-10)$$

Segundo o método de ajuste por Máxima Verossimilhança, a função densidade de probabilidade que melhor representa a distribuição de dados está

dada pela função $\mathcal{F}(\phi, M, \vec{\alpha}_j)$, cujo valor de $\vec{\alpha}_j$ é aquele que maximiza a função \mathcal{L} da expressão 6-10.

Substituindo em 6-10 os termos encontrados para a função densidade de probabilidade de sinal e *background*:

$$\mathcal{L} = \prod_i^{\#eventos} \left[\epsilon(\phi_i) \rho(\phi_i) \left(p_S \frac{1}{\mathcal{N}_S(\vec{\alpha})} S(M) \left| \sum_k a_k e^{i\delta_k} \mathcal{A}_k(\phi_i) \right|^2 + \sum_l p_{B_l} B_l(M) \left| \mathcal{B}_l(\phi_i) \right|^2 \right) \right] \quad (6-11)$$

Para o processo de ajuste, utilizamos o pacote MINUIT da biblioteca do ROOT. O MINUIT é um programa de minimização. Definimos a função a ser minimizada por:

$$fcn = -2 \ln(\mathcal{L}) \quad (6-12)$$

Então, tomando o logaritmo da expressão 6-11 temos:

$$\ln(\mathcal{L}) = \sum_i^{\#eventos} \ln(\epsilon(\phi_i) \rho(\phi_i)) + \sum_i^{\#eventos} \ln \left(p_S \frac{1}{\mathcal{N}_S(\vec{\alpha})} S(M) \left| \sum_k a_k e^{i\delta_k} \mathcal{A}_k^N(\phi_i) \right|^2 + \sum_l p_{B_l} B_l(M) \left| \mathcal{B}_l(\phi_i) \right|^2 \right) \quad (6-13)$$

No espaço de parâmetros do ajuste, o termo $\sum \ln(\epsilon(\phi_i) \rho(\phi_i))$ é uma constante e não afeta a posição do mínimo. Na prática, então, minimizamos a quantidade

$$-2 \sum_i^{\#eventos} \ln \left(p_S \frac{1}{\mathcal{N}_S(\vec{\alpha})} S(M) \left| \sum_k a_k e^{i\delta_k} \mathcal{A}_k(\phi_i) \right|^2 + \sum_l p_{B_l} B_l(M) \left| \mathcal{B}_l(\phi_i) \right|^2 \right) \quad (6-14)$$

A correção por causa da eficiência dos detetores $\epsilon(\phi)$ assim como a densidade de espaço de fase $\rho(\phi)$ são consideradas unicamente ao calcular as constantes de normalização totais $\mathcal{N}_S(\vec{\alpha})$ e \mathcal{N}_B . O ajuste realizado é do tipo evento a evento (não binado).

Terminada a minimização, MINUIT fornece os parâmetros ajustados (α_k) e seus respectivos erros. Também fornece a matriz de erro *ERR*, necessária para calcular o erro nas frações f_j definidas pela equação:

$$(\delta f_j)^2 = \sum_{l,k} \frac{\partial f_j}{\partial \alpha_k} \frac{\partial f_j}{\partial \alpha_l} ERR(\alpha_k, \alpha_l) . \quad (6-15)$$

6.3

Considerações nos Cálculos

6.3.1

Geração de Eventos por fastMC

A criação de eventos pelo método de simulação FastMC utilizado nesta tese se baseia em decaimentos sucessivos de dois corpos como o apresentado na figura 6.1. É um método bastante simples cujas principais características são:

- Geração da massa M_D do méson D^+ através da função obtida do ajuste do espectro de massa, $S(M)$.
- Geração das massas das partículas intermediárias seguindo uma distribuição uniforme. Por exemplo a massa da ressonância R_1 é gerada seguindo uma distribuição uniforme no intervalo $[(m_3 + m_4), M_D - (m_1 + m_2)]$.
- A trajetória das partículas é definida por dois ângulos (θ, ϕ) . Estes ângulos são gerados no centro de massa da respectiva partícula mãe. ϕ é o ângulo que a trajetória faz com o eixo z e θ o ângulo que a projeção da trajetória no plano xy faz com o eixo x . O ângulo ϕ é gerado seguindo uma distribuição uniforme no intervalo $[0, 2\pi]$, e para definir o ângulo θ , é gerado o $\cos\theta$ seguindo uma distribuição uniforme no intervalo $[-1, 1]$.
- O evento gerado seguindo os passos anteriores é tem peso seguindo a função densidade de probabilidade $\rho(\phi)$ cuja expressão (pag. 275 em [12]) é dada por:

$$\rho(\phi) = \frac{1}{2\sqrt{s}} \prod_{i=2}^4 \frac{1}{2} P_i, \quad (6-16)$$

onde

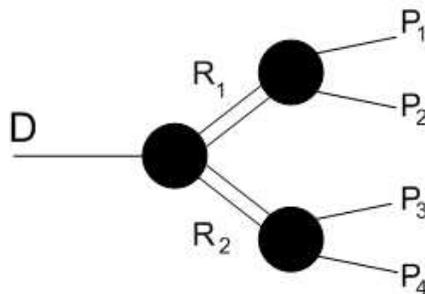


Figura 6.1: Um decaimento de dois corpos no primeiro nível seguido de dois decaimentos de dois corpos no segundo nível.

$$P_i = \frac{\lambda^{1/2}(M_i^2, Ma_{i-1}^2, Mb_{i-1}^2)}{2M_i} \quad (6-17)$$

que, para nosso caso, é:

$$\begin{aligned} \rho(\phi) = \frac{1}{2\sqrt{s}} \frac{1}{8} & \left(\frac{\lambda^{1/2}(M_D^2, M_{R_1}^2, M_{R_2}^2)}{2M_D} \right) \times \left(\frac{\lambda^{1/2}(M_{R_1}^2, m_1^2, m_2^2)}{2M_{R_1}} \right) \\ & \times \left(\frac{\lambda^{1/2}(M_{R_2}^2, m_3^2, m_4^2)}{2M_{R_2}} \right) \end{aligned} \quad (6-18)$$

6.3.2

Cálculo da Amplitude Normalizada

Para encontrar o valor da Amplitude Normalizada $\mathcal{A}_k^N(\phi)$ de cada canal de decaimento é necessário calcular o valor que se encontra dentro da raiz quadrada do denominador da expressão 6-4, onde define-se esta integração no espaço de fase definido pela massa nominal do D^+ ($M_D = 1.869 \text{ GeV}/c^2$):

$$N_k = \int d\phi' \rho(\phi') A_k(\phi') A_k^*(\phi') \quad (6-19)$$

Fazemos isto gerando um grande número de eventos (N_{gen} de FastMC que já contém implicitamente a densidade de espaço de fase $\rho(\phi)$, assim:

$$\int d\phi' \rho(\phi') A_k(\phi') A_k^*(\phi') = \frac{1}{N_{gen}} \sum_{MC} A_k(\phi_{MC}) A_k^*(\phi_{MC}) \quad (6-20)$$

6.3.3

Cálculo dos Fatores de Normalização

O fator de normalização $\mathcal{N}_S(\vec{\alpha})$ também é calculado via FastMC:

$$\mathcal{N}_S(\vec{\alpha}) = \int_{1.851}^{1.891} dM' \int d\phi' S(M') \epsilon(\phi') \rho(\phi') \left| \sum_k a_k e^{i\delta_k} \mathcal{A}_k^N(\phi') \right|^2 \quad (6-21)$$

Escrevendo em termos das amplitudes não normalizadas, temos:

$$\mathcal{N}_S(\vec{\alpha}) = \int_{1.85}^{1.89} dM' \int d\phi' S(M') \epsilon(\phi') \rho(\phi') \left| \sum_k a_k e^{i\delta_k} \frac{A_k(\phi')}{\sqrt{N_k}} \right|^2 \quad (6-22)$$

$$\mathcal{N}_S(\vec{\alpha}) = \int_{1.851}^{1.891} dM' \int d\phi' S(M') \epsilon(\phi') \rho(\phi') \left(\sum_k \sum_j a_k a_j e^{i(\delta_k - \delta_j)} \frac{A_k(\phi') A_j^*(\phi')}{\sqrt{N_k N_j}} \right) \quad (6-23)$$

que podemos reescrever como:

$$\mathcal{N}_S(\vec{\alpha}) = \sum_k \sum_j a_i a_j e^{i(\delta_k - \delta_j)} \left(\frac{1}{\sqrt{N_k N_j}} \int_{1.851}^{1.891} dM' \int d\phi' S(M') \epsilon(\phi') \rho(\phi') A_k(\phi') A_j^*(\phi') \right) \quad (6-24)$$

Gerando eventos de FastMC, podemos achar

$$\int_{1.851}^{1.891} dM' \int d\phi' S(M') \epsilon(\phi') \rho(\phi') A_k(\phi') A_j^*(\phi') = \frac{1}{N_{gen}} \sum_{MC} \epsilon(\phi_{MC}) A_k(\phi_{MC}) A_j^*(\phi_{MC}) \quad (6-25)$$

Assim,

$$\mathcal{N}_S(\vec{\alpha}) = \sum_k \sum_j a_i a_j e^{i(\delta_k - \delta_j)} \left(\frac{1}{\sqrt{N_k N_j}} \sum_{MC} \epsilon(\phi_{MC}) A_k(\phi_{MC}) A_j^*(\phi_{MC}) \right) \quad (6-26)$$

Ou seja,

$$\mathcal{N}_S(\vec{\alpha}) = \sum_k \sum_j c_k c_j^* N_{kj} \quad (6-27)$$

onde

$$N_{kj} = \frac{1}{\sqrt{N_k N_j}} \sum_{MC} \epsilon(\phi_{MC}) A_k(\phi_{MC}) A_j^*(\phi_{MC}) \quad (6-28)$$

Os termos N_k e N_{kj} são calculados previamente ao processo de minimização reduzindo assim de maneira dramática o tempo de processamento.

O cálculo do fator de normalização do *background* \mathcal{N}_B é similar ao cálculo de $\mathcal{N}_S(\vec{\alpha})$.

6.3.4 Cálculo das Frações

As contribuições fornecidas pelo ajuste $c_k = a_k e^{i\delta_k}$ são calculadas escolhendo uma delas como fixa (geralmente é escolhida a contribuição daquele canal que contribui mais ao decaimento). No nosso caso, escolhemos o canal $D^+ \rightarrow a_1^+(1260)K_S$, $a_1^+(1260) \rightarrow \rho^0 \pi^+$, $\rho^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$, o qual fixamos com o valor de $c_k = 1$ ($a_k = 1$, $\delta_k = 0$).

Se entendemos que, uma vez obtidos os parâmetros $\vec{\alpha}$, a modelagem da dinâmica do decaimento está determinada e agora descorrelacionada dos efeitos dos detectores, os cálculos das frações devem tomar a integração dentro do espaço de fase do decaimento, definido pela massa nominal do D^+ (em coerência com a nossa definição das normalizações N_k , na equação 6-19).

Vimos no Capítulo 2 que a fração do canal k é definida como:

$$f_k = \frac{\int d\phi \rho(\phi) |a_k e^{i\delta_k} \mathcal{A}_k^N(\phi)|^2}{\int d\phi \rho(\phi) |\sum_j a_j e^{i\delta_j} \mathcal{A}_j^N(\phi)|^2} \quad (6-29)$$

Como $\int d\phi \rho(\phi) |\mathcal{A}_k^N(\phi)|^2 = 1$ (as amplitudes estão normalizadas), então:

$$f_k = \frac{a_k^2}{\mathcal{N}_{FR}(\vec{\alpha})} \quad (6-30)$$

onde

$$\begin{aligned} \mathcal{N}_{FR}(\vec{\alpha}) &= \int d\phi \rho(\phi) |\sum_j a_j e^{i\delta_j} \mathcal{A}_j^N(\phi)|^2 \\ &= \sum_{k,j} a_k a_j e^{i(\delta_k - \delta_j)} Nfr_{kj} \end{aligned} \quad (6-31)$$

e

$$Nfr_{kj} = \int d\phi \rho(\phi) \mathcal{A}_k^N \mathcal{A}_j^{N*}. \quad (6-32)$$

Os valores de Nfr_{kj} são também calculados via FastMC, previamente ao processo de minimização, e as frações e seus erros são calculados uma vez terminado o ajuste.

6.4

A Forma da Largura dos Vetores Axiais

Como vimos no capítulo 2.3.1 a largura dos vetores axiais é calculada utilizando a expressão 2-17. Seja A o vetor-axial de massa m_A . Temos:

$$\Gamma_A(m_A) \propto \frac{1}{m_A^3} \int dm_{12}^2 dm_{23}^2 \left| \sum_i c_i \mathcal{A}_A^i(m_{12}, m_{23}) \right|^2 \quad (6-33)$$

onde m_{12} e m_{23} são as massas invariantes das combinações das partículas 1,2 e 2,3 do estado final do decaimento em 3 corpos do vetor-axial A . $\mathcal{A}_A^i(m_{12}, m_{23})$ é a amplitude do canal i do decaimento, e c_i é o valor encontrado da contribuição do respectivo canal de decaimento em 4 corpos do méson D^+ do qual forma parte o canal i do decaimento do A em 3 corpos.

Ou seja, para encontrar a forma da largura dos vetores axiais, precisamos antes ter realizado um ajuste para achar as respectivas contribuições c_i no decaimento de 4 corpos. Para isto, é realizado um processo iterativo de ajuste de dados e de cálculo da forma dos axiais até chegar a valores que estabilizem a forma da largura procurada, que também implica na otimização do ajuste.

Representamos a largura $\Gamma_A(m_A)$ de forma discreta, dividindo o espectro de massa do axial em 100 partes iguais. Para cada valor de massa é encontrada a largura a partir da expressão 6-33. Após obter os valores das larguras para cada massa, as larguras são reescaladas linearmente de tal maneira que à massa nominal do vetor axial corresponda a largura nominal. O cálculo da integral da expressão 6-33 é feito através de eventos gerados por FastMC para decaimentos de 3 corpos.

A Figura 6.2 apresenta a forma da largura para o caso do vetor-axial

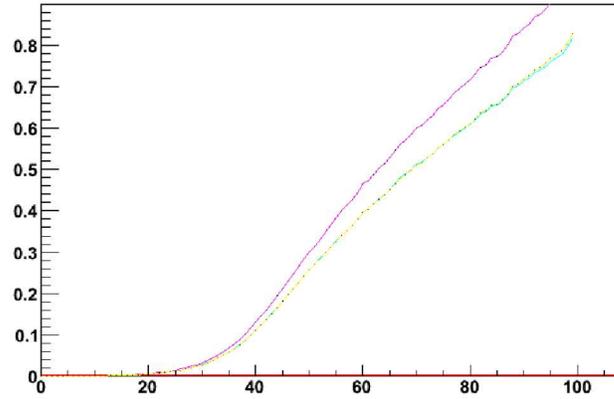


Figura 6.2: Forma da Largura do vetor-axial $a_1(1260)$. São realizadas varias iterações até obter estabilidade

$a_1(1260)$. São mostradas várias formas para diferentes iterações até obter estabilidade. O eixo Y corresponde á largura e o eixo X ao número do *bin* (a região de massa foi dividida em 100 *bins*).

No caso dos vetores-axiais $K_1(1400)$ e $K_1(1270)$, os valores nominais de massa e largura estão bem estabelecidos no PDG. Isso não acontece para o $a_1(1260)$. Por tal motivo, neste trabalho foi também realizado um estudo para achar valores de massa e largura nominal do $a_1(1260)$ que otimizem os resultados do ajuste. O processo iterativo é realizado para diferentes valores atribuídos de massa e largura, sendo escolhido o valor que, além de fornecer um bom ajuste de dados (menor valor de fcn), não se afaste da janela estabelecida pelo PDG para os parâmetros deste axial.

6.5

Teste de Consistência do Algoritmo de Ajuste

Para verificar se o algoritmo de ajuste é confiável, ele é testado em dados gerados por simulação de FastMC, onde as contribuições de cada canal são arbitrariamente estabelecidas através de um conjunto de parâmetros de entrada, $\vec{\alpha}_{in}$. Depois, essa amostra gerada é ajustada através do algoritmo para assim obter os parâmetros de saída $\vec{\alpha}_{out}$. Este processo é realizado utilizando 10 canais de decaimento, mostrados na tabela 6.1.

O primeiro canal é tomado como referência, com valores fixos $a_k = 1$, $\delta_k = 0$. Geramos uma amostra de 30 mil eventos. Um exemplo de resultado deste teste é apresentado na tabela 6.1. Vemos que o algoritmo de ajuste encontra com boa precisão os valores das contribuições na geração por FastMC.

Modo	a_{in}	a_{out}	δ_{in}	δ_{out}
$K_S a_1^+ \{\rho\pi^+\}$ SW	1.000	1.000 (fixo)	0.000	0.0 (fixo)
$K_S a_1^+ \{\rho\pi^+\}$ DW	0.358	0.362 ± 0.008	113.870	115.1 ± 1.3
$K_S a_1^+ \{\sigma\pi^+\}$	0.317	0.308 ± 0.007	229.786	229.0 ± 1.6
$K_1^0(1400)\{K^*(892)^-\pi^+\}\pi^+$ SW	0.121	0.116 ± 0.007	45.561	46.2 ± 3.7
$K_1^0(1270)\{\rho^0 K_S\}\pi^+$ SW	0.120	0.118 ± 0.007	34.809	35.5 ± 3.9
$K^*(892)^-\pi^+\pi^+$	0.111	0.113 ± 0.008	150.673	151.4 ± 4.2
$K^*(1430)^-\pi^+\pi^+$	0.310	0.310 ± 0.010	98.124	96.6 ± 2.0
$\kappa^-\pi^+\pi^+$	0.460	0.440 ± 0.010	218.574	218.7 ± 1.3
$K_S \pi^+ \rho^0$	0.280	0.278 ± 0.009	41.258	39.0 ± 1.6
$K_S \pi^+ \sigma$	0.226	0.208 ± 0.010	25.339	24.6 ± 3.0

Tabela 6.1: Resultado do teste de consistência do algoritmo de ajuste

6.6

Avaliando a Qualidade do Ajuste

O algoritmo de ajuste é usado para encontrar as contribuições de cada canal de decaimento. Diferentes modelos serão estudados no capítulo seguinte, sendo que a diferença entre eles é unicamente na composição de canais usados para representar o decaimento.

Uma maneira simples de determinar se um modelo é melhor que o outro é comparar o valor de $fcn = -2 \ln \mathcal{L}$ fornecido pelo MINUIT. O modelo que melhor representa os dados será aquele com o menor valor de fcn . Mas o fcn só pode ser usado para fins comparativos, por si só não tem um sentido absoluto.

Outra maneira de saber se um modelo é bom ou não é calculando o valor da medida de χ^2 por número de bins (Nbins).

O procedimento para calcular o $\chi^2/Nbins$ começa, dividindo o espaço de fase em pequenos *bins* (hipercubos no nosso espaço de cinco dimensões). Para um *bin* i , é encontrado o número de eventos de dados (N_{obs}^i) e o número de eventos de uma amostra de fastMC gerada utilizando o modelo sendo analisado (N_{esp}^i). O valor de χ^2 é obtido utilizando a seguinte expressão:

$$\chi^2 = \sum_{i \text{ bins}} \frac{(N_{obs}^i - N_{esp}^i)^2}{N_{esp}^i}. \quad (6-34)$$

O número de bins Nbins é o número total de bins em que foi dividido o espaço de fase e que tem eventos de dados e de FastMC.

Ainda que o valor de $\chi^2/Nbins$ possa dar uma medida absoluta da qualidade do ajuste de histogramas (binados) uni-dimensionais (valores próximos a 1 indicam um bom ajuste) isto não está claro para ajustes em maiores dimensões evento a evento. Observamos neste estudo que o valor de $\chi^2/Nbins$ depende substancialmente da escolha do tamanho dos bins (gride pentadimensional). Por exemplo, para o nosso resultado central apresentado no próximo

capítulo, se escolhermos divisões de 4,5 e 6 *bins* por dimensão (massa invariante) obtemos, respectivamente, $\chi^2/N_{\text{bins}} = 3.24$, 3.02 e 2.31, para um total de bins ocupados de 92, 163 e 247. Estes três valores de χ^2/N_{bins} levam a um nível de confiança (CL) igual a zero, ainda que, como veremos, a comparação entre modelo e dados é boa na maioria das projeções de massas invariantes, as discrepâncias aparecendo em algumas regiões de massa isoladas. Isto nos mostra que mesmo o valor de χ^2/N_{bins} também não pode ser tomado de forma absoluta. De qualquer forma, entendemos que ainda assim é um critério útil na avaliação da qualidade do ajuste.

7

Resultados

Neste capítulo vamos apresentar os resultados obtidos da aplicação do algoritmo de ajuste dos dados para os diferentes modelos testados. A amostra de dados a ser ajustada é aquela amostra listrada da Figura 5.7, que contém 7841 eventos, sendo 7.2 % *background*.

7.1

Resultados do Ajuste

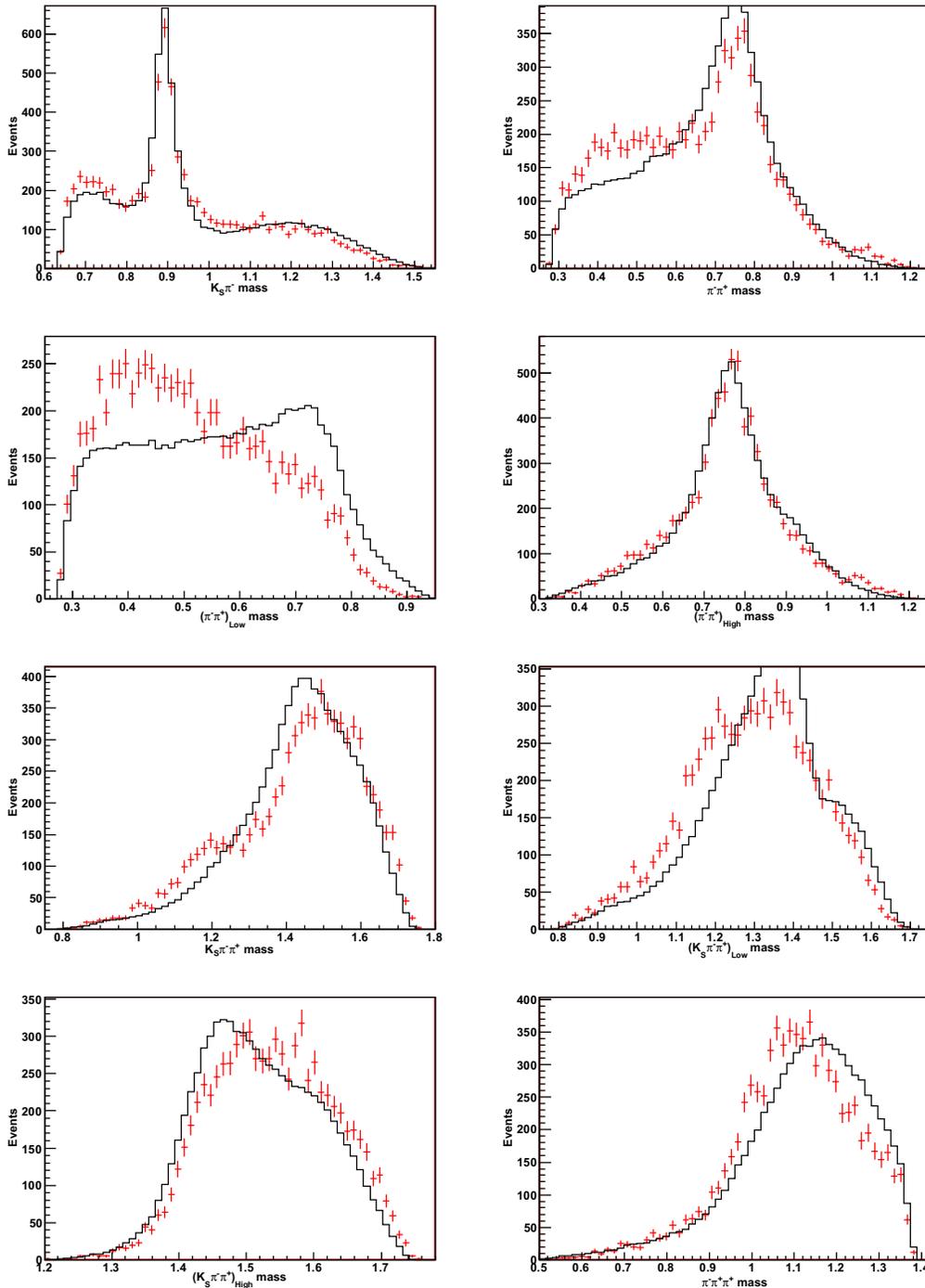
Os canais que podem ser considerados no processo de ajuste estão listados na seção 2.2.1. O algoritmo de ajuste é usado para encontrar as contribuições de cada canal de decaimento. Não sabemos ainda quais desses canais realmente fazem parte do decaimento. Definimos então diferentes modelos como um grupo determinado de canais e vemos qual desses modelos se ajusta melhor à nossa amostra de dados.

7.1.1

O Modelo MARK III

Como ponto de partida para efetuar a análise, consideramos a seguir o modelo da colaboração MARK III [15] o qual foi visto na seção 2.6. Este modelo conta com apenas 3 canais de decaimento. O resultado das contribuições e fases relativas obtidas por MARK III foi apresentado na Tabela 2.6. Realizamos então o ajuste de dados com o nosso algoritmo considerando os mesmos canais, ao qual chamamos de Modelo MARK III. Os resultados obtidos são apresentados na Tabela 7.1, onde podemos observar que, assim como obtido por MARK III, há predominância da contribuição do méson vetor-axial $a_1(1260)$ seguido do méson vetor-axial $K_1^0(1400)$. Com relação ao canal não-ressonante, MARK III observa 17 %, porém um sinal com apenas 3σ de significância estatística. Nossos resultados, com maior estatística, apontam para uma contribuição bem menor.

Vemos que a qualidade do nosso ajuste para o modelo MARK III é bastante deficiente: temos um $\chi^2/N_{\text{bins}} = 15.9$. Isto também pode ser observado claramente a partir da inspeção visual das diferentes projeções



PUC-Rio - Certificação Digital Nº 0220955/CA

Figura 7.1: Projeções de massas invariantes para os Resultados obtidos pela aplicação do Algoritmo de Ajuste ao modelo MARK III.

de massa invariante. Na Figura 7.1, mostramos estas projeções para dados (pontos com barras de erro) e o resultado do modelo via amostra de fastMC. É bastante notável a deficiência com que os eventos gerados representam os dados observados. Se faz necessária então uma nova definição do modelo através dos outros canais disponíveis.

Tabela 7.1: Resultados obtidos para o modelo Mark III

Canal	Nosso Resultado		MARK III	
	Fração	Fase (graus)	Fração	Fase (graus)
$K_S a_1^+ \{ \rho \pi^+ \}$	0.658 ± 0.007	0.0 (fixo)	0.539 ± 0.057	0.0 (fixo)
$K_1^0(1400) \{ K^*(892)^- \pi^+ \} \pi^+$	0.313 ± 0.007	10.9 ± 2.6	0.277 ± 0.047	4.01 ± 18.3
Não-Resonante	0.011 ± 0.003	330.7 ± 10.4	0.170 ± 0.056	62.5 ± 16.0
Soma das Frações	0.982		0.986	
fcn	-17421.8			
$\chi^2/Nbins$	2589/163=15.9			

7.1.2

Estudo dos Possíveis Canais de Decaimento

Temos um total de 22 canais (ver seção 2.2.1) que poderiam fazer parte do modelo para a nossa análise. Ao considerar todos os canais possíveis, o modelo respectivo efetivamente forneceria o melhor resultado. Porém, não representaria necessariamente o melhor modelo, dado que a quantidade de parâmetros permitidos ao ajuste (maior número de canais, maior número de parâmetros no ajuste) pode causar falsos resultados pela liberdade excessiva.

Devido à grande variedade na escolha de canais, a tarefa de encontrar um modelo adequado é complicada quando a busca é feita manualmente. Por esse motivo foi implementado um processo automático que encontra o modelo de menor fcn para um número determinado de canais.

O processo começa com um modelo de dois canais o qual denominamos modelo base. Escolhemos para isto os dois canais ressonantes que contêm o vetor axial a_1 , o qual sabemos tem uma contribuição bastante significativa no decaimento. A partir desse modelo de 2 canais, são encontrados modelos de maior quantidade de canais e são selecionados aqueles com menor valor de fcn .

Dessa maneira, para achar o modelo de menor fcn de 3 canais, construímos todos os possíveis modelos de 3 canais fazendo combinações do modelo base com cada um dos canais não considerados. Logo, realizamos um ajuste dos dados com cada um dos modelos de 3 canais construído. Selecionamos então aquele modelo que forneça o menor valor final de fcn .

O processo é repetido até obter o modelo de menor fcn de 15 canais.

Observando os resultados dos modelos selecionados para cada número de canais, verificamos que o modelo de 10 canais contém contribuições significativas para seus canais e que os modelos com maior número de canais não modificam consideravelmente o valor de fcn , além de ter contribuições com

pouca significancia estatística.

Na Tabela 7.2, mostramos os resultados obtidos para os modelos de 10 e de 13 canais selecionados pelo processo, para comparação. Observa-se que os 3 canais adicionais do modelo de 13 canais têm contribuições pouco significativas no ajuste (suas frações têm menos de 3σ de significância estatística). Além disso, os canais $K_1^0(1270)\{K^*(892)^-\pi^+\}\pi^+$ SW e $K_1^0(1400)\{\rho^0 K_S\}\pi^+$ SW têm cada um deles um parceiro com características similares já incluído no modelo de 10 canais. Tratam-se dos canais $K_1^0(1400)\{K^*(892)^-\pi^+\}\pi^+$ SW e $K_1^0(1270)\{\rho^0 K_S\}\pi^+$ SW respectivamente. Estes sofrem quedas significativas nos valores das suas frações ($34.0\% \rightarrow 28.1\%$ e $4.6\% \rightarrow 2.7\%$ respectivamente) ao serem incluídos os outros. As duas escolhas dos dois vetores-axiais K_1' s estão em acordo com o indicado no PDG [31] ($K_1^0(1270)$ decai predominantemente em ρ enquanto que $K_1^0(1400)$ em $K^*(892)$).

Escolhemos então o modelo de 10 canais para ser o nosso Modelo Central pois ele descreve satisfatoriamente as características do decaimento estudado.

Tabela 7.2: Modelo Central (10 Canais) vs. Modelo de 13 Canais

Canal	Modelo Central (10 Ch)		Modelo com 13 Canais	
	Fração	Fase (graus)	Fração	Fase (graus)
$K_S a_1^+ \{\rho \pi^+\}$ SW	0.451 ± 0.022	0.0 (fixo)	0.392 ± 0.029	0.0 (fixo)
$K_S a_1^+ \{\rho \pi^+\}$ DW	0.023 ± 0.004	86.9 ± 5.0	0.020 ± 0.003	73.3 ± 5.1
$K_S a_1^+ \{\sigma \pi^+\}$	0.045 ± 0.005	229.8 ± 3.8	0.037 ± 0.004	231.5 ± 4.3
$K_1^0(1400)\{K^*(892)^-\pi^+\}\pi^+$ SW	0.340 ± 0.011	31.6 ± 2.5	0.281 ± 0.019	21.3 ± 2.7
$K_1^0(1270)\{\rho^0 K_S\}\pi^+$ SW	0.046 ± 0.006	9.8 ± 3.7	0.027 ± 0.006	23.3 ± 6.2
$K^*(892)^-\pi^+\pi^+$	0.147 ± 0.010	136.7 ± 2.7	0.118 ± 0.010	124.4 ± 3.1
$K^*(1430)^-\pi^+\pi^+$	0.020 ± 0.005	178.1 ± 6.1	0.026 ± 0.007	164.7 ± 6.6
$\kappa^-\pi^+\pi^+$	0.141 ± 0.011	318.6 ± 3.5	0.172 ± 0.017	322.1 ± 3.8
$K_S \pi^+ \rho^0$	0.151 ± 0.014	141.3 ± 2.8	0.201 ± 0.018	144.2 ± 4.1
$K_S \pi^+ \sigma$	0.048 ± 0.007	125.3 ± 6.1	0.031 ± 0.007	115.7 ± 7.3
$K_1^0(1400)\{\rho^0 K_S\}\pi^+$ SW	-	-	0.012 ± 0.004	45.4 ± 10.8
$K_1^0(1270)\{K^*(892)^-\pi^+\}\pi^+$ SW	-	-	0.008 ± 0.003	340.9 ± 9.9
Não-Resonante	-	-	0.013 ± 0.006	104.2 ± 15.2
Soma das Frações	1.412		1.338	
f_{cn}	-20867.3		-20957.6	
χ^2/N_{bins}	492/163=3.0		459.6/163=2.8	

7.1.3

O Modelo Central

Observamos nos resultados da Tabela 7.2 que ainda é válida a afirmação de que há predominância da contribuição do méson vetor axial $a_1(1260)$.

Este méson decai através de três canais, sendo os dois primeiros através da ressonância ρ^0 . O canal em onda S é o de maior contribuição (45.1%). Já a contribuição da onda D é bastante inferior (2.3%). Por outro lado, o terceiro canal decai na ressonância σ (4.5%).

A segunda grande contribuição é observada no canal que contém o méson vetor axial $K_1^0(1400)$ decaindo em onda S através da ressonância $K^*(892)^-$ (34.0%).

A ressonância $K^*(892)^-$ também se encontra presente significativamente (14.7%) no decaimento do méson D^+ em três corpos.

Destaca-se neste estudo a presença da ressonância κ^- num canal de decaimento de 3 corpos, com uma contribuição de 14.1 %. O estado κ já foi visto em seu modo neutro em outros decaimentos de charme, porém apenas recentemente há indícios de sua produção no modo carregado [33].

Na Figura 7.2 mostramos a comparação dos dados observados e gerados por fastMC para o Modelo Central. Claramente, se obteve uma grande melhoria com respeito às projeções obtidas utilizando o modelo MARK III.

Discutiremos sobre estes resultados na seção 7.2.3 mais adiante após o estudo dos erros sistemáticos.

7.1.4 Outros Modelos

Apresentamos aqui uma breve descrição dos resultados obtidos ao incluir ou subtrair determinados canais ao modelo central.

Incluindo o Canal Não-Ressonante ao Modelo Central

No experimento Mark III, foi encontrada uma considerável fração do canal não-ressonante (17%) ainda que com grande erro, é por isso que apresentamos na Tabela 7.3 o resultado do ajuste para um modelo de 11 canais que inclui os 10 canais do Modelo Central e o canal não-ressonante (NR). Nesse resultado podemos salientar duas coisas importantes. A primeira é que o valor da contribuição do canal NR é desprezível, justificando dessa maneira a sua não inclusão no Modelo Central; e também o valor de fcn aumenta só em 20 unidades com a sua inclusão. A segunda observação é que sua presença modifica principalmente os os canais que contêm as subestruturas κ e σ , o que está relacionado ao fato destas ressonâncias serem muito largas. Para o caso do κ o valor da fração aumenta de 14.1% para 16.3% e para o caso do σ cai de 4.8% para 4.0%.

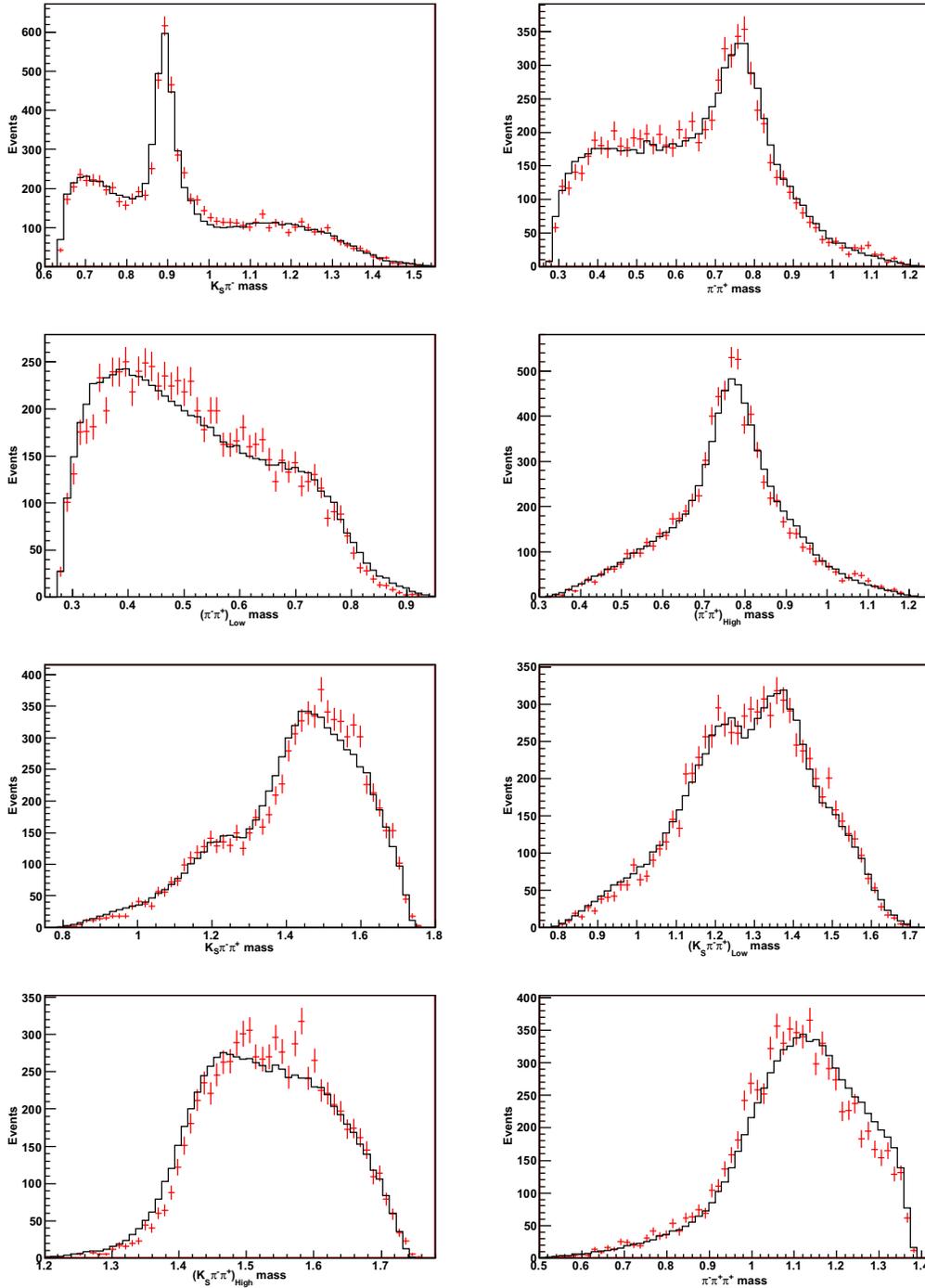


Figura 7.2: Projeções de massas invariantes para os Resultados obtidos pela aplicação do Algoritmo de Ajuste ao Modelo Central.

Excluindo o Canal Kappa do Modelo Central

Como discutimos anteriormente, a existência e propriedades da ressonância escalar leve κ ainda é fonte de controvérsia. No nosso estudo, o valor da sua contribuição é bastante significativo. É por isso que fazemos aqui uma comparação do Modelo Central com um modelo que exclui o canal $\kappa^- \pi^+ \pi^+$.

Tabela 7.3: Modelo Central + Canal Não-Ressonante

Canal	Fração	Fase (graus)
$K_S a_1^+ \{ \rho \pi^+ \}$ S-wave	0.449 ± 0.021	0.0 (fixo)
$K_S a_1^+ \{ \rho \pi^+ \}$ D-wave	0.023 ± 0.004	85.5 ± 5.3
$K_S a_1^+ \{ \sigma \pi^+ \}$	0.042 ± 0.004	229.5 ± 3.9
$K_1^0(1400) \{ K^*(892)^- \pi^+ \} \pi^+$ S-wave	0.340 ± 0.012	30.3 ± 2.5
$K_1^0(1270) \{ \rho^0 K_S \} \pi^+$ S-wave	0.047 ± 0.006	8.3 ± 3.7
$K^*(892)^- \pi^+ \pi^+$	0.144 ± 0.019	135.0 ± 2.7
$K^*(1430)^- \pi^+ \pi^+$	0.019 ± 0.005	163.0 ± 8.2
$\kappa^- \pi^+ \pi^+$	0.163 ± 0.016	322.2 ± 3.8
$K_S \pi^+ \rho^0$	0.169 ± 0.015	140.1 ± 3.0
$K_S \pi^+ \sigma$	0.040 ± 0.010	118.2 ± 7.0
Non-resonant	0.009 ± 0.006	100.7 ± 18.0
Soma das Frações	1.345	
fcn		-20877
$\chi^2/Nbins$		493/163=3.0

A Tabela 7.4 apresenta essa comparação, onde observamos que a qualidade do ajuste cai consideravelmente: o valor do fcn aumenta em 544 unidades e o $\chi^2/Nbins$ passa de 3.0 para 4.3. Mas a observação mais notável é uma modificação de caráter global nos resultados obtidos pelo ajuste. Os canais mais afetados são o $K_S a_1^+ \{ \rho \pi^+ \}$ SW com um grande aumento na sua fração de 45.1% para 61.3%, o canal $K_S a_1^+ \{ \sigma \pi^+ \}$ passa de 4.5% para 7.1%, o canal $K^*(892)^- \pi^+ \pi^+$ cai de 14.7% para 11.1%, $K_S \pi^+ \rho^0$ passa de 15.1% para 9.0% e o canal $K_S \pi^+ \sigma$ teve a queda mais notória de 4.8% para 0.1% (sendo seu erro também 0.1%). Na Figura 7.3 temos as projeções dos dados observados comparados com os dados gerados a partir dos resultados do ajuste para o Modelo sem κ^- . São apresentadas as projeções com maiores diferenças com respeito ao Modelo Central. No caso da projeção $K_S \pi^-$, é verificado que o Modelo sem κ^- piora na descrição dos dados para a região correspondente à baixa massa $K_S \pi^-$, região correspondente à da massa do κ^- . Outras projeções que apresentam diferenças são a projeção $K_S \pi^- \pi^+$ Low e a projeção $\pi^- \pi^+ \pi^+$.

A presença do κ é por tanto necessária na definição do Modelo Central. Sem ela, a qualidade do ajuste cai consideravelmente e os valores das frações dos outros canais são bastante afetados.

Excluindo o Canal Sigma do Modelo Central

Na Tabela 7.5 temos os resultados obtidos para o modelo que exclui os canais $K_S a_1^+ \{ \sigma \pi^+ \}$ e $K_S \pi^+ \sigma$ do modelo central. Como no caso da exclusão do κ^- , a qualidade do ajuste cai consideravelmente (~ 500 unidades de fcn) e

Tabela 7.4: Modelo Central vs. Modelo sem κ^-

Canal	Modelo Central		Modelo sem κ	
	Fração	Fase (graus)	Fração	Fase (graus)
$K_S a_1^+ \{ \rho \pi^+ \}$ SW	0.451 ± 0.022	0.0 (fixo)	0.613 ± 0.021	0.0 (fixo)
$K_S a_1^+ \{ \rho \pi^+ \}$ DW	0.023 ± 0.004	86.9 ± 5.0	0.025 ± 0.004	111.1 ± 4.3
$K_S a_1^+ \{ \sigma \pi^+ \}$	0.045 ± 0.005	229.8 ± 3.8	0.071 ± 0.007	222.2 ± 3.4
$K_1^0(1400) \{ K^*(892)^- \pi^+ \} \pi^+$ SW	0.340 ± 0.011	31.6 ± 2.5	0.343 ± 0.013	36.6 ± 2.3
$K_1^0(1270) \{ \rho^0 K_S \} \pi^+$ SW	0.046 ± 0.006	9.8 ± 3.7	0.048 ± 0.006	7.3 ± 4.1
$K^*(892)^- \pi^+ \pi^+$	0.147 ± 0.010	136.7 ± 2.7	0.111 ± 0.009	147.4 ± 2.6
$K^*(1430)^- \pi^+ \pi^+$	0.020 ± 0.005	178.1 ± 6.1	0.016 ± 0.004	137.7 ± 6.4
$\kappa^- \pi^+ \pi^+$	0.141 ± 0.011	318.6 ± 3.5	-	-
$K_S \pi^+ \rho^0$	0.151 ± 0.014	141.3 ± 2.8	0.090 ± 0.010	129.2 ± 3.6
$K_S \pi^+ \sigma$	0.048 ± 0.007	125.3 ± 6.1	0.001 ± 0.001	216.4 ± 27.9
Soma das Frações	1.412		1.318	
f_{cn}	-20867.3		-20323.2	
χ^2/N_{bins}	492/163=3.0		700.1/163=4.3	

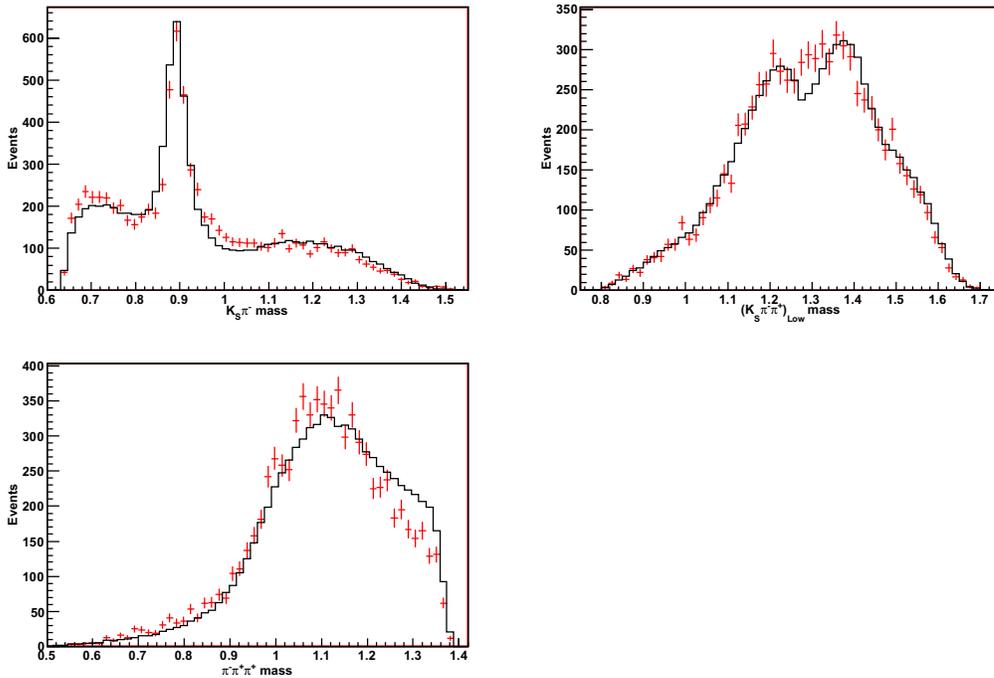


Figura 7.3: Projeções de massas invariantes para os resultados obtidos para o Modelo sem o Canal κ^- (Projeções que ficam mais comprometidas com a retirada do κ^-).

observa-se também o remanejamento de algumas frações.

Tabela 7.5: Modelo Central vs. Modelo sem σ

Canal	Modelo Central		Modelo sem σ	
	Fração	Fase (graus)	Fração	Fase (graus)
$K_S a_1^+ \{ \rho \pi^+ \}$ SW	0.451 ± 0.022	0.0 ± 0.0	0.444 ± 0.021	0.0 ± 0.0
$K_S a_1^+ \{ \rho \pi^+ \}$ DW	0.023 ± 0.004	86.9 ± 5.0	0.037 ± 0.005	62.4 ± 4.2
$K_S a_1^+ \{ \sigma \pi^+ \}$	0.045 ± 0.005	229.8 ± 3.8	-	-
$K_1^0(1400) \{ K^*(892)^- \pi^+ \} \pi^+$ SW	0.340 ± 0.011	31.6 ± 2.5	0.335 ± 0.010	19.0 ± 2.5
$K_1^0(1270) \{ \rho^0 K_S \} \pi^+$ SW	0.046 ± 0.006	9.8 ± 3.7	0.062 ± 0.006	9.2 ± 3.1
$K^*(892)^- \pi^+ \pi^+$	0.147 ± 0.010	136.7 ± 2.7	0.160 ± 0.010	126.6 ± 2.7
$K^*(1430)^- \pi^+ \pi^+$	0.020 ± 0.005	178.1 ± 6.1	0.078 ± 0.008	174.7 ± 3.1
$\kappa^- \pi^+ \pi^+$	0.141 ± 0.011	318.6 ± 3.5	0.134 ± 0.010	307.6 ± 2.8
$K_S \pi^+ \rho^0$	0.151 ± 0.014	141.3 ± 2.8	0.207 ± 0.014	138.2 ± 2.4
$K_S \pi^+ \sigma$	0.048 ± 0.007	125.3 ± 6.1	-	-
Soma das Frações	1.412		1.457	
f_{cn}	-20867.3		-20369.7	
$\cdot \chi^2 / N_{bins}$	492/163=3.0		653.4/163=4.0	

7.2

Estimativa dos Erros Sistemáticos

Havendo estabelecido o modelo de 10 canais na Tabela 7.1.2 como nosso Modelo Central, apresentamos nesta seção o nosso estudo dos efeitos sistemáticos presentes na medida.

Separamos os erros sistemáticos em dois tipos:

- a) de medida propriamente dita, decorrentes de possíveis efeitos devido ao experimento FOCUS.
- b) de modelagem, devido principalmente à parametrização dos estados ressonantes.

7.2.1

Erros Sistemáticos Devido ao Experimento

Este tipo de erro está sub-dividido em duas categorias: erros por divisão da amostra e erros por variações nos cortes para a obtenção da amostra.

Os erros sistemáticos do experimento são calculados somando em quadratura os valores obtidos para os erros sistemáticos por divisão da amostra aos erros sistemáticos por variação nos cortes.

Para o cálculo dos erros sistemáticos do tipo divisão de amostra, consideramos os seguintes critérios:

1. Divisão da amostra em eventos que contém D^+ ou D^- , para verificar possíveis efeitos sistemáticos na resolução e eficiência que possam depender da carga.
2. Divisão da amostra para diferentes regiões de momento do méson D (P_D). Muitas variáveis utilizadas nos cortes têm alguma dependência com o momento do D , isto pode vir a causar algum efeito sistemático nos resultados. Realizamos uma divisão da amostra em três sub-amostras: $P_D < 70$, $70 \leq P_D < 90$, $P_D \geq 90$, todas elas com número de eventos próximo.
3. Divisão da amostra para diferentes tipos de K_S (tipo 1, 4, 5 e 9). Como tínhamos visto anteriormente, no momento de reconstrução dos dados, estes têm um tratamento diferenciado segundo o tipo de K_S . Sendo assim, é importante verificar os efeitos sistemáticos para este tipo de divisão. Embora tenhamos 4 tipos de K_S , dividimos a amostras total em duas sub-amostras: uma sub-amostra contendo os eventos cujo K_S é tipo 1 e tipo 4, e outra amostra contendo eventos com K_S do tipo 5 e tipo 9. Isto é feito porque a quantidade de eventos para K_S 's do tipo 1 e do tipo 9 é bastante pobre, causando isto com que o valor dos erros estatísticos para as correspondentes sub-amostras possa ser bastante alto.
4. Divisão da amostra segundo o período de rodada. Os dados coletados do experimento FOCUS estão agrupados em períodos de rodada, que identificam o momento no qual estes foram coletados. Existiu um momento decisivo na coleta dos dados que foi quando o detetor de silício do alvo entrou em operação. Os dados coletados podem sofrer alguma variação sistemática por causa da presença ou ausência da informação fornecida por esse detetor. Dividimos a amostra em duas sub-amostras, uma delas contendo eventos que não contam com a presença do detetor e outra que, sim, contém essa informação. O número de rodada da divisão é 9421.

Para o cálculo dos erros sistemáticos por variação nos cortes, consideramos duas amostras: uma na qual aplicamos cortes mais fracos dos que foram encontrados no Capítulo 5 e outros mais fortes. Na Tabela 7.6 mostramos os cortes fracos e fortes considerados para o cálculo.

Os erros sistemáticos do tipo divisão da amostra são calculados de acordo à técnica descrita no PDG [31] para tratamento de erros sistemáticos.

Primeiramente é testada a consistência estatística de que as N amostras independentes possam ser ajustadas por um único (médio) conjunto de parâmetros de ajuste. Isto é representado, para cada parâmetro, na forma de

		Cortes Fracos	Cortes Fortes
ℓ/σ_ℓ	$>$	12.00	16.00
CL_p	\geq	0.01	0.01
CL_s	\geq	0.02	0.02
ISO2	\leq	0.01	0.01
mat_cut	$>$	0.00	0.01
CL_p - ISO1	\geq	-0.1	0.1
CL_s - ISO2	\geq	-0.2	0.1
npri	$>$	2	2
N. Eventos	$=$	9203	4745

Tabela 7.6: Cortes Fortes e Fracos para o decaimento $K_S\pi^-\pi^+\pi^+$.

um χ^2 com $N - 1$ graus de liberdade:

$$\chi^2 = \sum_i^N \frac{(x_i - \langle x \rangle)^2}{\sigma_i^2} \quad (7-1)$$

onde

$$\langle x \rangle = \frac{\sum_i x_i / \sigma_i^2}{\sum_i 1 / \sigma_i^2} \quad (7-2)$$

Quando o valor de $\chi^2/(N - 1)$ é menor ou igual que a unidade, os valores obtidos para o parâmetro x são compatíveis entre si e não existe erro sistemático associado.

No caso de $\chi^2/(N - 1)$ ser maior que a unidade, existe um problema sistemático, cujo erro é calculado efetuando o seguinte tratamento:

Primeiramente é feito um reescalamamento de todos os erros estatísticos σ_i por um fator $S = \sqrt{\chi^2/(N - 1)}$. Então o novo valor de $\chi^2/(N - 1)$ será igual à unidade igual 1.

Considerando o valor do erro estatístico combinado da média ponderada, dada por:

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{\sqrt{\sum_i 1/\sigma_i^2}} \quad (7-3)$$

obtemos o erro re-escalado:

$$\tilde{\sigma} = \bar{\sigma} \sqrt{\frac{\chi^2}{N-1}} = \sqrt{\frac{\langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2}{N-1}} \quad (7-4)$$

que seria uma estimativa do erro *total*, incluindo tanto os efeitos estatísticos como os sistemáticos. A partir desse valor, encontramos o erro sistemático sustramos o valor correspondente à parte estatística:

$$\sigma_{\text{sis}}^{\text{DA}} = \bar{\sigma} \sqrt{\frac{\chi^2}{N-1} - 1} \quad (7-5)$$

$\sigma_{\text{sis}}^{\text{DA}}$ quer dizer erro sistemático por divisão de amostra.

Este método é então aplicado às sub-amostras definidas anteriormente, obtendo assim os erros sistemáticos apresentados na Tabela 7.7. Para cada

uma das 4 subdivisões de amostra é apresentado o valor do erro sistemático e é mostrado também o erro total obtido pela soma em quadratura dos erros individuais.

Tabela 7.7: Erros Sistemáticos Tipo Divisões da Amostra

Resultados para as Frações	Divisão Amostra	Carga do do D	Momento do D	Periodo IRun	Tipo de K_S
$K_S a_1^+ \{ \rho \pi^+ \}$ SW	0.012	0.000	0.000	0.012	0.000
$K_S a_1^+ \{ \rho \pi^+ \}$ DW	0.004	0.000	0.000	0.004	0.000
$K_S a_1^+ \{ \sigma \pi^+ \}$	0.004	0.000	0.000	0.000	0.004
$K_1^0(1400) \{ K^{*-} \pi^+ \} \pi^+$ SW	0.012	0.012	0.000	0.000	0.000
$K_1^0(1270) \{ \rho^0 K_S \} \pi^+$ SW	0.004	0.004	0.000	0.000	0.000
$K^*(892) \pi^+ \pi^+$	0.028	0.002	0.020	0.000	0.020
$K^*(1430) \pi^+ \pi^+$	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
$\kappa^- \pi^+ \pi^+$	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
$K_S \pi^+ \rho^0$	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
$K_S \pi^+ \sigma$	0.013	0.008	0.010	0.000	0.000
Resultados para as Fases					
$K_S a_1^+ \{ \rho \pi^+ \}$ SW	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
$K_S a_1^+ \{ \rho \pi^+ \}$ DW	6.6	0.9	2.8	2.3	5.4
$K_S a_1^+ \{ \sigma \pi^+ \}$	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
$K_1^0(1400) \{ K^{*-} \pi^+ \} \pi^+$ SW	3.1	0.0	2.0	0.0	2.4
$K_1^0(1270) \{ \rho^0 K_S \} \pi^+$ SW	2.9	0.0	0.0	0.0	2.9
$K^*(892) \pi^+ \pi^+$	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
$K^*(1430) \pi^+ \pi^+$	4.5	0.0	3.4	3.1	0.0
$\kappa^- \pi^+ \pi^+$	1.7	0.0	1.5	0.9	0.0
$K_S \pi^+ \rho^0$	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
$K_S \pi^+ \sigma$	4.9	0.0	4.9	0.0	0.0

Os erros estatísticos do tipo variação nos cortes são calculados aplicando a mesma técnica do caso dos erros tipo variações no modelo a qual é descrita na seguinte seção.

Oa valores obtidos para os erros sistématicos do experimento são apresentados na Tabela 7.8.

7.2.2

Erros Sistemáticos por Variações no Modelo

Vamos considerar aqui um segundo erro sistemático, devido às incertezas na construção do modelo, em particular na parametrização das ressonâncias. Devemos avaliar o quanto o ajuste é sensível à variação em tais considerações. As variações que iremos aplicar neste tipo de estudo sistemático são:

Tabela 7.8: Erros Sistemáticos do Experimento

Canal	Fração			Fase (graus)		
	Exper	Cortes For/Fra	Divi Amostr	Exper	Cortes For/Fra	Divi Amostr
$K_S a_1^+ \{ \rho \pi^+ \}$ SW	0.0139	0.0070	0.0121	0.00	0.00	0.00
$K_S a_1^+ \{ \rho \pi^+ \}$ DW	0.0038	0.0004	0.0038	6.58	0.51	6.56
$K_S a_1^+ \{ \sigma \pi^+ \}$	0.0045	0.0007	0.0044	1.01	1.01	0.00
$K_1^0(1400) \{ K^{*-} \pi^+ \} \pi^+$ SW	0.0168	0.0119	0.0119	3.23	0.93	3.09
$K_1^0(1270) \{ \rho^0 K_S \} \pi^+$ SW	0.0090	0.0080	0.0041	3.00	0.61	2.94
$K^*(892)^- \pi^+ \pi^+$	0.0291	0.0069	0.0283	0.27	0.27	0.00
$K^*(1430)^- \pi^+ \pi^+$	0.0002	0.0002	0.0000	9.13	7.92	4.53
$\kappa^- \pi^+ \pi^+$	0.0054	0.0054	0.0000	1.89	0.74	1.74
$K_S \pi^+ \rho^0$	0.0194	0.0194	0.0000	1.03	1.03	0.00
$K_S \pi^+ \sigma$	0.0143	0.0055	0.0132	5.96	3.43	4.87

1. Variações na massa e largura do méson vetor axial $a_1(1260)$. Este não tem bem definido um valor central para sua massa e largura. Por tal motivo, foi realizada uma procura desses valores visando a obtenção de um modelo que fornecesse o melhor ajuste (menor valor de f_{cn}). Não observamos variação significativa no f_{cn} para o valor central da massa (que por isto foi tomada como o valor central do PDG $1.23 \text{ GeV}/c^2$) e para este valor de massa obtivemos a melhor largura de $0.56 \text{ GeV}/c^2$. Os resultados do ajuste poderiam ter variações sistemáticas por causa da escolha desses valores, então para analisar o seu efeito, realizamos ajustes dos dados tomando os valores da Tabela 7.9.
2. Variações na massa e largura da ressonância κ^- . Da mesma forma que o méson $a_1(1260)$, a ressonância κ^- não tem valores de massa e largura bem definidos. Utilizamos no nosso algoritmo os valores obtidos em [34]: $0.797 \text{ GeV}/c^2$ para a massa e de $0.410 \text{ GeV}/c^2$ para a largura. Sendo assim, realizamos um estudo dos erros sistemáticos considerando os valores indicados na Tabela 7.9.
3. Variações na massa e largura da ressonância σ . Usamos o valor central massa de $0.48 \text{ GeV}/c^2$ e largura de $0.32 \text{ GeV}/c^2$ obtidos em [20], e consideramos as variações indicadas na Tabela 7.9.
4. Variações no parâmetro r que descreve os fatores de forma F_D e F_R (veja Tabela 2.5). Os valores considerados foram de: $r_D = 3.0, 7.0$ e $r_R = 0.8, 3.0$.

5. Variações no modelo produzidas pela exclusão do fator de Tornqvist (ver Tabela 2.5 para $J=0$).

Tabela 7.9: Valores de massa e largura a serem considerados na análise de efeitos sistemáticos para as ressonâncias $a_1(1260)$, κ^- e σ^0

$a_1(1260)$		κ^-		σ^0	
$M(\text{GeV}/c^2)$	$\Gamma(\text{GeV}/c^2)$	$M(\text{GeV}/c^2)$	$\Gamma(\text{GeV}/c^2)$	$M(\text{GeV}/c^2)$	$\Gamma(\text{GeV}/c^2)$
1.19	0.56	0.750	0.41	0.40	0.32
1.27	0.56	0.850	0.41	0.60	0.32
1.23	0.52	0.797	0.35	0.48	0.40
1.23	0.60	0.797	0.50	0.48	0.50

Já que para este tipo de análise estaremos ajustando a mesma amostra de dados, então os erros estatísticos são totalmente correlacionados, sendo portanto qualquer variação nos resultados obtidos atribuída a efeitos sistemáticos. Desta forma, calculamos os erros sistemáticos de acordo ao seguinte procedimento:

- Consideramos que qualquer variação feita no modelo é equiprovável. Sendo assim, o valor médio de uma medida não é mais ponderado (como na equação 7-2), e sim simplesmente uma média aritmética $\langle x \rangle = \sum_i x_i / N$, onde N agora representa o número de variantes para o ajuste.
- Já que não estamos sub-dividindo a amostra, o fator $1/\sqrt{N}$ deve ser removido da expressão para $\tilde{\sigma}$, pois reflete o fato de que estávamos tomando a média de N sub-divisões para chegar ao erro da amostra combinada. Agora, queremos encontrar o desvio-padrão associado à distribuição das várias medidas (e não o desvio-padrão da média).
- A variância total agora não tem dentro dela uma parte correspondente aos efeitos estatísticos não sendo mais necessário fazer subtração de $\tilde{\sigma}$ pela variância estatística.
- Com essas considerações achamos

$$\sigma_{\text{sis}}^{\text{VM}} = \sqrt{\frac{\sum_i x_i^2 - N\langle x \rangle^2}{N-1}} \quad (7-6)$$

$\sigma_{\text{sis}}^{\text{VM}}$ refere-se a erro sistemático por variações no Modelo.

Na Tabela 7.10 mostramos os resultados para o erro devido a variações no modelo.

Tabela 7.10: Erros Sistemáticos por Variações no Modelo.

Canais	Fração	Fase (graus)
$K_S a_1^+ \{\rho \pi^+\}$ SW	0.019	0.0
$K_S a_1^+ \{\rho \pi^+\}$ DW	0.003	2.8
$K_S a_1^+ \{\sigma \pi^+\}$	0.005	12.3
$K_1^0(1400) \{K^{*-} \pi^+\} \pi^+$ SW	0.004	3.9
$K_1^0(1270) \{\rho^0 K_S\} \pi^+$ SW	0.006	2.5
$K^*(892)^- \pi^+ \pi^+$	0.003	3.8
$K^*(1430)^- \pi^+ \pi^+$	0.004	7.9
$\kappa^- \pi^+ \pi^+$	0.012	7.3
$K_S \pi^+ \rho^0$	0.016	2.7
$K_S \pi^+ \sigma$	0.008	11.5

7.2.3

Resultado Final do Modelo Central e Discussão

Apresentamos na Tabela 7.11 a estimativa total dos erros sistemáticos. Apresentamos em separado os erros sistemáticos pela variação do modelo e os erros sistemáticos do experimento. Vemos na Figura 7.2 que este modelo apresenta em linhas gerais um boa representação dos dados, entretanto, em algumas projeções existem ainda certas regiões de massa que não estão bem descritas. Isto pode ser visto por exemplo principalmente nas projeções. Certamente é devido a estas pequenas discrepâncias que o valor de χ^2/N_{bins} é relativamente alto. A inclusão de mais canais não melhora significativamente o ajuste.

Nosso resultado apresenta algumas características interessantes, primeiramente vimos que era necessária a inclusão do canal do méson σ tanto como sub-estrutura do decaimento do vetor-axial $a_1(1260)$ como no decaimento em 3 corpos do méson D^+ . O méson κ^- foi encontrado com relativamente alta contribuição 14.1%, sendo o primeiro decaimento de charme em que é observado em seu modo carregado. O ajuste não requer a inclusão do κ como sub-estrutura do K_1 . Com relação aos vetores-axiais K_1 , encontramos que ambos $K_1(1400)$ e $K_1(1270)$ são necessários no modelo. O ajuste sem a presença de um deles fica significativamente pior.

Tabela 7.11: Resultado do Ajuste do Modelo Central. O primeiro erro é estatístico, o segundo é sistemático devido ao experimento, o terceiro é sistemático devido a variações no modelo.

Canal	Fração	Fase (graus)
$K_S a_1^+ \{ \rho \pi^+ \}$ SW	$0.451 \pm 0.022 \pm 0.014 \pm 0.019$	0.0 (fixo)
$K_S a_1^+ \{ \rho \pi^+ \}$ DW	$0.023 \pm 0.004 \pm 0.004 \pm 0.003$	$86.9 \pm 5.3 \pm 2.8 \pm 6.6$
$K_S a_1^+ \{ \sigma \pi^+ \}$	$0.045 \pm 0.004 \pm 0.005 \pm 0.005$	$229.8 \pm 3.9 \pm 12.3 \pm 1.0$
$K_1^0(1400) \{ K^{*-} \pi^+ \} \pi^+$ SW	$0.340 \pm 0.010 \pm 0.017 \pm 0.004$	$31.6 \pm 2.4 \pm 3.9 \pm 3.2$
$K_1^0(1270) \{ \rho^0 K_S \} \pi^+$ SW	$0.046 \pm 0.006 \pm 0.009 \pm 0.006$	$9.8 \pm 3.7 \pm 2.5 \pm 3.0$
$K^*(892)^- \pi^+ \pi^+$	$0.147 \pm 0.010 \pm 0.029 \pm 0.003$	$136.7 \pm 2.6 \pm 3.8 \pm 0.3$
$K^*(1430)^- \pi^+ \pi^+$	$0.020 \pm 0.005 \pm 0.000 \pm 0.004$	$178.1 \pm 6.2 \pm 7.9 \pm 9.1$
$\kappa^- \pi^+ \pi^+$	$0.141 \pm 0.012 \pm 0.005 \pm 0.012$	$318.6 \pm 3.5 \pm 7.3 \pm 1.9$
$K_S \pi^+ \rho^0$	$0.151 \pm 0.013 \pm 0.019 \pm 0.016$	$141.3 \pm 2.9 \pm 2.7 \pm 1.0$
$K_S \pi^+ \sigma$	$0.048 \pm 0.007 \pm 0.014 \pm 0.008$	$125.3 \pm 6.0 \pm 11.5 \pm 6.0$

8

Conclusões

O objetivo desta tese foi o estudo do decaimento $D^+ \rightarrow K_S \pi^- \pi^+ \pi^+$ com a intenção de fazer uma Análise de Amplitudes a fim de determinar os canais ressonantes intermediários produzidos, suas contribuições e fases relativas. O único estudo deste canal data de 15 anos atrás, e contou com apenas 200 eventos.

Sendo um decaimento em 4 corpos, um grande número de estados intermediários pode ser alcançado, e desejamos estudar se há contribuição significativa dos recém observados mésons σ e κ .

O estudo se baseia em uma amostra de quase 8000 eventos tomados pelo experimento FOCUS, de fotoprodução de charme, que coletou dados há cerca de 10 anos, no Fermilab.

Utilizamos o formalismo de Análise de Amplitudes baseado no Modelo Isobárico, que trata a formação do estado final através da formação de estruturas ressonantes que podem decair em dois ou três corpos.

A análise de 4 corpos é bastante complexa. O espaço de fase que descreve o decaimento tem 5 dimensões, que foram caracterizadas pela escolha de combinações de massas invariantes de dois corpos. A parametrização de cada estado ressonante deve considerar a função que descreve a forma da ressonância propriamente dita (*Breit Wigner*), elementos de matriz invariantes de Lorentz que respeitem conservação de momento angular, fatores de forma, etc. Dentro do Modelo Isobárico os estados intermediários são então somados coerentemente, considerando magnitudes e fases relativas, parâmetros a serem determinadas pelo ajuste.

A partir dos dados originais do FOCUS, tivemos que fazer uma sequência de seleções da amostra visando ter uma amostra final relativamente limpa de *background*, retendo ainda uma alta estatística. Nossa amostra final tinha 7841 eventos, com uma contribuição de 7.2% de *background*.

O Modelo de ajuste no espaço de fase em 5 dimensões levou em consideração funções distribuição de probabilidade (pdf) para o sinal e *background*. A análise de amplitudes em si requereu a implementação de um algoritmo de ajuste, escrito em C++ e utilizando a biblioteca do ROOT e MINUIT e o

ajuste foi feito pelo método de Máxima Verossimilhança evento a evento.

Para encontrar o melhor modelo que se ajustava aos dados, fomos implementando os possíveis canais de decaimento um a um, partindo de um modelo que incluía apenas a contribuição principal do modo $a_1(1260)$. Chegamos a um modelo de 10 canais, a partir do qual a inclusão de novos canais não alterava significativamente a qualidade do ajuste. Há predominância da contribuição do méson vetor axial $a_1(1260)$ com contribuição de 45.1% através da ressonância ρ^0 em onda S e 2.3% em onda D assim como também 4.5% através da ressonância σ . A segunda grande contribuição é do $K_1^0(1400)$ decaindo em onda S através de $K^*(892)^-$ com 34.0%. O vetor $K^*(892)^-$ também se encontra presente no decaimento em três corpos com 14.7 %. O mais interessante é a observação do modo κ carregado, com uma importante contribuição de 14.1%. Esta é a primeira evidência da produção de κ^- em decaimentos de charme. A Colaboração Belle [33] acaba de apresentar indícios da produção de κ^- no decaimento semileptônico $\tau^- \rightarrow K_S \pi^- \nu_\tau$.

O modelo ainda apresenta algumas dificuldades no ajuste, mais evidentes nas projeções de massa $K_S \pi^- \pi^+$ e $\pi^- \pi^+ \pi^+$. Estas discrepâncias não puderam ser resolvidas pela inclusão de mais estados. Não chegamos a ser totalmente exaustivos, em particular nesta análise não incluímos nenhum estado tensorial. Isto pode ser uma indicação de que o modelo em si ainda é deficitário no que diz respeito aos detalhes do processo. Por exemplo, o modelo não leva em consideração uma possível dinâmica de interação de estado final (FSI). O modelo isobárico aqui apresentado introduz FSI apenas através de fases fortes relativas constantes. Não há modelos fenomenológicos que tratem de FSI em estados finais de 4 corpos. Outra fonte possível de deficiência na modelagem pode se atribuir à liberdade na representação das funções angulares. Seria interessante poder fazer um estudo mais detalhado da influência destas parametrizações nos resultados do ajuste.

O experimento FOCUS vem dando uma importante contribuição ao estudo de decaimentos hadrônicos em 4 corpos. Recentemente publicou a análise do decaimento $D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ [34] com evidência da produção do méson σ (tanto vindo de $a_1(1260)$ como 3 corpos não-ressonante, ao igual que o nosso trabalho) e em breve esperamos ter os resultados para o canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$. Assim sendo, o estudo deste canal vem se somar ao esforço recente em analisar decaimentos de charme para o entendimento das propriedades das ressonâncias, em particular os mésons escalares leves.

Referências Bibliográficas

- [1] LINK, J.; *ET AL.* (COLABORAÇÃO FOCUS). -. www-focus.fnal.gov/nim/focus-nim/nim.ps. 1
- [2] WATSON, K.. -. Phys. Rev., 88:1163, 1952. 2.3
- [3] BLATT, J.; WEISSKOPF, V. F.. **Theoretical Nuclear Physics**. John Wiley & Sons Ltd., New York, 1952. 2.3.3
- [4] JACKSON, J.. -. Nuovo Cimento, 34:1644, 1964. 2.3.1
- [5] ZEMACH, C.. -. Phys. Rev., 133:B1201, 1964. 2.3.4, 2.4.4
- [6] ZEMACH, C.. -. Phys. Rev., 140:B97, 1965. 2.4.4
- [7] ZEMACH, C.. -. Phys. Rev., 140:B109, 1965. 2.4.4
- [8] WEINBERG, S.. -. Phys. Rev. Lett., 19:1264, 1967. 1.1
- [9] MORGAN, D.. -. Phys. Rev., 166:1731, 1968. 2.3
- [10] GLASHOW, S.; ILIOPOULUS, J. ; MAIANI, L.. -. Phys. Rev. D, 2:1285, 1970. 1.1
- [11] KOBAYASHI, M.; MASKAWA, T.. -. Prog. Theor. Phys., 49:652, 1973. 1.2.2
- [12] BYCKLING, E.; KAJANTIE, K.. **Particle Kinematics**. John Wiley & Sons Ltd., New York, 1973. 2.4.4, 6.3.1
- [13] PILKUHN, H.. **Relativistic Particle Physics**. Springer-Verlag, New York, 1979. 2.3.4
- [14] DEJONG, D. F.. -. PhD thesis, California Institute of Technology, 1990. 2.3.4
- [15] COFFMAN, D.; *ET AL.* (COLABORAÇÃO MARK III). -. Phys. Rev. D., 45:2196, 1992. 1, 2.6.1, 7.1.1
- [16] MARTIN, B. R.; SHAW, G.. -. John Wiley and Sons Ltd., England, 1992. 1.2

- [17] ALBRECHT, H.; *ET AL.* (COLABORAÇÃO ARGUS). -. Phys. Lett.B, 308:435, 1993. 2.3.3
- [18] TÖRNQVIST, N.. -. Z. Phys. C, 68:647, 1995. 2.3.3
- [19] MCGOWAN, J. F.. [hep-ph/9501399]. preprint, 1999. 2.3.4
- [20] AITALA, E.; *ET AL.* (COLABORAÇÃO E791). -. Phys. Rev. Lett., 86:770, 2001. (document), 1, 1.3, 2.3, 3
- [21] AITALA, E.; *ET AL.* (COLABORAÇÃO E791). -. Phys. Rev. Lett., 86:765, 2001. 1.3
- [22] AITALA, E.; *ET AL.* (COLABORAÇÃO E791). -. Phys. Rev. Lett., 89:121801, 2002. (document), 1, 1.3, 2.3
- [23] MURAMATSU, H.; *ET AL.* (COLABORAÇÃO CLEO). -. Phys. Rev. Lett., 89:251802, 2002. 1.3
- [24] ABLIKIN, M.; *ET AL.* (COLABORAÇÃO BES). -. Phys. Lett. B, 598:149, 2004. 1, 1.3
- [25] MASSAFERI, A.. -. PhD thesis, Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas CBPF, 2004. 3.10
- [26] SEGONI, I.. -. PhD thesis, University of Colorado, 2004. 5.1
- [27] BUGG, D. V.. -. Eur. Phys. J A, 26:151, 2005. 1
- [28] BUGG, D. V.. -. Phys. Lett. B, 632:471, 2005. 1
- [29] AUBERT, B.; *ET AL.* (COLABORAÇÃO BABAR). -. Phys. Rev. Lett., 95:121802, 2005. 1.3
- [30] ABLIKIN, M.; *ET AL.* (COLABORAÇÃO BES). -. Phys. Lett. B, 633:681, 2006. 1, 1.3
- [31] YAO, W. M.; *ET AL.* (PARTICLE DATA GROUP). -. J. Phys. G, 33:1, 2006. (document), 2.3, 5.4.2, 7.1.2, 7.2.1
- [32] BONVICINI, G.; *ET AL.* (COLABORAÇÃO CLEO). -. Apresentado na conferencia Europhysics, Manchester, England, 2007. 1.3
- [33] EPIFANOV, D.; *ET AL.* (COLABORAÇÃO BELL). -. Phys. Lett.B, 654:65, 2007. 1.3, 7.1.3, 8

- [34] LINK, J.; *ET AL.* (COLABORAÇÃO FOCUS). -. Phys. Rev. D., 75:052003, 2007. 2.3.4, 2.6.2, 2, 8
- [35] STENSON, K.. -. Nota interna da Colaboração FOCUS, 2007. 5.4.2

A

O Ambiente do Programa de Ajuste

Apresentamos neste capítulo algumas interfaces do programa desenvolvido para efetuar a análise dos dados, tanto ao que se refere ao ajuste do espectro de massa $D^+ \rightarrow K_S \pi^- \pi^+ \pi^+$, ao ajuste do espaço de fase pentadimensional para a análise de amplitudes em si, e á obtenção da forma das larguras dos vetores-axiais. Estas interfaces foram construídas em linguagem C++, usando as bibliotecas do ROOT ¹.

A figura A.1 corresponde à janela principal do programa, nela estão contidos três menús principais: *Data*, *Process* e *Other*.

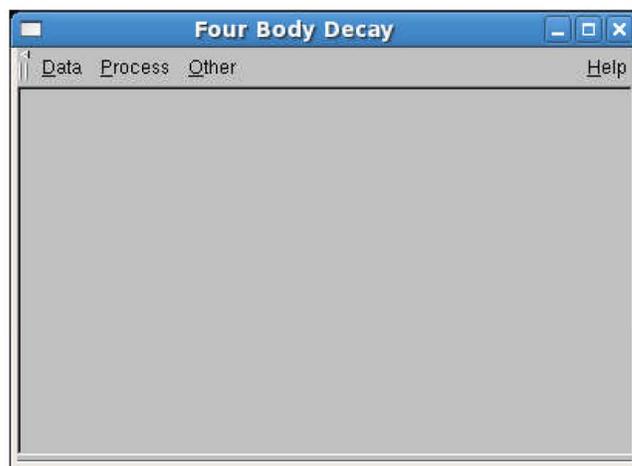


Figura A.1: Janela principal do programa.

No menú *Data* são realizados alguns processos de cortes nos dados e nas amostras obtidas por simulação.

¹<http://root.cern.ch>

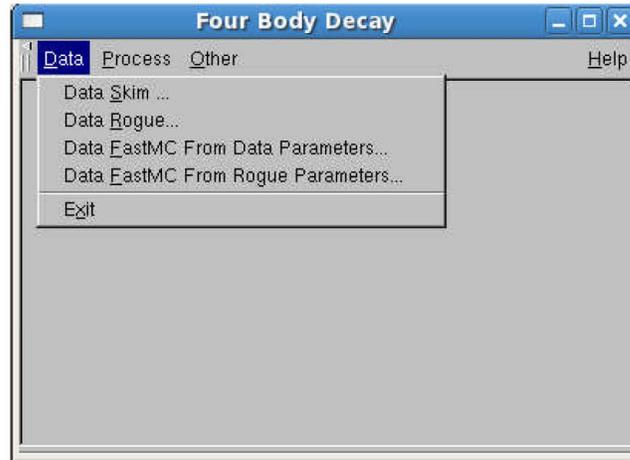


Figura A.2: Opções do menú *Data*.

No menú *process* é realizado o ajuste de dados e a geração de FastMC.

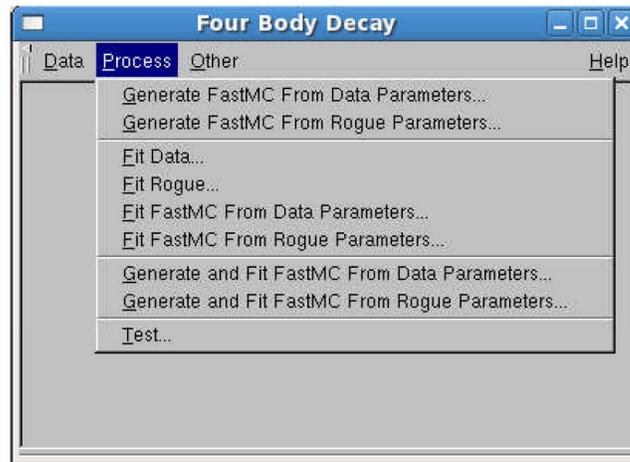


Figura A.3: Opções do menú *Process*.

No menú *Other* são realizados outros processos: inicialização dos dados das partículas, comparação dos histogramas de dados e de simulação, comparação dos histogramas da aceptância, criação da matriz de acceptância, cálculo de χ^2 e cálculo dos erros sistemáticos.

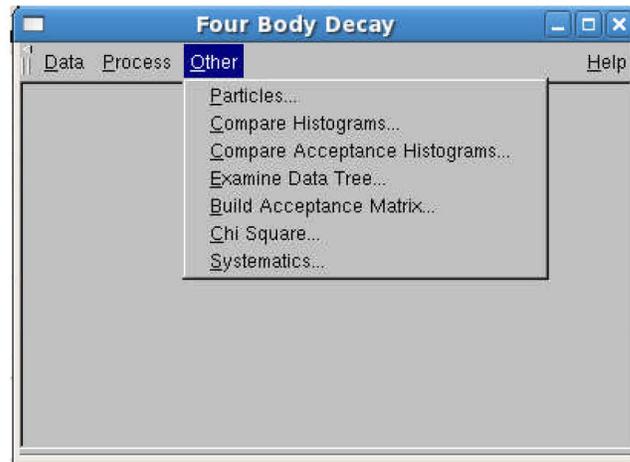


Figura A.4: Opções do menú *Other*.

Ao ser seleccionada a opção de menú *Data/Data Skim* é invocada a janela de filtragem de dados e de ajuste de dados do experimento, os quais se encontram armazenados em banco de dados do ROOT chamados *Trees*. Nesta janela, podemos apreciar dados configurados do arquivo que contém a *tree*, o nome e título da *tree* e dados de outras *tree* que vão ser criadas depois de algum processo de filtragem. Esta janela também conta com alguns botões para realização dos processos necessários para a análise.

Ao ser apertado o botão *PlotSourc* é mostrado o histograma da massa do D^+ antes de efetuar qualquer processo de corte A.6.

Ao ser apertado o botão *PlotCuts* é mostrado o histograma da massa do D^+ depois de efetuar os cortes inicializados na janela da figura A.7.

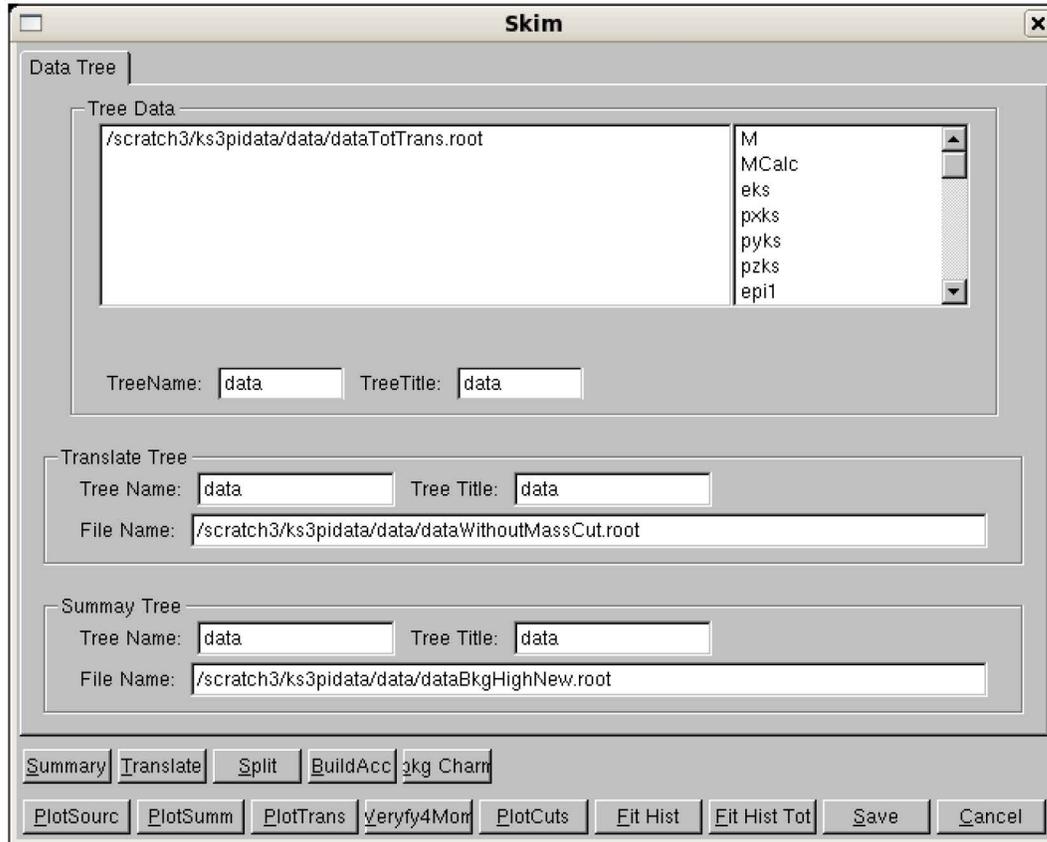


Figura A.5: Janela de filtragem de dados e de ajuste de dados.

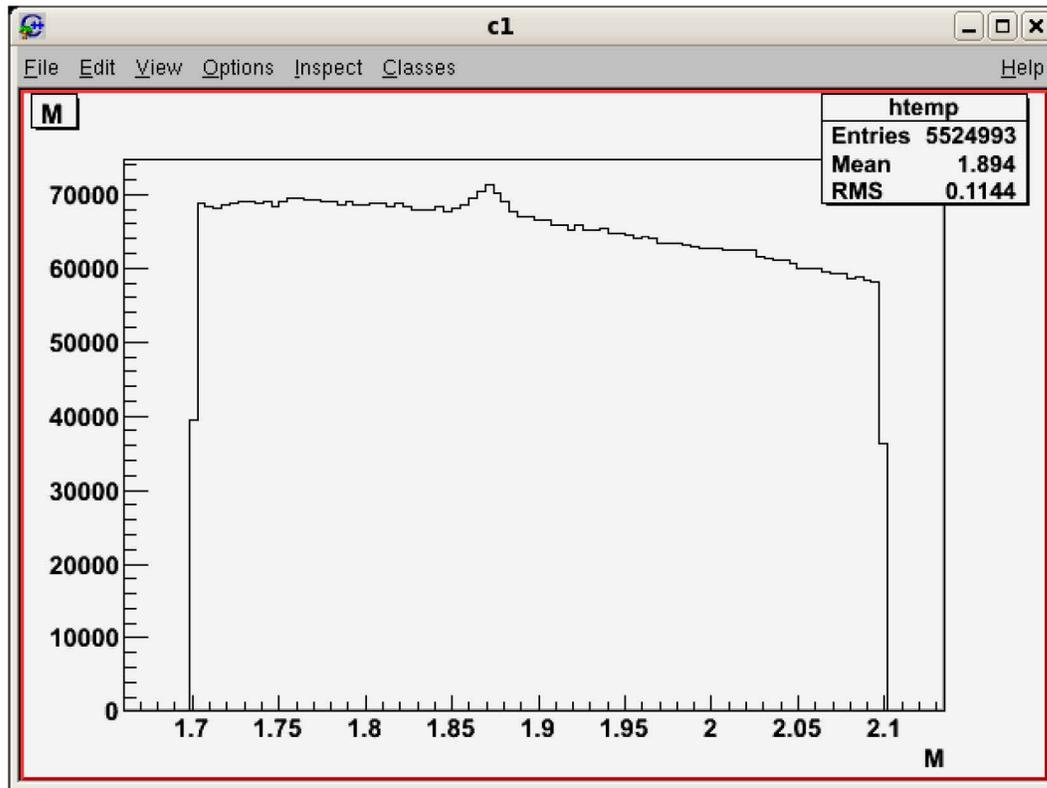


Figura A.6: Histograma da massa do D^+ .

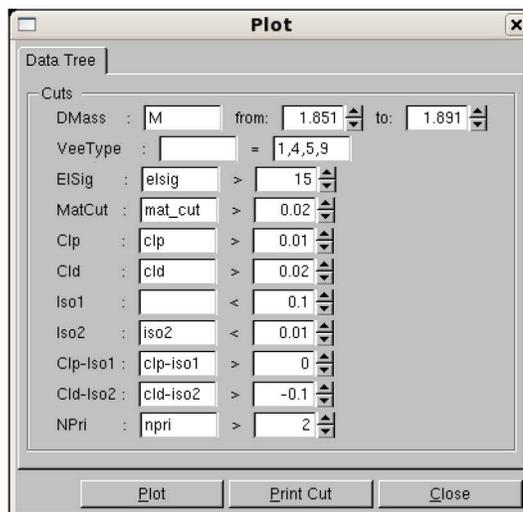


Figura A.7: Janela de entrada de cortes da opção *PlotCuts*.

Ao ser apertado o botão *plot* aparece o resultado do histograma depois de aplicados os cortes A.8.

Ao apertar o botão *FitHistTot* é realizado o ajuste do histograma da massa do D^+ a uma função cujos parâmetros são especificados na janela de entrada de parâmetros de ajuste A.9.

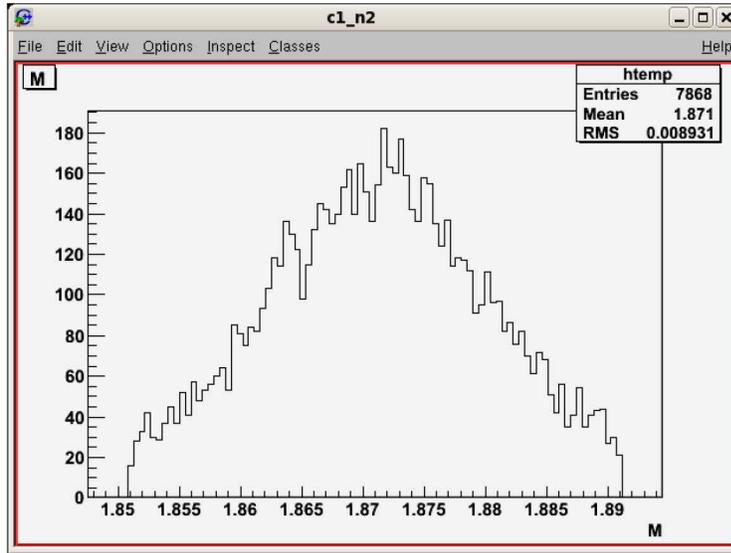


Figura A.8: histograma da massa do D^+ depois de aplicar os cortes.

PUC-Rio - Certificação Digital Nº 0220955/CA

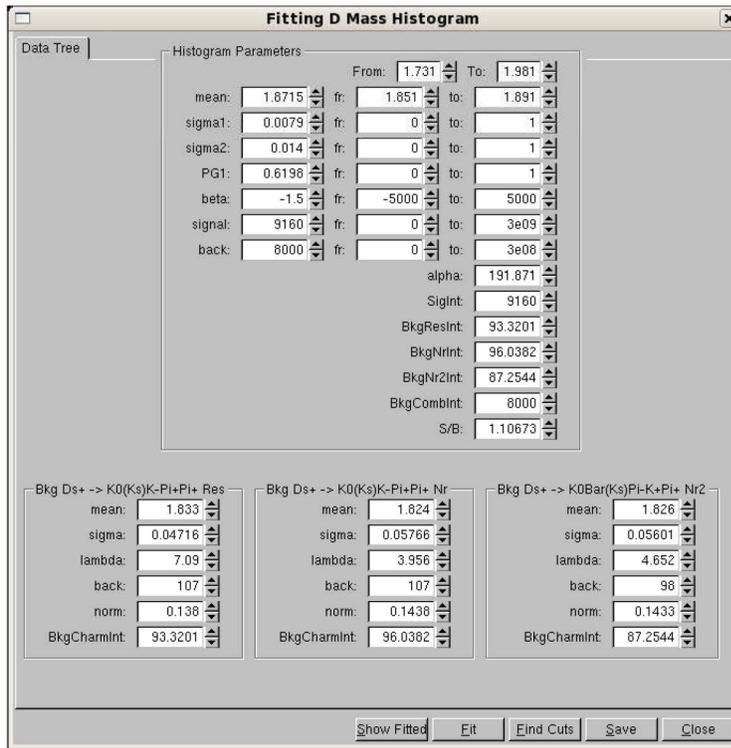


Figura A.9: janela de entrada de parâmetros de ajuste da massa do D^+ .

Após realizado o ajuste, o gráfico da função resultante e o histograma dos dados são apresentados na figura A.10.

Os resultados do ajuste são apresentados na janela de saída de parâmetros de ajuste da massa do D^+ A.11.

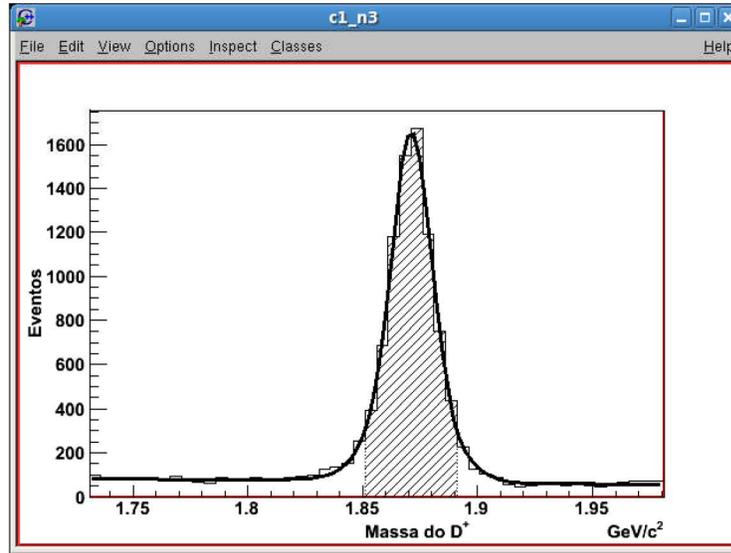


Figura A.10: Resultado do ajuste de dados.

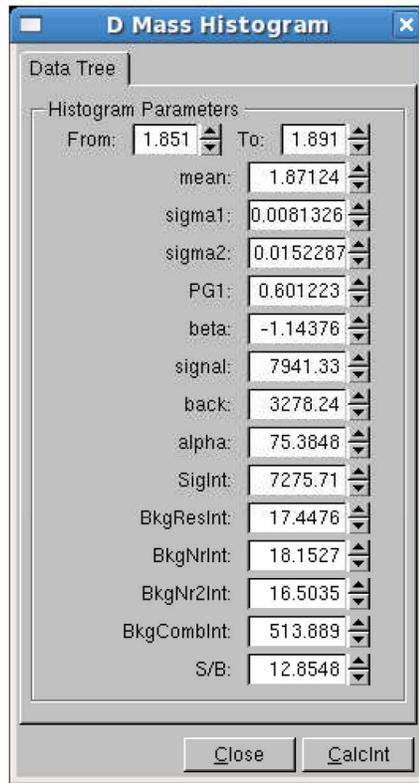


Figura A.11: Janela de saída de parametros de ajuste da massa do D^+ .

No menú principal *Process* temos as opções para ajuste de dados no espaço de fase pentadimensional. No caso de ajuste dos dados do experimento é utilizado o menú *Process/Fit Data*, que abre a janela de ajuste de dados A.12. Nesta janela, são configurados a *tree* com a matriz aceptación, dados dos canais de sinal a serem utilizados no ajuste, dados do background combinatorial

e charmoso assim como a *tree* dos dados a serem ajustados. Na parte inferior se encontram os botões com algumas funcionalidades do programa, sendo os principais o botão de ajuste *Fit* e o botão de ajuste e geração de FastMC a partir do resultado do ajuste.

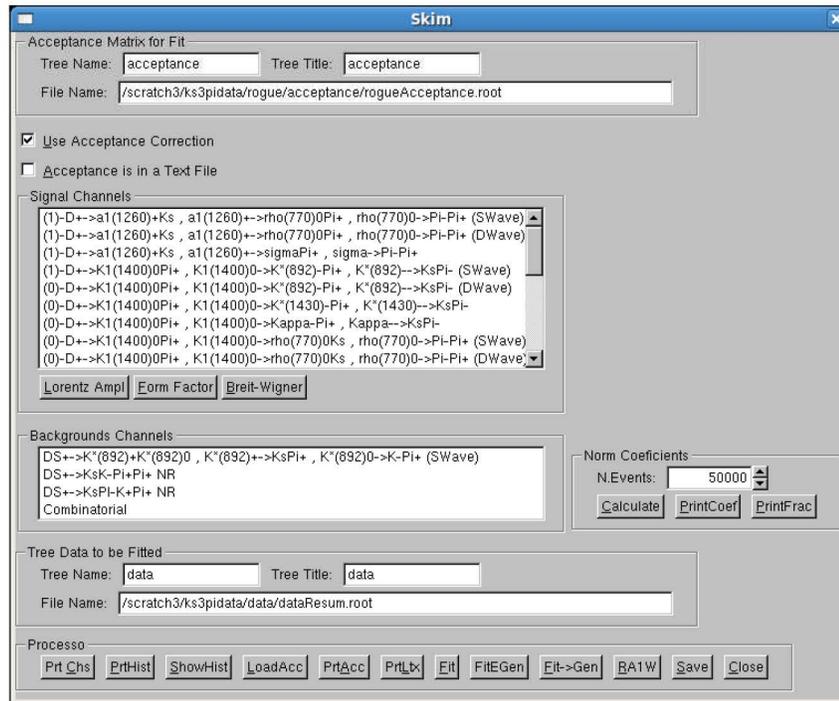


Figura A.12: Janela de ajuste de dados.

A opção *Process/Generate FastMC From Data Parameters* abre a janela de geração de FastMC A.13. Esta janela é bastante parecida com a janela de ajuste de dados. Nela se encontra o botão *Gen* para geração do FastMC.

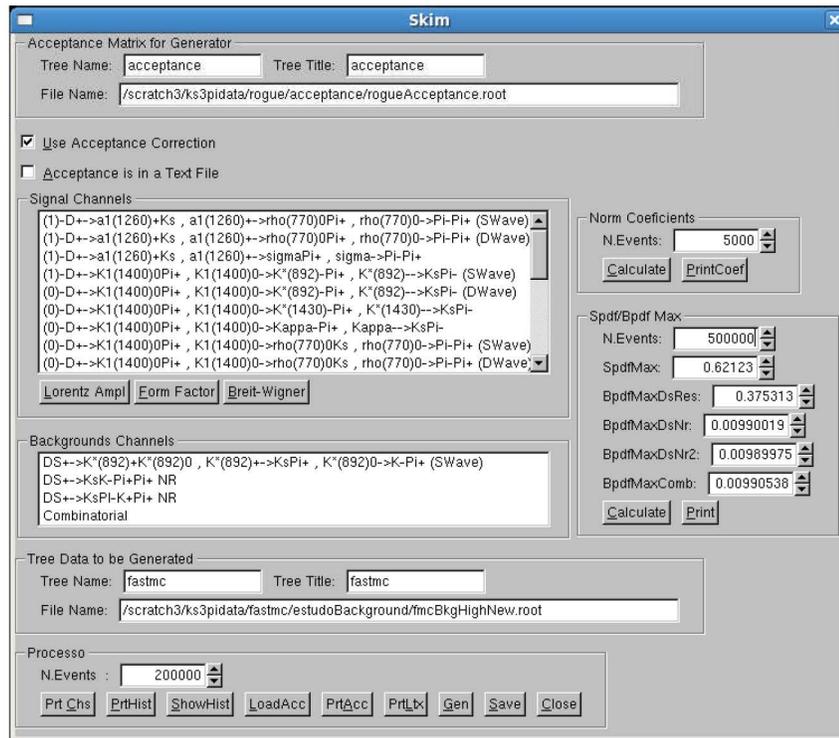


Figura A.13: Janela de Geração de FastMC.

Nas duas janelas existe o botão *Lorentz Amplitude* que apresenta uma janela com a fórmula em formato Latex da respectiva amplitude de Lorentz do canal que contém o foco.

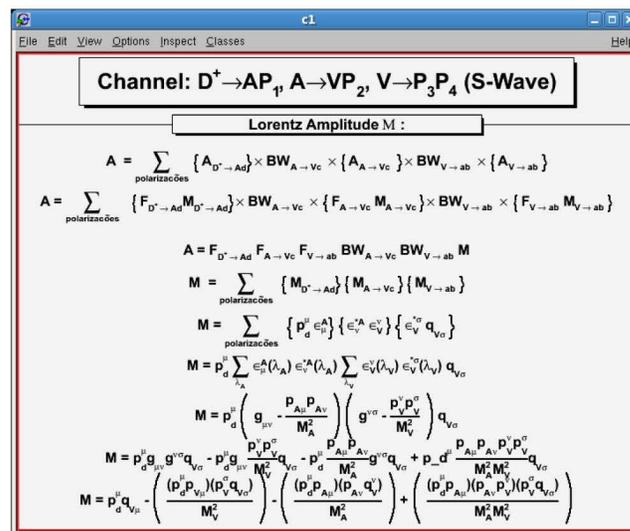


Figura A.14: Fórmula da Amplitude de Lorentz.

Analogamente, botão *Form Factor* apresenta a janela com a fórmula do fator de forma.

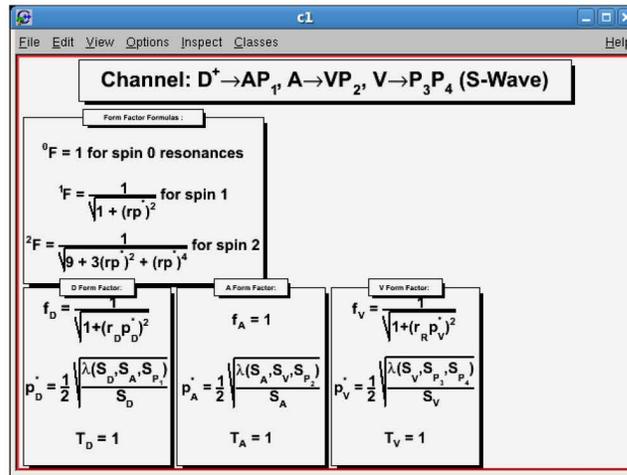


Figura A.15: Fórmula do Fator de Forma.

Os resultados do ajuste são guardados em um arquivo de formato texto e são mostrados ao finalizar o ajuste ou ao ser pressionado o botão *Prt Chs*, como mostrado na figura A.16.

Terminal

File Edit View Terminal Tabs Help

Fit Results

Decay Channel Name	A	Err A	delta	Err delta	frac	Err frac
D+>a1, rho(SW)	1.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.4505	0.0234
D+>a1, rho(DW)	0.2280	0.0210	86.8859	5.1871	0.0234	0.0037
D+>a1, sigma	0.3168	0.0160	229.8602	3.9477	0.0452	0.0043
D+>K11400, K*892SW	0.8686	0.0280	31.6118	2.4262	0.3400	0.0102
D+>K11270, rho(SW)	0.3201	0.0203	9.8883	3.7694	0.0461	0.0054
D+>K*(892)pi pi	0.5714	0.0262	136.7309	2.6918	0.1471	0.0099
D+>K*(1430)pi pi	0.2102	0.0239	178.1776	6.1510	0.0199	0.0043
D+>Kappapi pi	0.5592	0.0311	318.5901	3.4948	0.1409	0.0114
D+>rhoKspi	0.5797	0.0299	141.3269	2.9375	0.1514	0.0124
D+>sigmaKspi	0.3256	0.0269	125.3929	6.0813	0.0477	0.0070

A1 Width Channels

Decay Channel Name	A	delta
a1->rho(SW)	1.0000	0.0000
a1->rho(DW)	0.2280	86.8859
a1->sigma	0.3168	229.8602

Figura A.16: Resultados do ajuste de dados.

Os parâmetros utilizados para definir a função que representa o histograma do méson D^+ assim como o *background* podem ser impressos ao pressionar o botão *Prthist* como é mostrado na figura A.17

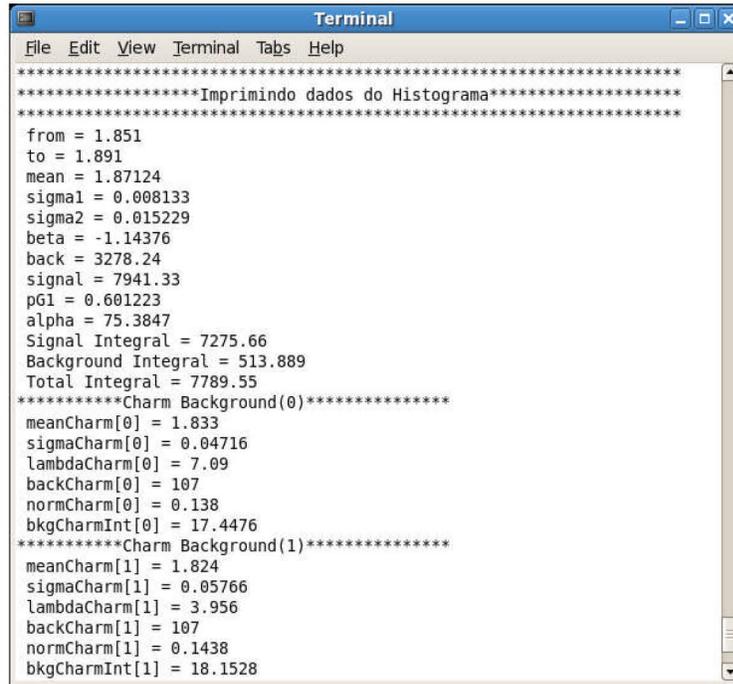


Figura A.17: Parâmetros do histograma da massa do méson D^+ .

O menu *Others/Particles* abre a janela de inicialização dos dados das ressonâncias que participam do decaimento A.18. Os dados principais são a massa e largura nominal. Para o caso dos vetores axiais é apresentada também a largura dependente da massa. Os parâmetros rD , rDT , rR , e eRT são aqueles utilizados nas funções de Blatt Weisskopf e de Törnqvist.

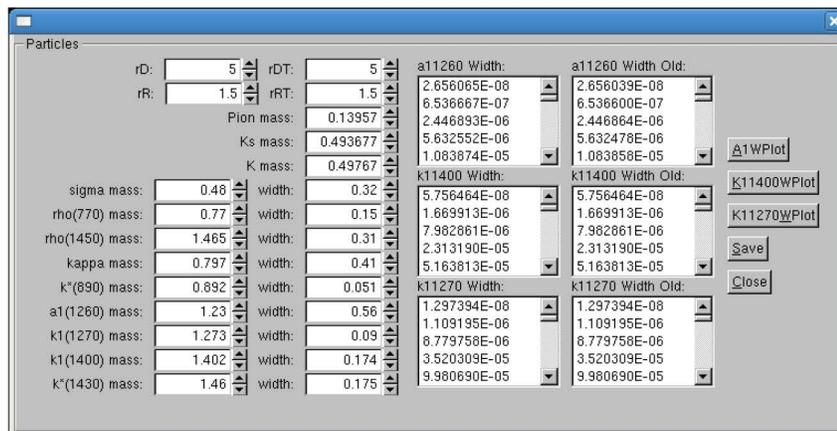


Figura A.18: Configuração de parâmetros das partículas.

A janela de dados das partículas tem uma opção para desenhar a forma da largura dos vetores axiais. Na figura A.19 apresentamos um exemplo para o vetor axial $a_1(1260)$.

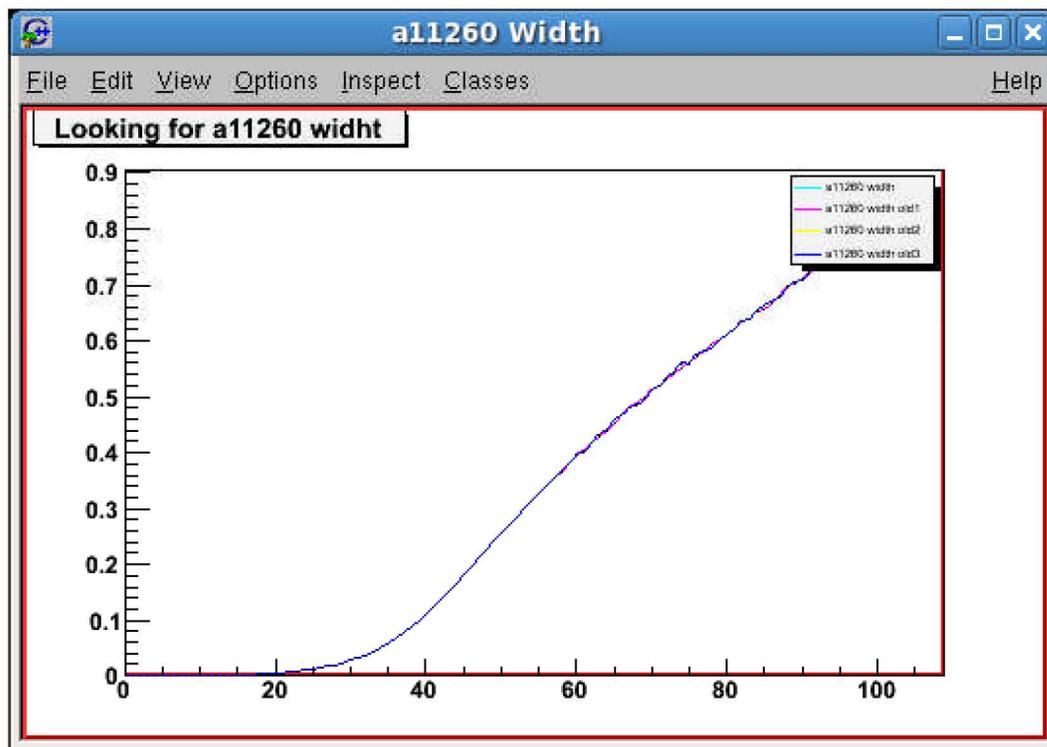


Figura A.19: Forma da largura do vector axial $a_1(1260)$.

A opção do menú *Other/Compare Histograms* abre a janela de comparação de histogramas. Podem ser comparados até 3 histogramas de uma ou duas dimensões. Por exemplo, o histograma da massa do D^+ é criado a partir dos quadrimomentos das partículas do estado final do decaimento: K_S , π^- , π^+ , π^+ . É construído o quadrimomento da partícula desejada e obtida a massa. Há flexibilidade na escolha das partículas envolvidas, sendo também possível mudar a massa nominal desta para estudos de *background* charmoso.

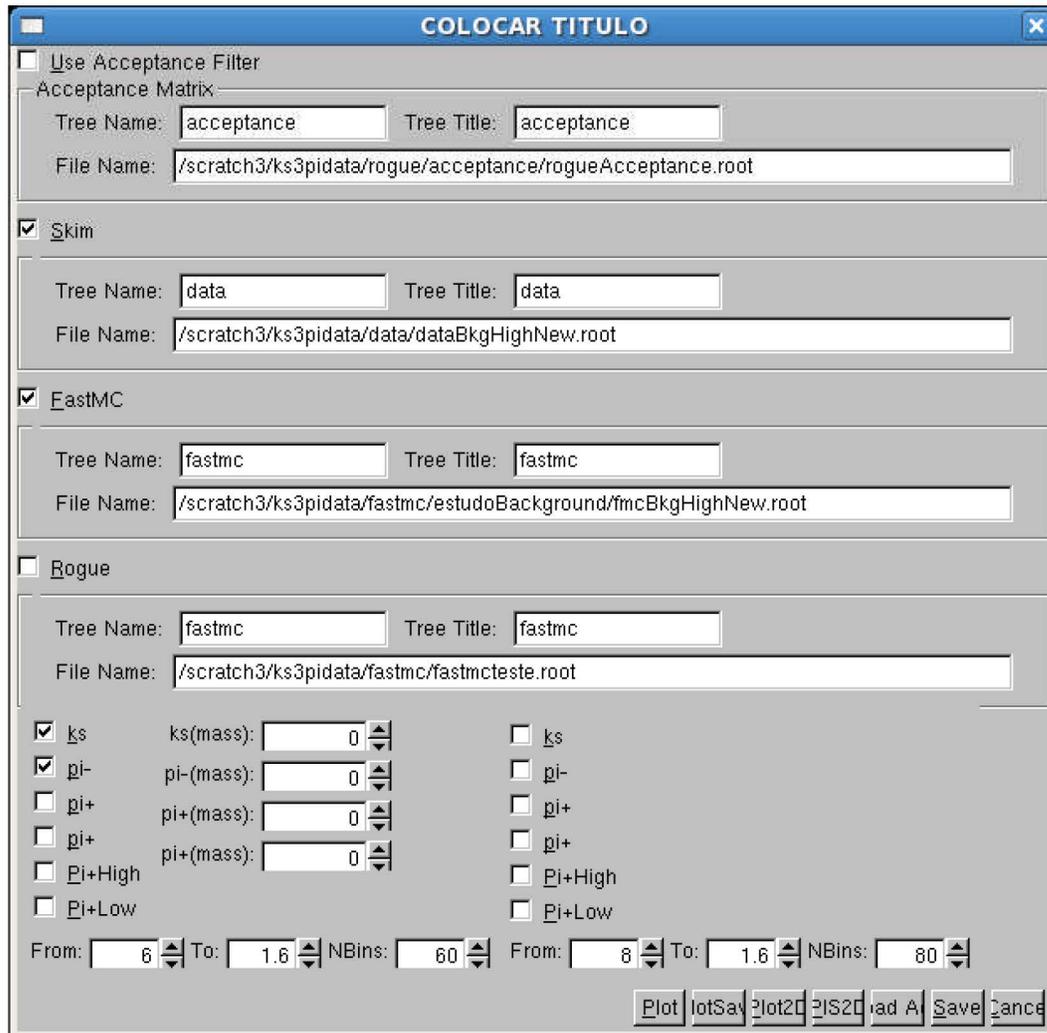


Figura A.20: Janela de comparação de histogramas.

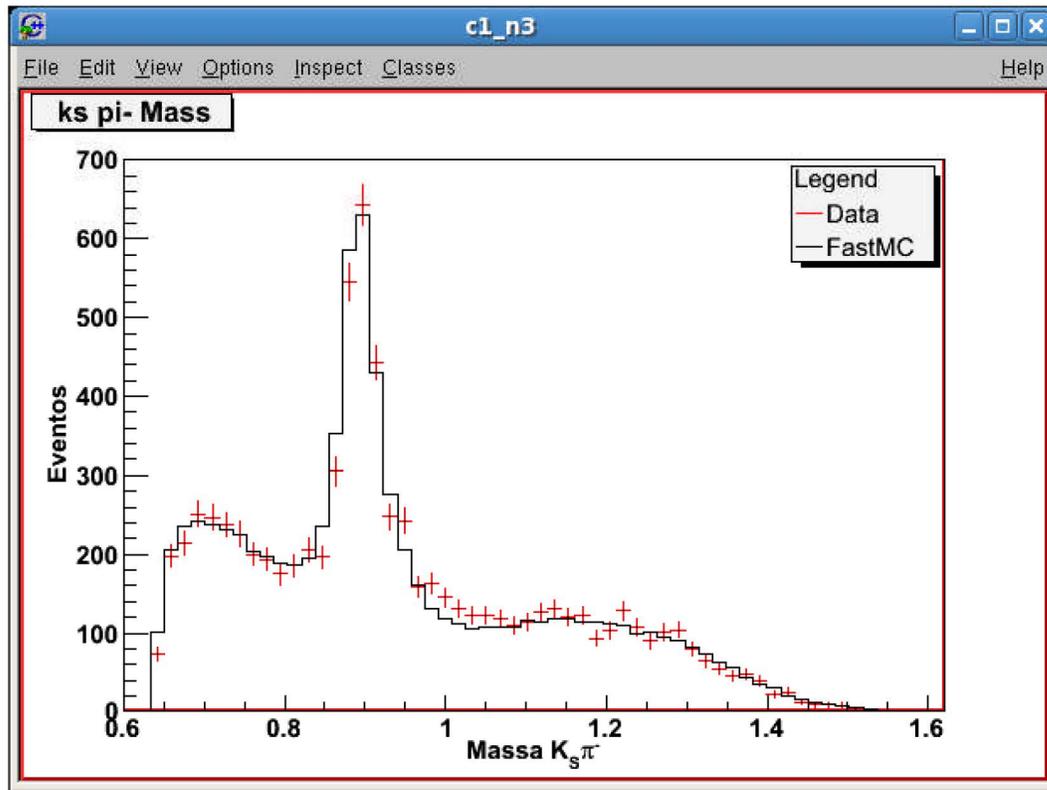


Figura A.21: Comparação de Histogramas da massa $K_s\pi^-$.

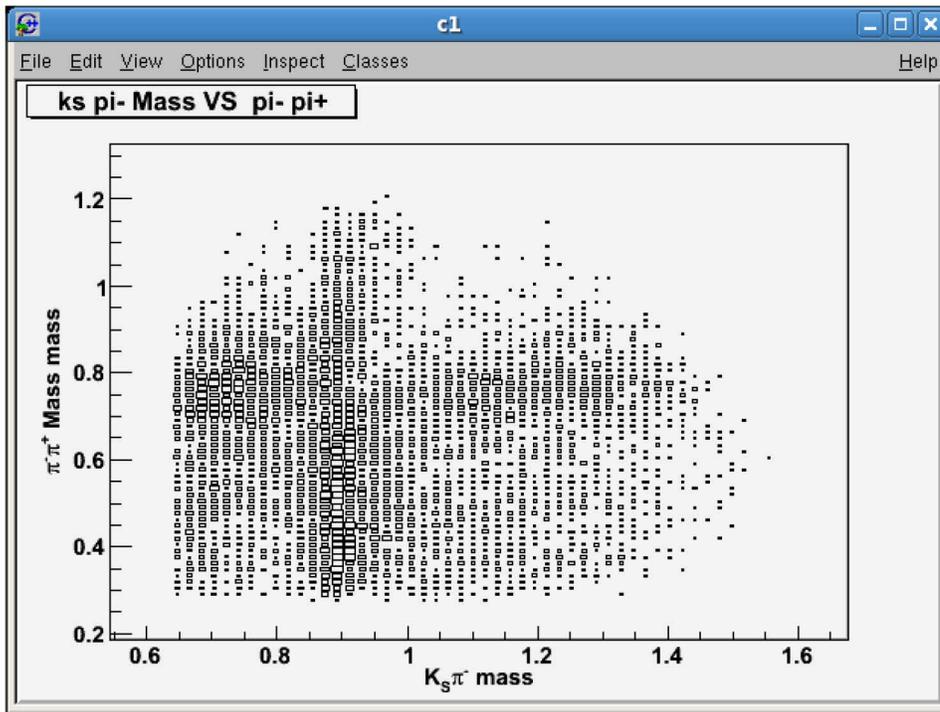


Figura A.22: Histograma 2D da massa $\pi^- p i^+$ vs $K_S \pi^-$ (Dados).

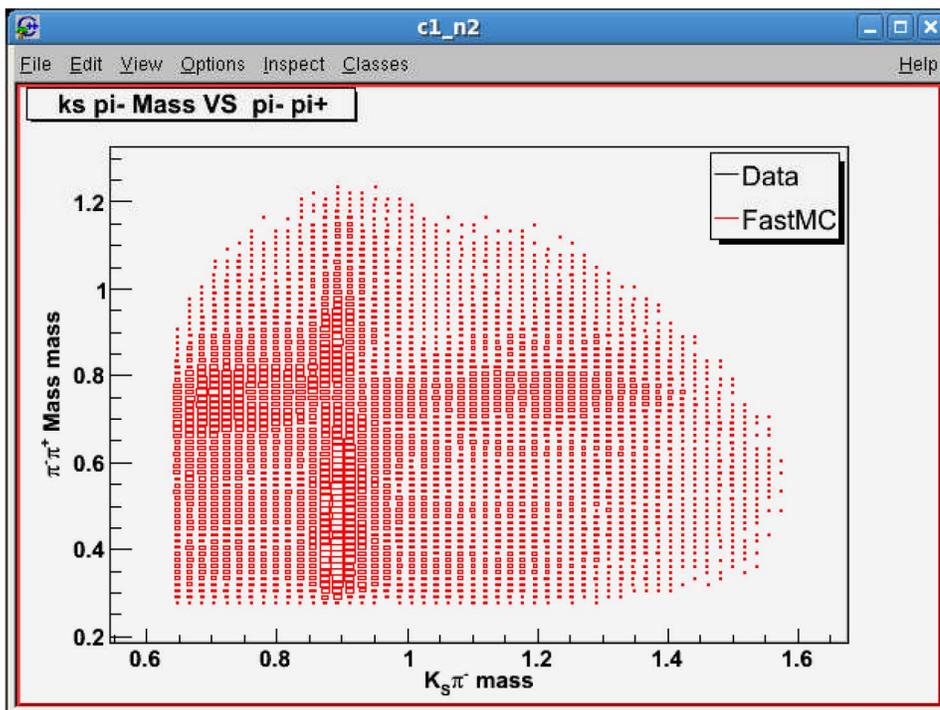


Figura A.23: Histograma 2D da massa $\pi^- p i^+$ vs $K_S \pi^-$ (FastMC)..

A opção do menú *Other/Examine DataTree* abre a janela de manipulação de dados de Tree, onde é possível ver de maneira rápida os dados contidos dentro de alguma *tree* que se deseja estudar. Existem 3 possibilidades de entradas A.24. Como exemplo são apresentadas as figuras obtidas no estudo do *background* charmoso. O campo *Summary Tree* contém a *tree* com os dados do *background*.

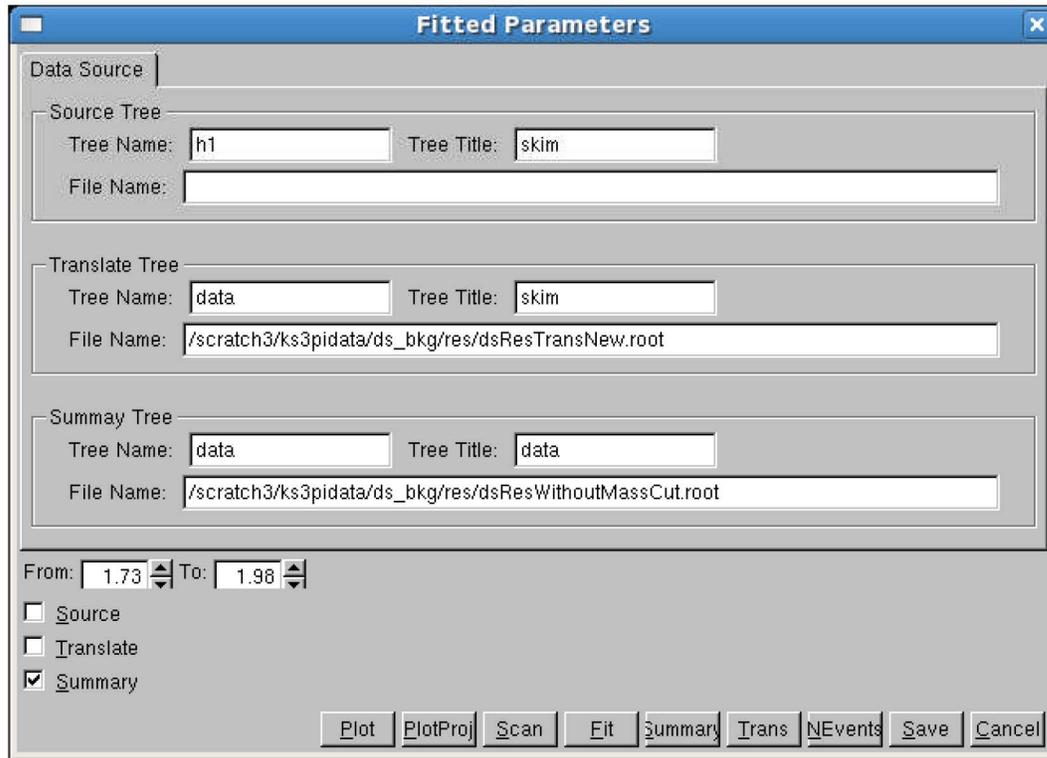


Figura A.24: Janela de manipulação de dados de Tree.

A opção do menú *Other/Build Acceptance Matrix* abre a janela de criação da matriz acceptance A.27. A matriz acceptance é gerada a partir de dados de simulação ROGUE e dados gerados por FastMC. Ambos dados se encontram armazenados em *trees*. A matriz acceptance resultante é também armazenada em uma *tree*. Esta é uma matriz pentadimensional e portanto não pode ser observada na sua totalidade, mas é possível observar suas projeções em quaisquer das massas invariantes especificadas na parte inferior da janela. O resultado da projeção $\pi^+\pi^+$ é apresentado na figura A.28.

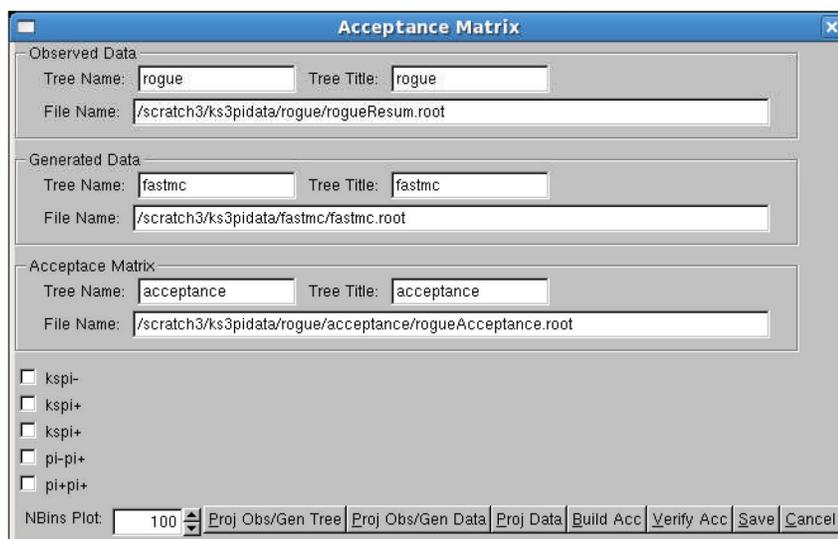


Figura A.27: Janela de criação da matriz acceptance.

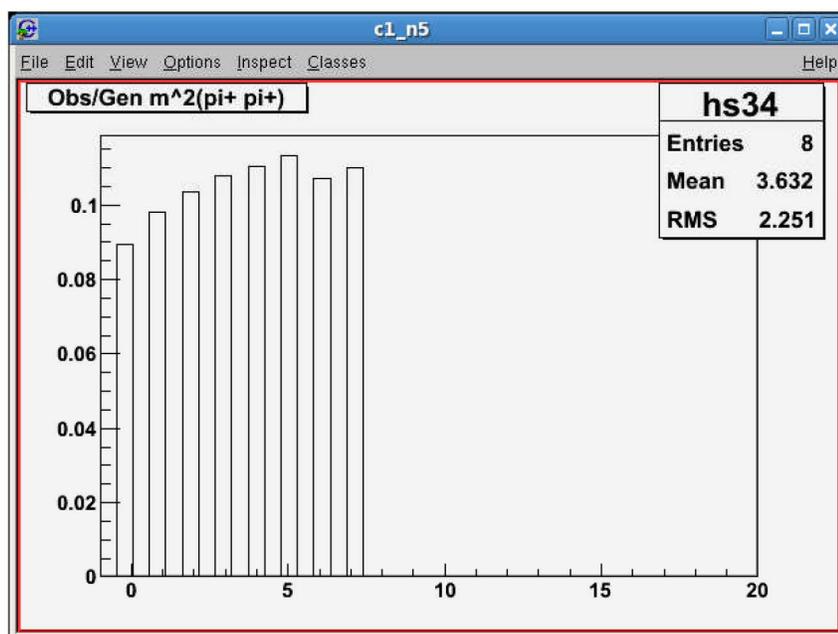


Figura A.28: Projeção $\pi^+\pi^+$ da matriz acceptance.

Na janela de cálculo de χ^2 são efetuados os cálculos de χ^2 para um determinado modelo. Os dados do modelo são comparados com os dados do experimento. Ambos se encontram armazenados em *trees*.

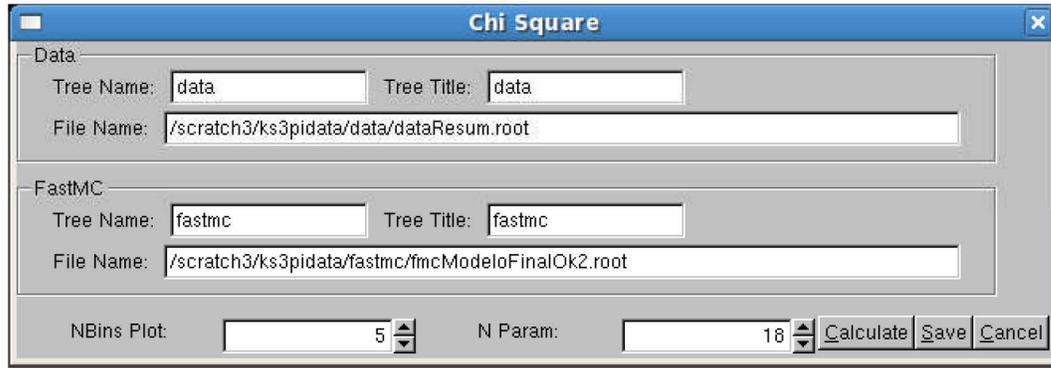


Figura A.29: Janela de cálculo de χ^2 .

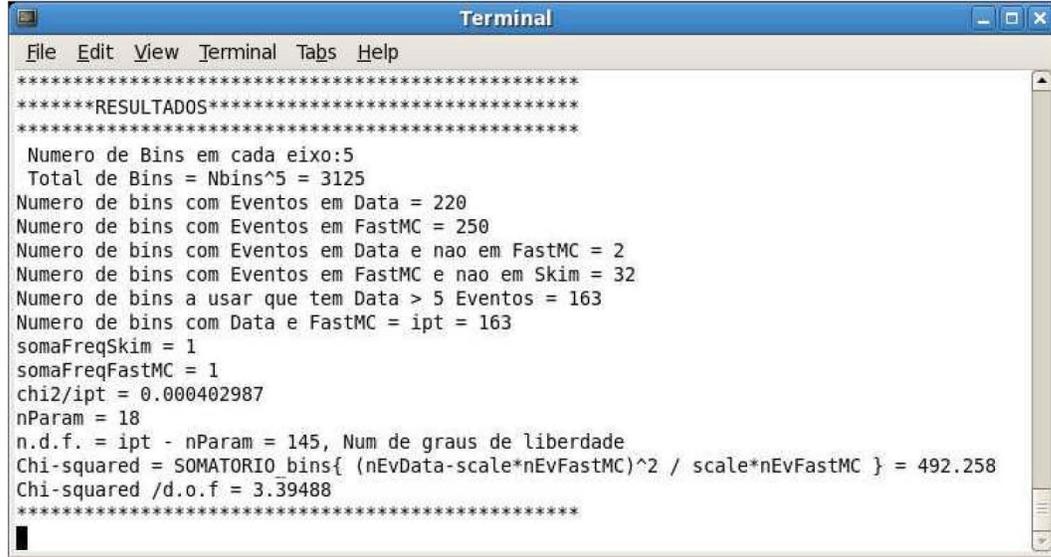


Figura A.30: Resultados do cálculo χ^2 para o modelo final.