TESE DE DOUTORADO

Análise do espectro de massa do setor $K\pi$ do decaimento semileptônico $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$

André Massafferri Rodrigues

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas
Rio de Janeiro, Março de 2004

Apresento a análise do espectro de massa do sistema $K\pi$ entre 0,65 e 1,5 GeV do decaimento semileptônico $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$ com o objetivo de medir a contribuição das estruturas presentes no Sinal além de novas medidas dos parâmetros intrínsicos da ressonância $K^*(890)^0$: massa, largura e parâmetro de Blatt-Weisskopf. Foi obtida uma contribuição não-ressonante de $7,3 \pm 1,4^{+3,0}_{-1,3}$ %, consistente com a análise da distribuição angular implementada pela E831/FOCUS [1, 2] e em perfeito acordo com a medida anterior realizada pela E687 [3]. As medidas de massa e largura obtidas se encontram a aproximadamente dois desvios padrões abaixo da medida do PDG [4], enquanto que a medida do parâmetro de Blatt-Weisskopf corresponde ao dobro da medida obtida pela experiência LASS [5].

We present a mass spectrum analysis of the $K\pi$ system between 0,65 and 1,5 GeV of the $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$ decay in order to measure the contribution of the structures present in Signal as well as a new measurement of the mass, width and Blatt-Weisskopf parameter of $K^*(890)^0$ resonance. We observed a non-resonant contribution of about $7,3 \pm 1,4^{+3,0}_{-1,3}$ % consistent with the result given by FOCUS Collaboration based on angular distribution [1, 2] and E687 result [3]. For the intrinsic parameters of $K^*(890)^0$ we obtained that the mass and width are approximately two standard deviations below the value quoted in PDG [4] while the Blatt-Weisskopf dumping-factor measurement is about twice the value obtained by LASS experiment [5].

Meus fortes agradecimentos

a Ignácio Bediaga, orientador por quem tenho grande admiração

ao grupo de pesquisa (incluindo Carla Göbel, agora na PUC)

à Colaboração E831 (incluindo Brian O'Reilly, na LIGO)

à família

aos amigos [1]

ao CBPF, minha segunda casa

ao Conselho Nacional de Pesquisas, CNPq, pelo suporte financeiro

e, com muitos beijos, ao meu núcleo fantástico, **Myriam** *e* **Bruna**

[1] Estou incluindo os anteriores duas vezes

.

.. no final das contas, é a experiência que vale

(jornaleiro da Rua Mena Barreto)

Sumário

Lista de Tabelas

Lista de Figuras

Capítulo 1

Introdução

O objetivo desta tese é a implementação de uma medida precisa das estruturas hadrônicas presentes no decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$ através da análise do espectro de massa invariante do sistema $K\pi$. Medidas de massa e largura da ressonância $K^*(890)^0$ também são realizadas, aproveitando-se a grande estatística de um decaimento no qual este estado domina largamente. Além destes dois parâmetros, um terceiro, denominado de fator de Blatt-Weisskopf, também é medido. Assim como a massa e a largura, este parâmetro caracteriza a ressonância e esta relacionado com a dimensão do méson.

Esta análise é baseada nos dados obtidos da experiência E831/FOCUS [6] de fotoprodução de charme no Fermilab, coletados entre agosto de 1996 e agosto de 1997. FOCUS consiste na nova versão da experiência E687 [7] na qual fótons com energia média de 180 GeV são colididos num alvo segmentado de BeO. Mais de 1 milhão de partículas charmosas foram reconstruídas. Após o processo de seleção de eventos, foram obtidos aproximadamente 18000 eventos, dos quais mais de 75 % são atribuídos à eventos com estado final $K^-\pi^+\mu^+\nu$. A distribuição de eventos estudada é mostrada na figura 1.1.

A análise do espectro de massa do sistema $K\pi$ do decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$ desta tese consiste em um trabalho complementar à análise da sua distribuição angular também realizada pela FOCUS [1,2]. De modo a obter uma solução completa para o decaimento é implementado um estudo no qual a compatibilidade entre as duas análises é observada.

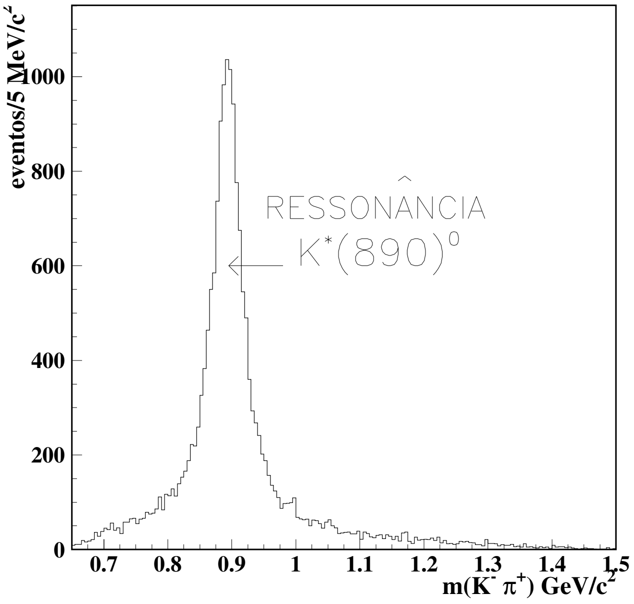


Figura 1.1: Distribuição de eventos no espectro de massa invariante do sistema $K\pi$ do decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$ dos dados coletados pela FOCUS após o processo de seleção de eventos, os quais serão discutidos no capítulo 5.

1.1 Motivação

O decaimento semileptônico desempenha um papel importante no entendimento da fenomenologia das interações fracas. A existência de um único lépton carregado no estado final é a mais clara assinatura de um processo fraco mediado pelo bóson $W^{\pm}$. Devido à sua simplicidade do ponto de vista teórico, o decaimento semileptônico fornece um cenário adequado para a medida de parâmetros fundamentais do Modelo Padrão, assim como estudos detalhados da dinâmica de decaimentos.

O elemento de matriz do decaimento semileptônico pode ser fatorizado como um produto da corrente hadrônica e leptônica. Já que a descrição da corrente leptônica é bem estabelecida, o estudo do decaimento semileptônico fornece informações diretas sobre a corrente hadrônica através de sua parametrização em função de fatores de forma.

Em particular, neste decaimento, somente os mésons K e π do estado final podem interagir fortemente. A ausência de outra fonte de interação de estado final consiste em uma simplificação adicional do decaimento semileptônico aqui estudado e permite estabelecer uma conexão entre as interações hádron-hádron presentes no mesmo e em processos de espalhamento elástico $K\pi$.

Neste contexto, o resultado obtido na experiência LASS [5], onde foi estudada a reação $K^-p \to K^-\pi^+n$ obtida de um feixe de 11 GeV, é especialmente importante. Através da análise de ondas parciais, LASS observou, além de uma série de estados excitados da ressonância $K^*(890)^0$, uma estrutura não-ressonante no setor escalar de baixa massa. Uma possível estrutura escalar presente no decaimento semileptônico seria definida por interações hadrônicas equivalentes, fornecendo uma base empírica para a sua parametrização.

Por muito tempo acreditou-se que o decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$ era intermediado exclusivamente pela ressonância vetorial $K^*(890)^0$. Dois resultados recentes, no entanto, indicam a presença de uma nova estrutura. A primeira evidência foi obtida pela experiência E687 [3], na qual, através de uma amostra de 875 eventos, foi medida uma fração de $8,3{\pm}2,9\,\%$ para esta nova contribuição. Provavelmente devido a baixa estatística, 20 vezes menor da obtida pela FOCUS, não foi possível implementar uma análise mais cuidadosa da função de ajuste nem da distribuição angular, tanto da ressonância $K^*(890)^0$ como da nova contribuição. Esta última, ajustada pela mesma distribuição do espaço de fase $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$, foi identificada como um processo não-ressonante. A presença de uma nova estrutura foi confirmada pela FOCUS através da medida dos fatores de forma de $D^+ \to K^*(890)^0\mu^+\nu$ [1, 2]. Observou-se que a distribuição angular dos dados requer, além de $K^*(890)^0$, uma contribuição de spin par. Os dois resultados podem estar relacionados com a presença, neste decaimento, de ressonâncias escalares ou com uma estrutura não-ressonante com o sistema $K\pi$ em relativa onda-S.

Do ponto de vista teórico, dois métodos têm se mostrado muito úteis na previsão da largura de decaimento em processos semileptônicos: Modelo *ISGW2*, o qual satisfaz os critérios oriundos da *Heavy Quark Symmetry* [8]; Regras de soma da QCD, ou *Sum-Rules* [9]. A tabela **??** mostra os valores previstos para a largura de decaimento de alguns processos, obtidos a partir do modelo *ISGW2* [10], *Sum-Rules* [11] e os respectivos valores experimentais [4]. Mostra também a previsão de *Sum-Rules* [12] para a largura do decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$ para o caso de não haver interação de estado final do sistema $K\pi$, supondo em relativa onda-S, e para o caso do processo ser intermediado pela ressonância escalar κ, discutida na seção 1.2.

ISGW2	$D^0 \to K^- e^+\nu$	$10,0 \times 10^{10}\ s^{-1}$
	$D^+ \to K^*(890)^0 e^+\nu$	$5,4 \times 10^{10}\ s^{-1}$
	$D^+ \to K_2^*(1430) e^+\nu$	$0,0$
	$D^+ \to K_0^*(1430) e^+\nu$	$0,0$
	$D^+ \to K^*(1680)^0 e^+\nu$	$0,0$
Sum Rules	$D^0 \to K^- e^+\nu$	$(6,6 \pm 1.5) \times 10^{10}\ s^{-1}$
	$D^+ \to K^*(890)^0 e^+\nu$	$(3,8 \pm 1.5) \times 10^{10}\ s^{-1}$
	$D^+ \to (K\pi)_{NR}\ l^+\nu$	$(0,56 \pm 0,17) \times 10^{10}\ s^{-1}$
	$D^+ \to \kappa\ l^+\nu$	$(0,83 \pm 0,15) \times 10^{10}\ s^{-1}$
valores experimentais	$D^0 \to K^- e^+\nu$	$(8,68 \pm 0,43) \times 10^{10}\ s^{-1}$
	$D^+ \to K^*(890)^0 e^+\nu$	$(4,59 \pm 0,53) \times 10^{10}\ s^{-1}$

Podemos notar que o modelo *ISGW2* prevê uma tendência dos decaimentos semileptônicos procederem através de estados de baixa massa ($m_{K^+} < m_{K^*(890)^0} < m_{K_2^*(1430)} < m_{K_0^*(1430)} < m_{K^*(1680)^0}$). Além disto, segundo *Sum Rules*, o estado não-ressonante contribuiria com uma fração de $0,15 \pm 0,07$ do decaimento $D^+ \to K^-\pi^+l^+\nu$, enquanto que o estado ressonante κ contribuiria com $0,22 \pm 0,10$.

Com relação à medida da massa da ressonância $K^*(890)^0$, em análise estatística entre as medidas existentes, realizada pelo *Particle Data Book* [4], é encontrado um baixo nível de confiança, $CL = 0,7$ %, indicando que as mesmas não são estatisticamente consistentes. A possibilidade de inclusão de mais uma medida com pequena incerteza é importante para a adequada caracterização desta ressonância.

A experiência LASS forneceu a única medida do fator de Blatt-Weisskopf existente [1], obtido, no entanto, através da análise de uma região estreita do espectro de massa (0,82 GeV a 1 GeV). Este fato tem implicações importantes, dado que seu efeito na distribuição de massa se mostra mais relevante a medida que nos afastamos do seu valor central. A inclusão de eventos desde o limiar cinemático de 0,65 GeV até 1,5 GeV, consiste em uma vantagem desta análise na obtenção desta medida.

As características acima citadas fazem do decaimento semileptônico um excelente cenário para a observação de mésons escalares os quais estão sendo alvo de grande discussão nos últimos tempos. No caso particular do decaimento semileptônico $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$, estas mesmas características aliadas a grande largura de decaimento de $D^+ \to K^*(890)^0\mu^+\nu$ permitem a implementação de medidas precisas dos parâmetros intrínsicos da ressonância vetorial $K^*(890)^0$.

1.2 Mésons escalares

Na minha tese de mestrado apresentei evidências da existência de um estado isoescalar no decaimento $D^+ \to \pi^-\pi^+\pi^+$através de uma análise de Dalitz Plot, utilizando dados da experiência E791 de hadroprodução de charme em alvo fixo [14]. Este estado é compatível com o que é esperado para a controvertida ressonância $\sigma(500)$ predita por vários modelos desde os anos 60 [15–17]. Introduzida teori-

[1] A experiência ARGUS, na análise do decaimento $D^0 \to K_S\pi^+\pi^-$, forneceu apenas uma faixa provável para o fator de Blatt-Weisskopf [13], entre 0 e 3 GeV^{-1}.

camente através do modelo sigma linear [18, 19], sua existência foi primeiramente sugerida como bósons mediadores de forças nucleares [20, 21]. A importância do méson $\sigma(500)$ se deve à sua relação com modelos de quebra dinâmica da simetria quiral na QCD [22, 23].

Também na E791, obtivemos um resultado equivalente na análise de Dalitz Plot do decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ [24], onde apresentamos indicações da presença de outro méson escalar denominado $\kappa(800)$. Esta ressonância se acopla fortemente com $K\pi$ e poderia popular o espectro de decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$.

Estes dois trabalhos fornecem resultados importantes acerca da espectroscopia do setor escalar que até agora não é bem compreendida. O consenso no agrupamento de mésons segundo sua composição de quarks, através de considerações de simetria SU(3), obtido nos setores pseudoescalar e vetorial, ainda não foi alcançado no setor escalar. Isto pode ser atribuído à grande quantidade de estados escalares encontrados e sua conexão com estruturas não-mesônicas, como glueballs, híbridos, moléculas e estados com quatro quarks [25]. Recentemente [26], os estados ressonantes σ e κ foram preditos em simulação da QCD na rede com aproximadamente as mesmas massas obtidas em [14, 24]. A figura 1.2 mostra uma representação da espectroscopia de estados escalares, cuja compreensão vêm crescendo na mesma proporção do avanço do estudo dos mésons charmosos.

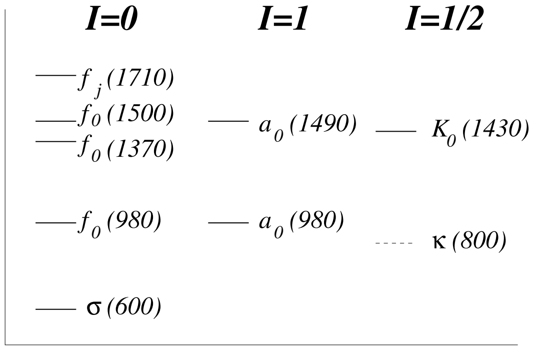


Figura 1.2: Estados escalares com massas abaixo de 1900 MeV segundo isospin e massa. Com exceção do κ, a lista é baseada no PDG [4].

Resultados envolvendo outros decaimentos hadrônicos sucederam [27,28], confirmando os resultados obtidos nos decaimentos $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ e $D^+ \to \pi^-\pi^+\pi^+$.

1.3 Fotoprodução de partículas charmosas em experiências de alvo fixo

O quark charmoso pode ser produzido por vários tipos de processo, como aniquilação $e^+ \, e^-$ de alta energia (CESR, Cornell), colisões hádron-hádron (E791, Fermilab) e colisões fóton-hádron (E831/FOCUS, Fermilab).

A fotoprodução de charme é interpretada no contexto do modelo de QCD perturbativa, denominado Fusão fóton-glúon [30], na qual um par $c\bar{c}$ é produzido através da interação de um fóton com um glúon proveniente do núcleo de um átomo do alvo. O diagrama envolvido é mostrado na figura 1.3 (a) [2]. Após a produção do par $c\bar{c}$, segue-se o processo de fragmentação no qual acontece a formação de hádrons.

A fotoprodução de charme apresenta uma razão entre a produção de interações charmosas e não-charmosas da ordem de 0,6 % [32] e seção de choque de produção de charme da ordem de $1\mu b$. Grande parte da energia do fóton é transferida ao par $c\bar{c}$ de modo que, após completados todos os processos de reconstrução e *trigger*, FOCUS obteve um valor médio para a energia das partículas charmosas de $\langle E \rangle =$ 80 GeV [3]. Este fato, aliado à vida-média típica dos mésons charmosos, $\tau \approx 10^{-12}$ segundos, foram explorados para isolar eventos charmosos através da separação do vértice de produção, ou **vértice primário** do vértice de decaimento, ou **vértice secundário**, $\Delta L = c\ \tau\ \gamma \sim 15$ mm, onde $\gamma = \langle E \rangle / M$ e $M = 1,87$ GeV para o méson D^+. A distância entre os vértices é uma característica marcante de eventos charmosos. A figura 1.4 ilustra esta idéia.

[2] Um diagrama equivalente, no qual as linhas do quarks c e $\bar{c}$ se cruzam, é igualmente provável. Diagramas de ordem mais alta, envolvendo linhas de glúons externas e troca de glúons virtuais também devem contribuir com a amplitude total [31]

[3] ver figura 6.8.

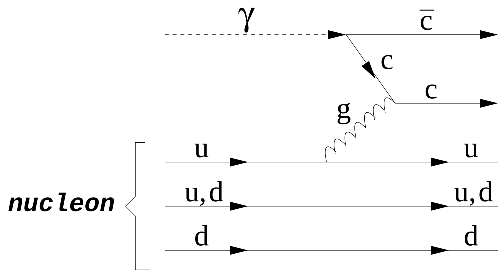


Figura 1.3: (a) Esquema do modelo de fotoprodução de charme.

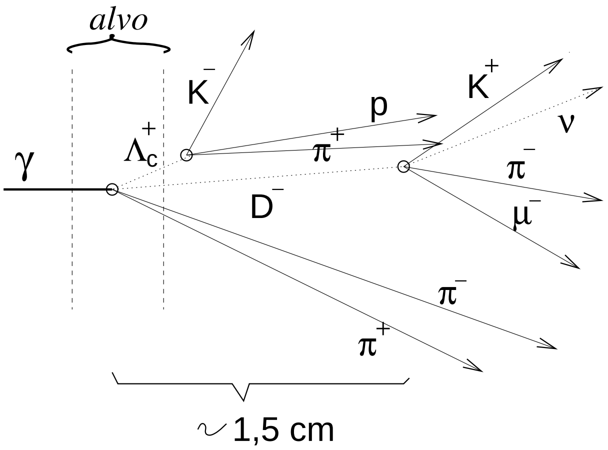


Figura 1.4: Exemplo de um evento charmoso. Ficam evidentes as trajetórias das partículas carregadas permitindo a determinação dos vértices secundários dos decaimentos $D^- \to K^+\pi^-\mu^+\nu$ e $\Lambda_c^+ \to pK^-\pi^+$ e do vértice primário.

1.4 A análise do espectro de massa

Após uma seleção de eventos baseada nas características topológicas do processo $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$ e na existência de vértices secundários de três traços com momentos $\vec{p_1}$, $\vec{p_2}$ e $\vec{p_3}$, compatíveis com a hipótese $K^-\pi^+\mu^+$, calcula-se a massa invariante do sistema de $K\pi$, segundo a equação 1.1.

$$m_{K\pi}^2 = m_K^2 + m_\pi^2 + 2\left[\sqrt{\left(\vec{p_K}^2 + m_K^2\right)}\sqrt{\left(\vec{p_\pi}^2 + m_\pi^2\right)} - \vec{p_K}\vec{p_\pi}\right] \tag{1.1}$$

Sempre que, de fato, as três partículas selecionadas corresponderem a um káon, píon, múon e o vértice secundário em que se encontram for fruto de um decaimento do D^+, dizemos que este é um evento de *Sinal*, caso contrário, é um evento de *background*. Basicamente, a análise do espectro de massa se divide em duas partes: descrição do sinal e estimativa do *background*.

Descrição do Sinal

Como já foi dito, o espectro de massa do decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$ tem como característica uma forte presença da ressonância $K^*(890)^0$ juntamente com uma pequena contribuição a baixa massa [1–3]. Como opções à esta pequena contribuição temos o decaimento $D^+ \to \kappa(800)\mu^+\nu$, motivado pelas recentes indicações da existência de $\kappa(800)$ em $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ e o decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$ sem a formação de estados ressonantes, também chamado de processo não-ressonante (NR). Acredita-se que NR seja fortemente dominado pela sua componente escalar, ou seja, que o káon e o píon estejam em relativa onda-S, uma vez que estados excitados são energeticamente menos prováveis. Desta forma, o processo não-ressonante apresentaria uma concentração de eventos a baixa massa. Logo, as soluções

$$[K^*(890)^0 + NR] \text{ e } [K^*(890)^0 + \kappa]$$

constituem as hipóteses mais simples para o decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$. A hipótese baseada na presença simultânea dos estados não-ressonante e κ não será abordada uma vez que a semelhança entre as duas distribuições inviabiliza o ajuste. Estruturas de alta massa, contudo, podem popular o espectro, mesmo sem a formação de variações perceptíveis no espectro de massa, uma vez que a interferência destrutiva com outras estruturas, pode dificultar sua observação. Em particular, nesta análise, padrões de interferência entre as componentes vetoriais $K^*(1680)^0$ e $K^*(890)^0$, e as componentes escalares $K_0^*(1430)$ e κ ou $K_0^*(1430)$ e NR podem viabilizar soluções mais complexas. Estados ressonantes tensoriais, como o $K_2^*(1430)$, podem, segundo esta análise, ser descartados, uma vez que não há nenhuma estrutura tensorial a baixa massa que justifique a ausência de uma pico ressonante característico. Esta tese consiste no estudo das componentes do Sinal incluindo os seguintes estados:

$$K^*(890)^0,\ NR,\ \kappa(800),\ K_0^*(1430) \text{ e } K^*(1680)^0.$$

Para o estudo das contribuições do Sinal é fundamental a realização de uma descrição completa do processo $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$ intermediado pela dominante ressonância vetorial $K^*(890)^0$, uma vez que qualquer variação desta função de ajuste sinaliza grandes variações nas outras contribuições, podendo inclusive falsear grandes padrões de interferência. Um estudo minucioso da forma funcional da largura $D^+ \to K^*(890)^0\mu^+\nu$ projetada no espectro de massa vem também a contribuir para a solução de um problema recorrente em análises anteriores. Foi observado que a distribuição da ressonância $K^*(890)^0$ requer uma função Breit-Wigner simples em lugar da função Breit-Wigner em onda-P (seção 2.5.1), apropriada para ressonâncias vetoriais. Este fato é confirmado em [33], na medida da razão de ramificação de $D^+ \to K^*(890)^0\mu^+\nu$ relativa a $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ realizada pela FOCUS. A proeminente diferença entre as duas parametrizações reforçou a necessidade do estudo dos efeitos do espaço de fase, elemento de matriz e da interação forte $K\pi$.

Estimativa do ***Background***

Uma das maiores exigências desta análise consiste no entendimento do *background*: na determinação da sua quantidade e da maneira como está distribuído no espectro de massa. Isto porque estruturas ressonantes largas, bem como estruturas não-ressonantes, apresentam distribuições semelhantes às previstas para o *background*. Utilizamos um procedimento preciso para a sua estimativa, descrito na seção 6.2, no qual fica evidente que o *background* é dominado pelo chamado *background* charmoso. Estes eventos são provenientes de decaimentos de mésons charmosos cujo estado final é erradamente identificado como $K^-\pi^+\mu^+\nu$ devido a perda (e/ou adição) de traços, correspondentes a trajetórias de partículas carregadas, do vértice secundário, além de falhas na identificação dos mesmos. Uma pequena, mais significativa, produção de eventos não-charmosos, com características aleatórias, completa a estimativa do *background* na amostra.

Capítulo 2

Aspectos Teóricos

2.1 Decaimentos Fracos dos Mésons Charmosos

Segundo o Modelo Padrão, o quark charmoso, c, decai em um quark s ou d, por intermédio da troca de um bóson $W^{\pm}$ virtual. Negligenciando os diagramas de ordem mais elevada, com emissão de glúon, o decaimento de um méson formado pelos quarks $(c, \bar{q})$ pode ocorrer através de seis tipos de diagramas, ilustrados na figura 2.1.

No diagrama espectador externo, o bóson $W^{\pm}$ emitido pelo quark c pode se acoplar tanto com um par lépton-neutrino (decaimento semileptônico) como num par quark-antiquark (decaimento hadrônico). Este último é favorecido devido aos três graus de liberdade de cor. O anti-quark do estado inicial, neste caso, se comporta como um espectador.

No diagrama espectador interno, o bóson $W^{\pm}$ só pode se acoplar a um par quark-antiquark, uma vez que tem que se hadronizar com os demais quarks. Este fato faz com que eles percam os graus de liberdade de cor presentes no diagrama espectador externo.

No diagrama aniquilação, o quark c interage com o antiquark inicial produzindo um bóson $W^{\pm}$ o qual, por sua vez, pode decair em um par lépton-neutrino (decaimento leptônico) ou em um par quark-antiquark (decaimento hadrônico). Novamente, o decaimento hadrônico é favorecido pelos graus de liberdade de cor.

No diagrama de troca de $W^{\pm}$, como o próprio nome já sugere, os quarks do estado inicial trocam um bóson $W^{\pm}$. As outras duas possibilidades consistem no diagrama Pinguim e de Mixing (diagrama de dupla troca), os quais envolvem *loops* de quarks virtuais. Para o caso de decaimentos de mésons charmosos, são bastante suprimidos em relação aos outros diagramas uma vez que a contribuição mais significativa é a que envolve o *loop* do quark b, com amplitude proporcional a $|V_{cb}||V_{bu}|$.

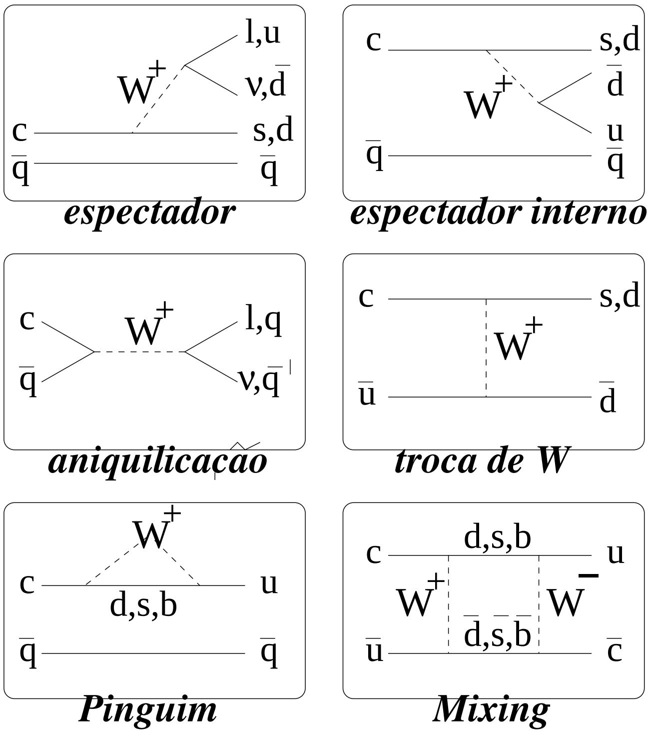


Figura 2.1: Diagramas de decaimentos de mésons charmosos.

2.2 Decaimentos Semileptônicos

Em decaimentos semileptônicos, apenas o diagrama espectador externo contribui. A figura 2.2 ilustra um decaimento semileptônico , $D^+ \to X_i \mu^+ \nu$, onde o méson charmoso pseudoescalar D^+, composto pelos quarks $c\bar{d}$, se acopla a um estado arbitrário X_i, composto dos quarks $s\bar{d}$.

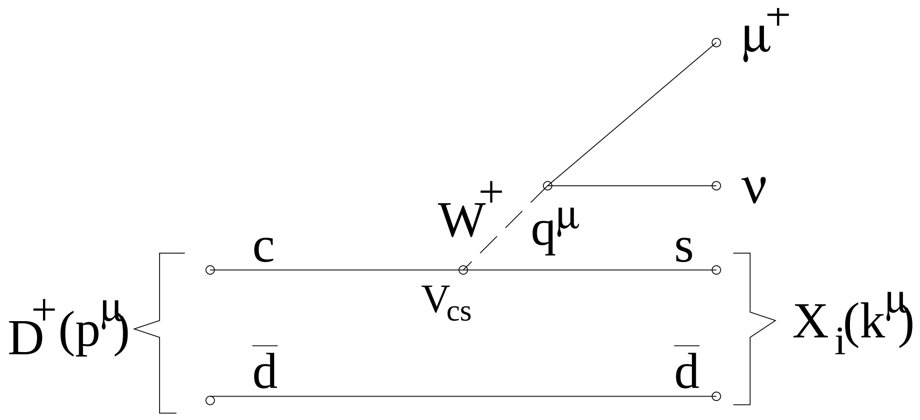


Figura 2.2: Diagrama espectador de um decaimento semileptônico do méson D^+ com uma transição $c \rightarrow s$.

O elemento de matriz deste processo, $\mathcal{M}$, no limite onde $q^2 << M_W^2$ (interação pontual), pode ser escrito como:

$$\mathcal{M} = \frac{G_F}{\sqrt{2}}\, V_{cs}\, \mathcal{H}^\alpha\, \mathcal{L}_\alpha \tag{2.1}$$

$$\mathcal{H}^\alpha = \langle X_i\, |V^\alpha - A^\alpha|\, D\rangle \tag{2.2}$$

$$\mathcal{L}_\alpha = \bar{u_\nu}\, \gamma_\alpha\, (1 - \gamma^5)\, u_\mu \tag{2.3}$$

onde u_μ e u_ν são , respectivamente, os espinores de Dirac do múon e do neutrino, e γ_α são as matrizes de Dirac. A forma da elemento de matriz proposta na expressão 2.1 contém o pressuposto de que as correntes leptônica, $\mathcal{L}_\alpha$, e hadrônica, $\mathcal{H}^\alpha$, são fatorizáveis. A aplicabilidade da fatorização consiste numa das principais características dos decaimentos semileptônicos.

Enquanto o elemento de matriz da corrente leptônica tem sua forma bem definida, a corrente hadrônica deve ser construída a partir de quadri-vetores disponíveis no processo e de fatores de forma invariantes de Lorentz, estes últimos representando toda a ação das interações fortes na amplitude de transição fraca.

Para o caso do estado escalar $X^{escalar}$ temos três quadri-momentos disponíveis, p^μ, k^μ, e o momento transferido q^μ. Porém vínculos de conservação, $q^\mu = p^\mu - k^\mu$, reduzem a dois quadri-momentos independentes, proporcionando dois fatores de forma, mostrados na equação 2.4.

$$\langle X^{escalar}(k)\ |V^\mu - A^\mu|\ D(p)\rangle = f_+(q^2)\ (p+k)^\mu - (\frac{M_D - m_{K\pi}}{M_D + m_{K\pi}})\ f_-(q^2)\ q^\mu \quad (2.4)$$

Dado que qualquer elemento de matriz é uma grandeza escalar de Lorentz, cada termo da expressão 2.4 deve ter paridade positiva. Como consequência, vemos que os fatores de forma f_+ e f_- têm paridade positiva.

Para o caso de um méson vetorial X^{vetor}, devido a sua polarização, ϵ^*, o grau de liberdade relativo ao seu quadri-momento k^μ é sustituído por três graus de liberdade (k^μ, ϵ^*), proporcionando quatro fatores de forma ao sistema.

$$\begin{aligned}\mathcal{H}^\mu &= \langle X^{vetor}(k)\ |V^\mu - A^\mu|\ D(p)\rangle \\ &= (M_D + m_{K\pi})\ A_1(q^2)\ \epsilon^{*\mu} - \frac{2\ A_2(q^2)}{M_D + m_{K\pi}}\epsilon^*.p\ p^\mu \\ &+ \frac{2\ A_3(q^2)}{M_D + m_{K\pi}}\ \epsilon^*.p\ q^\mu - i\ \frac{2\ V(q^2)}{M_D + m_{K\pi}}\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}\epsilon^*_\nu p_\rho k_\sigma \end{aligned} \quad (2.5)$$

A paridade dos fatores de forma da corrente hadrônica vetorial é determinada aplicando-se os mesmos argumentos do caso escalar. Como o vetor de polarização e o tensor totalmente anti-simétrico $\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}$ têm paridade negativa, vemos que os fatores de forma $A_i(q^2)$ têm paridade negativa enquanto que $V(q^2)$ tem paridade positiva.

Utilizaremos nesta tese a aproximação de um lépton não-massivo [34]. Os resultados obtidos na medida dos fatores de forma realizada pela FOCUS [1,2] [1] indicam ser esta uma boa aproximação.

No limite da massa do lépton igual a zero, a corrente leptônica, $\mathcal{L}^\mu$, se conserva. Desta forma, todos os termos das correntes hadrônica proporcionais a q^μ, quando contraídos a $\mathcal{L}^\mu$, vão a zero.

[1] Especificamente $A_3(0) = 0$.

$$\partial_\mu \ \mathcal{L}^\mu = 0 \ \rightarrow \text{Fourier} \rightarrow q_\mu \ \mathcal{L}^\mu = 0$$

Logo, na contração de $\mathcal{H}^\mu$ com a corrente leptônica, os termos da corrente hadrônica proporcionais a q^μ não contribuem, reduzindo as equações 2.4 e 2.5 a:

$$\mathcal{H}^\mu = f_+(q^2) \ (p+k)^\mu \qquad (escalar) \tag{2.6}$$

$$\begin{aligned}\mathcal{H}^\mu = & \ (M_D + m_{K\pi}) \ A_1(q^2) \ \epsilon^{*\mu} - \frac{2 \ A_2(q^2)}{M_D + m_{K\pi}} \epsilon^*.p \ p^\mu \\ & - i \ \frac{2 \ V(q^2)}{M_D + m_{K\pi}} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \epsilon^*_\nu p_\rho k_\sigma \qquad (vetorial)\end{aligned} \tag{2.7}$$

Na corrente hadrônica de um decaimento fraco toda indeterminação a respeito do efeito da interação forte recai sobre a forma funcional dos fatores de forma. Muitos trabalhos têm sido publicados sobre a dependência dos fatores de forma com a energia transferida, dentre os quais o modelos *ISGW2* [10] e outros baseados em Regras de Soma [12] e QCD na rede [35]. A forma usualmente utilizada consiste num *ansatz* denominado *single pole dominance*.

$$F(q^2) = \frac{F(0)}{1 - \frac{q^2}{M^2_{D^*_s}}} \tag{2.8}$$

A existência de um vértice do tipo $c \rightarrow s$ com a emissão de um partícula vetorial W^+ virtual pode ser representada pela formação de um méson (polo) com a mesma composição de quarks. A hipótese da formação de um estado mesônico nos fornece a evolução $F(0) \rightarrow F(q^2)$ como tendo a mesma forma de um propagador:

$$\mathcal{P} = \frac{1}{q^2 - M^2_{\text{polo}}} \propto \frac{1}{1 - \frac{q^2}{M^2_{\text{polo}}}} \tag{2.9}$$

No caso dos fatores de forma $A_i(q^2)$, a massa polar é identificada com o méson axial-vetor $D_s^{*+}(2500)$, e, no caso do fator de forma $V(q^2)$, com o méson vetorial $D_s^{*+}(2100)$. Tanto a dependência funcional, definida pelo *ansatz* da equação 2.8, como os valores das massas dos polos estão em bom acordo com os resultados baseados em Regras de Soma [12]. A figura 2.3 ilustra este *ansatz*.

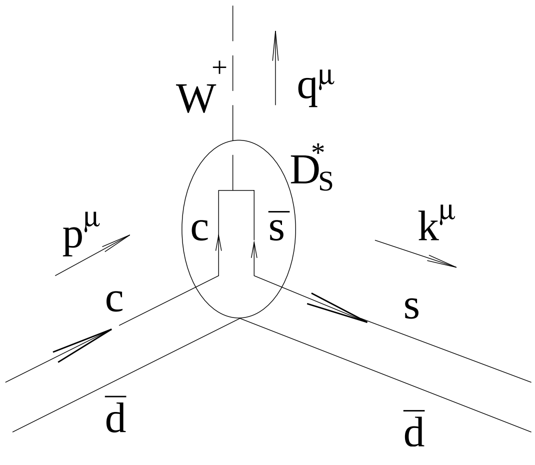


Figura 2.3: *Ansatz* da forma funcional dos fatores de forma segundo *Single Pole Dominance*.

A transformada de Fourier dos fatores de forma podem ser utilizados para inferir sobre o alcance das interações, fornecendo assim uma estimativa da dimensão das estruturas envolvidas. Em [10], é definida a grandeza “raio de transição ” [2], a qual, neste caso, seria proporcional a $\frac{1}{M_{\text{polo}}}$.

A tabela 2.1 mostra os valores dos fatores de forma em $q = 0$, obtidos dos resultados da FOCUS, [1,2], e das massas polares dos mésons D_s^* [3] utilizados nesta tese.

2.3 Razão de Decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$

Aplicando argumentos de simetria ao decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$, podemos determinar o número de graus de liberdade necessários para especificar univocamente um decaimento de quatro corpos proveniente de uma partícula de spin zero. Em princípio, este decaimento é completamente descrito em termos de seus doze graus de liberdades, três para cada partícula do estado final. A conservação do quadri-

[2] É definida como $r_i = [6\frac{df_i(0)}{dq^2}]^{1/2}$.

[3] Medidas das massas polares podem, à princípio, ser realizadas para o confronto com os modelos, sobretudo, requerem uma estatística ainda maior.

$A_1(0)$	1,00 (normalização)
$A_2(0)$	0,78
$A_3(0)$	0,00
$V(0)$	1,82
$f_+(0)$	1,00 (normalização)
M_A	$M_{D_s^*} = 2,5GeV$
M_V	$M_{D_s^*} = 2,1GeV$

Tabela 2.1: Valores dos fatores de forma em $q^2 = 0$ e dos polos utilizados.

momento fornece quatro vínculos ao sistema. Invariância por rotações do méson D^+ remove mais três graus de liberdade. Portanto, são necessárias cinco variáveis para a descrição completa do processo. A escolha mais comum é a massa invariante $m_{K\pi}$, o quadrado da massa invariante do sistema $\mu\nu$, q^2, o ângulo θ_V entre o píon e a direção do méson D^+ no referencial de repouso do sistema $K\pi$ ($\mathbf{X_{ref}}$), o ângulo θ_l entre o neutrino e a direção do méson D^+ no referencial de repouso do sistema $\mu\nu$ ($\mathbf{W_{ref}}$) e o ângulo de acoplanaridade entre os dois planos, χ. A descrição geométrica é mostrada na figura 2.4 [4].

Genericamente, $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$ pode ser tratado como um decaimento de três corpos, $D^\pm \to X_i\mu^+\nu$, seguido de um decaimento de dois corpos, $X_i \to K^-\pi^+$, onde somamos todas as possibilidades para o estado intermediário X_i. Esta formulação não pressupõe nenhuma formação de estados ressonantes em X_i e pode ser considerada simplesmente como uma expansão em estados $K\pi$ com momento angular relativo 0 (onda-S) e 1 (onda-P) [5]. A formação de estados ressonantes, bem como de estados não-ressonantes, é interpretada no contexto da interação forte entre os hádrons K^- e π^+ e sua descrição, parte fundamental desta análise, será abor-

[4] A utilização de dois referenciais diferentes simplifica bastante os cálculos da amplitude de transição uma vez que permite a utilização do formalismo de helicidade

[5] Como já foi mencionado, momento angular relativo maior que 1 não será considerado nesta tese.

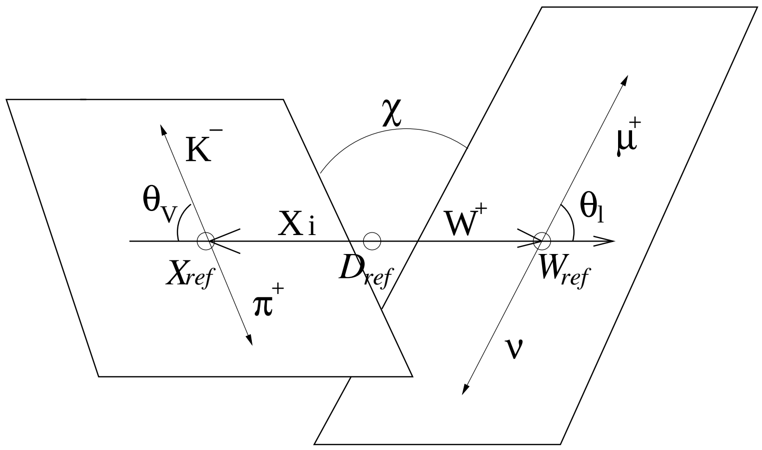


Figura 2.4: Esquema do decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$. Detalhe para os três referenciais $\mathbf{D_{ref}}$, $\mathbf{X_{ref}}$, $\mathbf{W_{ref}}$, para o eixo de projeção determinado pela direção de propagação de W^+ (ou de X_i) com relação a $\mathbf{D_{ref}}$ e para os três ângulos relevantes do processo.

dada posteriormente. O diagrama do decaimento $X_i \to K^-\pi^+$, complementar ao diagrama de $D^\pm \to X_i\mu^+\nu$ da figura 2.2, é mostrado na figura 2.5.

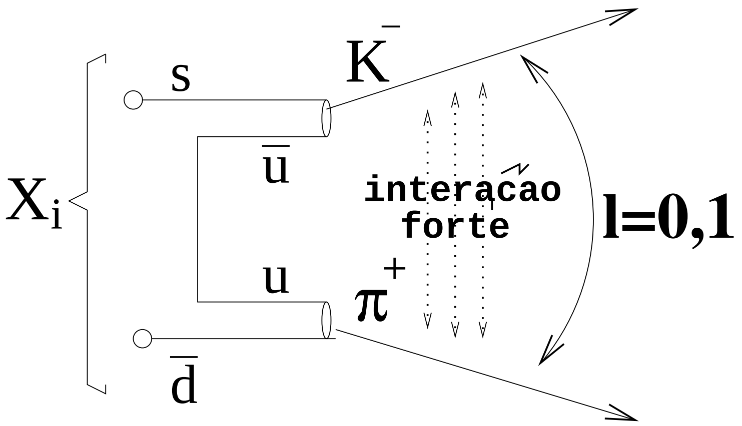


Figura 2.5: Diagrama do processo forte $X_i \to K^-\pi^+$.

A expressão abaixo mostra a taxa de decaimento diferencial de $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$, uma soma coerente de estados vetoriais e escalares populando o respectivo espaço de fase:

$$d\Gamma = \left| \sum_{i}^{vetoriais} \mathcal{M}_i + \sum_{i}^{escalares} \mathcal{M}_i \right|^2 d\phi_3 d\phi_2 \tag{2.10}$$

onde

$$d\phi_3 \propto P dq^2 d\cos\theta_V d\cos\theta_l d\chi \tag{2.11}$$

$$d\phi_2 = \frac{p^*}{m_{K\pi}} dm_{K\pi} \tag{2.12}$$

$$p^* = \sqrt{\left[\frac{m_{K\pi}^2 + m_\pi^2 - m_K^2}{2m_{K\pi}}\right]^2 - m_\pi^2} \tag{2.13}$$

$\mathcal{M}_i$ é o elemento de matriz do decaimento $D^\pm \to X_i(\to K^-\pi^+)\mu^+\nu$ e representa toda a dinâmica do processo; ϕ_3 e ϕ_2 são, respectivamente, os espaços de fase de três e dois corpos, P é o momento do estado intermediário X_i no referencial de repouso do méson D^+ ($\mathbf{D_{ref}}$), p^* é o momento do káon (ou do píon) no referencial de repouso de X_i ($\mathbf{X_{ref}}$).

2.4 Elemento de Matriz, $\mathcal{M}_i$

O elemento de matriz de um decaimento semileptônico pode ser calculado através da contração da equação 2.1, seguida da soma em todas as componentes de spin e escolha de um referencial. Entretanto, esta descrição pode ser facilitada utilizando-se o formalismo de helicidade [36].

2.4.1 Formalismo de Helicidade

O formalismo de helicidade é indicado para problemas relativísticos pois o operador de helicidade, $h = \vec{J} \cdot \vec{p}$, é invariante tanto sobre uma transformação de rotação, $[h, \vec{J}] = 0$, quanto de *boost* ao longo de $\vec{p}$ [6]. A invariância da amplitude

[6] Este boost não deve exceder o referencial de repouso, $\vec{p} = 0$, onde h muda de sinal.

de helicidade com relação a um determinado eixo de projeção permite calculá-la em diferentes referenciais.

Vamos agora derivar a amplitude de decaimento $\mathcal{A}$ para o caso geral de um processo em dois corpos, $\alpha \to 1 + 2$ (figura 2.6) para depois aplicá-la ao nosso caso específico.

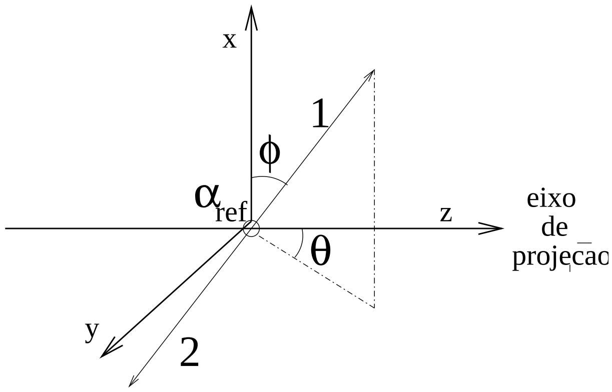


Figura 2.6: Decaimento $\alpha \to 1 + 2$.

Vamos considerar um partícula α com spin J e projeção de spin M ao longo de um eixo arbitrário z, denominado de eixo de projeção. No referencial de repouso de α, os módulos dos momentos das partículas 1 e 2 são iguais e as helicidades com relação ao eixo de projeção são respectivamente λ_1 e λ_2. Sendo $\mathcal{U}$ o operador de evolução temporal da interação, podemos obter a distribuição angular do decaimento calculando a probabilidade $|\mathcal{A}|^2$ das partículas emergirem com ângulos polares ϕ e θ.

$$\mathcal{A} = \langle \theta, \phi, \lambda_1, \lambda_2 | \mathcal{U} | J, M \rangle \tag{2.14}$$

Invariância rotacional das helicidades nos permite definir uma base $|j, m, \lambda_1, \lambda_2\rangle$, com momento angular total j, projeção do momento angular m e helicidades λ_1 e λ_2.

$$\mathcal{A} = \sum_{j,m} \langle \theta, \phi, \lambda_1, \lambda_2 | j, m, \lambda_1, \lambda_2 \rangle \langle j, m, \lambda_1, \lambda_2 | \mathcal{U} | J, M \rangle \tag{2.15}$$

Pela conservação do momento angular, temos:

$$
\begin{aligned}
\mathcal{A} &= \sum_{j,m} \langle \theta, \phi, \lambda_1, \lambda_2 | j, m, \lambda_1, \lambda_2 \rangle \delta_{m,M} \delta_{j,J} H_{\lambda_1,\lambda_2} \\
\mathcal{A} &= \langle \theta, \phi, \lambda_1, \lambda_2 | J, M, \lambda_1, \lambda_2 \rangle H_{\lambda_1,\lambda_2} \\
\mathcal{A} &= \mathcal{F}\ D^J_{M\ \lambda}(\phi, \theta, -\phi)\ H_{\lambda_1,\lambda_2}
\end{aligned}
\tag{2.16}
$$

Onde $\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$, H_{λ_1,λ_2} é a amplitude de probabilidade do autoestado com helicidades λ_1, λ_2, $\mathcal{F}$ é uma função que não depende da helicidade (acoplamento da interação) e $D^J_{M\ \lambda}$ são as funções de Wigner tais que,

$$
\begin{aligned}
D^J_{M\ \lambda}(\phi, \theta, -\phi) &= e^{i\phi M}\ d^J_{M\ \lambda}(\theta)\ e^{-i\phi\lambda} \\
d^J_{M\ \lambda}(\theta) &\equiv \sum_n \frac{(-1)^n[(J+\lambda)!(J-\lambda)!((J+M)!(J-M)!]^{\frac{1}{2}}}{(J-M-n)!(J+\lambda-n)!(n+M-\lambda)!} \\
&\quad * [\cos(\frac{1}{2}\theta)]^{2J+\lambda-M-2n}\ [-\sin(\frac{1}{2}\theta)]^{M-\lambda+2n}
\end{aligned}
\tag{2.17}
$$

2.4.2 Aplicação ao decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$

Para a aplicação do formalismo acima descrito no cálculo do elemento de matriz de $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$, é conveniente fatorizar o decaimento numa série de três decaimentos em dois corpos, $D^+ \to X_i\ W^+$, $W^+ \to \mu^+\nu$ e $X_i \to K^-\pi^+$, definidos em sistemas de referência diferentes, conectados por um *boost* e com o mesmo eixo de projeção para helicidade. Logo,

$$
\mathcal{M}_i = \sum_{\lambda_1,\lambda_2} \mathcal{M}(D^+ \to X_{i,\lambda_1} W^+_{\lambda_2})\ \mathcal{M}_{\lambda_1}(X_i \to K^-\pi^+)\ \mathcal{M}_{\lambda_2}(W^+ \to \mu^+\nu) \tag{2.18}
$$

Aplicando a expressão 2.16 para o decaimento $D^+ \to X_i\ W^+$ no referencial $\mathbf{D_{ref}}$ no qual o eixo de projeção coincide com o vetor de propagação de X_i, vemos que as componentes de helicidade de X_i e W^+ são iguais e podem assumir os valores

$\lambda = [-1, 0, +1]$ [7] com probabilidade $|H_\lambda|^2$. As amplitudes de probabilidade H_λ dependem do único invariante de Lorentz disponível, q^2. Para este caso simples, $\mathcal{F}$ pode ser incorporado em $H_\lambda(q^2)$. Logo, $\mathcal{M}(D^+ \to X_i\ W^+)$ se reduz a:

$$\mathcal{M}(D^+ \to X_{i,\lambda_1} W^+_{\lambda_2}) = H_\lambda(q^2)\ \delta_{\lambda_1,\lambda_2} \quad (\mathbf{D_{ref}}) \tag{2.19}$$

simplificando o elemento de matriz, $\mathcal{M}_i$, da equação 2.18:

$$\mathcal{M}_i = \sum_{\lambda=\pm1,0} H_\lambda(q^2)\ \mathcal{M}_\lambda(X_i \to K^-\pi^+)\ \mathcal{M}_\lambda(W^+ \to \mu^+\nu) \tag{2.20}$$

Os estados de helicidade $\lambda = \pm 1$ correspondem à componente transversa de W^+ (ou X_i), quando seu spin está alinhado (no mesmo sentido, para $\lambda = +1$ e no sentido contrário, para $\lambda = -1$) com seu vetor momento, enquanto $\lambda = 0$ corresponde à componente longitudinal. A existência de uma componente longitudinal em processos fracos, em contrapartida aos processos eletromagnéticos com troca de fótons transversais, é consequência do caráter $\mathcal{V}^\mu - \mathcal{A}^\mu$ da teoria fraca.

Aplicando a expressão 2.16 para o decaimento $W^+ \to \mu^+\nu$ no referencial $\mathbf{W_{ref}}$, obtemos a amplitude [8],

$$\mathcal{M}_\lambda(W^+ \to \mu^+\nu) = \sqrt{q^2}\ d^1_{1\ \lambda}(\theta_l) \quad (\mathbf{W_{ref}}) \tag{2.21}$$

consequência do fato do momento angular total de W^+ ser igual a 1, do neutrino ser *left-handed*, do múon ser *right-handed* (na aproximação $m_\mu = 0$) e de $\mathcal{F} = \sqrt{q^2}$.

A amplitude de decaimento do processo $X_i \to K^-\pi^+$ é representada pela função de Wigner adequada, responsável pela distribuição angular, multiplicada por dois fatores, $\mathcal{A}_i$ e α_i. Estas duas funções representam a amplitude complexa responsável

[7] As componentes de helicidade ± 2 estariam presentes caso fôssemos trabalhar com estados tensoriais.

[8] Note que somente uma dependência angular foi colocada na respectiva função de Wigner. Isto é apenas uma questão de definição do sistema de referência $\mathbf{W_{ref}}$. O segundo grau de liberdade será totalmente incorporado na definição do sistema $\mathbf{X_{ref}}$.

pela interação forte existente entre os dois hádrons e são independentes da configuração angular (portanto, função apenas de $m_{K\pi}$). O fator $\mathcal{A}_i$ representa o termo puramente complexo enquanto que α_i representa o termo real multiplicativo. Este último, nesta análise, é denominado de *acoplamento* do processo $X_i \to K^-\pi^+$. A razão desta separação é devido principalmente a identificação da amplitude complexa, $\mathcal{A}$, com o propagador do estado ressonante X_i, representado pela função Breit-Wigner (seção 2.5.1). Dada a importância do produto $\mathcal{A}_i\ \alpha_i$ no cálculo da razão de decaimento e, já que não pertencem a fenomenologia do processo fraco, eles serão discutidos numa seção separada (2.5).

A equação 2.22 e 2.23 mostra, respectivamente, a amplitude de decaimento do processo $X_i \to K^-\pi^+$ para X_i vetorial e escalar. Note que, em ambas as amplitudes, o fato do káon e do píon terem spin 0 faz com que X_i esteja na componente de momento angular total $M = 0$ no sistema $\mathbf{X_{ref}}$.

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}(X_i^{vetor} \to K^-\pi^+) &= \mathcal{A}_i\ \alpha_i\ D^1_{0\ \lambda}(\theta_V, \chi) \qquad (\mathbf{X_{ref}}) \\
&= \mathcal{A}_i\ \alpha_i\ d^1_{0\ \lambda}(\theta_V)\ e^{i\chi\lambda} \qquad (2.22)
\end{aligned}$$

$$\mathcal{M}(X_i^{escalar} \to K^-\pi^+) = \mathcal{A}_i\ \alpha_i\ d^0_{0\ \lambda}(\theta_V)\ e^{i\chi\lambda} \qquad (\mathbf{X_{ref}}) \qquad (2.23)$$

Juntando todos os termos da equação 2.19, 2.21, 2.22, 2.23 e sabendo que $d^1_{1\lambda}(\theta_l) = [1 - \cos\theta_l, -\sqrt{2}\sin\theta_l, 1 + \cos\theta_l]$, $d^1_{0\lambda}(\theta_V) = [-\sin\theta_V, \sqrt{2}\cos\theta_V, \sin\theta_V]$ e $d^0_{0\lambda}(\theta_V) = [0, 1, 0]$ onde $\lambda = [-1, 0, 1]$, temos,

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_i^{vetor} = \mathcal{A}_i\ \alpha_i\sqrt{q^2}\ \big[&(1 + \cos\theta_l)\sin\theta_v e^{i\chi} H_+(q^2) \\
&-(1 - \cos\theta_l)\sin\theta_v e^{-i\chi} H_-(q^2) - 2\sin\theta_l\cos\theta_v H_0(q^2)\big] \qquad (2.24)
\end{aligned}$$

$$\mathcal{M}_i^{escalar} = 2\ \mathcal{A}_i\ \alpha_i\ \sqrt{q^2}\ \sin\theta_l\ H^s_0(q^2) \qquad (2.25)$$

As expressões $\mathcal{M}^{vetor}$ e $\mathcal{M}^{escalar}$ consistem nos elementos de matriz, respectivamente, dos processos $D^+ \to X^{vetor}(K^-\pi^+)\mu^+\nu$ e $D^+ \to X^{escalar}(K^-\pi^+)\mu^+\nu$, representando as amplitudes de probabilidade de uma dada configuração no espaço de fase, $[m_{K\pi}, q^2, \cos\theta_l, \cos\theta_V, \chi]$. Por comodidade, vamos reescrever o elemento de matriz da equação 2.24 e 2.25 como um produto da parametrização da interação hádron-hádron, $\mathcal{A}_i\alpha_i$ com a parametrização responsável pela distribuição angular do decaimento fraco, o qual denominaremos de **elemento de matriz angular**. Portanto:

$$\mathcal{M}_i^{vetor} \equiv \mathcal{A}_i \ \alpha_i \ \hat{M}^{vetor} \tag{2.26}$$

$$\mathcal{M}_i^{escalar} \equiv \mathcal{A}_i \ \alpha_i \ \hat{M}^{escalar} \tag{2.27}$$

2.4.3 Cálculo das amplitudes de helicidade H_λ

De modo a obter, explicitamente, as amplitudes de helicidade H_λ, vamos aproveitar o fato das correntes leptônicas e hadrônicas fatorizarem:

$$\mathcal{M}(D^+ \to X_{i,\lambda} W_\lambda^+) = \langle W^+(q, \xi_\lambda^{*\mu})|L^\mu|0\rangle \ \mathcal{H}_\mu \tag{2.28}$$

$$= H_\lambda(q^2) \quad (\mathbf{D_{ref}}) \tag{2.29}$$

A corrente hadrônica, $\mathcal{H}_\mu$, já foi calculada, para o caso escalar, na equação 2.6, e para o caso vetorial, na equação 2.7, utilizando-se argumentos de invariância de Lorentz e de linearidade nos vetores de polarização. Os mesmos argumentos são utilizados para o cálculo da corrente leptônica, dado pela expressão abaixo [34].

$$\langle W^+(q, \xi_\lambda^{*\mu})|L^\mu|0\rangle = \xi^{*\mu} \tag{2.30}$$

No sistema de coordenadas $\mathbf{D_{ref}}$, os vetores de polarização de W^+, $\xi^{*\mu}$, e de X_i, $\epsilon^{*\mu}$ (somente para o caso vetorial), assumem a forma:

$$\begin{aligned}\epsilon_\mu^*(\pm) &= \frac{\mp 1}{\sqrt{2}}\ (0, 1, \pm i, 0)\ ,\ \epsilon_\mu^*(0) = \frac{1}{m_{K\pi}}\ (P, 0, 0, E_0)\\ \xi_\mu^*(\pm) &= \frac{1}{\sqrt{2}}\ (0, \pm 1, -i, 0)\ ,\ \xi_\mu^*(0) = \frac{1}{\sqrt{q^2}}\ (P, 0, 0, -q_0)\end{aligned} \tag{2.31}$$

onde q_0, P e E_0 são, respectivamente, a energia e o momento de W^+ e E_0, a energia de X_{vetor}.

As amplitudes de helicidade são calculadas através da equação 2.29. Como não há vetor de polarização para X_i escalar, temos apenas o termo para $\lambda = 0$:

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}(D^+ \to X_{i,0} W_0^+) &= H_0^s \\
&= f_+ \; (p+k)_\mu \; \xi^{*\mu}(0) \\
&= \frac{f_+}{\sqrt{q^2}} \; \begin{pmatrix} M_D + E_0 & ,0 & ,0 & ,P \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P \\ 0 \\ 0 \\ q_0 \end{pmatrix}
\end{aligned}$$

$$H_0^s(q^2) = \frac{2m_D P}{\sqrt{q^2}} f_+(q^2) \qquad (2.32)$$

O mesmo procedimento é utilizado para o caso vetorial, resolvendo a equação abaixo para os três estados de helicidade $\lambda = [-1, 0, +1]$.

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}(D^+ \to X_{i,\lambda} W_\lambda^+) &= H_\lambda \\
&= (m_D + m_{K\pi}) \; A_1 \; \epsilon^{*\mu}(\lambda) \; \xi_\mu^*(\lambda) \\
&- \frac{2}{m_D + m_{K\pi}} \; A_2 \; \epsilon^{*\mu}(\lambda) \; p_\mu \; p_\sigma \; \xi^{*\sigma}(\lambda) \\
&- \frac{2i}{m_D + m_{K\pi}} \; V \; \epsilon^{\mu\alpha\rho\sigma} \epsilon_\mu^*(\lambda) \; p_\mu \; p_\sigma \; \xi_\sigma^*(\lambda)
\end{aligned}$$

Desta forma, obtemos,

$$H_\pm(q^2) = (m_D + m_{K\pi}) \; A_1(q^2) \mp 2 \; \frac{m_D P}{m_D + m_{K\pi}} V(q^2) \qquad (2.33)$$

$$\begin{aligned}
H_0(q^2) = \frac{1}{2m_{K\pi}\sqrt{q^2}} \Big[&(m_D^2 - m_{K\pi}^2 - q^2)(m_D + m_{K\pi}) \; A_1(q^2) \\
&-4 \frac{m_D^2 P^2}{m_D + m_{K\pi}} A_2(q^2) \Big] \qquad (2.34)
\end{aligned}$$

As probabilidades das helicidades em função de q^2 para $\lambda = [-1, 0, +1]$ são mostradas na figura 2.7 para um valor arbitrário de $m_{K\pi} = 0,89$ GeV [9]. A grande diferença na probabilidade de $\lambda = +1$ e $\lambda = -1$ é devido a natureza $\mathcal{V}^\mu - \mathcal{A}^\mu$ da interação fraca.

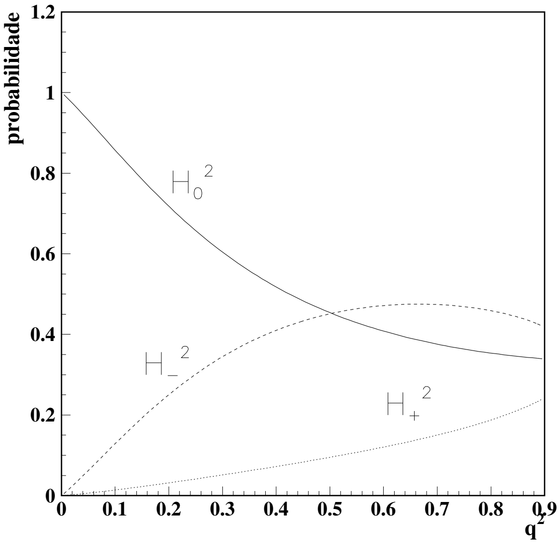


Figura 2.7: Probabilidades normalizadas de helicidade em função de q^2, integradas as variáveis angulares e fixando $m_{K\pi} = 0,89$ GeV; $|H_0|^2$ corresponde à probabilidade do autoestado longitudinal, $|H_-|^2$, à probabilidade do autoestado transversal na qual o spin está na direção contrária a propagação da partícula ($\lambda = -1$) e $|H_+|^2$, à probabilidade do autoestado transversal na qual o spin está na mesma direção de propagação da partícula ($\lambda = +1$).

2.4.4 Ortogonalidade entre as componentes escalar e vetorial

As componentes escalar e vetorial são ortogonais, pois são autoestados de mo-

[9] Consiste aproximadamente na massa central da ressonância $K^*(890)^0$, logo é o valor mais provável para este estado vetorial

mento angular. Vamos provar esta afirmação, por motivos didáticos e de forma a conferir as expressões obtidas para os dois elementos de matriz. Para tal, basta mostrar que:

$$\int \mathcal{M}^{vetor}\mathcal{M}^{escalar} d\theta_V d\theta_l d\chi = 0 \tag{2.35}$$

Esta integral é composta por três termos, mostrados abaixo.

$$\begin{aligned} &\int_{\chi=0}^{2\pi}\int_{-1}^{1}\int_{-1}^{1}(1+\cos\theta_l)\sin\theta_V e^{i\chi}\sin\theta_l d\cos\theta_V d\cos\theta_l d\chi \quad + \\ &\int_{\chi=0}^{2\pi}\int_{-1}^{1}\int_{-1}^{1}(1-\cos\theta_l)\sin\theta_V e^{-i\chi}\sin\theta_l d\cos\theta_V d\cos\theta_l d\chi \quad + \\ &\int_{-1}^{1}\int_{-1}^{1}\sin^2\theta_l\cos\theta_V d\cos\theta_V d\cos\theta_l \end{aligned} \tag{2.36}$$

Os dois primeiros termos são iguais a zero devido a $\int_0^{2\pi} e^{i\chi}d\chi = 0$ e o terceiro devido a $\int_{-1}^{1}\cos\theta_V d\cos\theta_V = 0$.

Podemos, então, reescrever o decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$ da equação 2.10 como uma soma **incoerente** do termo $K\pi$ escalar em onda-S e o termo $K\pi$ vetorial em onda-P (equação 2.37). Cada um destes termos, por sua vez, é representado por uma soma **coerente** de estados $K\pi$ com o mesmo momento angular.

$$d\Gamma = \left[\left|\sum_i^{escalares}\mathcal{M}_i\right|^2 + \left|\sum_j^{vetoriais}\mathcal{M}_j\right|^2\right] d\phi_3 d\phi_2 \tag{2.37}$$

2.5 Interação hádron-hádron $\mathcal{A}\alpha$

Na seção anterior, derivamos o elemento de matriz de um decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$ para os autoestados de momento angular escalar e vetorial no setor $K^-\pi^+$. Toda a informação sobre o processo fraco foi incluída de modo que encontramos a densidade de probabilidade de cada configuração cinemática possível para as partículas do estado final. No entanto, o káon e o píon após serem criados a partir de processos de hadronização dos quarks s e d (figura 2.2) interagem fortemente de tal forma que podem sofrer grandes variações em suas trajetórias. Como eles são os únicos hádrons presentes no estado final, a interação entre eles está isolada de qualquer outra perturbação e, portanto, fornecem condições equivalentes às encontradas em processos de espalhamento para o estudo da interação $K\pi$. Como a interação forte é de curto alcance, após um breve espaço de tempo, as partículas já se encontram nos seus respectivos estados assintóticos livres. A região em que se processa a interação é representada na figura 2.8 por um elipsóide.

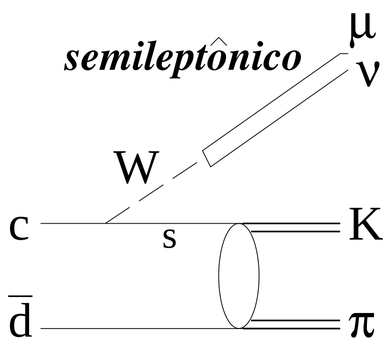


Figura 2.8: Representação pictórica do processo semileptônico. Detalhe para o elipsóide representando o alcance das interações fortes do setor $K\pi$.

Da teoria de espalhamento elástico vem que, dada uma partícula com estados assintóticos em $t = -\infty$ e $t = +\infty$ descritos por ondas planas, toda informação decorrente de uma interação qualquer a que foi submetida está contida por uma variação de fase, ou *phase-shift*. Grandes variações na seção de choque, no caso de partículas em processo de espalhamento, ou na taxa de decaimento, no caso dos processos de decaimento, são observadas quando esta fase varia 180 graus, tendo seu máximo quando a fase passa por 90 graus. Esta consiste na definição de um **processo ressonante** [10]. No decaimento em questão, este fenômeno pode ser observado claramente através da ressonância $K^*(890)^0$. A medida que a massa do

[10] A medida que a largura da ressonância em questão aumenta, é esperado que o máximo se afaste gradativamente de $\delta_R = 90^0$ [38].

sistema $K\pi$ se aproxima do valor da massa central da ressonância, verificamos um aumento da probabilidade de decaimento em onda-P.

A existência de uma ressonância pode ser entendida como um estado R, instável, que se acopla fortemente à $K\pi$. Desta forma, podemos parametrizar a variação de fase como o produto do propagador da ressonância pelo seu acoplamento no estado final $K\pi$.

Naturalmente, variações de fase que não passam por 90 graus são também possíveis, denominadas de **processos não-ressonantes**. A figura 2.9 mostra uma representação esquemática da interação hádron-hádron como uma variação de fase, δ, definindo o processo ressonante e não-ressonante

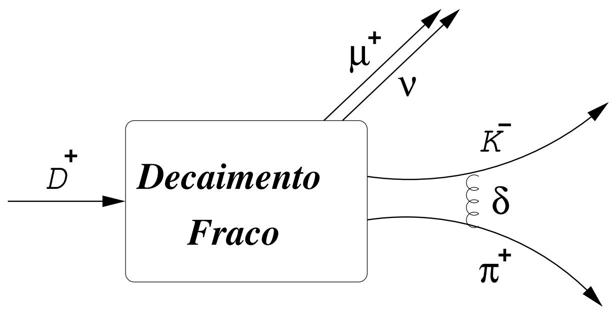


Figura 2.9: Interpretação da interação hádron-hádron como uma variação de fase, δ.

As formas específicas das variações de fase de ambos os processos bem como o acoplamento do processo ressonante serão estudadas nas próximas seções.

2.5.1 $\mathcal{A}_i$ no Processo Ressonante

A amplitude complexa correspondente a interação hádron-hádron de um processo ressonante é usualmente parametrizada pela função Breit-Wigner. Muita literatura tem sido publicada a este respeito, portanto, será feito aqui um breve resumo sobre esta função, inserindo-a, em seguida, no contexto da correspondente variação de fase.

Tomando o caso não-relativístico, as partículas são representadas por funções de onda que evoluem no tempo.

$$\psi(t) = \psi(0)e^{\frac{-iEt}{\hbar}} \tag{2.38}$$

Em um processo de decaimento, E deve ser complexo, caso contrário não haveria probabilidade de transição pois $|\psi(t)|^2 = |\psi(0)|^2$. Utilizando a forma $E = E_0 - i\ \Gamma$, resulta que $|\psi(t)|^2 = |\psi(0)|^2 e^{-\Gamma t}$.

Desenvolvendo a transformada de Fourier da função de onda $\psi(t)$, temos:

$$\begin{aligned}
\tilde{\psi}(E) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{\frac{iEt}{\hbar}} \psi(t) dt \\
&= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \psi(0) \int_{0}^{\infty} e^{\frac{i(E-E_0)t}{\hbar} + \frac{\Gamma\ t}{\hbar}} dt \\
&= \frac{i\hbar}{\sqrt{2\pi}} \psi(0) \frac{1}{(E - E_0) + i\ \Gamma} \quad \text{para } \Gamma << |E - E_0|
\end{aligned} \tag{2.39}$$

O terceiro fator da expressão 2.39 é a função Breit-Wigner em sua versão não-relativística (equação 2.40).

$$BW = \frac{1}{(E - E_0) + i\ \Gamma} \quad \text{(Não-Relativístico)} \tag{2.40}$$

Vemos que a respectiva probabilidade, dada por $|\tilde{\psi}(E)|^2$, não se concentra num único valor de energia, alargando-se em torno de um valor central, E_0. A grandeza Γ consiste no parâmetro que indica a largura total de decaimento, característica da partícula e das interações que determinam o seu decaimento.

Em teoria de campos relativística, um processo ressonante envolvendo partículas compostas pode ser representado por um propagador [39],

$$P = \frac{1}{m_{K\pi}^2 - \Pi(m_{K\pi}^2)} \tag{2.41}$$

onde $\Pi(m_{K\pi}^2)$ é o quadrado da auto-energia da ressonância o qual, análogo ao caso não-relativístico, também deve ser complexo para que haja transição. Estas funções

$\Pi(m^2_{K\pi})$ não são calculáveis pois estamos tratando de estados instáveis de quarks confinados. No entanto, para ressonâncias estreitas, boas aproximações podem ser feitas, como:

$$\Pi(m^2_{K\pi}) = m_0^2 + i\ m_0\ \Gamma(m_{K\pi}) \tag{2.42}$$

Recaindo numa expressão equivalente à equação 2.40,

$$BW = \frac{1}{m^2_{K\pi} - m_0^2 - i\ m_0\ \Gamma(m_{K\pi})} \quad \text{(Relativístico)} \tag{2.43}$$

onde a largura de decaimento é proporcional ao quadrado do acoplamento, α^2, o qual será calculado na próxima seção, e ao espaço de fase de dois corpos, ϕ_2:

$$\Gamma(m_{K\pi}) = \Gamma_0\ \alpha^2(m_{K\pi})\ \phi_2(m_{K\pi}) \tag{2.44}$$

A função Breit-Wigner é uma aproximação para a descrição de ressonâncias, sendo tanto melhor quanto menor o valor de Γ_0. Para o $K^*(890)^0$, com largura da ordem de 50 MeV, esta consiste em uma boa aproximação.

Para extrair explicitamente a variação de fase, δ_R, e a magnitude de um processo ressonante basta identificar a função BW com a amplitude de transição invariante de Lorentz usualmente utilizada em análise de ondas parciais [38,40] [11], expressa na equação 2.46.

$$\mathcal{A} = BW \tag{2.45}$$

$$= \sin\delta_R\ \exp(i\ \delta_R) \tag{2.46}$$

Isolando a δ_R na equação acima e utilizando a expressão para BW da equação 2.43, obtemos:

[11] Algumas referências, por convenção, multiplicam o lado direito da expressão 2.46 pelo fator $\frac{1}{p^*}$.

$$\delta_R = acos\left[\frac{m_0^2 - m_{K\pi}^2}{\sqrt{(m_0^2 - m_{K\pi}^2)^2 + (m_0\Gamma)^2}}\right] \tag{2.47}$$

A figura 2.5.1 mostra a variação de fase, δ_R, e a magnitude, $|BW|$, das amplitudes da interação hádron-hádron correspondentes às ressonâncias $K^*(890)^0$ (a) e $\kappa(800)$ (b). Podemos observar que a variação de fase passa por 90^0 em m_0 (polo da ressonância), onde a magnitude tem seu máximo, e a respectiva inclinação é proporcional a largura da ressonância. Estas duas ressonâncias são muito ilustrativas na medida que a primeira apresenta uma forma "clássica" de variação de fase e a segunda sofre o efeito complicador da grande largura e da proximidade com o limiar cinemático.

Em análises de ondas parciais, como a realizada por LASS [5], é comum definir a amplitude da equação 2.46, multiplicando BW pelo espaço de fase de dois corpos, ϕ_2, e pelo quadrado do acoplamento, α^2. Este procedimento evita que tanto a variação de fase como a magnitude sejam diferentes de zero no limiar cinemático. Nesta tese, já que ϕ_2 e α^2 são incorporados separadamente, a nossa parametrização da interação hádron-hádron não contém estes fatores. Este fato será especialmente importante na parametrização da interação hádron-hádron do processo não-ressonante.

2.5.2 Acoplamento α_i

Se um decaimento de X_i em dois corpos se processa com momento angular orbital relativo l, a dependência do respectivo acoplamento com o momento é dada por $f(p^*)\, p^{*l}$ [41,42]. A função multiplicativa consiste no fator de forma do processo forte o qual está estreitamente relacionado com a dimensão do estado X_i. Devido a dificuldade na obtenção deste tipo de função, métodos efetivos e até mesmo experimentais [41] são utilizados.

Dada a importância destes termos, vamos derivar o acoplamento para o caso não-trivial, α_{vetor}. Para tal, a mesma análise realizada na descrição da corrente hadrônica, seção 2.2, é aqui utilizada. A amplitude para o decaimento $X_i^{vetor} \rightarrow$

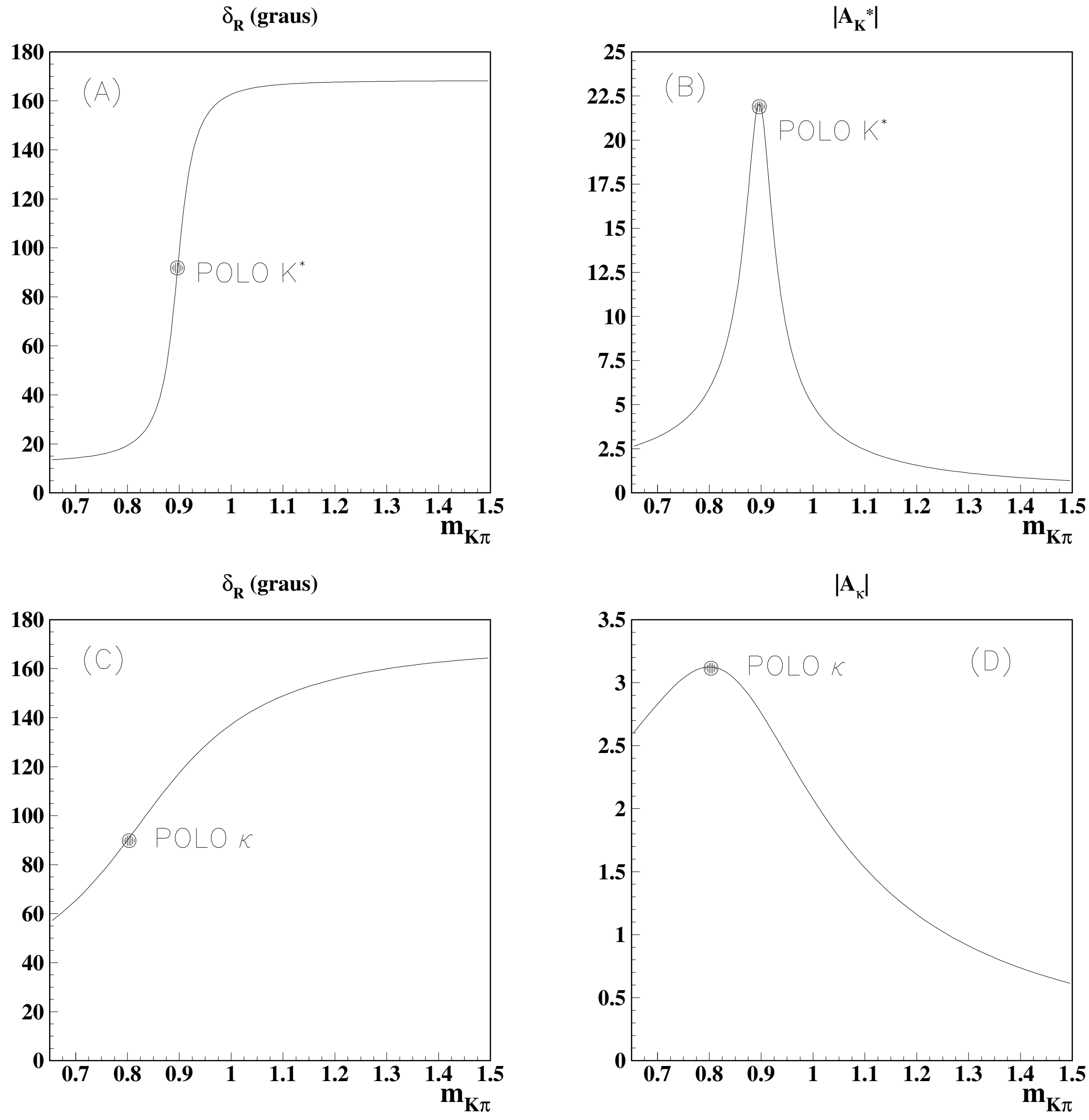


Figura 2.10: Acima, (A) variação de fase e (B) magnitude correspondente à interação hádron-hádron da ressonância $K^*(890)^0$ e, abaixo, (C) e (D), para a ressonância $\kappa(800)$. A escala da ordenada é arbitrária nas figuras (B) e (D) referentes às magnitudes de $\mathcal{A}$.

$K^-\pi^+$ deve ser construída a partir dos três quadri-vetores disponíveis. Estes são os quadri-momentos p_K^μ e p_π^μ e o vetor de polarização $\epsilon^{*\mu}(\lambda, \vec{k})$, onde $\lambda = [-1, 0, +1]$ e $k^\mu = p_K^\mu + p_\pi^\mu$. A amplitude deve ser invariante de Lorentz e uma função linear do vetor polarização. Desta forma, podemos escrever a amplitude como uma soma de dois termos, $f(p^*)\epsilon_\mu^*(p_K + p_\pi)^\mu$ e $g(p^*)\epsilon_\mu^*(p_K - p_\pi)^\mu$, onde $f(p^*)$ e $g(p^*)$ são fatores de forma do processo forte. Como ϵ_μ^* não possui componente temporal no sistema de repouso de X_i, temos que $\epsilon_\mu^* k^\mu = 0$. Desta forma,

$$\alpha_{vetor,\lambda} = f(p^*)\epsilon_\mu^*(\lambda, \vec{k})(p_K - p_\pi)^\mu + g(p^*)\epsilon_\mu^*(\lambda, \vec{k})(p_K + p_\pi)^\mu \tag{2.48}$$

$$= f(p^*)\epsilon_\mu^*(\lambda, 0)\ 2p^* \qquad (\mathbf{X_{ref}}) \tag{2.49}$$

$$\propto f(p^*)p^* \tag{2.50}$$

de modo que a amplitude α_{vetor} é a mesma para qualquer componente λ.

Em Física Nuclear, a descrição dos fatores de forma de processos fortes foi objeto de muito estudo e algumas parametrizações antigas são ainda hoje utilizadas. Para ilustrar a idéia, vamos utilizar, como exemplo, um decaimento alfa, $A \to \alpha + B$, onde a partícula α é composta pelo núcleo de He^4. A vida-média longa da partícula A pode ser interpretada como a existência de uma barreira potencial que dificulta a passagem dos constituintes. Mesmo sendo energeticamente possível que o núcleo emita uma partícula alfa, forças eletrostáticas criam uma barreira tal que impedem que tal processo ocorra. O decaimento pode ocorrer somente através do tunelamento quântico. O cálculo não-relativístico da barreira de potencial contém dois termos, o coulombiano e o centrífugo. Este último é devido ao momento angular orbital da partícula e tem como consequência uma mudança na configuração de momentos das partículas do estado final.

Um modelo para o efeito do tamanho finito dos hádrons normalmente utilizado em Física Nuclear não-relativística é semelhante ao utilizado no decaimento alfa e consiste em considerar o hádron como um poço potencial esférico confinando partículas através da interação forte, as quais vão decair por tunelamento quântico.

Este modelo é tratado em [43] e nos fornece a expressão efetiva 2.51, conhecida como função de *Blatt-Weisskopf* (B) [12]. O raio r_0 está relacionado com o raio da esfera associada com a forma do hádron e é denominado de **fator de Blatt-Weisskopf**.

$$
\begin{aligned}
B(p^*) &= 1 && \text{(escalar)} \\
B(p^*) &= \sqrt{\frac{1 + r_0^2 p^{*2}(m_0)}{1 + r_0^2 p^{*2}(m_{K\pi})}} && \text{(vetorial)}
\end{aligned}
\tag{2.51}
$$

As equações 2.52 e 2.53 mostram as expressões finais do acoplamento para ressonâncias vetoriais e escalares.

$$\alpha_{vetor} = B(p^*)p^* \tag{2.52}$$

$$\alpha_{escalar} = 1 \tag{2.53}$$

A figura 2.11 mostra o comportamento da função que descreve o acoplamento do decaimento $K^*(890)^0 \to K^-\pi^+$ em função de $m_{K\pi}$ e, ao alto, em função do momento do káon no referencial $\mathbf{X_{ref}}$ para raio $r_0 = 0$, $r_0 = 3,4\ GeV^{-1}$ e $r_0 = 10\ GeV^{-1}$ e $r_0 = 1000\ GeV^{-1}$ segundo a parametrização da equação 2.51. É importante notar que o acoplamento vetorial se iguala ao acoplamento escalar no limite $r_0 \to \infty$ e que, para pequenos valores de r_0, o acoplamento apresenta grande sensibilidade a alta massa mas pouca sensibilidade a baixa massa. Para grandes valores de r_0 a situação se inverte, o acoplamento é praticamente invariante a alta massa e varia bastante a baixa massa.

A experiência LASS [5] realizou a medida do parâmetro r_0 da ressonância $K^*(890)^0$, utilizando uma amostra contendo eventos com $m_{K\pi}$ entre 0,82 GeV e 1 GeV, tendo obtido o valor de $3,4 \pm 0,6 \pm 0,3\ GeV^{-1}$. A ausência de eventos a baixa e alta massa deve provocar uma diminuição na sensibilidade a medida que r_0 se afasta de zero. A

[12] Na referência [43], diferentemente desta tese, o fator p^* da equação 2.52 foi incorporado na definição da função B. O numerador da equação 2.51 é apenas um fator de normalização.

utilização, nesta tese, de uma grande faixa do espectro, viabiliza uma medida mais precisa deste parâmetro.

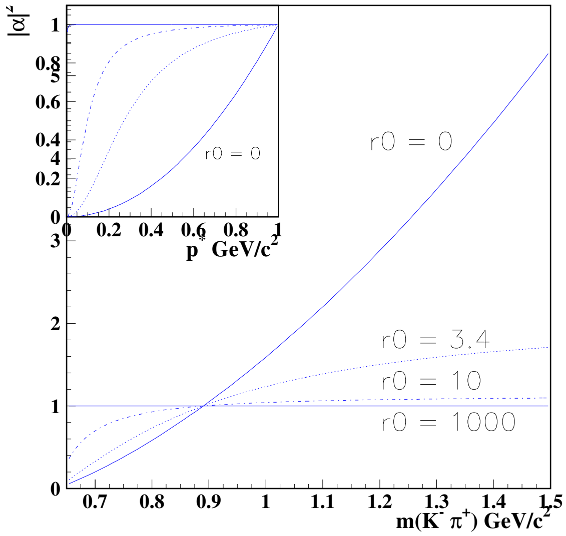


Figura 2.11: Comportamento de $|\alpha|^2$ para um méson vetorial decaindo em $K^-\pi^+$ em função de $m_{K\pi}$ e p^* para $r_0 = 0\ GeV^{-1}$, $r_0 = 3,4\ GeV^{-1}$, $r_0 = 10\ GeV^{-1}$ e $r_0 = 1000\ GeV^{-1}$.

Acoplamento para a hipótese κ

A função de barreira centrífuga não prevê nenhuma supressão para processos escalares. No entanto, outros potenciais, diferentes da barreira centrífuga, à princípio, poderiam contribuir, modificando a distribuição de momento das partículas do estado final provenientes de mésons escalares. Estudos neste sentido foram realizados recentemente [39] sugerindo a forma gaussiana como parametrização. Seguindo a nomenclatura utilizada no referido artigo, esta função será denominada de *função de carga forte*, F_{S_i}, onde S_i é a partícula escalar "mãe".

Este modelo foi utilizado na parametrização do méson escalar κ na análise de Dalitz Plot de $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ em [24], tanto no acoplamento do processo $D^+ \to$

$\kappa\pi^+$, F_D, onde $r_D = 5\ GeV^{-1}$, quanto em $\kappa \to K^-\pi^+$, F_κ, com $r_\kappa = 1,6\ GeV^{-1}$.

$$F_D(P) = e^{-\frac{(P\ r_D)^2}{12}} \qquad (2.54)$$

$$F_\kappa(p^*) = e^{-\frac{(p^*\ r_\kappa)^2}{12}} \qquad (2.55)$$

Como não é objetivo desta tese implementar um estudo da forma funcional de estruturas escalares, vamos utilizar, para a função de ajuste de $D^+ \to \kappa\mu^+\nu$, a mesma parametrização utilizada na análise do decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$. Esta imposição implica na remoção do elemento de matriz escalar e inclusão das funções de carga forte, F_D e F_R. Esta modificação mostrou-se irrelevante para o caso da ressonância $K_0^*(1430)$, onde não foi utilizada [13].

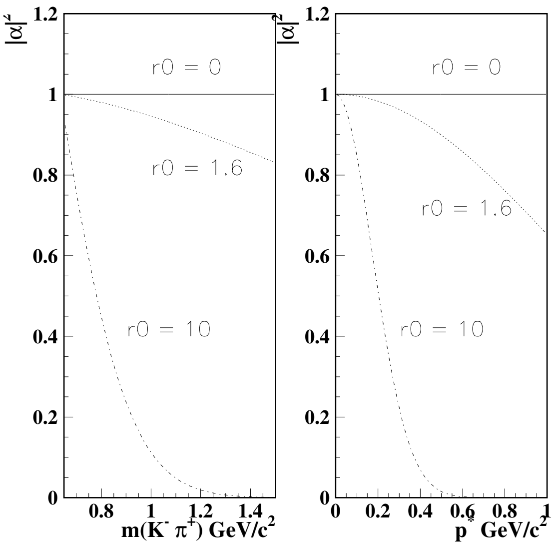


Figura 2.12: Comportamento de $|\alpha|^2$ para um méson escalar decaindo em $K^-\pi^+$ em função de $m_{K\pi}$ e p^*.

A tabela 2.2 mostra as parametrizações utilizadas para os acoplamentos das ressonâncias.

[13]Este fato pode ser atribuído a forte supressão provocado pelo espaço de fase nesta ressonância.

Acoplamentos	
$K_0^*(1430)$	1
$\kappa(800)$	$F_D\ F_\kappa$
vetoriais	$p^* B(p^*)$

Tabela 2.2: Forma funcional dos acoplamentos.

2.5.3 Processo Não-Ressonante

A aproximação de que a distribuição de probabilidade do processo não-ressonante é determinada apenas por vínculos cinemáticos, ou seja, que segue a distribuição de eventos do espaço de fase do decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$, foi utilizada na primeira medida da sua contribuição no decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$ realizada pela experiência E687 [3]. No entanto, a inclusão da dinâmica do mecanismo de decaimento fraco de $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$ deve ser implementada uma vez que algumas configurações de momento da partículas do estado final são mais favorecidas que outras. A principal dificuldade na inclusão da dinâmica consiste em que, à princípio, o sistema $K\pi$ pode estar em qualquer autoestado de momento angular [14]. Sobretudo, as configurações de momento angular orbital mais elevado são energeticamente menos favoráveis de modo que utilizamos a aproximação de que o sistema $K\pi$ do processo não-ressonante se encontra em onda-S.

Assim como no processo ressonante, o processo não-ressonante também prevê interações $K\pi$. A única diferença consiste em que a respectiva variação de fase não passa por 90 graus. Desta forma, a dinâmica do processo não-ressonante é incorporada ao decaimento semileptônico da mesma forma que um processo ressonante. O esforço se resumiria apenas na descrição da respectiva interação hádron-hádron, $\mathcal{A}_{NR}$. Logo,

[14] O fato do estado ressonante possuir momento angular definido consiste em um aspecto simplificador, proporcionando um efeito análogo ao de um polarizador.

$$\mathcal{M}_{NR} \equiv \mathcal{A}_{NR}\ \hat{M}^{escalar} \tag{2.56}$$

onde $\hat{M}^{escalar}$, é o elemento de matriz angular definido na equação 2.25, dado por:

$$\hat{M}^{escalar} = 2\ \sqrt{q^2}\ \sin\theta_l\ H_0^s(q^2) \tag{2.57}$$

A proposta mais simples para parametrizar a interação hádron-hádron do processo não-ressonante é através de uma fase constante.

$$\mathcal{A}_{NR} = \exp(i\ \delta_0) \tag{2.58}$$

Esta parametrização foi utilizada pela FOCUS na análise da distribuição angular deste decaimento [1,2] para o ajuste dos dados. Neste ajuste, uma fase constante de $\sim 40^0$ foi adicionada ao elemento de matriz do $K^*(890)^0$ para a obtenção do acordo com os dados. Uma breve discussão deste resultado será realizada na seção 4.2.

Outra possibilidade para a parametrização da interação hádron-hádron do processo não-ressonante é utilizar a variação de fase obtida empiricamente, através dos resultados de espalhamento elástico $K\pi$. Isto é possível graças à equivalência entre a interação hadrônica presente em um decaimento semileptônico e a interação hadrônica responsável pelo espalhamento elástico. A experiência LASS, em análise de ondas parciais, observou uma variação de fase suave a baixa massa, denominada aqui de δ_{lass}. A forma funcional utilizada para o seu ajuste foi baseada no modelo denominado *Effective Range* (ER) [40], mostrada na equação 2.59.

$$\cot\delta_{Lass} = \frac{1}{a_{ER}\ p^*} + \frac{b_{ER}\ p^*}{2} \tag{2.59}$$

Como resultado do ajuste, LASS obteve os valores $a_{ER} = 4,03 \pm 1,72 \pm 0,06\ GeV^{-1}$ e $b_{ER} = 1,29 \pm 0,63 \pm 0,67\ GeV^{-1}$ [15]. A amplitude não-ressonante utilizada por LASS, a_{Lass}, expressa na equação 2.60, consiste, como já foi discutido na seção 2.5.1,

[15]Variações destes valores em $\pm$ 1 desvio padrão serão implementados no estudo do erro sistemático.

na forma requerida pelo formalismo de espalhamento no qual o fator de espaço de fase de dois corpos está implícito. Para a obtenção da interação hádron-hádron, $\mathcal{A}_{Lass}$, é necessário a remoção deste fator uma vez que ele já foi incorporado explicitamente na expressão da largura de decaimento da equação 2.10 e, portanto, sua presença não faz parte da definição de $\mathcal{A}$ desta tese.

$$a_{Lass} = \sin \delta_{Lass} \exp i\delta_{Lass} \tag{2.60}$$

$$\mathcal{A}_{Lass} = a_{Lass} \frac{m_{K\pi}}{p^*} \tag{2.61}$$

A figura 2.13 mostra a magnitude e a fase desta contribuição escalar de baixa massa e estabelece uma comparação com a fase constante requerida pelo decaimento semileptônico em [1, 2].

2.6 Razão de Decaimento final e Comparações

Como já foi discutido anteriormente, o espectro de $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$ é largamente dominado pela ressonância $K^*(890)^0$. Análise da distribuição angular indica a presença de uma estrutura escalar a baixa massa, tendo a ressonância κ e o processo não-ressonante como possíveis candidatos. A presença das ressonâncias de alta massa $K^*(1680)^0$ e $K_0^*(1430)$ é viabilizada através de mecanismos de interferência, uma vez que nenhum aumento na razão de decaimento na região de massa das respectivas ressonâncias é observado.

A expressão final para a razão de decaimento semileptônico é dada por::

$$d\Gamma = \left[\left|\mathcal{M}^{vetor}\right|^2 + \left|\mathcal{M}^{escalar}\right|^2 \right] d\phi_3 d\phi_2 \tag{2.62}$$

$$\mathcal{M}^{vetor} = \mathcal{M}_{K^*(890)^0} + \mathcal{M}_{K^*(1680)^0} \tag{2.63}$$

$$\mathcal{M}^{escalar} = \mathcal{M}_{NR} + \mathcal{M}_{\kappa} + \mathcal{M}_{K_0^*(1430)} \tag{2.64}$$

onde, para os estados ressonantes, temos:

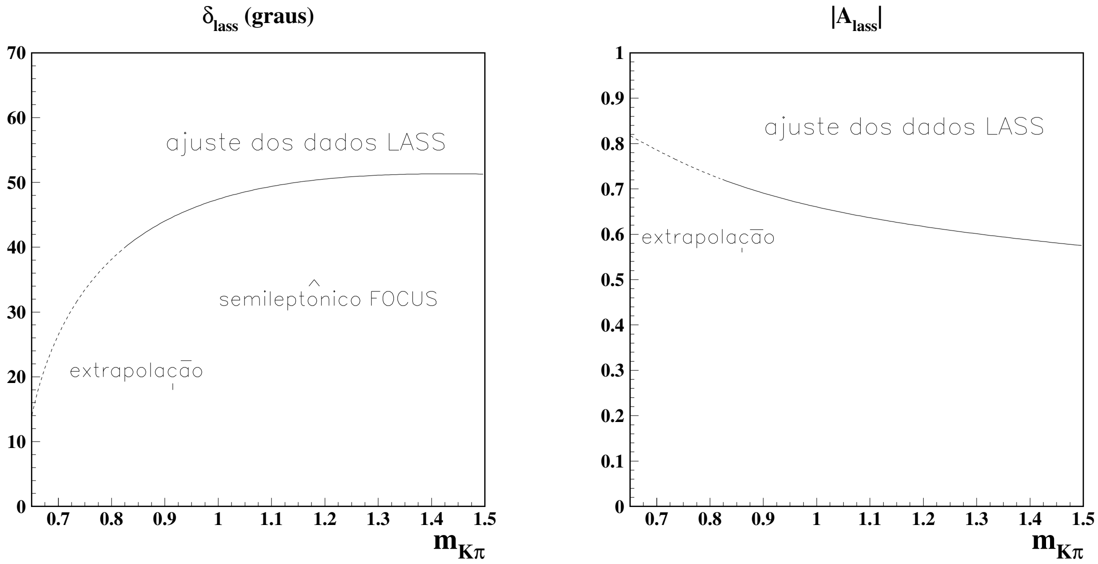


Figura 2.13: Fase e magnitude da interação hádron-hádron não-ressonante segundo LASS ($\mathcal{A}_{Lass}$) e comparação com a fase requerida pela distribuição angular do decaimento semileptônico $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$ segundo FOCUS, a qual será discutida na seção 4.2. A magnitude e fase do resultado da experiência LASS, como não existem eventos abaixo de 0,82 GeV, são baseadas em extrapolação.

$$\mathcal{M}_{K^*(890)^0} = a_{K^*(890)^0}\ \hat{M}^{vetor}\ \left[\frac{p^*\ B(p^*)}{m_{K\pi}^2 - m_0^2 - i\ m_0\ \Gamma(m_{K\pi})}\right] \tag{2.65}$$

$$\mathcal{M}_{K^*(1680)^0} = a_{K^*(1680)^0}\ \hat{M}^{vetor}\ \left[\frac{p^*\ B(p^*)}{m_{K\pi}^2 - m_0^2 - i\ m_0\ \Gamma(m_{K\pi})}\right] \tag{2.66}$$

$$\mathcal{M}_{K_0^*(1430)} = a_{K_0^*(1430)}\ \hat{M}^{escalar}\ \left[\frac{1}{m_{K\pi}^2 - m_0^2 - i\ m_0\ \Gamma(m_{K\pi})}\right] \tag{2.67}$$

$$\mathcal{M}_{\kappa} = a_{\kappa}\ F_D\ \left[\frac{F_\kappa}{m_{K\pi}^2 - m_0^2 - i\ m_0\ \Gamma(m_{K\pi})}\right] \tag{2.68}$$

O primeiro fator, a_i, de cada uma dos termos acima consiste em um parâmetro constante e real, responsável pela escala relativa de cada componente do decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$ e será referido simplesmente por *amplitude* da componente i. Os elementos de matriz, $\hat{M}^{vetor}$ e $\hat{M}^{escalar}$, bem como F_D, são funções das cinco variáveis cinemáticas, enquanto que os termos entre colchetes dependem somente de $m_{K\pi}$.

É importante notar que, acrescentando o fator do espaço de fase de dois corpos, $\frac{p^*}{m_{K\pi}}$, e retirando-se as funções efetivas B e F_κ, os quadrados dos fatores entre colchetes correspondem às parametrizações usuais de ressonâncias em onda-P ($l = 1$) e onda-S ($l = 0$), mostradas na expressão abaixo:

$$\frac{d\Gamma}{dm_{K\pi}} = \frac{p^{*2l+1}/m_{K\pi}}{(m_{K\pi}^2 - m_0^2)^2 + m_0^2\Gamma^2(m_{K\pi})} \tag{2.69}$$

Duas formas para interação hádron-hádron do processo não-ressonante foram apresentadas, definidas aqui como (1) modelo constante e (2) modelo Lass.

$$\mathcal{M}_{NR} = \begin{cases} (1)\ \ a_{NR}\ \hat{M}^{escalar}\ e^{i\delta_0} \\ (2)\ \ a_{Lass}\ \hat{M}^{escalar}\ \sin\delta_{Lass}\ e^{i\delta_{Lass}}\ \frac{m_{K\pi}}{p^*} \end{cases} \tag{2.70}$$

A figura 2.6 mostra as razões de decaimento da cada estrutura estudada e a tabela 2.6 mostra os parâmetros que podem ser medidos nesta tese.

Temos, então, completada a descrição do Sinal de $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$ em termos das componentes $D^+ \to K^*(890)^0\mu^+\nu$, $D^+ \to K^*(1680)^0\mu^+\nu$, $D^+ \to K_0^*(1430)\mu^+\nu$, $D^+ \to \kappa(800)\mu^+\nu$ e da componente não-ressonante, mostradas na figura 2.6, onde

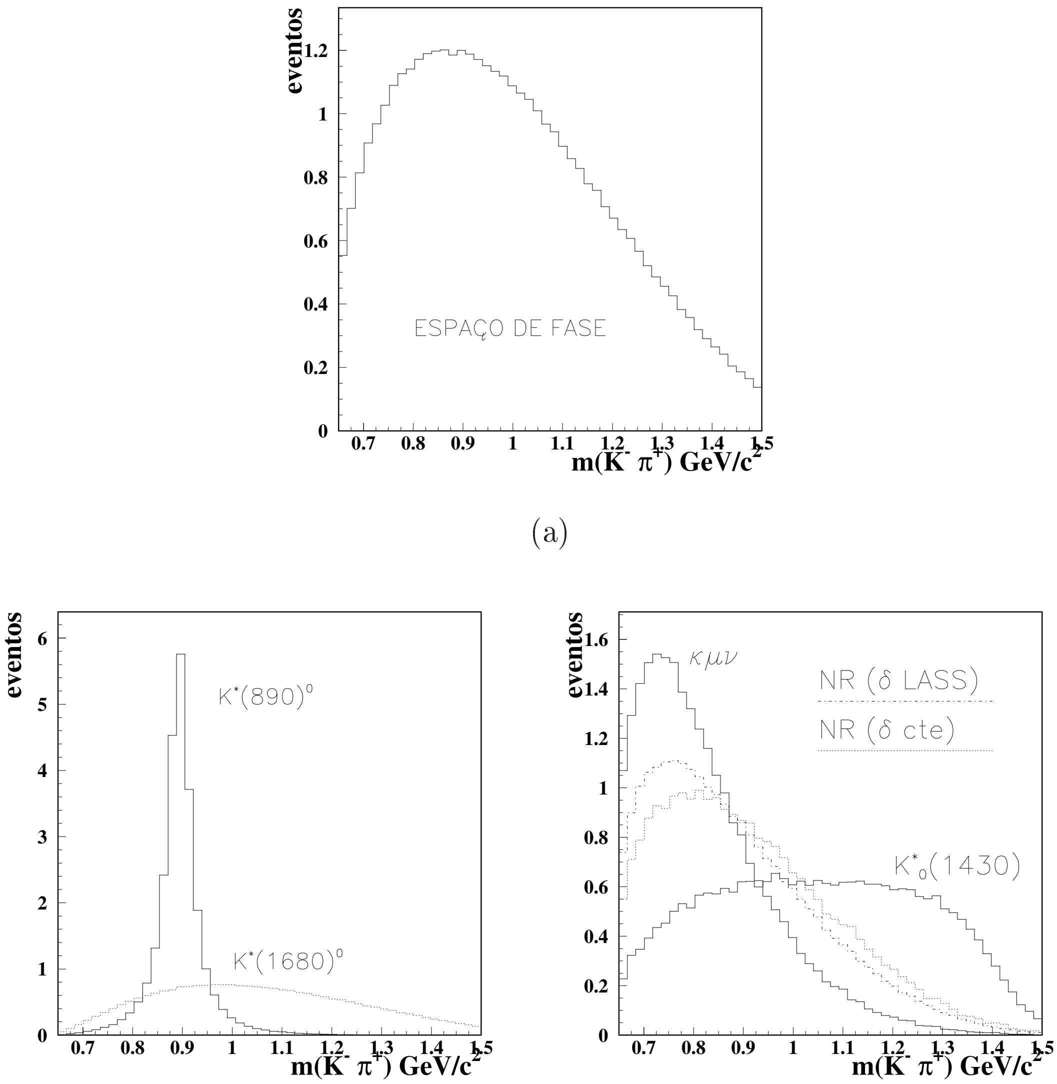


Figura 2.14: Em (a), distribuição de probabilidade $\frac{d\Gamma}{dm_{K\pi}}$ do espaço de fase. Em (b), contribuições de sinal para a componente vetorial, $|\mathcal{M}_{K^*(890)^0}|^2$ e $|\mathcal{M}_{K^*(1680)^0}|^2$. Em (c), contribuições de Sinal escalar, $|\mathcal{M}_{K_0^*(1430)}|^2$, $|\mathcal{M}_{\kappa(800)}|^2$ e $|\mathcal{M}_{NR}|^2$. Para este último, é mostrada a parametrização para uma variação de fase constante e segundo a experiência LASS. Estas distribuições foram obtidas através de simulação Fast-MC (capítulo 4) das larguras de decaimento das equações 2.65, 2.66, 2.67, 2.68 e 2.70, para $a_i = 1$.

estados	parâmetros
$K^*(890)^0$	$a_{K^*(890)^0}$, m_0, Γ_0 e r_0
$K^*(1680)^0$	$a_{K^*(1680)^0}$
$K_0^*(1430)$	$a_{K_0^*(1430)}$
κ	a_κ
não-ressonante	const $\rightarrow a_{NR}$ e δ_0 ou Lass $\rightarrow a_{Lass}$

são permitidos a criação de padrões de interferência no setor vetorial e no setor escalar. O padrão de interferência no setor vetorial tem características que podem criar grandes níveis de correlação entre a medida da amplitude de $K^*(1680)^0$ e a medida do fator de Blatt-Weisskopf da ressonância $K^*(890)^0$. Um estudo qualitativo desta correlação é realizado abaixo.

2.6.1 Correlação entre $K^*(1680)^0$ e a medida do fator de Blatt-Weisskopf

Quando uma estrutura ressonante qualquer, *R1*, de amplitude a_1, interfere com outra, *R2*, de amplitude a_2, onde $a_1 >> a_2$, verificamos que o termo quadrado da ressonância *R2* é menor do que o padrão de interferência por um fator $\frac{a_2}{a_1}$. Este é o caso da ressonância $K^*(890)^0$e da ressonância $K^*(1680)^0$, esta última com uma amplitude esperada igual ou próxima a zero. Em particular, uma pequena contribuição de $K^*(1680)^0$ criaria um padrão de interferência caracterizado pela supressão de $K^*(890)^0$ para altos valores de $m_{K\pi}$, efeito semelhante ao obtido com o aumento do valor do parâmetro r_0.

Esta seção tem como objetivo implementar um estudo qualitativo da ação da função de Blatt-Weisskopf e da existência da ressonância $K^*(1680)^0$ sobre a ressonância $K^*(890)^0$. Para tal, considere a largura de decaimento de $K^*(890)^0$, onde a função de Blatt-Weisskopf foi explicitada,

$$\frac{d\Gamma}{dm_{K\pi}} = B^2(m_{K\pi}) \int |\mathcal{M}_{K^*(890)^0}(r_0 = 0)|^2 d\Omega \tag{2.71}$$

e, abaixo, a largura de decaimento onde as duas ressonâncias estão presentes.

$$\frac{d\Gamma'}{dm_{K\pi}} = \int |\mathcal{M}_{K^*(890)^0}(r_0 = 0) + \mathcal{M}_{K^*(1680)^0}|^2 d\Omega \tag{2.72}$$

De modo a observar diretamente o efeito da supressão em $K^*(890)^0$ para ambos os casos, em vez de comparar as larguras acima, vamos multiplicar as expressões 2.71 e 2.72 por $\int |\mathcal{M}_{K^*(890)^0}(r_0 = 0)|^2 d\Omega$, ou seja, comparar $B^2(m_{K\pi})$ com uma função $f_{K^*(1680)^0}$ definida como:

$$f_{K^*(1680)^0} \equiv \frac{\int |\mathcal{M}_{K^*(890)^0}(r_0 = 0) + \mathcal{M}_{K^*(1680)^0}|^2 d\Omega}{\int |\mathcal{M}_{K^*(890)^0}(r_0 = 0)|^2 d\Omega} \tag{2.73}$$

A figura 2.15 estabelece uma comparação entre as funções $f_{K^*(1680)^0}$ e $B^2(m_{K\pi})$, para diferente valores de $a_{K^*(1680)^0}$ e de r_0. Podemos observar uma semelhança entre as funções apenas para valores muito pequenos de $a_{K^*(1680)^0}$ e r_0. Aparentemente, para valores de r_0 próximos da medida de LASS, $3,4\ GeV^{-1}$, as duas funções são diferentes suficiente de modo a possibilitar a medida simultânea das quantidades $a_{K^*(1680)^0}$ e r_0. O resultado quantitativo do nível de correlação será obtido somente por intermédio do próprio ajuste dos dados.

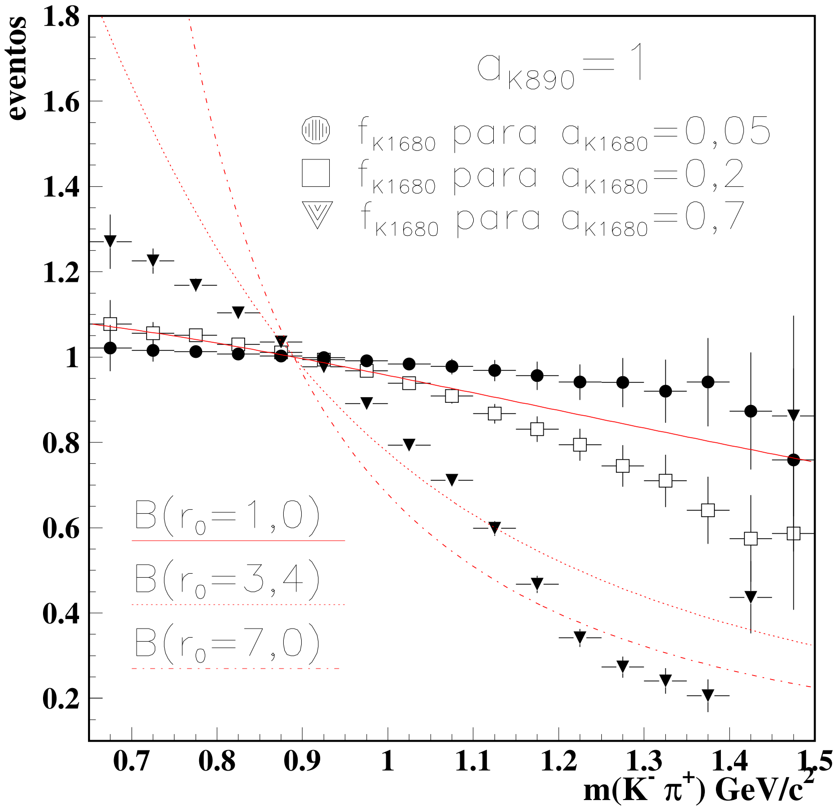


Figura 2.15: Comparação entre a função de Blatt-Weisskopf e a função $f_{K^*(1680)^0}$ para três valores de r_0 e amplitude de $K^*(1680)^0$.

Capítulo 3

Aspectos Experimentais: Experiência E831

Neste capítulo será feita uma descrição do aparato experimental, do ponto de vista físico (*hardware*) e dos algoritmos (*software*), utilizado para a realização das medidas desta tese. Após uma breve descrição do detector E831/FOCUS, será feito um detalhamento com ênfase em aspectos relevantes relacionados aos eventos semileptônicos.

O detector E831, mostrado na figura 3.1, é um espectrômetro de alvo fixo de grande abertura com bom mecanismo para a identificação de partículas carregadas e determinação dos pontos de interação e de decaimento.

O feixe de fótons é proveniente do efeito *bremmstrahlung* causado por elétrons secundários produzidos no feixe de prótons *Tevatron*. Este feixe de fótons colide num alvo segmentado de óxido de berílio. A trajetória das partículas carregadas que emergem do alvo é determinada por dois detectores de silício, um localizado na região do alvo e outro após o alvo. Estes detectores de silício fornecem uma alta resolução na separação entre o vértice primário e o vértice secundário. O momento das partículas carregadas é determinado pela medida da deflexão das trajetórias das partículas, causada por dois magnetos, obtidas por cinco estações de câmaras proporcionais multifilares. Três contadores Čerenkov são utilizados para identificar píons, káons, elétrons e prótons. Múons são identificados por dois sistemas: hodoscópios cintiladores com filtro metálico responsáveis pela região interna (ângulos pequenos) e câmaras de planos resistivos cobrindo ângulos maiores. O detector conta, ainda, com dois calorímetros eletromagnéticos e um calorímetro hadrônico, utilizado tanto como *trigger* [1], descrito na seção 3.7, como na reconstrução da trajetória de partículas hadrônicas neutras.

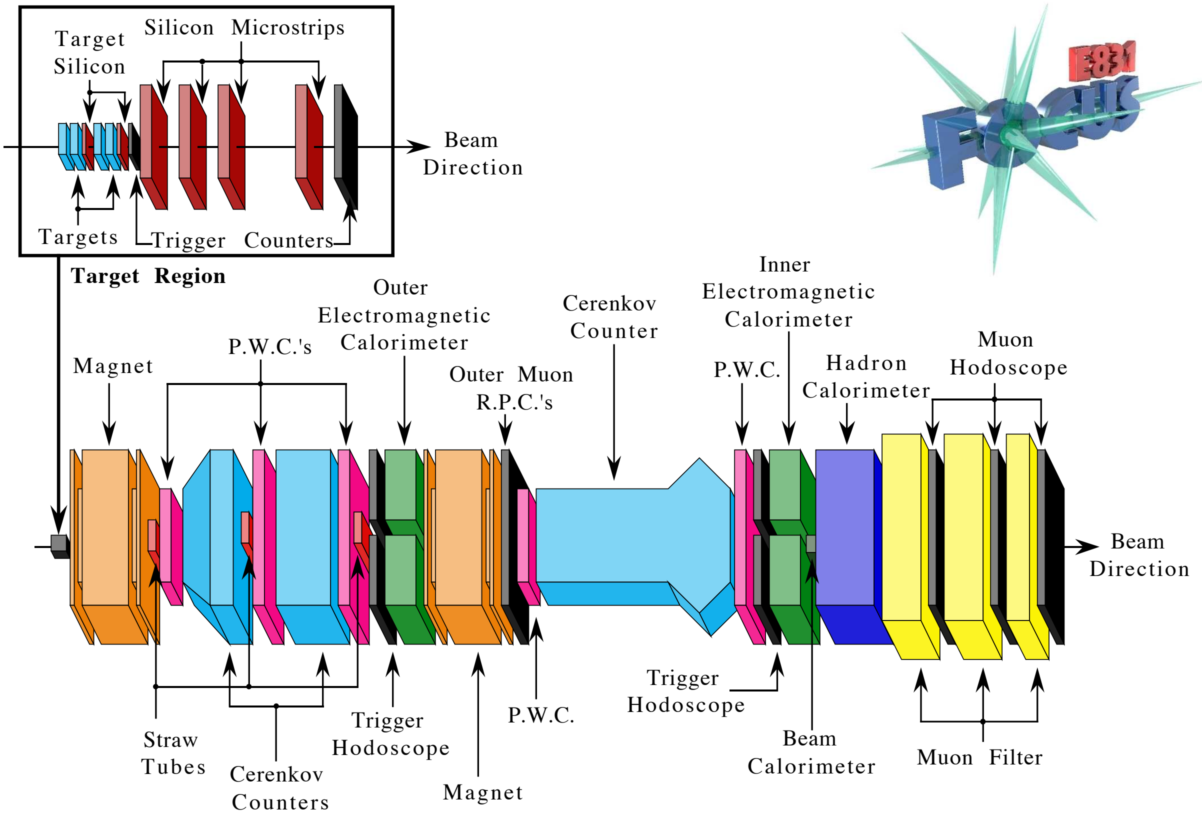


Figura 3.1: Espectrômetro E831 de fotoprodução de alvo fixo.

3.1 O Feixe

A grande energia alcançada pelo feixe é devida à utilização da tecnologia de

[1] O *trigger* tem como objetivo selecionar eventos de forma simultânea a tomada de dados.

Síncrotrons. Num Síncrotron, as partículas são aceleradas por campos eletromagnéticos dentro de cavidades ressonantes, as quais são excitadas por uma fonte de rádio-frequência. O campo magnético deve variar em sincronia com o aumento do momento das partículas para mantê-las na órbita desejada, ao mesmo tempo que a frequência do campo elétrico deve variar de modo a permanecer sempre em fase com as partículas nos diferentes estágios da aceleração.

O feixe incidente da E831 é resultado de vários estágios, organizados em duas fases: obtenção do feixe de prótons de alta energia e sua conversão em um feixe de fótons.

- Feixe de próton

No primeiro estágio, elétrons são adicionados a átomos de hidrogênio num acelerador eletrostático do tipo *Cockroft Walton*. Os íons negativos resultantes são acelerados a uma energia de 750 KeV através do fornecimento de alta tensão. Deixando o *Cockroft Walton*, os íons entram num acelerador linear, denominado *Linac*. Após atingirem uma energia de 400 MeV, os íons perdem seus elétrons ao passarem por uma fina folha de carbono. Os prótons são, então, injetados em um acelerador Síncrotron cíclico de 150 metros de diâmetro, denominado *Booster*. Após a, aproximadamente, realização de 20 mil ciclos, os prótons atingem a energia de 8 GeV. Em seguida, a uma frequência média de 12 *bunches* (blocos de aproximadamente 4×10^{12} prótons) por segundo, são enviados ao estágio principal de aceleração, ou *Main Ring*. O *Main Ring* consiste em um síncrotron com 2 Km de diâmetro composto de magnetos super-condutores que continuamente confinam e direcionam os prótons. Neste estágio, os prótons adquirem uma energia de 150 GeV. No mesmo túnel do *Main Ring*, operando em uma temperatura nominal de 3,6 K, funciona o terceiro Síncrotron, denominado *Tevatron*. Capaz de gerar campos magnéticos ainda mais intensos que o estágio anterior, o Tevatron acelera os prótons a uma energia máxima de aproximadamente 800 GeV. Os prótons são então direcionados à área de alvo fixo, iniciando-se a fase do feixe de fóton. A figura 3.2 mostra a configuração dos aceleradores envolvidos neste estágio.

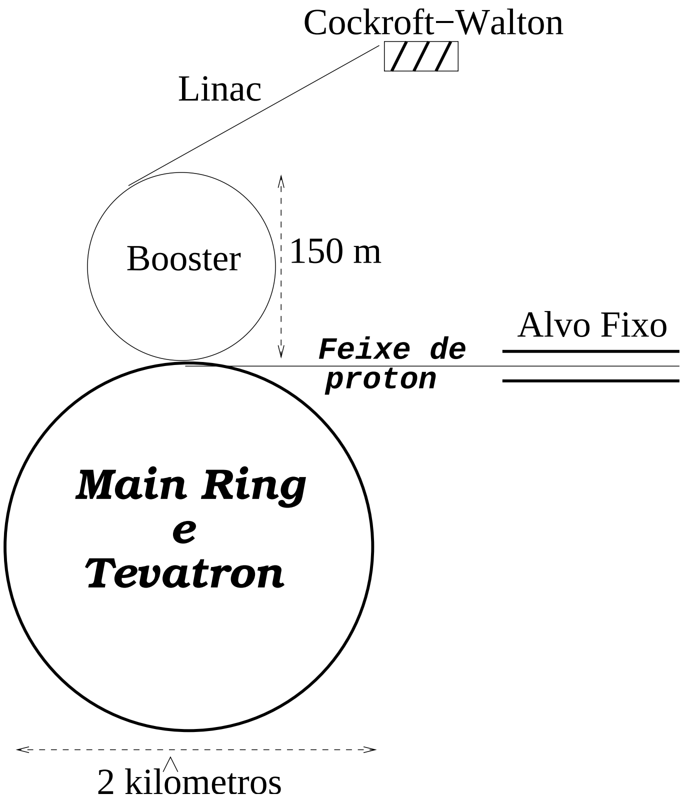


Figura 3.2: Etapas para a obtenção do feixe de prótons, o qual, em seguida, é enviado para a região de alvo fixo.

- Feixe de Fóton

O primeiro estágio da área de alvo fixo consiste na colisão do feixe de prótons com alvos de deutério líquido. A interação hadrônica proveniente desta colisão produz, entre outras coisas, uma grande quantidade de π^0 os quais decaem em dois fótons. Magnetos são utilizados para remover as partículas carregadas produzidas na interação. Neste momento, o feixe conta apenas com fótons, nêutrons e káons neutros. Metade dos fótons são convertidos em pares $e^+ e^-$ através da colisão com uma folha de chumbo. O fluxo de pares é submetido a um rigoroso processo de filtragem, uma vez que a alta seção de choque dos hádrons com o alvo nuclear nesta etapa pode fornecer uma complicada fonte de *background*. Estes elétrons e pósitrons são colimados e enviados a um radiador de chumbo com o objetivo de criar uma fonte de fótons por efeito *bremmstrahlung*. Estes fótons são criados segundo um espectro contínuo de energia dado por $dN_\gamma/dE_\gamma = 1/E_\gamma$ com energia máxima de 300 GeV. Requerimentos naturais como produção de charme e decaimentos dentro do espectrômetro, além de cortes do sistema de *trigger* [2], fazem com que os fótons efetivos na produção de partículas charmosas apresentem uma distribuição gaussiana de energia, centrada em 175 GeV e com largura de 45 GeV. A figura 3.3 ilustra todas as etapas, desde a produção de fótons, nêutrons e káons neutros até a obtenção do feixe adequado para a colisão com o alvo.

3.2 O Alvo

A experiência E831 utilizou uma configuração de quatro alvos espaçados por aproximadamente 1 cm, com 6,75 mm de espessura e uma área quadrada de 25,4 mm. A segmentação do alvo foi uma das principais modificações no *layout* em relação ao detector E687. A existência de uma região livre de material entre os alvos proporciona uma melhor determinação do vértice secundário já que a região fica isenta da existência de interações coulombanas e/ou nucleares. Além disso, a segmentação do alvo permitiu a colocação de um detector de silício entre os alvos aumentando grandemente a resolução espacial na determinação dos vértices. A figura 3.4 mostra a distribuição de eventos charmosos dos canais $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$, $D^0 \to K^-\pi^+\pi^+\pi^-$, $D^0 \to K^-\pi^+$ e $\Lambda_c^+ \to pK^-\pi^+$, também conhecidos como *golden modes*, com relação à posição na direção z (propagação do feixe) dos vértices primários e secundários. O posicionamento dos vértices frente ao alvo e às componentes do sistema de *tracking*, são evidentes.

[2]Como principal corte realizado no *trigger* temos o requerimento de energia mínima depositada no calorímetro hadrônico, descrito na seção 3.7.1.

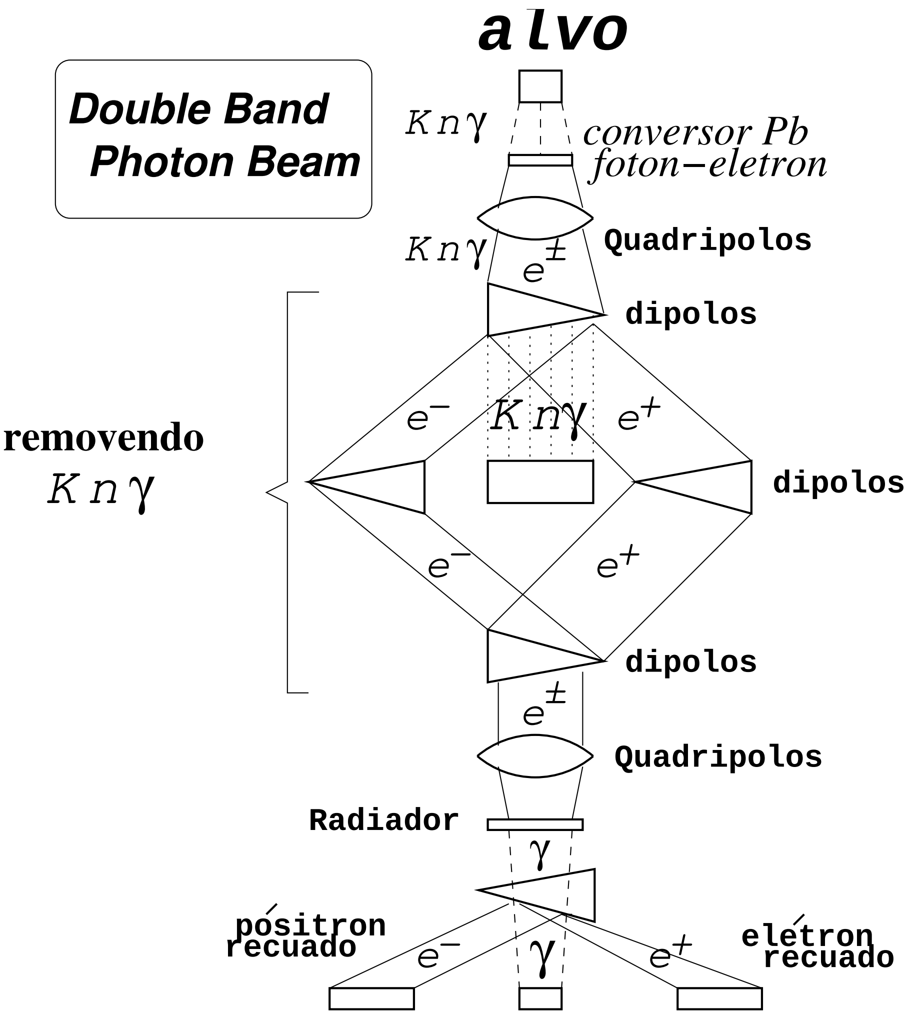


Figura 3.3: Etapas para a obtenção do feixe de fótons.

Os alvos são compostos de óxido de berílio devido à sua alta densidade (3,0 g/cm^3) e composição de baixo número atômico, privilegiando interações nucleares em relação às interações coulombianas [3]. A figura 3.1 mostra, no alto e à direita, uma ampliação da região do alvo e dos detectores de silício.

[3]Isto porque, já que a seção de choque de fotoprodução de charme é aproximadamente proporcional ao número de massa do alvo ($A \sim 2\ Z$) e a produção de pares e^+e^- é proporcional a Z^2.

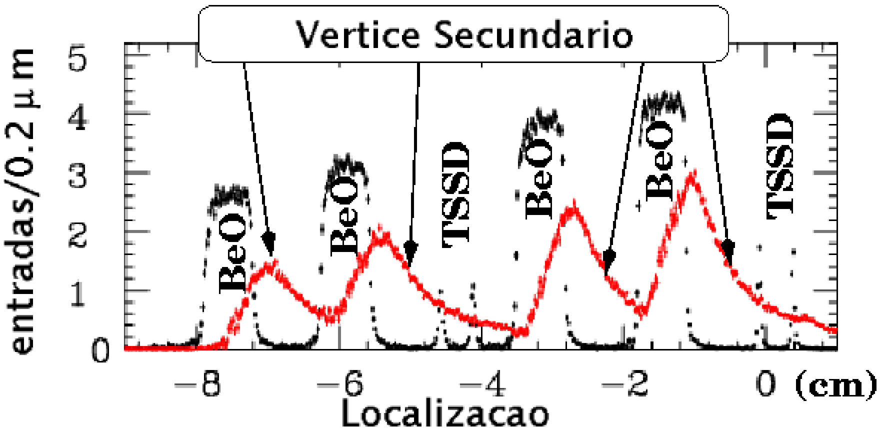


Figura 3.4: Distribuição em z da posição dos vértices primário (alvo segmentado de BeO e planos dos detectores de silício de alvo, TSSD) e secundário de uma amostra de eventos de *golden modes*, onde o *background* foi subtraído.

3.3 Sistema de *Tracking*

O sistema de *tracking* é responsvél pela determinação das trajetórias e momento das partículas carregadas e pela localização dos vértices primários e secundários. O sistema começa com os detectores de silício, os quais oferecem uma boa resolução espacial na determinação dos vértices. A medida dos momentos é implementada através de uma análise combinada da trajetória das partículas carregadas nas câmaras proporcionais de fios, ou *Proportional Wire Chambers (PWC)* sob efeito do campo magnético de dois dipolos, M1 e M2.

3.3.1 Detectores de Silício

Os detectores de microtiras de silício, ou *Silicon Strip Detectors* (SSD) são planos compostos por finas tiras de silício, dispostas em uma determinada direção. Cada tira consiste em um diodo longo e fino implantados num substrato de silício. Cada diodo é polarizado reversamente criando um campo elétrico. Quando uma partícula carregada atravessa o silício, cria pares elétron-buraco livres que migram segundo o campo elétrico aplicado. A carga coletada é amplificada e digitalizada em uma das extremidades das tiras.

O sistema de *tracking* é composto por dois TSSD (*Target SSD*) junto ao alvo, quatro estações SSD alocadas após a alvo e dois conjuntos de cintiladores TR1 e TR2 utilizados como *trigger*. O *layout* do sistema de *tracking* é mostrado na figura 3.5. O sistema é habilitado a partir do existência de um sinal ou *hit* no TR1. Um *hit* simultâneo no TR2 é requerido para a diminuição de ruídos espúrios gerado no TR1.

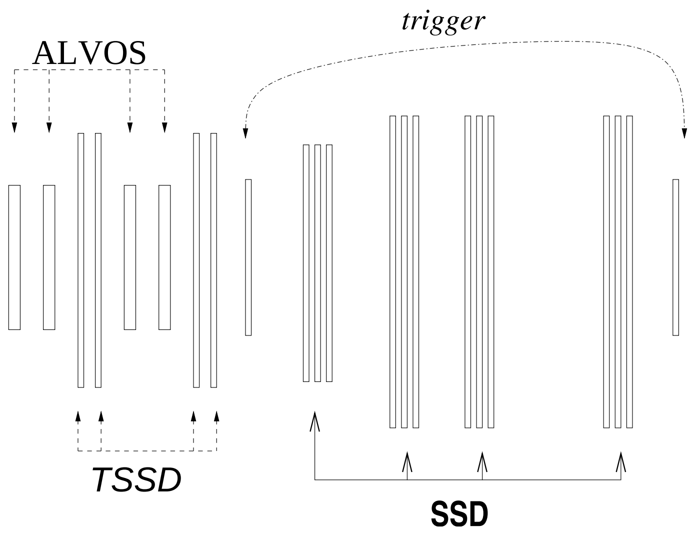


Figura 3.5: Esquema do sistema de *tracking*.

Detectores de Silício do Alvo (TSSD)

O conjunto TSSD é dividido em duas estações (TSSD1 e TSSD2) [44], com 300 μm de espessura, contendo dois planos cada uma. Cada um destes planos está orientado em $\pm 45^0$ em relação à horizontal e possui 1024 canais (tiras) espaçados por 25 μm, numa área ativa de 50×25 mm^2. Este conjunto foi instalado em 1997, após já ter sido tomado aproximadamente 1/3 dos dados.

Detectores de Silício (SSD)

O detector de microtiras de silício ou *Silicon Strip Detectors* foi desenhado para fornecer uma alta resolução espacial das trajetórias das partículas carregadas na região posterior ao ponto de produção. Consiste em doze planos divididos em quatro estações com três planos cada. Os planos de cada estação estão orientados em ângulos de -135^0, -45^0 e -90^0 com relação à direção vertical, definidos como vistas *U, V* e *Y*, respectivamente. De modo a maximizar a resolução e, ao mesmo tempo, limitar o número de canais eletrônicos, diferentes espaçamentos entre as tiras para diferentes regiões foram utilizados, uma vez que a densidade de partículas não é uniforme. A tabela 3.1 mostra detalhes do arranjo experimental do SSD.

	estação 1	estação 2	estação 3	estação 4
posição-z (cm)	0,0	6,0	12,0	24,0
área ativa (cm^2)	$2,5 \times 3,5$	$5,0 \times 5,0$	$5,0 \times 5,0$	$5,0 \times 5,0$
área ativa H.R	$1,0 \times 3,5$	$2,0 \times 5,0$	$2,0 \times 5,0$	$2,0 \times 5,0$
Δd (HR-LR)	25-50 μm	50-100 μm	50-100 μm	50-100 μm
número de canais	3×688	3×688	3×688	3×688

Tabela 3.1: Características do SSD. O espaçamento entre as tiras é representado por Δd, enquanto que HR e LR representam, respectivamente, as regiões de alta e baixa resolução.

A alta resolução do sistema de *tracking* obtida pelos detectores de silício descritos permite determinar o ponto de origem da trajetória na região do alvo com uma precisão de aproximadamente 500 μm na direção do feixe e 10 μm na direção transversa, suficiente para separar o vértice primário do vértice secundário em eventos típicos de partículas charmosas ($\sim$ 15 mm).

3.3.2 Os Magnetos

Os magnetos M1 e M2 apresentam polaridades opostas na direção vertical de modo que partículas carregadas são inicialmente defletidas para as extremidades e, em seguida, defletidas para o centro. Este procedimento tem como objetivo confinar as partículas possibilitando medir grande parte da energia produzida utilizando-se os calorímetros situados no final do espectrômetro. Outra importante motivação consiste em confinar no monitor de feixe de radiação gamma, ou *Beam Gamma monitor*, grande quantidade de pares e^- e^+ produzidos na interação fóton-hádron no alvo. Uma vez confinada, a remoção deste tipo de *background* é facilitada pelo pequeno ângulo de abertura entre eles na momento da produção.

Os magnetos são caracterizados pelo desvio transverso, ou *transverse momentum kick* (TMK) obtido pela medida da integral do campo magnético utilizado, o qual será discutido na seção 3.11. A tabela 3.2 mostra alguns parâmetros relevantes referentes aos magnetos.

	M1	M2
posição-z (cm)	$\equiv$ 225	$\equiv$ 1240
TMK (GeV/c)	0,400	0,850
corrente (A)	1020	2000

Tabela 3.2: Características dos magnetos M1 e M2.

3.3.3 Câmaras Proporcionais de Fios (PWC)

A operação das câmaras proporcionais de fios, ou *Proportional Wire Chambers* (PWC), é muito similar ao mecanismo de operação dos SSD. Nas PWC, planos de fios são alternados com alta tensão e terra, separados fisicamente por distâncias da ordem de milímetros. As câmaras são preenchidas com uma mistura de gás composto de 65 % de argônio e 35 % de etano, o qual se ioniza quando atravessada por partículas carregadas. Os íons são atraídos pelo campo elétrico gerado pelos fios. Este movimento cria mais íons definindo um processo de movimento de cargas em cascata na direção dos fios aterrados. Este sinal é, então, processado, determinando a posição das partículas na direção transversal à disposição dos fios.

O sistema PWC consiste em 20 planos agrupados em 5 estações com 4 planos. As estações são identificadas por P0, P1, P2, P3 e P4, em ordem crescente conforme se afastam do alvo. As três primeiras estações estão situadas entre os magnetos M1 e M2, P3 após M2 e P4 após o último contador Čerenkov, C3.

Os quatro planos contidos em cada estação estão dispostos em quatro vistas diferentes: vista Y, determinando pontos na direção vertical; vista V e U, inclinadas $\pm 11,3^0$ em relação a Y; vista X, determinando pontos na direção horizontal. A figura 3.6 ilustra a disposição dos fios em cada vista e outros aspectos geométricos das estações PWC.

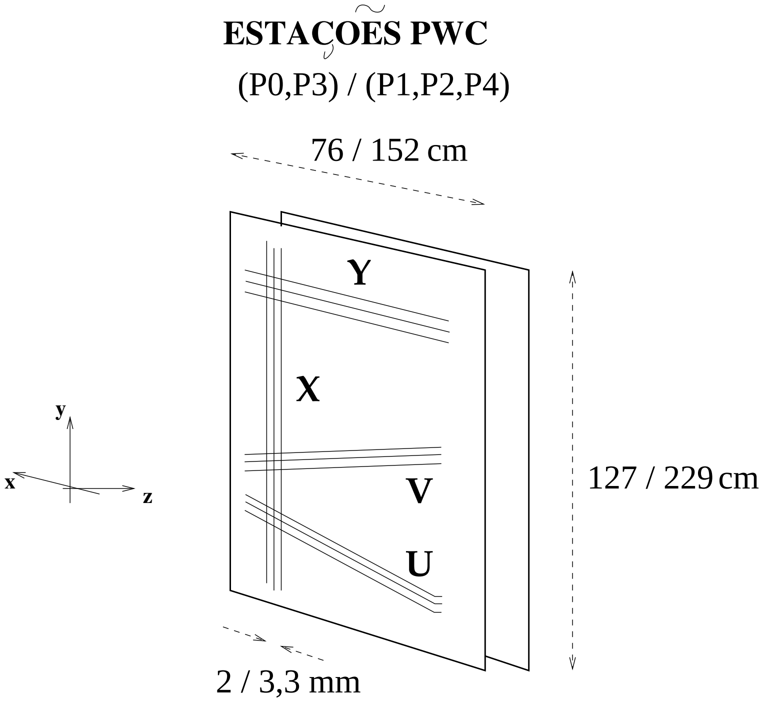


Figura 3.6: Esquema da disposição dos fios em cada uma das quatro vistas e do arranjo geométrico das câmaras PWC. As câmaras foram divididas em dois tipos representados na figura como (tipo 1)/(tipo 2), segundo algumas características geométricas.

3.4 Contadores Čerenkov

O funcionamento dos contadores Čerenkov é baseado no fato de que partículas carregadas atravessando um material com índice de refração η emite radiação Čerenkov se sua velocidade exceder a velocidade da luz neste meio. A emissão desta radiação é devida à polarização das moléculas que circundam a trajetória da partícula carregada.

$$p > p_{limiar} = \frac{m_0 \ c}{\sqrt{\eta^2 - 1}} \tag{3.1}$$

A informação sobre a existência de radiação nos contadores Čerenkov com diferentes índices de refração permite inferir a respeito da massa da partícula m_0, uma vez que seu momento é conhecido. Este é conhecido como o modo de operação limiar.

Estas informações combinadas com a medida dos momentos das partículas contribuem para distinguir entre prótons, káons, píons e elétrons através do cálculo das probabilidades de identificação. O fato da massa do múon ser muito próxima da massa do píon dificulta a separação das duas hipóteses do ponto de vista da produção de luz Čerenkov.

Três contadores Čerenkov foram utilizados para a identificação de píons, káons, prótons e elétrons [45]: C1 e C2, situados entre os dois magnetos, e C3, localizado após M2. Os contadores foram preenchidos com diferentes materiais gasosos de modo a operar em diferentes limiares. Os gases utilizados foram escolhidos segundo sua transparência óptica e de tal forma a otimizar a habilidade do sistema para distinguir as partículas nas suas respectivas escalas de momento. Cada contador é composto de células refletoras espalhadas na parte inferior do mesmo (figura 3.4), as quais focalizam a radiação para tubos foto-multiplicadores permitindo a leitura da radiação nas células.

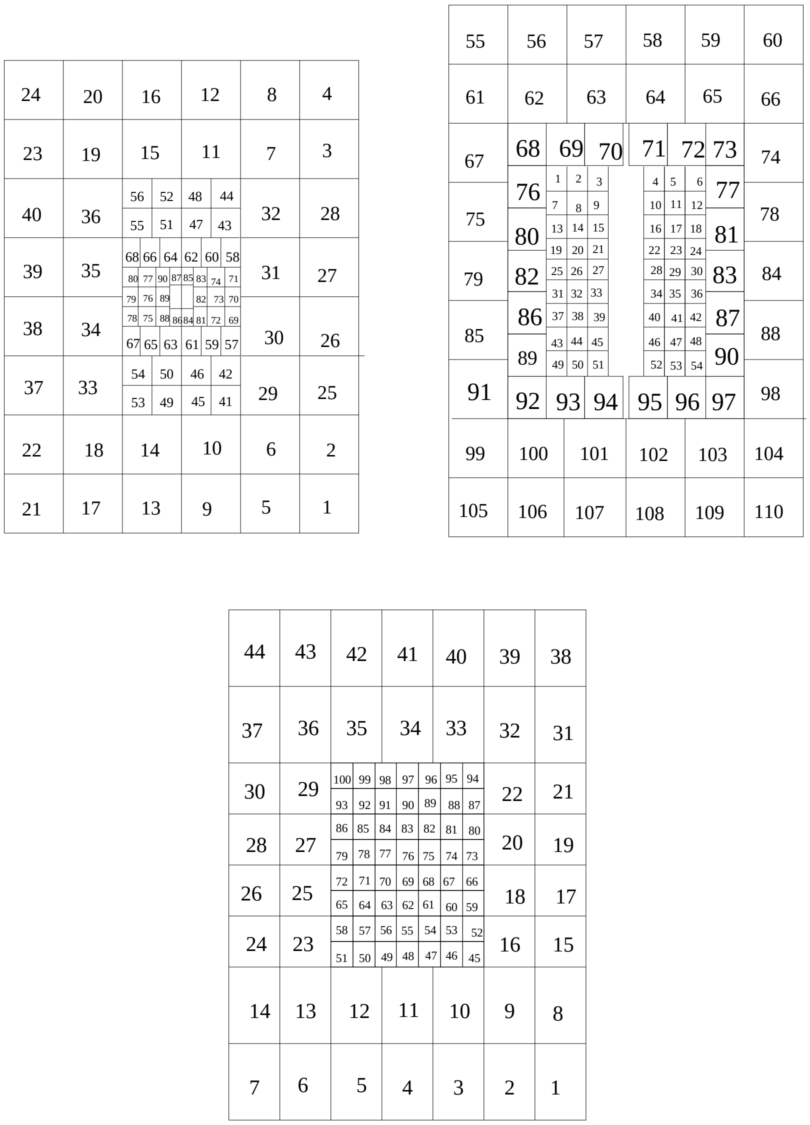


Figura 3.7: No alto, à esquerda, configuração das células do C1; de 1 até 40 foram utilizados espelhos esféricos e no restante, espelhos planos. No alto, à direita, configuração de C2; de 1 à 54 foram utilizados espelhos planos, no restante, espelhos esféricos. Enfim, configuração de C3 onde foram utilizadas somente espelhos esféricos.

Contador	n^0 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 três contadores Čerenkov.

3.5 Calorímetros

Calorímetros medem a energia de partículas por métodos de absorção, ou seja, se baseiam em processos nos quais a energia das partículas é inteira ou parcialmente depositada no instrumento de medida. O calorímetro é particularmente importante para a detecção de partículas neutras. Como somente partículas carregadas podem ser detectadas diretamente, a detecção de partículas neutras é implementada através de métodos indiretos os quais contém partículas carregadas como estado final.

O calorímetros são classificados em dois tipos: os calorímetros eletromagnéticos, utilizando tipicamente os processos de *bremmstrahlung* ($e^- \rightarrow e^- + \gamma$) e criação de pares ($\gamma \rightarrow e^+ + e^-$) e calorímetros hadrônicos, que utilizam interações fortes produzindo chuveiros hadrônicos. Em ambos casos, o número final de partículas carregadas é utilizado para inferir a energia depositada, já que $n_{\text{partículas}} \propto E_{\text{incidente}}$.

Dois calorímetros eletromagnéticos foram utilizados [46]: o externo, ou *Outer Eletromagnetic calorimeter* (OE), e o interno, ou *Inner Eletromagnetic calorimeter* (IE), ambos com o objetivo de distinguir elétrons das outras partículas. O IE foi utilizado também como *trigger*.

O calorímetro hadrônico, ou *Hadronic calorimeter* (HC), ao medir a energia depositada por partículas hadrônicas, tem um papel crucial no *trigger* de nível 1.

3.5.1 Calorímetro Eletromagnético

O IE mede o depósito de energia deixado por interação eletromagnética através da região do segundo magneto [47]. É composto por 802 blocos de chumbo e vidro divididos em duas partes, numa geometria em forma de torre com uma região central vazia para permitir a passagem dos pares $e^+ + e^-$, provenientes de fótons do alvo que não interagiram [4]. Luz Čerenkov emitida por ocasião da passagem das partículas carregadas do chuveiro é coletada por foto-tubos localizados juntos dos blocos de chumbo e vidro no final do calorímetro.

O OE, localizado após M2, mede a energia de fótons e elétrons com trajétorias definidas por ângulos bem abertos com relação a direção do feixe. Consiste em camadas alternadas de chumbo e plástico cintiladores nos planos x, y e z. O sistema se completa com 100 pastilhas cintiladoras conectadas a fibras ópticas para a aquisição do sinal.

3.5.2 Calorímetro Hadrônico

O HC, localizado após o IE, foi desenhado para obter, de forma rápida, a energia depositada por partículas hadrônicas ainda na região do M2. Esta informação foi utilizada como *trigger*, selecionando eventos acima de uma determinada faixa de energia depositada.

É composto de 28 planos cintiladores (área ativa), alternados por 28 planos de ferro para absorver energia, totalizando 209 cm de extensão na direção de propagação do feixe. Cada um destes planos é dividido em pastilhas, ou *tiles*, de diferentes tamanhos, os quais são organizados de acordo com a densidade típica de hádrons incidentes. A figura mostra o esquema do HC e suas especificações.

[4]Estas partículas são detectadas pelo *Beam Gamma Monitor calorimeter* (BMG), que monitora a energia do feixe de fóton incidente.

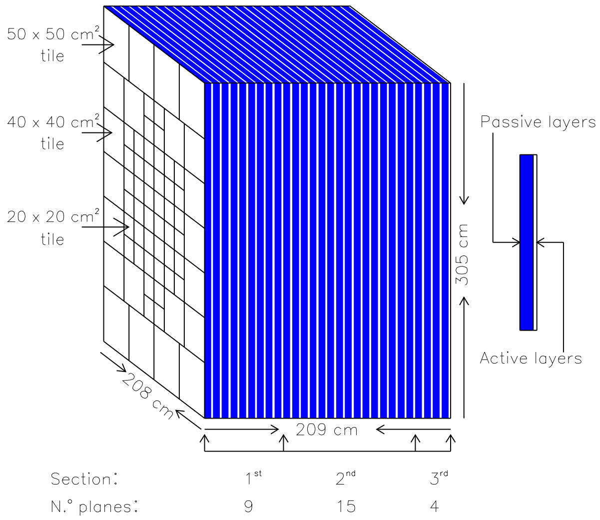


Figura 3.8: Esquema do calorímetro hadrônico.

3.6 Câmaras de Múons

O múon é a única partícula carregada que atravessa grande quantidade de material com pouca probabilidade de interagir. Sua trajetória é obtida no sistema de *tracking* como todas as outras partículas carregadas. A solução para distinguí-las consiste na colocação de um sistema que sinalize a passagem de uma partícula carregada após grandes blocos de material, os quais vão absorver todos os elétrons e hádrons. A experiência E831 utilizou dois sistemas para a detecção de múons: a câmara de múons interna, ou *Inner Muon detector* (IMu), detectando múons mais próximos do eixo de propagação e a câmara de múons externa, ou *Outer Muon detector* (OMu), responsável pela detecção dos múons de menor energia, com trajetórias mais periféricas.

3.6.1 Câmara de múons interna (IMu)

A câmara de múons interna é responsável pela detecção de grande parte dos múons produzidos, tipicamente, múons com energias maiores que 10 GeV no referencial do laboratório. Consiste em três estações, MH1X, MH2Y e MH3V, cada uma composta de dois hodoscópios cintiladores, ou *Muon Hodoscopies* (MH), localizados no final do espectrômetro [48]. As duas primeiras apresentam resolução espacial na direção x, y, enquanto que MH3V apresenta resolução espacial na direção u e v (30^0 da horizontal). A frente de cada estação foi colocada uma parede de aço de, respectivamente, 61 cm, 129 cm e 68 cm para a filtragem dos múons. A figura 3.6.1 mostra detalhes geométricos do MH.

Cada célula cintiladora tem uma pequena região de 2,5 mm em comum com a célula vizinha de modo que o conjunto cobre toda a região central. Uma camada de alumínio foi colocada em um dos lados de cada célula para sua proteção contra radiação. Os pulsos elétricos provenientes de cada célula são enviados a discriminadores para a diminuição do ruído e, em seguida, para sistemas de atraso (416 ns) com 32 canais programáveis para a correta junção das informações provenientes de diferentes partes do detector.

3.6.2 Câmara de múons externa (OMu)

A câmara de múons externa foi construída junto ao OE e ao M2. Dada sua composição, OE e M2 cumprem o papel da filtragem exercido pelos blocos de aço no IMu. OMu consiste em câmaras resistivas, as quais são adequadas para a operação em regimes de grande campo magnético causados por M2. São compostos de 24 módulos dispostos em 8 módulos de três vistas, x, y e u, orientado 45^0 com a direção horizontal [49].

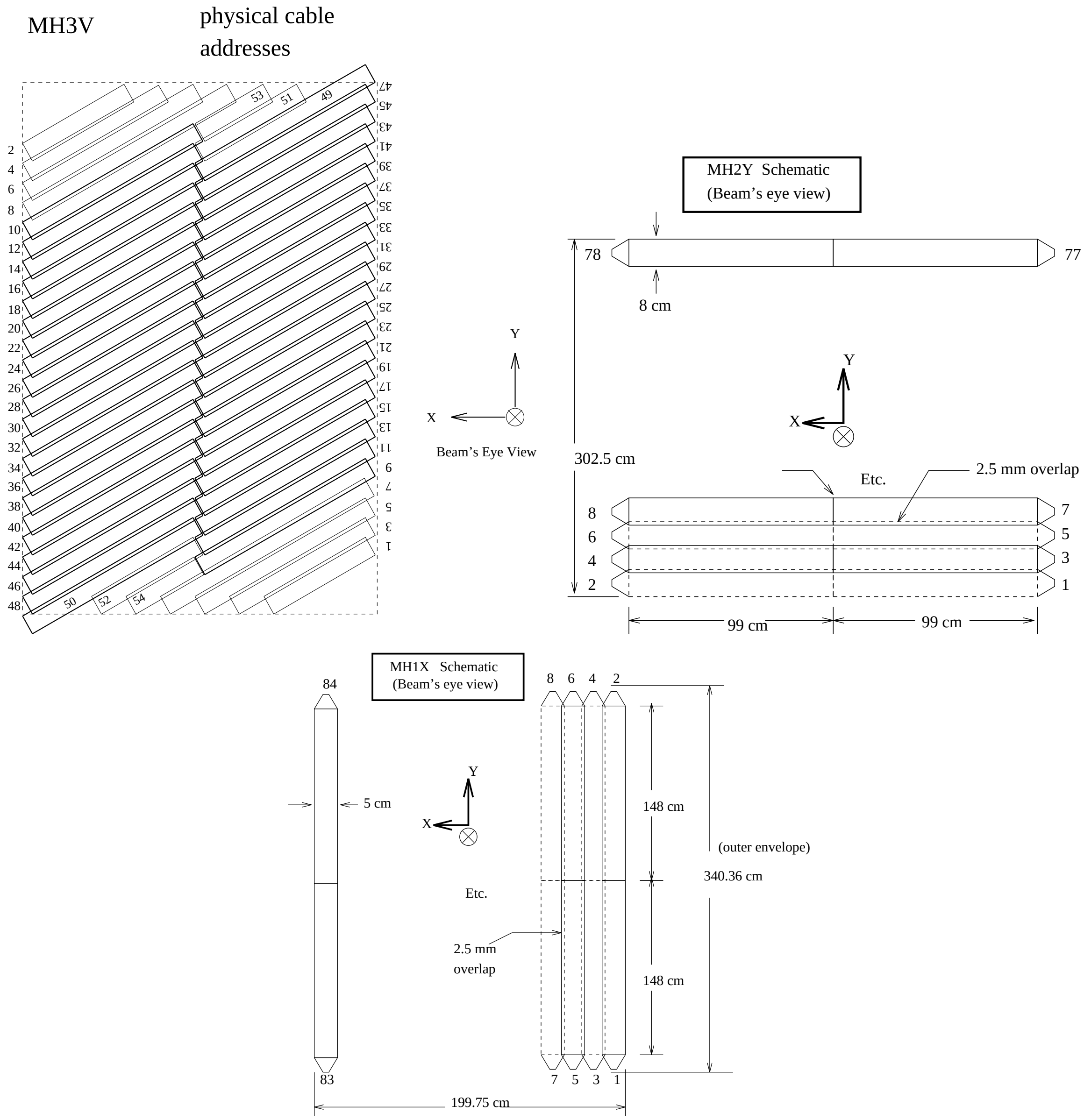


Figura 3.9: Configuração geométrica dos três hodoscópios cintiladores da câmara de múons.

3.7 Sistema de *Trigger*

Trigger é a denominação dada ao sistema dedicado a seleção de eventos durante a tomada de dados e, desta forma, facilitar a armazenagem dos mesmos. O sistema de *trigger* da E831 é definido por comandos lógicos baseados em informações combinadas oriundas de vários segmentos do espectrômetro. Foi dividido em vários subsistemas em paralelo, responsáveis por decaimentos com características diferentes, cada um deles em dois níveis conectados sequencialmente no tempo. Nesta análise utilizamos somente eventos provenientes do *trigger* hadrônico.

Tipicamente, numa colisão fóton-hádron, a taxa de produção de pares e^+e^- é aproximadamente 500 vezes maior que a taxa de produção de hádrons, cuja seção de choque total é, por sua vez, 100 vezes maior a seção de choque de hádrons charmosos. Portanto, a forma natural de selecionar eventos hadrônicos é, simplesmente, rejeitar eventos com formação de pares, tarefa esta exercida pelo *trigger* de nível 1. Para tal, foi explorado o fato destes pares serem produzidos com baixo momento transverso quando comparados à eventos hadrônicos. No *trigger* de nível 2, o objetivo é, além de reforçar a tarefa do nível 1, tentar selecionar eventos charmosos em relação a eventos hadrônicos de quarks mais leves.

As composições lógicas do *trigger* de nível 1 são denominadas de *Master gates* (MG). O tempo de duração de um *trigger* é determinado pelo tempo de transmissão da informação das diferentes partes do espectrômetro para o sistema de *trigger* e pelo tempo da tomada da decisão. No MG, estas duas fases tiveram a duração de, respectivamente, 160 ns e 40 ns. No caso do evento ser aceito, o sinal é enviado ao sistema de nível 2, com duração de 1,2 μs, quando, finalmente, se aceito, é enviado para que seja iniciado o processo de armazenamento do evento em fita.

3.7.1 *Trigger* de Nível 1

Para a implementação do *trigger* hadrônico de nível 1 são utilizadas informações provenientes do hadrômetro (HC) além de dispositivos desenvolvidos exclusivamente para a tarefa, caracterizados pelo fornecimento de respostas rápidas. Os dispositivos, assim como as lógicas utilizadas, são descritos abaixo:

- **TR1** e **TR2**: TR1 consiste em um fino cintilador conectado a uma eletrônica rápida que identifica a ocorrência de uma interação no alvo. TR2 consiste em quatro contadores dispostos em quadrantes e combinados segundo um lógica "*or*", indicando a passagem de uma partícula carregada pelo SSD. Figuras sobre a configuração de TR1 e TR2 com relação aos outros componentes do sistema de *tracking* são mostradas na seção 3.3.1.

- $H \times V$: Localizado entre o C3 e o IE, consiste em 36 contadores com uma região central vazia para a passagem dos e^+e^- provenientes do alvo. Oferece dois níveis lógicos, $(H \times V_1)$ e $(H \times V_2)$, os quais indicam que, respectivamente, um mínimo de 1 e 2 partículas carregadas atravessaram o conjunto. Este requerimento é utilizado para rejeitar pares de trajetórias de partículas carregadas propagados a baixos ângulos.

- **OH**: Localizado na frente do OE, com 24 contadores, é análogo ao $(H \times V_1)$.

- **Trigger HC**: A energia total do HC é somada e comparada com dois valores de referência diferentes, E_{HIGH} e E_{LOW}.

O comando lógico relativo ao *trigger* hadrônico é denotado por MG1, definido como:

$$MG1 \equiv TR1 \ . \ TR2 \ . \ [(H \times V_2) + [(H \times V_1) \ . \ OH_1] \ . \ E_{HIGH} \qquad (3.2)$$

3.7.2 *Trigger* de Nível 2

Basicamente, o *trigger* de nível 2 verifica a possibilidade da existência de quatro traços fora da região dos pares e^+e^-, dois como condição mínima para a formação de um vértice primário e dois para o vértice secundário. O comando lógico é denotado por $MULT_4$ e é implementado através da análise do nível de tensão existente em cada plano do PWC. É também requerido o depósito de energia no IE consistente com a passagem de pelo menos duas partículas, E_{IE_2}. O comando lógico final do *trigger* hadrônico é:

$$\text{TRIGGER}_{\text{had}} \equiv MG1 \;.\; MULT_4 \;.\; E_{IE_2} \tag{3.3}$$

3.8 Aquisição de Dados

Depois da seleção das interações de interesse realizada no *trigger*, a tarefa de gravação das informações digitalizadas provenientes do sinal analógico de cada parte do espectrômetro é implementada pelo sistema de aquisição de dados, ou *Data Acquisition System* (DAq). O DAq se encarrega de juntar informações de diferentes partes e formatos, em uma única saída, a qual é gravada em fita magnética de 8 mm. O DAq alocou informações a uma taxa de 2000 eventos/seg, cada um com uma média de 4 Kb.

3.9 Determinação dos Vértices

O fato de que partículas charmosas percorrem pequenas distâncias no espectrômetro antes de decairem viabiliza sua separação do *background*. Os detectores de Silício, descritos na seção 3.3.1, possibilitam a implementação deste procedimento satisfazendo os requisitos de precisão na reconstrução dos vértices.

Em experiências de hadro-produção, no qual o feixe é composto de partículas massivas que interagem fortemente com a matéria, o vértice primário é facilmente identificado graças ao grande número de traços de que é composto. No entanto, as experiências de fotoprodução apresentam pequena multiplicidade do vértice primário. Os vértices são determinados utilizando-se um algoritmo denominado *Candidate*

Driven Vertexing Algorithm, no qual a escolha do vértice primário é condicionada à escolha do vértice secundário.

A descrição do algoritmo será realizada para o caso de três corpos carregados no estado final, já que é o tema desta análise. O primeiro passo é procurar, dentro da lista de traços carregados obtido no SSD, três candidatos que satisfaçam o critério de qualidade para o vértice. Este critério se baseia na obtenção do ponto cuja distância a cada traço oferece o menor χ^2. Este ponto é escolhido como vértice da configuração dos três traços, com o nível de confiança calculado a partir do χ^2 obtido. O nível de confiança mínimo para a existência de um vértice é 1 %.

No caso do estado final não conter partículas neutras, o momento total formado por elas deve apontar para o vértice primário. A utilização deste vínculo caracteriza o procedimento de procura do vértice primário conhecido como nucleação. No entanto, um decaimento semileptônico contém uma partícula não-detectada no estado final, ν, carregando momento, o que inviabiliza a utilização do procedimento de nucleação. O critério utilizado para este tipo de decaimento é denominado de *Highest Multiplicity Criteria* e consiste em encontrar o vértice com a maior multiplicidade de traços. Havendo mais de um vértice com a máxima multiplicidade num dado evento, é escolhido aquele localizado mais próximo ao alvo.

3.10 Reconstrução de trajetórias

A reconstrução das trajetórias de partículas carregadas é realizada de maneira independente nos dois sistemas de *tracking* existentes, SSD e PWC. Após a obtenção de um conjunto de traços para ambos, cada traço do SSD é conectado com um traço do PWC. Os traços do SSD não-conectados são utilizados somente para a construção de vértices primários.

Os traços são classificados em três tipos, segundo seu alcance dentro do espectrômetro.

- Traços que passam por todas as cinco câmaras PWC são denominados *5-chambers tracks*. Os traços identificados como múons são classificados desta maneira já que percorrem necessariamente todo o espectrômetro para sensibilizar as câmaras de múons.

- Traços que passam somente pelas câmaras P0, P1 e P2, não alcançando o magneto M2, são denominados *Stubs* ou *3-chambers tracks* e são compostos geralmente por traços emitidos a grandes ângulos e/ou traços de baixo momento e, portanto, mais defletidos pelo magneto M1.

- Traços que não passaram pela câmara P0 são denominados *Recon tracks* e são provenientes de partículas que decaíram após o SSD. Este tipo de traço inclue pares de traços em forma de *V*, denominados de *Vees*, provenientes de decaimentos de partículas neutras em duas carregadas, como, por exemplo, o decaimento $K_s \to \pi^+\pi^-$.

3.10.1 Reconstrução de trajetórias no SSD

O algoritmo de determinação de trajetórias do SSD é dividido em três partes:

1. Dado que a passagem de uma partícula carregada pode provocar a emissão de um pulso, ou *hit*, em mais de uma tira de silício do mesmo plano, definimos *cluster* como o grupo de até três *hits* que delimita a região da passagem da partícula. O centro do *cluster* é determinado pela cálculo da média ponderada entre as cargas coletadas por cada *hit*. A informação da quantidade total de cargas, por sua vez, é utilizada para verificar se o *cluster* é consistente com a passagem de uma única partícula.

2. Cada *cluster* é definido pela posição na direção de resolução e na direção z. Projeções são formadas pela procura de combinações de *clusters* em diferentes planos com a mesma direção de resolução, consistentes com a hipótese de uma

linha reta. Estes ajustes devem incluir pelo menos três clusters dentre os quatro planos existentes e possuir $\chi^2 < 3$ [5].

3. As listas de projeções U, V e Y são conectadas univocamente, formando traços (U, V, Y) por intermédio de um ajuste com $\chi^2 < 8$. Este traços são caracterizados por dois parâmetros, inclinação e intersecção da reta com os blocos de granito no final do espectrômetro. Traços com projeções compartilhadas são discriminados segundo o critério de menor χ^2 e traços com parâmetros equivalentes (dentro de 1 desvio padrão) são reduzidos a um.

A eficiência na reconstrução dos traços no SSD é inversamente proporcional aos respectivos momentos associados. A resolução também é uma função do momento e, no caso da experiência E687, tem a forma dada pela expressão 3.4, referente a região de alta resolução [6].

$$\sigma_x = 11\mu\sqrt{1 + \left(\frac{17,5\ GeV}{p}\right)^2}\ ,\ \sigma_y = 7,7\mu\sqrt{1 + \left(\frac{25,5\ GeV}{p}\right)^2} \tag{3.4}$$

O fator multiplicativo é devido à glanuralidade dos detectores de silício utilizados e o termo dependente do momento é devido aos espalhamentos múltiplos provocados pelo material nuclear dos átomos de silício degradando a resolução, menos prováveis com o aumento do momento das partículas.

A principal melhoria na resolução do sistema de *tracking* da E831 com relação a E687 foi a inclusão dos TSSD.

3.10.2 Reconstrução de trajetórias no PWC

O algoritmo para obtenção das trajetórias do PWC é muito similar ao utilizado no sistema SSD. Na direção x, as trajetórias são definidas por retas, desde o alvo até

[5] Projeções de três *clusters* podem compartilhar clusters com outras projeções mas projeções de quatro *clusters* só podem compartilhar o *cluster* do primeiro plano.

[6] A região de baixa resolução apresenta, tipicamente, o dobro da resolução.

o final do espectrômetro, pois o campo magnético não deflete partículas carregadas nesta direção. Na direção y, as trajetórias são definidas por duas retas, uma situada entre os magnetos e a outra situada após M2. Ambas apresentam um ponto comum situado dentro da região de M2. A idéia é determinar as projeções em U, V e Y nas duas regiões lineares (figura 3.10) separadamente e conectá-las através da projeção X.

O algoritmo do PWC começa com a extrapolação dos traços do SSD na vista X, à procura de projeções no sistema PWC compatíveis com uma reta. Este procedimento define um plano ao longo de todo detector no qual a trajetória estará contida. Projeções formadas nas três vistas restantes são combinadas para formar as trajetórias. Cada trajetória deve conter *hits* em pelo menos três das cinco estações. Trajetórias com mais de três *hits* perdidos ou mais de dois *hits* perdidos por estação são descartadas.

O segundo passo é a realização do ajuste das trajetórias por uma reta quando consistir em um traço do tipo *stubs* e por duas retas conectadas por um ponto quando consistir em um traço do tipo *5-chamber track*. A trajetória é representada por duas inclinações e duas interceptações com os planos xz e yz, e um parâmetro extra para a mudança na direção y por ocasião da deflexão magnética. O terceiro passo consiste em correções magnéticas e é implementado de forma iterativa com a determinação dos momentos das partículas.

Cerca de 3,5 % dos eventos têm mais de 30 traços reconstruídos. A configuração complicada deste eventos dificulta a resolução espacial do decaimento e provoca uma redução dramática do tempo de processamento. Estes eventos foram removidos.

A eficiência do algoritmo foi estudada através de simulação Monte Carlo. Foi encontrada uma eficiência de aproximadamente 98 % para traços com momento maior que 5 GeV e uma contaminação por traços mal determinados do ordem de 0,5 %.

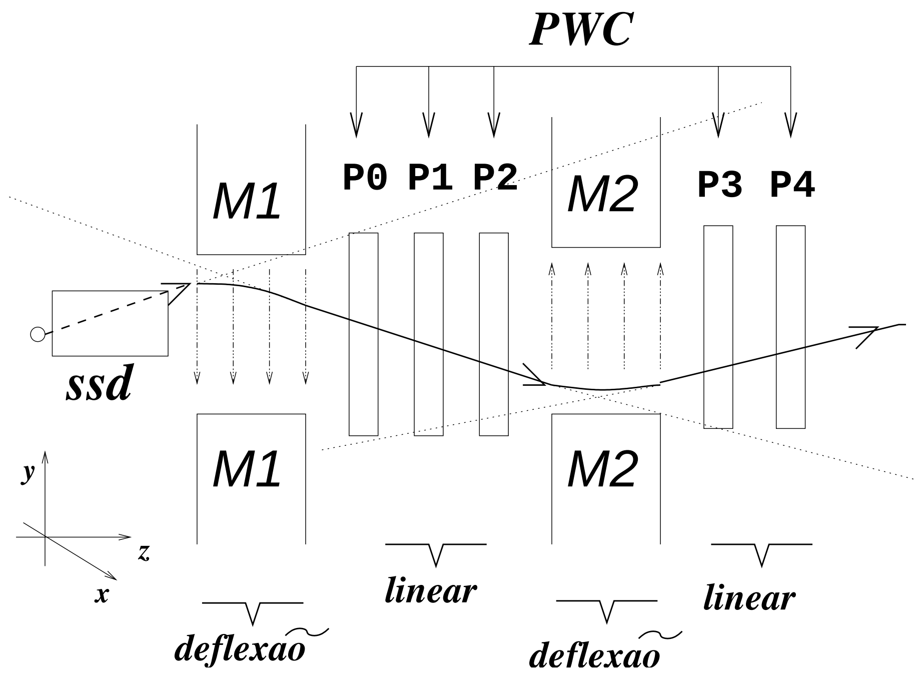


Figura 3.10: Representação da passagem de um partícula carregada pelo PWC.

3.11 Reconstrução de Momento

O momento associado com o traço é calculado pelo desvio causado pelos magnetos M1 ou M2, dependendo do tipo de traço. O sistema de *tracking* fornece a posição da partícula na fronteira anterior, $\vec{r_0} = (x_0, y_0, z_0)$ e na fronteira posterior, $\vec{r_1} = (x_1, y_1, z_1)$, do magneto. Uma vez conhecendo-se o campo magnético $\vec{B}$, o problema consiste em encontrar o momento p compatível com os vetores $\vec{r_1}$ e $\vec{r_2}$.

Da aplicação da força de Lorentz na ausência de campo elétrico, sabemos que o momento total se conserva. Definindo as derivadas $\vec{r_0}' \equiv d\vec{r_0}/dz = (x_0', y_0', 1)$ e $\vec{r_1}' = (x_1', y_1', 1)$, a trajetória é expressa como:

$$\frac{\vec{r_1}'}{\sqrt{x_1^{2\prime} + y_1^{2\prime} + 1}} = \frac{\vec{r_0}'}{\sqrt{x_0^{2\prime} + y_0^{2\prime} + 1}} + \frac{q}{pc} \int_{z0}^{z1} \vec{r_1}' \times \vec{B}\ dz \qquad (3.5)$$

onde q é a carga da partícula. Em unidades naturais, $q = \pm 1$ e $c = 1$. Como $\vec{r_0}'$, $\vec{r_1}'$ e o campo magnético são conhecidos, podemos calcular a integral e a equação é resolvida para p. Para facilitar a resolução da integral, podemos impor $\vec{B} = (B_x, 0, 0)$ o que, de fato, é uma boa aproximação para a direção do campo magnético, de modo que só teremos o desvio na direção y.

$$\frac{y_1'}{\sqrt{x_1^{2\prime} + y_1^{2\prime} + 1}} = \frac{y_0'}{\sqrt{x_0^{2\prime} + y_0^{2\prime} + 1}} + \frac{q}{pc} \int_{z0}^{z1} B_x \; dz \tag{3.6}$$

$$y_1' = y_0' \; \frac{q}{pc} \int_{z0}^{z1} B_x \; dz \qquad \text{pois } 1 >> x_1^{2\prime} \approx y_1^{2\prime}$$

logo,

$$p = \frac{K}{y_1' - y_0'} \tag{3.7}$$

onde $K \equiv \int_{z0}^{z1} B_x \; dz$ é denominado de *transverse momentum kick*, obtido através do mapeamento do magneto.

Após a determinação do momento, as trajetórias são recalculadas. Com as novas trajetórias corrigidas, os momentos são também recalculados num procedimento iterativo até a obtenção da estabilidade.

A resolução para *5-chamber track* é dada por:

$$\frac{\sigma_p}{p} = 1,4\% \; \frac{p}{100 \; GeV} \sqrt{1 + \frac{23 \; GeV}{p}} \tag{3.8}$$

e para *stubs*:

$$\frac{\sigma_p}{p} = 3,4\% \; \frac{p}{100 \; GeV} \sqrt{1 + \frac{17 \; GeV}{p}} \tag{3.9}$$

3.12 Algoritmo de Identificação Čerenkov

FOCUS usa um algoritmo para a identificação Čerenkov conhecido por CITADL (*Čerenkov Identification of Tracks by an Algorithm using Digital Likelihood*), baseado no teste de hipótese *Likelihood* para as partículas carregadas estáveis $e^\pm$, $\pi^\pm$, $K^\pm$ e $p^\pm$. Para cada traço, a probabilidade *Likelihood* para as quatro hipóteses é calculada pela observação do estado lógico das células, "*on*" para a recepção de foto-elétrons e "*off*" caso contrário. Se o número de foto-elétrons esperado na célula i para um traço com um dado momento e massa (escolha da hipótese) é μ_i, a probabilidade de Poisson que uma célula seja irradiada devido à emissão Čerenkov é dada por $(1 - e^{-\mu_i})$. No entanto, esta célula pode ter sido irradiada por ruídos inerentes a qualquer aparato experimental. A probabilidade Čerenkov é somada, então, à probabilidade de emissão acidental, $0 < a_i < 1$. Como é mostrado na figura 3.11, quanto maior o número de foto-elétrons esperados numa determinada célula, μ_i, maior a probabilidade que, caso ela tenha sido irradiada, seja fruto de emissão Čerenkov. A contribuição total da célula i para a *Likelihood* "*on*" é dada pela equação 3.10, onde um terceiro termo evita que a probabilidade total exceda 1.

$$L_i(\mathrm{on}) = (1 - e^{-\mu_i}) + a_i - a_i(1 - e^{-\mu_i}) \tag{3.10}$$

A probabilidade da célula não ser irradiada deve ser, portanto, $1 - L_i(\mathrm{on})$. Para um evento, são definidos quatro variáveis, $j = \pi$, K, p, e:

$$Wobs(j) = -2\ [\sum_{i=\mathrm{on}} log\ L_i(\mathrm{on}) + \sum_{i=\mathrm{off}} log\ L_i(\mathrm{off})] \tag{3.11}$$

Pela definição da equação 3.11, a hipótese com menor $Wobs$ é a mais provável.

A calibração deve estabelecer os coeficientes μ_i os quais dependem do momento da partícula, das características intrínsicas da célula (como o tamanho), e do gás sob o qual a célula está inserida. Para tal, supõe-se uma dependência do momento no limiar de emissão Čerenkov [7].

A calibração e teste deste algoritmo foram realizados utilizando dados selecionados dos decaimentos $K_s \to \pi^+\pi^-$, para píons, $\Lambda \to p\pi^-$, para prótons, e $\phi \to K^+K^-$ para káons.

[7] Para os coeficientes a_i não há dependência com o momento, somente com a célula em questão.

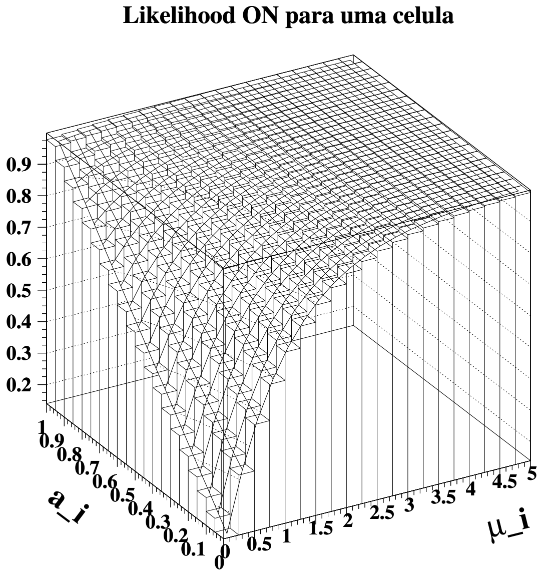


Figura 3.11: Probabilidade *Likelihood* total em função dos parâmetros μ_i e a_i. Note que se $a_i = 1$, a probabilidade da célula ser irradiada é 1 para qualquer μ_i. Note também que, para uma dada hipótese, o número de foto-elétrons esperado e a probabilidade de irradiação acidental ambos iguais a zero, indicam que a hipótese tem probabilidade nula de acontecer.

Como o objetivo é distinguir as partículas dentre as quatro hipóteses possíveis, combinações das probabilidades *Likelihood* são definidas:

$$\Delta W_K \equiv Wobs(\pi) - Wobs(K) \tag{3.12}$$

$$\Delta W_{min} \equiv Wobs(\pi) - Wobs(\text{mais provável}) \tag{3.13}$$

A figura 3.12 mostra a distribuição de ΔW_K para os traços do káon e do píon de um evento simulado de $D^+ \to K^*(890)^0\mu^+\nu$ em duas diferentes faixas de momento. A faixa de momento de $5 < p < 60$ GeV delimita eventos acima do menor limiar para o píon (contador C2) e abaixo do maior limiar para o káon (contador C3). Portanto, fora desta faixa, o sistema Čerenkov da E831 é incapaz de separar káons de píons, fornecendo como resposta um pico em zero. A faixa de momento $8 < p < 16$ GeV delimita eventos acima do menor limiar do píon mas abaixo do menor limiar para o káon. Nesta faixa o sistema é bem efetivo na distinção de káons e píons. A menos dos picos encontrados em $\Delta W_K = 0$, correspondentes às regiões onde não são possíveis discriminar káons de píons, as distribuições obtidas são razoavelmente contínuas a despeito da sua origem discreta, ilustrando bem o efeito do algoritmo CITADL.

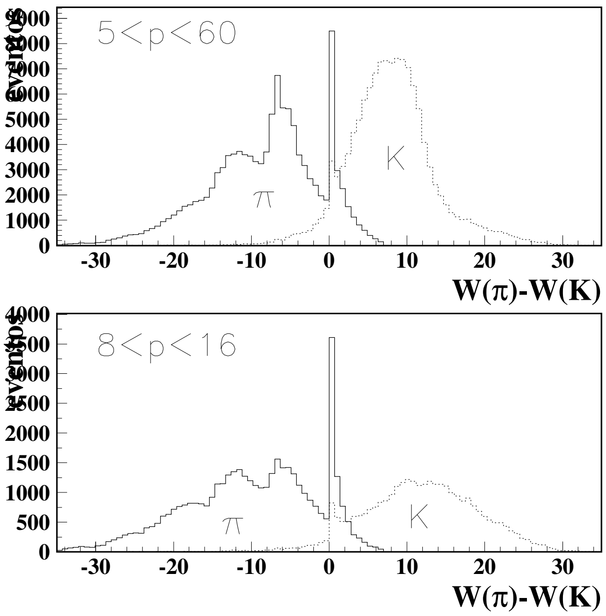


Figura 3.12: Distribuição de ΔW_K para káons e píons em um evento de sinal segundo simulação Monte Carlo para duas faixas de momento.

A figura 3.12 mostra o nível de contaminação de píons submetidos ao corte de $\Delta W_K > 2$, utilizado para selecionar káons, e o nível de contaminação de káons submetidos ao corte $\Delta W_K < -2$, utilizado para selecionar píons, para algumas faixas de momento, através da simulação Monte Carlo de uma amostra de $D^+ \to K^*(890)^0\mu^+\nu$. Observamos que 3,9 % dos píons satisfazem o critério de káon e 3,1 % dos káons satisfazem o critério de píon. A eficiência obtida para píons é de 67 % e para káons, de 82 %.

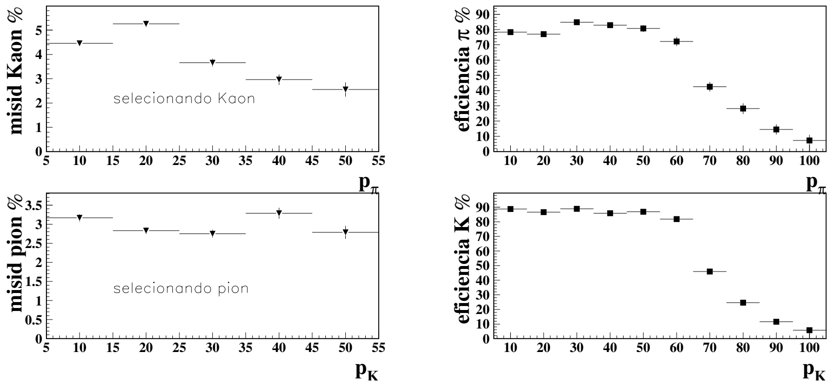


Figura 3.13: À esquerda, níveis de contaminação de píons (acima) e káons (abaixo), e à direita, eficiência de píons (acima) e káons (abaixo), com respeito ao momento, segundo Monte Carlo.

3.13 Reconstrução de múons

Grande parte dos múons são identificados nos hodoscópios cintiladores IMu [50, 51]. Primeiramente, o traço é extrapolado para o MH, onde é iniciado uma procura por *hits* dentro da região ao redor do traço. Esta região consiste em uma tolerância de 3 desvios padrões para o efeito do espalhamento coulombiano da partícula com os átomos dos vários materiais que atravessa antes de chegar ao sistema de múons. É requerido que o candidato tenha atravessado pelo menos quatro dos seis cintiladores que compõe o sistema MH. O χ^2 da configuração de *hits* encontrada, convoluído com a gaussiana decorrente do espalhamento coulombiano e com uma distribuição linear decorrente da granularidade das câmaras, é calculado. Em seguida, o nível de confiança é obtido a partir de uma linearização da distribuição de χ^2.

Os múons com momento menor que 10 GeV são observados nas câmaras resistivas OMu, onde foram relaxados alguns dos requerimentos de modo a aumentar a baixa eficiência. A metodologia de reconstrução dos traços, a menos do efeito complicador da presença do M2 [52], é similar a utilizada no IMu. Os dois sistemas fornecem níveis de confiança para múons como parâmetros de saída, os quais são definidos como zero no caso de possuírem um número muito reduzido de *hits*.

Temos, então, completada a descrição do aparato experimental da experiência E831, no qual foi discutido o feixe de fótons, o alvo, o sistema de *tracking* para a reconstrução dos traços carregados e medida dos respectivos momentos, o contador Čerenkov para a identificação de partículas, o calorímetro e, como última parte do detector, a câmara de múons. Em seguida, foi discutido o sistema de *trigger* o qual implementa uma diminuição na amostra simultaneamente à tomada de dados, o sistema de aquisição de dados, tendo como objetivo a obtenção de um grande número de eventos em formato *RAW* (definidos apenas por sinais elétrônicos relativo às várias partes da experiência). Esta informação é, então, processada de modo a reobter os objetos físicos de interesse, etapa esta denominada de Reconstrução. Os principais procedimentos de reconstrução foram descritos: reconstrução das trajetórias, da medida dos respectivos momentos, assim como implementação do algoritmo de identificação destes traços.

No próximo capítulo, apresentaremos uma breve discussão de como estes processos são simulados, etapa fundamental de uma experiência. Em seguida, começaremos com a descrição da análise dos dados propriamente dita.

Capítulo 4

Simulação Monte Carlo

O programa de Monte Carlo tem como objetivo simular todas as etapas da experiência, desde a interação do feixe com o alvo, até a digitalização dos eventos. No fim do processo de simulação, os eventos de Monte Carlo obtidos apresentam o mesmo formato que os dados *RAW*, podendo ser reconstruídos, filtrados e armazenados na forma de *ntuplas* [1].

O processo de simulação consiste basicamente em quatro etapas:

1. Fotoprodução de pares $c\bar{c}$: Geração de eventos via mecanismo da fusão de glúons, QCD em segunda ordem (α^2).

2. Hadronização dos quarks e glúons produzidos: Esta etapa é responsável pela formação de estados ligados (mésons e bárions).

3. Decaimentos: As partículas foram produzidas a partir de um par $c\bar{c}$, de modo que o processo de decaimento contém dois ramos iniciais, o ramo do quark c e o do quark $\bar{c}$. Denominamos de *Monte Carlo $c\bar{c}$* quando estes dois ramos estão livres para decair segundo suas respectivas razões de ramificação, contida no *Particle Data Group* (PDG) [4]. Este tipo de Monte Carlo foi de grande importância para a parametrização do *background*, como será visto na seção

[1] Formato de uma amostra de eventos usualmente utilizado em Física de altas energias.

6.2. Para a simulação de um decaimento específico, é requerido que um dos ramos contenha o decaimento desejado.

4. Simulação da passagem das partículas pelo espectrômetro: Esta é uma etapa específica da experiência E831, na qual deseja-se obter a resposta do detector à passagem das partículas.

Para as duas primeiras etapas foi utilizado o programa Pythia 6.127, acrescido da simulação do espectro de energia do feixe de fótons. Esta simulação é importante pois a seção de choque de $c\bar{c}$ varia grandemente com a energia do feixe. O conjunto das quatro etapas é denominado de Monte Carlo **ROGUE**. Várias informações podem ser obtidas, no entanto, somente com a simulação de um decaimento específico, sem a preocupação com aspectos intrínsicos do detector, nem com o processo pelo qual o respectivo méson charmoso foi produzido. A ausência das etapas (1), (2) e (4) diminui enormemente o tempo de processamento de modo que este tipo de simulação foi denominado de **Fast-MC**. Esta ferramenta é utilizada em várias etapas desta análise, onde o objetivo é exclusivamente o estudo do processo físico de um decaimento específico.

4.1 Simulação dos Decaimentos no ROGUE

O ROGUE é responsável pela simulação do detector à passagem das partículas. Esta seção tem como objetivo a discussão dos aspectos relacionados somente à geração de uma cadeia de decaimentos (etapa 3), desde a existência do méson charmoso até a obtenção de partículas estáveis com uma dada configuração de momento. Especificamente, descreve a correção implementada por mim na forma de gerar decaimentos envolvendo ressonâncias.

A escolha de uma determinada cadeia de processos é fruto de um sorteio baseado numa lista de decaimentos e suas respectivas probabilidades, obtida a partir de medições anteriores [4]. A distribuição de momento das partículas do estado final de cada decaimento escolhido é determinada a partir do espaço de fase disponível e pela densidade de probabilidade $\mathcal{M}^2$, representando a dinâmica do processo. O procedimento consiste em três etapas: geração de um ponto dentro do espaço de fase, cálculo da densidade de probabilidade neste ponto e comparação com um número aleatório. O evento é utilizado caso o valor calculado para a densidade de probabilidade exceda o valor do número aleatório. Este método de simulação da dinâmica é denominado de *looping rejection*.

A presença de uma ressonância em um determinado processo deve ser incluída em $\mathcal{M}^2$ pois não constitui uma partícula observável. Entretanto, de modo a evitar o aumento no tempo de processamento causado pelo método de geração descrito acima [2], as ressonâncias foram simuladas sorteando-se os valores das suas respectivas massas de acordo com uma distribuição Breit-Wigner não-relativística, expressa em 2.40. Este procedimento aproximado apresenta implicações importantes na descrição de decaimentos envolvendo ressonâncias que só foram detectadas por ocasião do estudo minucioso das funções de ajuste nesta análise. Estas implicações são tanto maiores quanto mais larga for a ressonância e quanto menos favorecida for a região do espaço de fase em que se encontra.

Para ilustrar a imprecisão deste método, vamos considerar o caso extremo de um decaimento $D^+ \to R(K^-\pi^+)\mu^+\nu$, onde, em vez de gerar massas de acordo com uma distribuição Breit-Wigner, o programa gera uma distribuição uniforme (função constante), entre 0,65 e 1,35 GeV. Por simplicidade, vamos considerar $\mathcal{M}^2 = 1$. Logo, se trata de um decaimento da partícula D^+ no estado final composto das partículas $K^-\pi^+\mu^+\nu$, na qual, entre 0,65 e 1,35 GeV, nenhuma região do espaço de fase é previlegiada. Na região de massa em questão, o decaimento é indiferente a existência da ressonância. Neste caso, é esperado que a distribuição de massa no sistema $K\pi$ tenha a forma do espaço de fase. Pelo procedimento aproximado

[2]Note que em regiões do espaço de fase onde $\mathcal{M}^2$ varia grandemente, nas regiões onde $\mathcal{M}^2$ é pequeno, o evento dificilmente é salvo. Neste caso, o processo de simulação escolhe outro ponto do espaço de fase, determinando um atraso na simulação do evento.

utilizado pela FOCUS, no entanto, esta distribuição tem uma forma constante. A figura 4.1 mostra que recuperamos a distribuição gerada para m_R e nenhum efeito do espaço de fase de $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$ é observado. Isto é devido ao fato de nenhum procedimento de *looping rejection* ter sido implementado, desta forma, a dinâmica não foi convoluída com o espaço de fase.

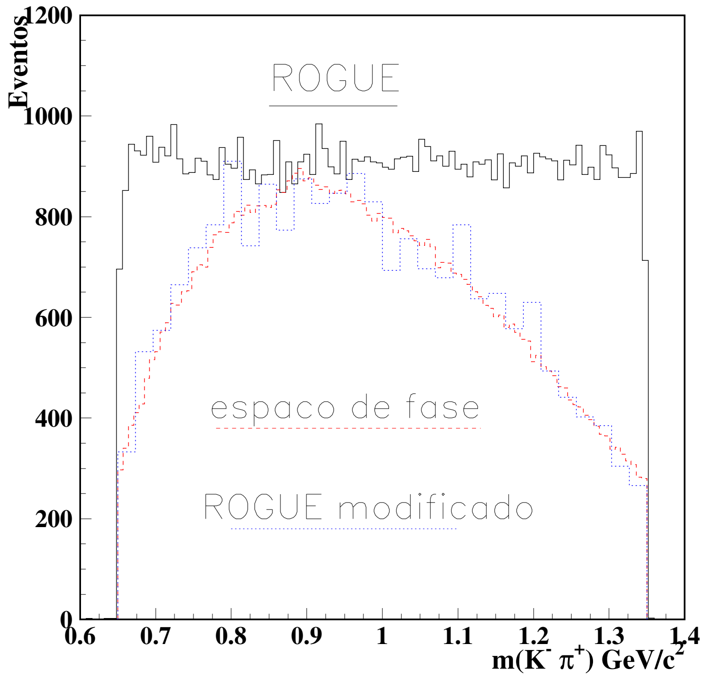


Figura 4.1: Distribuição de $m_{K\pi}$ de uma amostra de Monte Carlo ROGUE do decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$ com estado intermediário $R \to K^-\pi^+$ de largura infinita. Nenhum efeito do espaço de fase é observado no espectro de $m_{K\pi}$. Esta distribuição é comparada com a distribuição do espaço de fase e com a simulação do mesmo processo através do ROGUE modificado.

O efeito desta aproximação na ressonância $K^*(890)^0$ é pequeno uma vez que possui largura relativamente fina e popula a região central do espaço de fase. No entanto, para esta análise, cujo resultado apresenta grande sensibilidade à função de ajuste utilizada, houve a necessidade de se incorporar ao ROGUE o método de *looping rejection* para a simulação de ressonâncias. Além de $K^*(890)^0$, este procedimento foi também implementado para outros três casos; ressonâncias escalares e vetoriais que decaem em dois corpos, e ressonâncias escalares que decaem em três corpos. A figura 4.1 mostra o resultado desta modificação para o exemplo acima.

4.2 Simulação da distribuição angular do decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$

Utilizando simulação Fast-MC, podemos ter acesso a distribuição angular dos dados de $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$ através da solução encontrada pela experiência FOCUS na medida dos fatores de forma do processo $D^+ \to K^*(890)^0\mu^+\nu$ [1, 2]. Foram encontradas discrepâncias entre a amostra de dados e sua descrição em termos da função de decaimento $D^+ \to K^*(890)^0\mu^+\nu$, as quais podem ser resolvidas pela adição de uma fase constante, $a_{focus}\ \exp(i\delta_{focus})$ onde $a_{focus} = 0.33 \pm 0,022 \pm 0,015\ GeV^{-1}$ e $\delta_{focus} = 0,68 \pm 0,070,05$ rad $\sim 40^0$, à componente longitudinal do elemento de matriz do decaimento $D^+ \to K^*(890)^0\mu^+\nu$. A equação 4.1 reescreve o elemento de matriz de $D^+ \to K^*(890)^0\mu^+\nu$ acrescentando este novo termo à componente H_0, como é requerido para o ajuste dos dados.

$$\begin{aligned}\mathcal{M}_{dados} = \sqrt{q^2}\,\big[&(1+\cos\theta_l)\sin\theta_v e^{i\chi}\mathcal{A}_{K^*}\alpha_{K^*}H_+(q^2) \\ &-(1-\cos\theta_l)\sin\theta_v e^{-i\chi}\mathcal{A}_{K^*}\alpha_{K^*}H_-(q^2) \\ &-2\sin\theta_l\left(\cos\theta_v\mathcal{A}_{K^*}\alpha_{K^*} + a_{focus}\ \exp(i\delta_{focus})\right)H_0(q^2)\big] \end{aligned} \quad (4.1)$$

Seu principal efeito na largura de decaimento, $\Gamma \propto |\mathcal{M}_{dados}|^2$, é a criação de um termo linear em $\cos\theta_v$, dado por $\mathrm{Re}(\exp(-i\delta_{focus})\mathcal{A}_{K^*}\alpha_{K^*})$, portanto, proporcional ao padrão de interferência. A figura 4.2 mostra o espectro de massa pesado pela variável $\cos\theta_v$, explicitando o padrão de interferência. Podemos notar que a discrepância fica mais pronunciada para $m_{K\pi} < 0,9$ GeV. A figura 4.3 mostra as distribuições das variáveis cinemáticas q^2, $\cos\theta_V$, $\cos\theta_l$ e χ, para $m_{K\pi} > 0.9$ GeV e $m_{K\pi} < 0.9$ GeV.

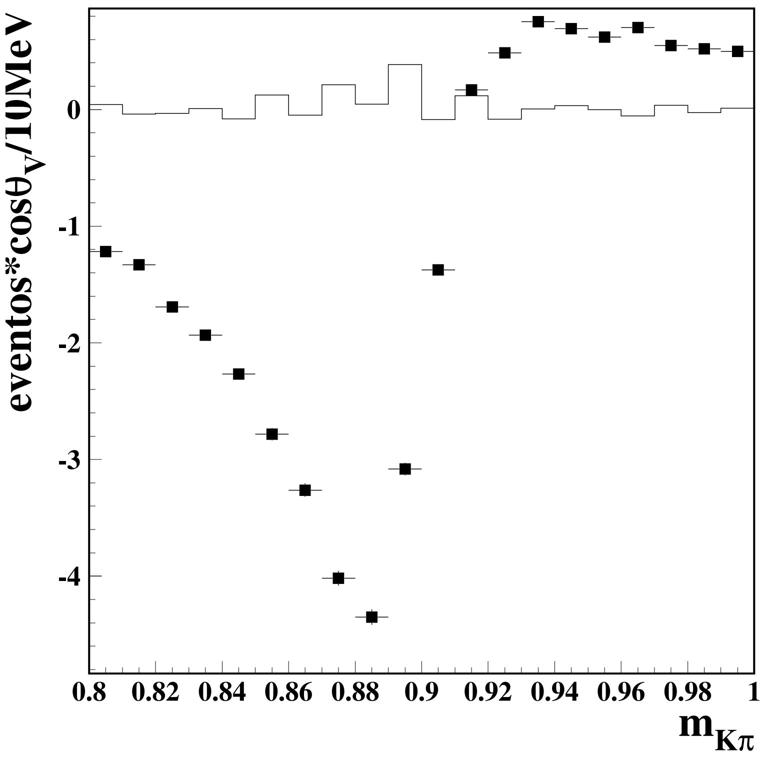


Figura 4.2: Distribuições de $m_{K\pi}$ pesada pela variável $\cos\theta_v$ de amostras Fast-MC da solução encontrada para os dados (pontos com barra de erro) e da distribuição para $K^*(890)^0$ (linha contínua).

A nova fase, incorporada ao termo longitudinal do elemento de matriz de $K^*(890)^0$ no decaimento semileptônico, H_0, definido em 2.34, consiste em uma parametrização efetiva requerida para o ajuste dos dados. Para a interpretação desta fase como um novo estado escalar, a mesma deve ser incorporada ao elemento de matriz escalar, H_0^S, definido em 2.32. Esta modificação é mostrada na equação 4.2 e consiste na amplitude de $D^+ \to K^*(890)^0\mu^+\nu$ somada coerentemente ao processo não-ressonante segundo um fase constante, derivada no capítulo 2. Apesar das diferenças entre as funções H_0 e H_0^S, ambas apresentam distribuições angulares muito semelhantes.

Este fato será confirmado em análise dos resultados, capítulo 8 desta tese.

$$\begin{aligned}\mathcal{M}_{D\to K\pi\mu\nu} = \sqrt{q^2}\mathcal{A}_{K^*(890)^0}\alpha_{K^*(890)^0}\ &\big[(1+\cos\theta_l)\sin\theta_v e^{i\chi}H_+(q^2)\\ &-(1-\cos\theta_l)\sin\theta_v e^{-i\chi}H_-(q^2)\\ &-2\sin\theta_l\cos\theta_v H_0(q^2)\big]\\ &+2\sqrt{q^2}\ a_{focus}\ \exp(i\delta_{focus})\sin\theta_l H_0^S(q^2) \qquad (4.2)\end{aligned}$$

Um dos objetivos desta análise é obter o ajuste do espectro de massa, observando um leque amplo de contribuições. A equação 4.2, acima, consiste em um caso especial do elemento de matriz total da equação 4.3, derivada no capítulo 2.

$$\begin{aligned}\mathcal{M}_{D\to K\pi\mu\nu} = \sqrt{q^2}\left(\sum_i^{vetor}\mathcal{A}_i\alpha_i\right) &\big[(1+\cos\theta_l)\sin\theta_v e^{i\chi}H_+(q^2)\\ &-(1-\cos\theta_l)\sin\theta_v e^{-i\chi}H_-(q^2)\\ &-2\sin\theta_l\cos\theta_v H_0(q^2)\big]\\ &+2\sqrt{q^2}\left(\sum_i^{escalar}\mathcal{A}_i\alpha_i\right)\sin\theta_l H_0^S(q^2) \qquad (4.3)\end{aligned}$$

No entanto, quaisquer soluções obtidas a partir da equação 4.3 devem ser compatíveis com a expressão 4.1, representando a distribuição angular dos dados. Este confronto será realizado em conjunto com o ajuste dos dados no espectro de massa, em análise dos resultados realizada no capítulo 8.

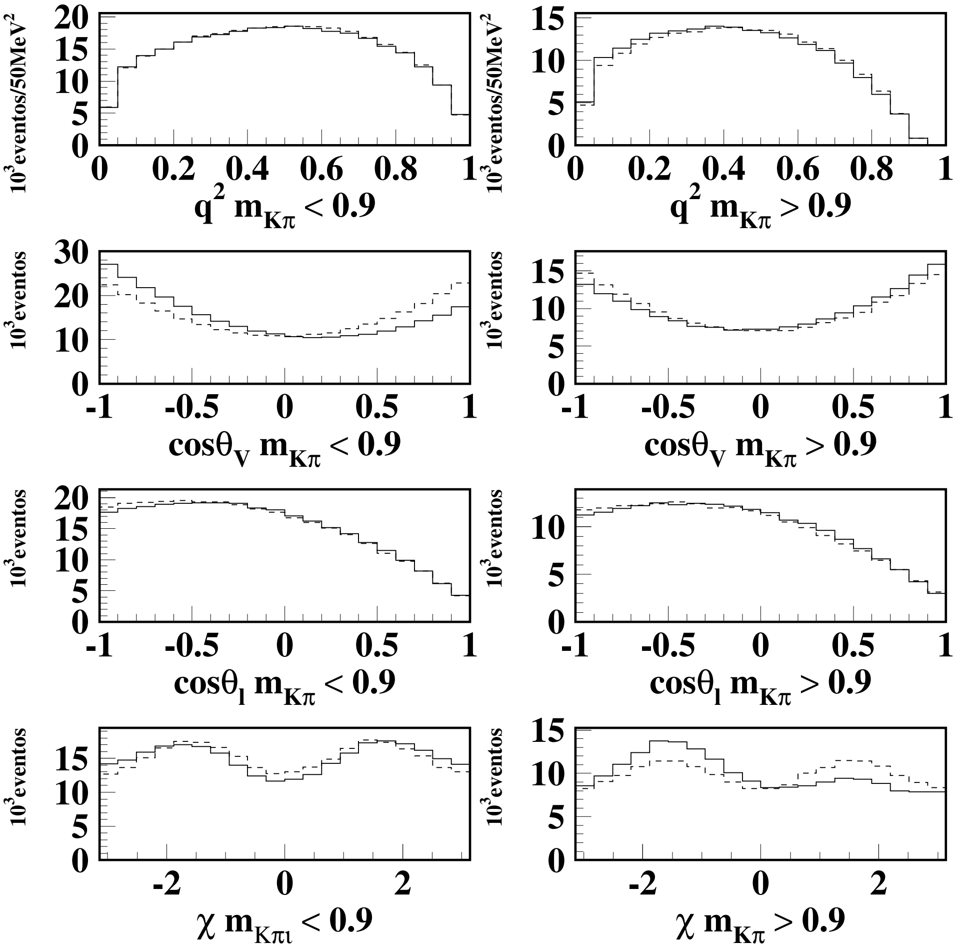


Figura 4.3: Comparação entre as distribuições das variáveis internas do decaimento $D^+ \to K^*(890)^0\mu^+\nu$ e da solução da equação 4.1, obtida em [1, 2], através de simulação Fast-MC. As linhas sólidas consistem na solução obtida, simulando o comportamento dos dados, e a linha pontilhada consistem nas distribuições angulares esperadas para o decaimento $D^+ \to K^*(890)^0\mu^+\nu$.

Capítulo 5

Seleção de Eventos

A FOCUS armazenou aproximadamente 6,5 bilhões de eventos em 6000 fitas magnéticas de 8 mm, com 4,5 Gb cada. De modo a tornar esta amostra de dados manipulável, ela foi sujeita a dois estágios de redução, ou *skims*. A redução da amostra é implementada através de cortes em variáveis previamente definidas de modo a selecionar eventos com determinadas características.

Antes de iniciar o processo de redução, foi necessário submeter a amostra de dados, inicialmente em formato *RAW* [1], a todos os algoritmos de reconstrução do espectrômetro, alguns deles já brevemente descritos. Esta etapa foi denominada de *Pass1*. Foi implementada em um sistema computacional do Fermilab que consistiu em 90 processadores divididos em 10 sistemas trabalhando de forma paralela.

A segunda etapa, denominada *Skim1*, além de submeter a amostra total de dados à primeira seleção de eventos, também a dividiu em seis grandes classes de decaimentos, denominados de *superstreams*. Cada *superstream* consiste em um grupo de programas de seleção, correspondendo as *skims* propriamente ditas, rodando em paralelo com uma única saída de eventos, ou *stream*. As *skims* presentes em cada *superstream* são separadas na etapa seguinte, denominada *Skim2*.

A Universidade de Colorado e Vanderbilt começaram a processar a *Skim1* em

[1] formato cru, quando toda a informação consiste apenas dos outputs dos vários detectores

Outubro de 1998 e terminaram em 1999. A tabela 5.1 mostra as várias classes em que os dados foram divididos, o número final de fitas e a instituição responsável.

	nome	n^0 de fitas	instituição /Skim2
SS1	Semileptonic	330	U. de Porto Rico
SS2	Global Vertex e Kshort	552	U. of Illinois
SS3	Neutral and ϕ	360	**CBPF**
SS4	Baryons	426	Fermilab
SS5	Leptonic, Out of Target	480	U. of California
SS6	SEZDEE	294	U. of California

Tabela 5.1: Descrição das *superstreams*.

- SS1: Estão incluídos nesta *superstream* decaimentos semimuônicos, semieletrônicos, com dois múons, dois elétrons, $p\bar{p}$ e alguns decaimentos hadrônicos para normalização.

- SS2: Incluídos eventos com vértices bem definidos. Também inclui eventos com K_s, detectados através de cortes na massa invariante de dois candidatos a píons com carga oposta.

- SS3: Inclui eventos com grande energia transversa, $D^0 \to \gamma\gamma$, processos de conversão de pares para calibração do calorímetro, decaimentos envolvendo a ressonância ϕ, além dos chamados *golden modes*.

- SS4: Inclui eventos com bárions, além de alguns processos para a calibração de elementos do *trigger*.

- SS5: Inclui os decaimentos leptônicos como os de D^+ e D_s^+ em $\mu^+\nu$ e $e^+\nu$, além de eventos cujo vértice secundário se encontra fora da região do alvo.

- SS6: Inclui decaimentos hadrônicos de vários tipos, tanto mesônicos como bariônicos, desde *golden modes* até decaimentos raros.

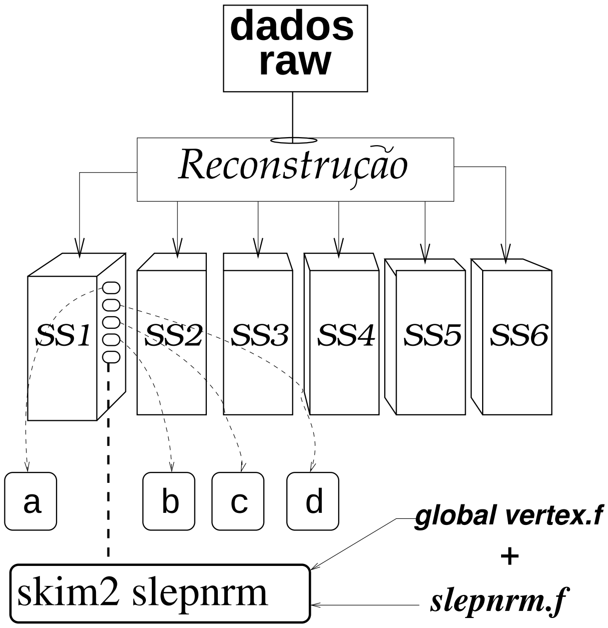


Figura 5.1: Esquema de blocos das *skims*.

Os dados utilizados nesta análise são provenientes da *skim* SLEPNRM, contida na *superstream* 1. Esta *skim* foi construída a partir de dois programas, Global Vertex e a homônima SLEPNRM. O primeiro, basicamente, é responsável pela reconstrução de vértices e requer também uma distância mínima entre o vértice mais afastado e o vértice mais próximo do feixe. O segundo, utiliza cortes mais fortes e será descrito na seção 5.2. A figura 5.1 mostra, de forma esquemática, a organização do processo de seleção de eventos.

5.1 Variáveis relevantes

O conjunto de cortes pode ser dividido em três categorias: cortes de vértice, de identificação e cinemáticos, estes últimos baseados em variáveis de momento e massa invariante. Basicamente, a seleção dos eventos deve aproveitar as características do decaimento de interesse. São elas:

1. Determinação do vértice secundário com três corpos carregados.

2. Separação entre o vértice primário e o secundário, aproveitando o maior tempo de vida do D^+ em relação aos mésons D_s^+ e D^0.

3. Distinção entre káons e píons.

4. Determinação de múons, garantindo a eliminação de boa parte dos eventos hadrônicos.

5. Cortes nos momentos com o intuito de garantir a eficiência do Čerenkov para a identificação dos káons e píons, e do hodoscópio cintilador para o múons.

De forma a facilitar a notação, vamos definir algumas variáveis que serão utilizadas no decorrer desta tese.

Variáveis de Vértice

- **lsigma**: distância entre o vértice primário e o secundário, ΔL, dividida pela soma em quadratura dos respectivos erros, σ_p e σ_s. Esta variável é ilustrada na figura 5.2.

- **oot**: distância entre o vértice secundário e a folha de alvo dividida pelo erro.

- **oom**: distância entre o vértice secundário e qualquer material (alvo ou TSSD), dividida pelo erro.

- **iso2**: nível de confiança do vértice secundário quando se acrescenta um traço extra. Este traço não deve pertencer ao vértice primário (figura 5.2).

- **iso2t**: nível de confiança do vértice secundário quando se acrescenta um traço extra qualquer (figura 5.2), incluindo os traços pertencentes ao vértice primário.

- **clsec**: nível de confiança na formação de um vértice de três traços carregados com carga total ± 1.

- **clsec2** : nível de confiança na formação de um vértice de dois traços carregados.

Variáveis de Identificação

- **clmu**: nível de confiança na identificação de um traço como um múon segundo o IMu.
- **omu**: nível de confiança na identificação de um traço como um múon segundo o OMu.
- **misspl**: número de planos sem *hits* na câmara de múons.
- **dwk**: probabilidade *log-likelihood* na identificação de um traço como píon menos a probabilidade *log-likelihood* em identificá-lo como um káon, segundo o Čerenkov (equação 3.12).
- **dwpi**: probabilidade *log-likelihood* na identificação de um traço como píon menos a melhor probabilidade dentre os hipóteses restantes (equação 3.13).

Outras Variáveis

- **trkfit**: nível de confiança do ajuste do traço no PWC. Esta variável é especialmente interessante para diminuir a contaminação de píons que decaem em múons durante sua passagem pelo sistema de *tracking*. A pequena mudança de trajetória causada pelo decaimento $\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu$ tende a fornecer piores níveis de confiança ao ajuste.
- **no – double – link**: São descartados eventos cujos traços reconstruídos no SSD não são univocamente conectados a traços reconstruídos no PWC.

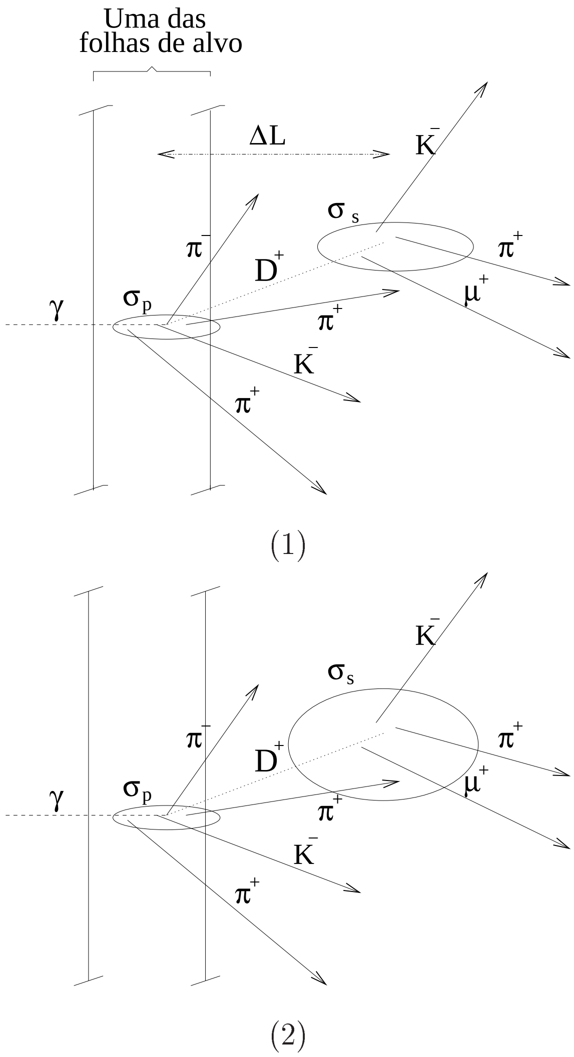


Figura 5.2: Em (1), é mostrado um exemplo de uma possível configuração de traços de um evento de $D^+ \to K^*(890)^0\mu^+\nu$ com um determinado ΔL. A figura (2) ilustra a ação do corte **iso2t** no qual foi adicionado, ao vértice secundário, um traço extra, referente a um píon proveniente do vértice primário. No caso do nível de confiança deste novo vértice secundário ser acima de um determinado valor, o evento é descartado. A idéia deste corte é selecionar eventos com vértices secundários bem isolados, constituindo, desta forma, como opções exclusivas de "bons" vértices.

5.2 *Skim* SLEPNRM

O programa de seleção SLEPNRM (SemiLEPtonic NoRMalizing skim) foi desenhado para selecionar decaimentos semileptônicos juntamente com alguns decaimentos hadrônicos, como $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$, utilizados como canais de normalização. Para esta análise, o decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ será utilizado para a obtenção do fator de escala do *background* com relação aos dados, como será visto na seção 6.2. Os critérios de seleção são mostrados na tabela 5.2. A figura 5.3 mostra a distribuição de, aproximadamente 0,6 % do total da amostra de dados, no espectro de $m_{K\pi}$, sujeitos apenas aos cortes desta *skim*.

Modo semimuônico	
clmu ou **omu** > 0.1 %	
clsec2 > 0.1 % (múon + traço carregado)	
Modo $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$	
dwpi < 7	p/ π
dwk > 1	p/ K
clsec > 0.1 %	
$1.7 < m_{K\pi\pi} < 2.1$	
iso2t < 1 % ou **oot** > 3	

Tabela 5.2: Cortes da *skim* SLEPNRM para selecionar modos de decaimento semimuônicos e $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$.

Outros modos de decaimento também estão incluídos nesta *skim* como os modos semieletrônicos e os modos hadrônicos $D^+ \to K^+K^-\pi^+$ e $D^0 \to K^-\pi^+$. No total, 59 fitas DST (*data summary tapes*) foram necessárias para armazenar os eventos de dados após esta seleção.

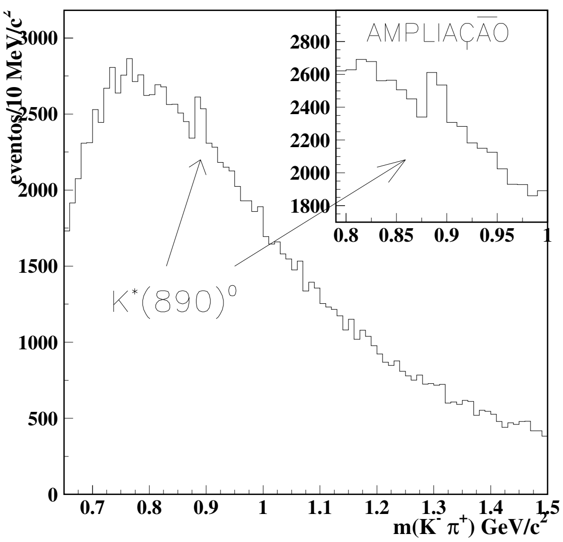


Figura 5.3: Distribuição de eventos de menos de 1 % da amostra de dados sujeitos aos cortes da tabela 5.2 referente a *skim* SLEPNRM.

5.3 *Skim* Semileptônica do LAFEX

No momento da realização da *Skim1*, onde a seleção de eventos da SLEPNRM foi primeiramente utilizada, muitas variáveis de vértice e distribuições de momento estavam ainda sendo estudadas, de modo que apenas cortes fracos puderam ser aplicados. Após um maior conhecimento dos aspectos experimentais, bem como da dinâmica dos canais envolvidos, foi possível implementar uma redução baseada num conjunto de cortes mais fortes, visando a preservação dos mesmos modos de decaimento. Esta *skim* foi realizada no LAFEX no ano de 2001. Baseada num conjunto de cortes de vértice com três traços e de identificação (tabela 5.3), esta *skim* reduziu a amostra SLEPNRM por um fator 1000. O conjunto de cortes foi escolhido tendo em vista uma grande rejeição ao *background* sem grande perda de eficiência para os eventos de Sinal.

cortes		eficiência MC	
		$D^+ \to K^*(890)^0\mu^+\nu$	$c\bar{c}$
clsec > 2 %		91 %	74 %
oot > 0		62 %	25 %
lsigma > 8		51 %	5 %
iso2 < 1 %		80 %	59 %
no − double − link		89 %	73 %
clmu > 1 %	p/ μ	76 %	62 %
dwk > 1	p/ K	87 %	29 %
dwk < 0	p/ π	74 %	47 %

Tabela 5.3: Cortes da *skim* do LAFEX. A tabela mostra também as eficiências, utilizando Monte Carlo, de cada corte para o canal $D^+ \to K^*(890)^0\mu^+\nu$ e para eventos $c\bar{c}$ com relação ao conjunto de cortes da *Skim2*.

5.4 Seleção de eventos final

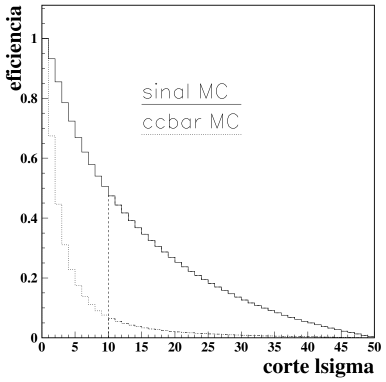
O critério geralmente escolhido para a escolha de um conjunto de cortes é a maximização da significância estatística pois fornece uma medida com o menor erro estatístico. Todavia, quando trabalha-se com alta estatística, dependendo da medida em questão, o erro sistemático pode ter um impacto muito grande no erro total. No nosso caso, trata-se de um decaimento favorecido por Cabbibo dominado pela ressonância $K^*(890)^0$ e com indicações de outras estruturas com distribuições de massa semelhantes às encontradas no *background*. Desta forma, torna-se imprescindível a diminuição da quantidade de *background*.

Utilizando o Monte Carlo, vamos fazer um estudo comparativo entre as eficiências do Sinal e do *background* charmoso. Este último consiste no tipo de *background* mais importante presente na amostra de dados $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$ como será discutido na seção 6.2. As figuras 5.4 e 5.5 mostram a variação da eficiência com relação aos cortes de vértice e de identificação.

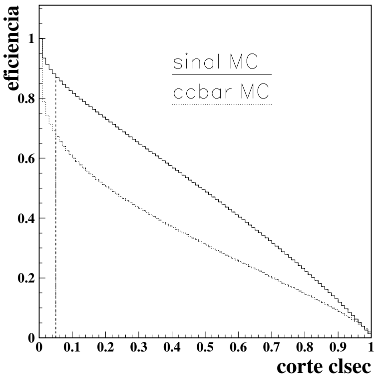
5.4.1 Removendo as principais reflexões

Reflexão é o termo normalmente utilizado para designar decaimentos charmosos indesejáveis que populam o espectro de massa utilizado para a realização da medida. Os decaimentos $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$e $D^{+*} \to D^0\pi^+$ com D^0 decaindo em $K^-\mu^+\nu$ ou $K^{*-}\mu^+\nu$, particularmente, são canais de grande estatística e constituem fontes de *background* com características tais que requerem uma atenção especial. A princípio, o procedimento desenvolvido para a estimativa do *background*, baseado em simulação Monte Carlo (seção 6.2), seria capaz de parametrizar estas reflexões. Entretanto, nestes dois casos, este procedimento poderia incorporar efeitos sistemáticos indesejáveis na medida, ao aumentar a dependência com o Monte Carlo. É preferível a utilização de cortes para a remoção destas reflexões, desde que as eventuais distorções do espaço de fase sejam adequadamente corrigidas.

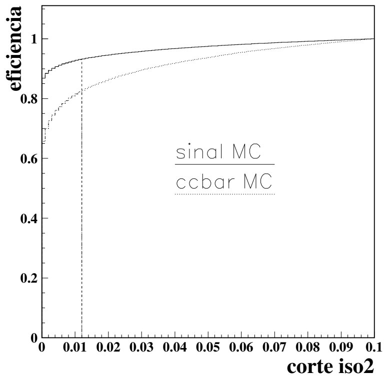
O decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$, assim como o Sinal, consiste em um decaimento do méson D^+ formando um vértice de três traços carregados. A utilização de altos níveis de confiança na identificação de múons diminuem substancialmente este tipo de contaminação. Entretanto, o decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ conta com dois píons no estado final, podendo simular com precisão a topologia $K^-\pi^+\mu^+\nu$ caso um de seus píons decaia em um múon e um neutrino antes de atingir a câmara de múons, localizada aproximadamente a 20 metros do alvo. Variáveis de massa são calculadas a partir da medida dos momentos, os quais, por sua vez, é realizada ainda na região do sistema de *tracking*. Nesta região, o píon tem baixa probabilidade de ter decaído, diferentemente de uma medida na câmara de múons, última etapa do espectrômetro. Acredita-se que boa parte dos píons que sobrevivem aos cortes de múons, mostrados no estudo do desempenho do detector de múons (figura 5.7), sejam múons reais, fruto deste tipo de processo. Como todas as partículas do estado final de $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ estão presentes no vértice secundário, a distribuição da massa invariante $m_{K\pi\pi}$ desta



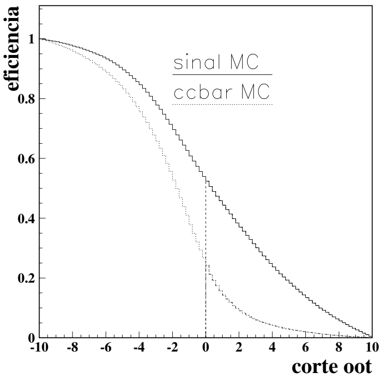
(a)



(b)



(d)



(e)

Figura 5.4: Variação da eficiência em função dos cortes de vértice (a) **lsigma**, (b) **clsec**, (c) **iso2** e (d) **oot** para eventos de $D^+ \to K^*(890)^0\mu^+\nu$ e $c\bar{c}$ segundo o Monte Carlo. A região destacada consiste nos cortes finais utilizados para a seleção do modo $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$.

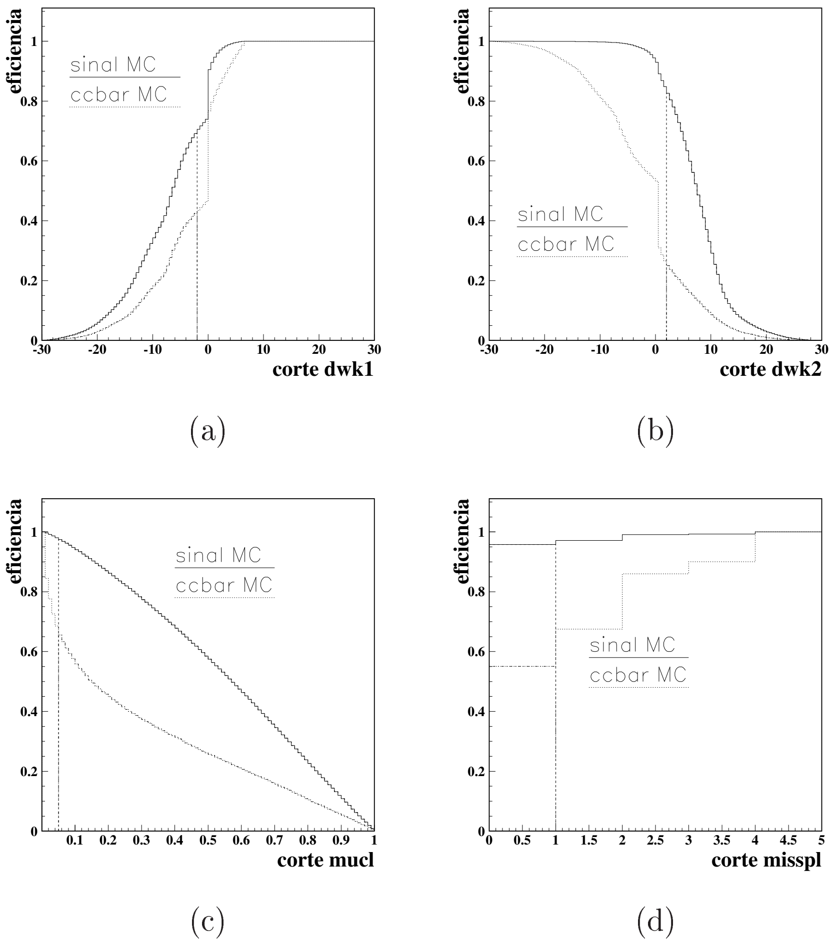


Figura 5.5: Variação da eficiência em função dos cortes de identificação (a) **dwk**(π) , (b) **dwk**(**K**), (c) **clmu** e (d) **misspl** para eventos de $D^+ \to K^*(890)^0\mu^+\nu$ e $c\bar{c}$ segundo o Monte Carlo.

reflexão se concentra no valor da massa do méson D^+, 1.87 GeV, como pode ser visto na figura 5.6 (C). Nesta análise, foi utilizado o corte de massa abaixo para a eliminação desta reflexão.

$$m_{K\pi\pi} < 1,8 \text{ GeV}$$

Nos decaimentos $D^{+*} \to D^0(K^-\mu^+\nu)\pi^+$ e $D^{+*} \to D^0(K^{*-}(890)\mu^+\nu)\pi^+$, devido ao pequeno espaço de fase disponível, o píon é emitido com baixo momento, portanto, é praticamente colinear à trajetória seguida pelo D^0 no referencial do laboratório. Isto faz com que estes eventos estejam concentrados na região de baixa massa no espectro $m_{K\pi}$, além de haver boa probabilidade de formação de um bom vértice de três traços. Apesar de cortes em **lsigma** e **iso2t** serem razoavelmente eficientes na eliminação desta reflexão, o baixo momento do píon aliado à grande incerteza na razão de ramificação de $D^{+*} \to D^0(K^{*-}(890)\mu^+\nu)\pi^+$, incorporaria grandes efeitos sistemáticos à estimativa dos eventos remanescentes. A existência de um píon no limiar cinemático é explorada para a eliminação deste tipo de decaimento sem muita distorção do espaço de fase. Isto é realizado através de um corte de massa, denominado de **TAG**, definido como:

$$\textbf{TAG} \equiv m_{K\pi\mu} - m_{K\mu} > 0.2 \text{ GeV}$$

A figura 5.6 mostra as distribuições de $m_{K\pi\pi}$, de **TAG** e o impacto dos cortes propostos no espectro de $m_{K\pi}$. Os cortes em $m_{K\pi\pi}$ e **TAG** preservam, respectivamente, 96 % e 97 % dos eventos de um processo não-ressonante decaindo segundo o espaço de fase, 99,6 % e 99,3 % dos eventos de $D^+ \to K^*(890)^0\mu^+\nu$ e, juntos, eliminam a totalidade de ambas as reflexões.

5.4.2 Desempenho do sistema de múons

A avaliação do sistema de múons pode ser feita através dos critérios de eficiência e misidentificação, ambos sob o ponto de vista quantitativo e da representação pelo

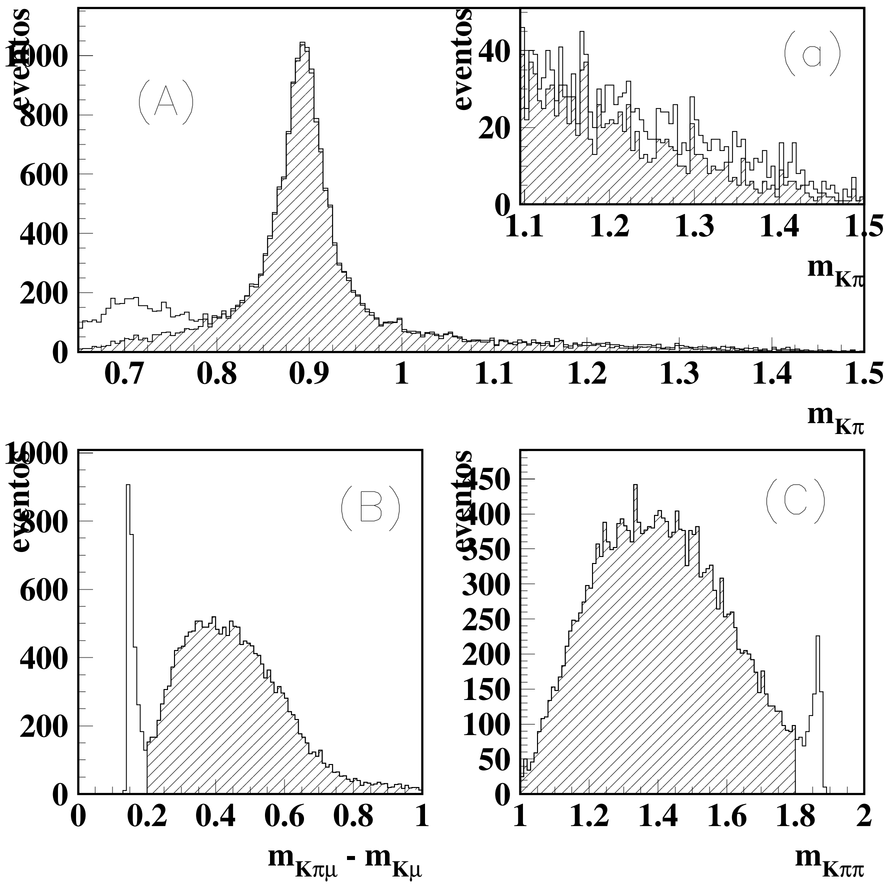


Figura 5.6: Distribuições de dados no espectro (A) $m_{K\pi}$ (B) $m_{K\pi\mu}-m_{K\mu}$ e (C) $m_{K\pi\pi}$. A distribuição hachurada corresponde aos eventos que sobreviveram aos cortes de $m_{K\pi\pi}$ e **TAG**. Em (a) foi feita uma ampliação de (A) para destacar o impacto do corte de $m_{K\pi\pi}$ na região de alta massa. Os picos em 0,2 GeV em (B) e em 1,87 GeV em (C) correspondem às reflexões $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$, $D^{+*} \to D^0(K^-\mu^+\nu)\pi^+$ e $D^{+*} \to D^0(K^{*-}\mu^+\nu)\pi^+$ e são totalmente removidos pelos dois cortes propostos.

Monte Carlo.

Existem duas componentes que determinam a eficiência na identificação de múons: eficiência do detector e do algoritmo. Estudos baseados na existência de *hits* simultâneos nas estações indicam que a eficiência média individual das estações MH1X, MH2Y e MH3V é da ordem de 99 %.

Devido ao baixo momento dos múons detectados pelo OMu, a simulação dos efeitos de espalhamentos múltiplos destas partículas com partes do detector, assim como simulação de ruídos, torna-se mais difícil. Para evitar possíveis fontes de erro sistemático com respeito à representação do Monte Carlo destes múon lentos, somente múons identificados no IMu (momento acima de 10 GeV) foram utilizados.

O estudo dos níveis de misidentificação nos dados e Monte Carlo em função do momento é mostrada na figura 5.7. Em (a), temos a distribuição de eficiência dos píons no decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ sujeitos ao corte de **clmu** correspondente ao utilizado pela *skim* SLEPNRM e em (b), sujeitos ao conjunto de cortes finais. Podemos notar que os níveis de misidentificação são inferiores a 1 %, provavelmente dominados pelo decaimento $\pi^+ \to \mu^+\nu$, e bem representados pelo Monte Carlo [2]. O mesmo estudo é realizado em (c) para o traço do káon. Devido à sua maior massa, encontramos níveis menores de misidentificação. Em (d), temos a distribuição de eficiência do píon do estado final decaimento $D^+ \to K^*(890)^0\mu^+\nu$ sujeito ao corte final. Os níveis de misidentificação aumentam fortemente por ocasião da existência de um múon real proveniente do decaimento $D^+ \to K^*(890)^0\mu^+\nu$. Isto é devido à possibilidade de que projeções de *hits* deixados por múons coincidam com traços de píons no sistema de *tracking*.

A figura 5.8 mostra a distribuição de eventos de Monte Carlo do decaimento $D^+ \to K^*(890)^0\mu^+\nu$ em função da distância entre o múon e a projeção do traço do píon (esquerda) e do káon (direita) no primeiro plano do sistema de múons. A concentração de eventos à pequenas distâncias quando káons e píons têm alto nível

[2] As diferenças entre dados e Monte Carlo são da ordem de 0,1 % e provavelmente são decorrentes de incertezas sistemáticas do método de medida.

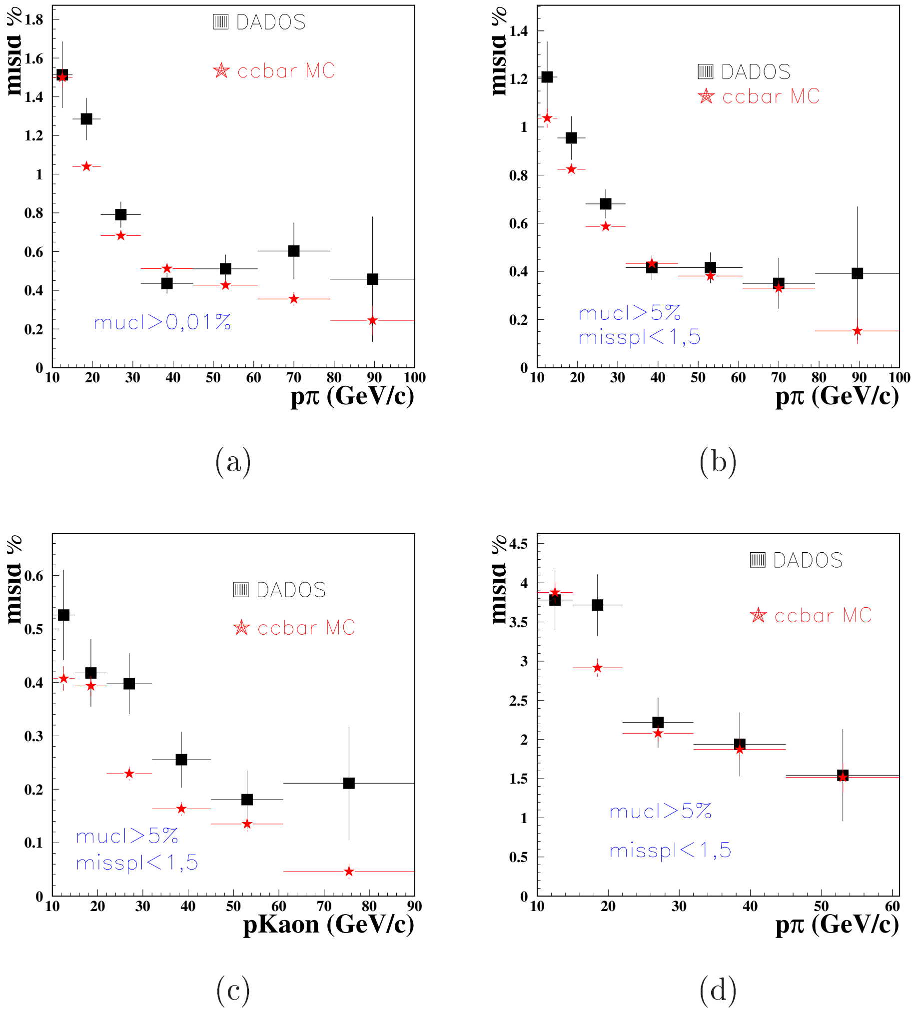


Figura 5.7: Comparação dos níveis de misidentificação entre dados e $c\bar{c}$ Monte Carlo através do decaimento $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ para o traço do píon, em (a,b), e para o káon, em (c), em função do momento. O mesmo estudo é mostrado em (d), utilizando-se o decaimento $D^+ \rightarrow K^*(890)^0\mu^+\nu$ com $K^*(890)^0 \rightarrow K^-\pi^+$. O nível de misidentificação é três vezes maior em (d).

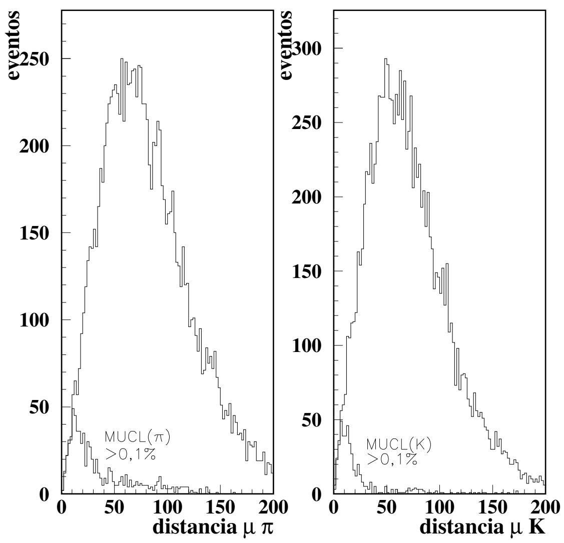


Figura 5.8: Distribuição de eventos de $D^+ \to K^*(890)^0\mu^+\nu$ em função da distância entre o múon e a projeção da trajetória do píon (esquerda) e do káon (direita).

de confiança de múon reforça a hipótese de que hádrons podem estar dividindo o mesmo conjunto de *hits* deixados por múons no MH. Estes eventos foram removidos através do requerimento de que tanto os píons como os káons tenham nível de confiança de múons iguais a zero.

5.4.3 Conjunto de cortes final

A tabela 5.4 mostra o conjunto de cortes escolhido para a obtenção dos resultados propostos, denominado de conjunto de cortes *base*. A eficiência de toda a cadeia de seleção de eventos, desde o sistema de *trigger*, passando pelas *skims*, até o conjunto de cortes finais, segundo o Monte Carlo, é de 0,97 % para o decaimento $D^+ \to K^*(890)^0\mu^+\nu$, enquanto que para eventos $c\bar{c}$, principal fonte de *background*, é aproximadamente 400 vezes menor. A figura 5.9 mostra a distribuição de eventos final no espectro de $m_{K\pi}$ desta tese.

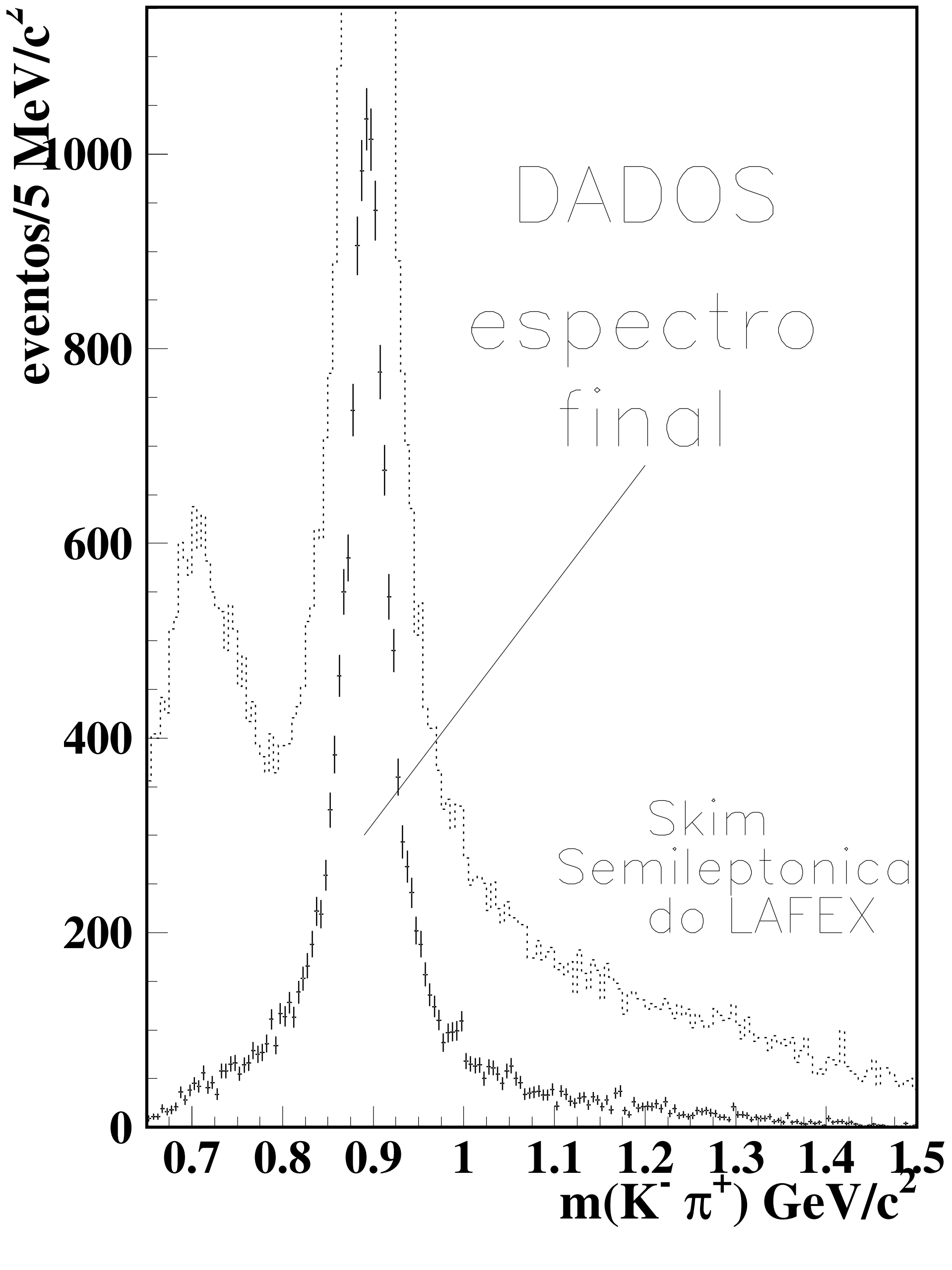


Figura 5.9: Distribuição de eventos de dados de $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$ sujeitos ao conjunto de cortes final e ao conjunto de cortes da *skim* semileptônica do LAFEX.

5.5 Seleção dos eventos para o decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$

Como será discutido na seção 6.2, o decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ é utilizado na estimativa do *background* na amostra de dados, de modo que foi necessário a obtenção de um conjunto de cortes adequado para este canal. Os mesmos cortes de vértice e de identificação do decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$ são utilizados para o canal de normalização $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$. De modo a aumentar a semelhança topológica entre os dois canais com relação a identificação do segundo píon em vez do múon, foi requerido que o traço de uns dos píons tenha passado por todas as câmaras PWC (*5-chamber track*). O conjunto de cortes utilizado como base para o decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ é descrito na tabela 5.5 e a respectiva distribuição de eventos no espectro de $m_{K\pi\pi}$ é mostrada na figura 6.9, localizada no próximo capítulo, em seção destinada ao cálculo do fator de escala do *background*.

$D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$			
cortes de vértice		eficiência MC	
		$D^+ \to K^*(890)^0\mu^+\nu$	$c\bar{c}$
clsec > 5 %		87 %	67 %
oom > 0		61 %	24 %
iso2 < 1 %		80 %	59 %
lsigma > 10		46 %	3,7 %
cortes de identificação			
dwk > 2	p/ K	83 %	25 %
clmu $= 0$	p/ K	97 %	87 %
dwk $<$ -2	p/ π	69 %	43 %
clmu $= 0$	p/ π	95 %	93 %
clmu > 5 %	p/ μ	74 %	48 %
misspl < 1.5	p/ μ	97 %	67 %
cortes cinemáticos			
$P_{\text{hádrons}} > 5$ GeV			
$P_\mu > 10$ GeV			
$m_{K\pi\mu} - m_{K\mu} > 0.2$ GeV (**TAG**)			
$m_{K\pi\pi} < 1.8$ GeV			
$m_{K\pi\mu} < 1.87$ GeV			

Tabela 5.4: Conjunto de cortes finais para $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$. A tabela mostra também a eficiência, utilizando simulação Monte Carlo, para eventos de $D^+ \to K^*(890)^0\mu^+\nu$ e para eventos $c\bar{c}$, excluindo-se o próprio canal $D^+ \to K^*(890)^0\mu^+\nu$.

cortes para $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$	
clsec > 5 %	
oom > 0	
iso2 < 1 %	
lsigma > 10	
dwk > 2	p/ K
dwk $<$ -2	p/ π
clmu $= 0$	p/ π
n^0 planos PWCs > 20	p/ um π
momento > 5 GeV	

Tabela 5.5: Conjunto de cortes para eventos do decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$.

Capítulo 6

Representação do espectro $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$

De posse de uma amostra de dados adequada, podemos iniciar sua análise, abordando a representação do Sinal, estimativa do *background*, ajuste dos dados, obtenção dos resultados e estudo dos erros sistemáticos. Paralelamente à apresentação dos resultados, vamos implementar o confronto dos mesmos com os resultados obtidos através de uma análise da distribuição angular.

6.1 Representação das componentes do Sinal

O objetivo desta seção é descrever os métodos utilizados para a representação das projeções das contribuições $K^*(890)^0$, não-ressonante, $\kappa(800)$, $K_0^*(1430)$ e $K^*(1680)^0$ no espectro de $m_{K\pi}$, incluindo os efeitos experimentais de aceptância e resolução (ambos serão definidos nas seções 6.1.2 e 6.1.4). As projeções destas contribuições, descritas nas expressões 2.62, são representadas como a convolução de três termos; o espaço de fase, o elemento de matriz angular $\hat{M}$ (F_D para o caso de κ, expresso na equação 2.55) e um termo $\mathcal{A}_i\alpha_i$ que corresponde à interação hádron-hádron multiplicada pelo acoplamento $X_i \to K\pi$. O termo $\mathcal{A}_i\alpha_i$ é uma função somente de $m_{K\pi}$, já apresentando, portanto, o formato adequado para o ajuste. Os demais dependem também das váriaveis cinemáticas, $[q^2, \cos\theta_V, \cos\theta_l, \chi]$, as quais denominaremos de **variáveis internas (VI)**. A equação 6.1 evidencia a dependência de cada termo relevante na função de decaimento. As funções f_i são conhecidas e, além de carregar toda a dependência com $m_{K\pi}$, contém os parâmetros que serão medidos.

$$\frac{d\Gamma}{dm_{K\pi}} = \int_{VI} \left[\left| \hat{M}^{vetor}(VI)\ f_{K^*(890)^0}(m_{K\pi}) + \hat{M}^{vetor}(VI)\ f_{K^*(1680)^0}(m_{K\pi}) \right|^2 \right. \\ \left. + \left| \hat{M}^{escalar}(VI)\ f_{NR}(m_{K\pi}) + F_D(VI)\ f_\kappa(m_{K\pi}) + \hat{M}^{escalar}(VI)\ f_{K_0^*(1430)}(m_{K\pi}) \right|^2 \right] d\phi \tag{6.1}$$

O método utilizado para a obtenção da projeção do espaço de fase, do elemento de matriz e de F_D foi baseado na simulação Monte Carlo e consiste na inclusão destes termos na função de ajuste como densidades de probabilidade.

6.1.1 Representação do espaço de fase e elemento de matriz

Primeiramente, de modo a isolar a dependência com $m_{K\pi}$, vamos reescrever a expressão do espaço de fase (equação 2.13) como:

$$d\phi_3\ d\phi_2 \equiv dm_{K\pi}\ d\phi \tag{6.2}$$

Seguindo esta notação, a projeção do espaço de fase, $PS(m_{K\pi})$, é dada pela expressão 6.3. Sua simulação é mostrada na figura 6.1.

$$PS(m_{K\pi}) \equiv \int_{VI} d\phi \tag{6.3}$$

As densidades de probabilidade referentes ao elemento de matriz vetorial, $ME_V^{'}$, escalar, $ME_S^{'}$, e ao acoplamento da ressonância κ, $F_D^{'}$, dadas pelas equações 6.4, 6.5 e 6.6, são mostradas na figura 6.2. Já que o elemento de matriz de κ é diferente do elemento de matriz das outras contribuições escalares, $K_0^*(1430)$ e não-ressonante,

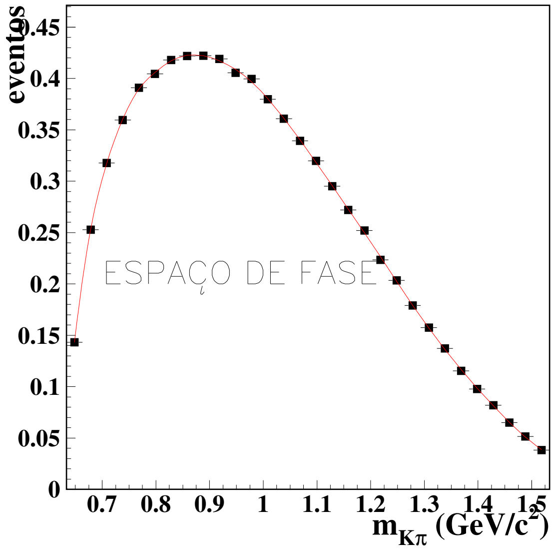


Figura 6.1: Distribuição de $m_{K\pi}$ de uma amostra de Fast-MC com 800 mil eventos do decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$ sem elemento de matriz, correspondendo, portanto, a distribuição do espaço de fase. Foi ajustado por uma função polinomial.

houve a necessidade de definirmos uma densidade de probabilidade correspondente ao termo de interferência, F'_{int}. Ela é dada pela equação 6.7 e é mostrada na mesma figura.

$$ME'_V(m_{K\pi}) = \frac{\int_{VI} |\hat{M}^{vetor}|^2 d\phi}{\int_{VI} d\phi} \tag{6.4}$$

$$ME'_S(m_{K\pi}) = \frac{\int_{VI} |\hat{M}^{escalar}|^2 d\phi}{\int_{VI} d\phi} \tag{6.5}$$

$$F'_D(m_{K\pi}) = \frac{\int_{VI} |F_D|^2 d\phi}{\int_{VI} d\phi} \tag{6.6}$$

$$F'_{int}(m_{K\pi}) = \frac{\int_{VI} |F_D\ \hat{M}^{escalar}| d\phi}{\int_{VI} d\phi} \tag{6.7}$$

Temos, então, completada a descrição do espaço de fase e elemento de matriz do processo $D^+ \to K^*(890)^0\mu^+\nu$ e das outras possíveis contribuições para o Sinal. Vimos que podemos representá-las em termos de três funções: $PS * ME'_{vetor}$ para

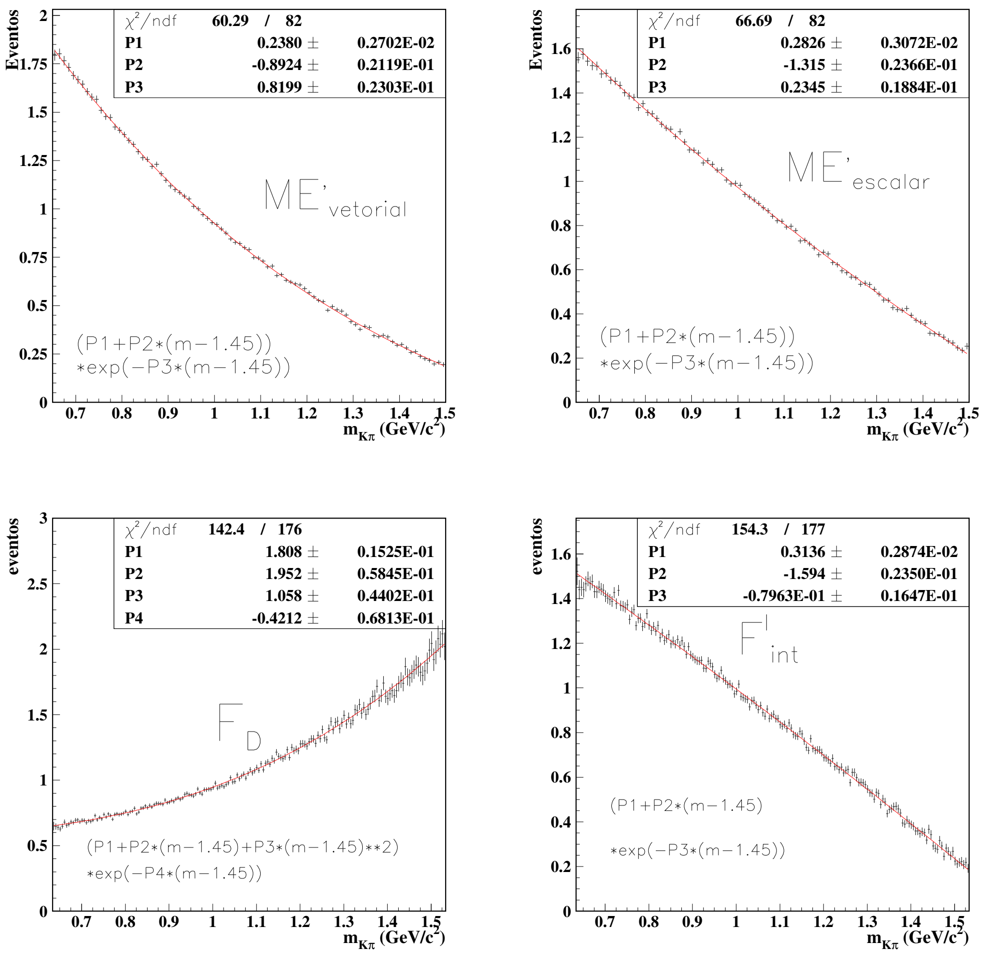


Figura 6.2: Simulação Fast-MC das equações 6.4, 6.5, 6.6 e 6.7 da densidade de probabilidade $ME^{'}_{vetorial}$, ao alto e à esquerda, $ME^{'}_{escalar}$, ao alto e à direita, $F^{'}_{D}$ abaixo e à esquerda, e $F^{'}_{int}$ abaixo e à direita. As distribuições foram ajustadas por uma função polinomial multiplicada por uma exponencial.

as ressonâncias vetoriais, $PS * ME'_{escalar}$ para os estados não-ressonante e $K_0^*(1430)$, e $PS * F'_D$ para $\kappa(800)$ e $PS * F'_{int}$ para os termos de interferência entre $\kappa(800)$ e as outras duas possibilidades escalares. Vamos, agora, acrescentar dois aspectos experimentais: aceptância e resolução.

6.1.2 Representação da Aceptância

A aceptância nos fornece a probabilidade de um determinado ponto no espaço de fase sobreviver à toda cadeia de seleção de eventos. Como antes, o objetivo aqui é representar sua projeção no espectro de massa. Para tal, deve ser utilizado o Monte Carlo ROGUE, descrito na seção 4.1, pois envolve aspectos intrínsicos do aparato experimental.

Seguindo o método que vem sendo utilizado, vamos calcular a densidade de probabilidade da aceptância. Como a aceptância depende também das variáveis internas, a rigor, devemos calcular diferentes densidades para cada uma das funções $PS * ME'_{vetor}$, $PS * ME'_{escalar}$, $PS * F'_D$ e $PS * F'_{int}$. A utilização de uma forma aproximada, baseada no espaço de fase, simplificaria a representação da aceptância em torno de uma única densidade de probabilidade. A figura 6.3 mostra uma comparação entre a aceptância correspondente à contribuição vetorial, dada pela equação 6.8, e a aproximação baseada no espaço de fase, dada pela equação 6.9.

$$ACC'_{vetor} = \frac{\int_{VI} acc(VI, m_{K\pi})\ |M^{vetor}|^2 d\phi}{\int_{VI} |M^{vetor}|^2 d\phi} \tag{6.8}$$

$$ACC'_{PS} = \frac{\int_{VI} acc(VI, m_{K\pi}) d\phi}{\int_{VI} d\phi} \tag{6.9}$$

Apenas pequenas diferenças são observadas entre as duas representações da aceptância, indicando uma dependência sutil das variáveis internas. Por simplicidade, vamos utilizar ACC'_{PS}. Posteriormente, vamos testar a validade desta aproximação.

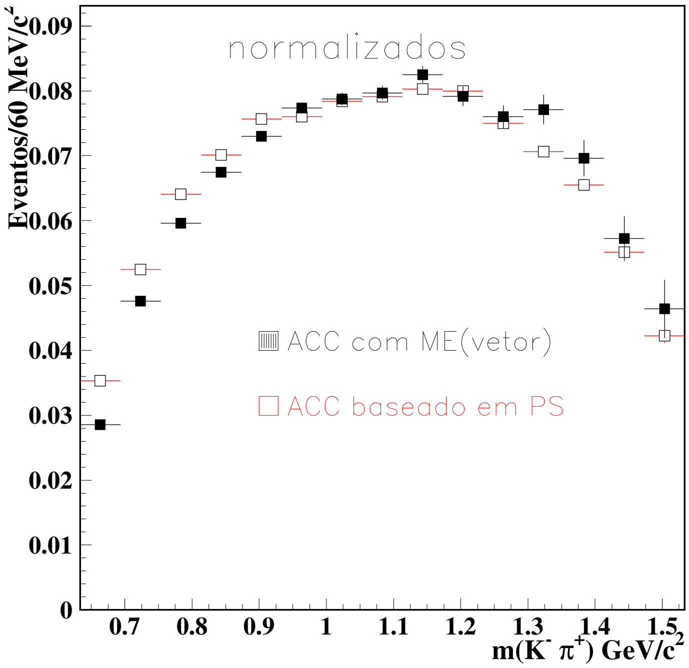


Figura 6.3: Distribuições de aceptância obtidas a partir das expressões 6.8 e 6.9. Observamos um bom acordo entre as duas. Para ambas, foram utilizados as informações da tabela-verdade da simulação Monte Carlo ROGUE no numerador, onde os valores dos momentos das partículas não sofrem a ação da resolução, e no denominador, a distribuição de eventos gerados através de simulação Fast-MC, onde não estão presentes os efeitos da aceptância.

6.1.3 Remanescentes do Termo Cruzado *vetor* × *escalar*

Na seção 2.4.4 foi mostrado que podemos representar o decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$ como uma soma incoerente da amplitude vetorial com a amplitude escalar, uma vez que o termo cruzado, integrado nas variáveis internas, é nulo (equação 2.35). Entretanto, a inclusão do função aceptância na integral, a princípio, não garante mais o cancelamento do termo cruzado, equação 6.10.

$$\int_{VI} acc(VI, m_{K\pi}) \mathcal{M}^{vetor} \mathcal{M}^{escalar} d\theta_V d\theta_l dq^2 d\chi \equiv R(m_{K\pi}) \neq 0 \tag{6.10}$$

$$= \mathcal{A}_{vetor} \alpha_{vetor} \mathcal{A}_{escalar} \alpha_{escalar} * \left[\int_{VI} acc(VI, m_{K\pi}) \hat{M}^{vetor} \hat{M}^{escalar} d\theta_V d\theta_l dq^2 d\chi \right] \tag{6.11}$$

onde $R(m_{K\pi})$ consiste do termo cruzado sob a ação da aceptância e deve ser somada a representação do sinal da equação 2.37. Logo,

$$d\Gamma = \left[\left| \sum_i^{escalares} \mathcal{M}_i \right|^2 + \left| \sum_j^{vetoriais} \mathcal{M}_j \right|^2 \right] d\phi_3 d\phi_2 + R(m_{K\pi}) \tag{6.12}$$

O método utilizado para a estimativa desta função é baseado na solução obtida para a distribuição angular do decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$ [1,2] detalhada na seção 4.2 na qual é adicionada uma nova componente escalar, representada por uma fase $a_{focus}\ \exp{(i\ \delta_{focus})}$ à componente longitudinal de $K^*(890)^0$. Consiste na subtração do espectro de massa de duas amostras de Monte Carlo ROGUE, na qual foram gerados mais de 25M de eventos:

1. MC incoerente: soma incoerente da nova componente escalar medida pela FOCUS com $K^*(890)^0$.
$$d\Gamma = (\mathcal{M}^2_{K^*(890)^0} + \mathcal{M}^2_{focus})\ d\phi\ dm_{K\pi}$$

2. MC coerente: soma coerente da nova componente escalar com $K^*(890)^0$, simulando o espectro de massa da solução obtida em [1, 2]. No caso de uma aceptância uniforme [1] se reduz ao MC incoerente.
$$d\Gamma = (\mathcal{M}_{K^*(890)^0} + \mathcal{M}_{focus})^2\ d\phi\ dm_{K\pi}$$

O resultado da subtração é proporcional ao padrão de interferência dado pela expressão:

[1] Qunado nenhuma região do espaço de fase tem mais probabilidade de sobreviver aos cortes

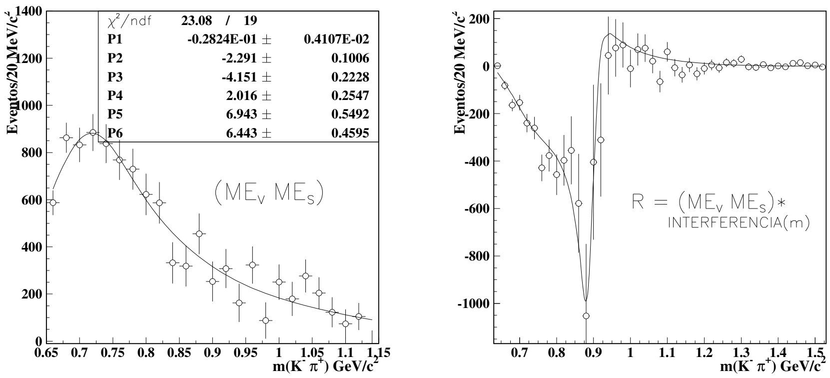


Figura 6.4: A figura da esquerda mostra o ajuste da distribuição do espectro de massa referente à subtração de duas amostras de Monte Carlo, coerente e incoerente, gerados somente com os elementos de matriz. O ajuste foi feito com uma função polinomial de terceiro grau multiplicada por uma exponencial. Os parâmetros obtidos foram utilizados no ajuste (à direita) da subtração das amostras coerente e incoerente completas, incluídos os termos da Breit-Wigner do $K^*(890)^0$ e da variação de fase escalar.

$$R \propto BW_{K^*(890)^0}\ e^{i\ \delta_{focus}}\ \left[\int acc(VI, m_{K\pi})\hat{M}^{vetor}\hat{M}^{escalar}d\theta_V d\theta_l d\chi\right] \qquad (6.13)$$

Para uma melhor determinação da forma funcional da expressão acima, o método de subtração foi inicialmente implementado para amostras de Monte Carlo geradas somente com os termos do elemento de matriz (segundo termo entre colchetes da equação 6.13). O ajuste é mostrado na figura 6.1.3, à esquerda. Os parâmetros encontrados foram, então, fixados no ajuste da expressão de R completa e é mostrado à direita da mesma figura.

6.1.4 Representação da Resolução

Resolução está relacionada com a precisão de um instrumento na realização de uma determinada medida. Esta precisão finita provoca uma ligeira mudança no valor medido com relação ao valor real, a qual segue uma distribuição gaussiana. Esta variação na medida dos momentos se reflete no cálculo de massa invariante, cuja variação também terá uma forma gaussiana. A figura 6.5 mostra a precisão da experiência E831 na medida dos momentos dos estados finais do decaimento $D^+ \to K^*(890)^0\mu^+\nu$ utilizando Monte Carlo. A precisão é obtida subtraindo-se o valor do momento gerado, ou seja, antes da simulação da passagem das partículas pelo detector, pelo valor observado após a simulação do detector. A figura 6.6 mostra o efeito da resolução no cálculo da massa invariante $K^-\pi^+$ e do méson D^+, através do estado final $K^-\pi^+\mu^+\nu$, uma distribuição gaussiana de largura $4,5MeV$ e $10MeV$, respectivamente.

A distribuição da massa de uma partícula é fruto da convolução da largura de decaimento total (inverso da vida-média da partícula) com os efeitos da resolução. Para D^+, por exemplo, com uma vida-média relativamente alta, uma vez que só decai por interação fraca, a distribuição de massa observada é devida exclusivamente a resolução. Por outro lado, em processos fortes, envolvendo ressonâncias com larguras de decaimento superiores a 200 MeV, os efeitos da resolução podem ser completamente desprezados. Para ressonâncias com larguras da ordem de 50 MeV, como é o caso do $K^*(890)^0$, o efeito da resolução, apesar de pequeno, pode ser sentido como um ligeiro aumento na largura observada. Para uma medida precisa da largura do decaimento $K^*(890)^0 \to K^-\pi^+$ é imprescindível que eliminemos os efeitos da resolução.

O procedimento é, novamente, a obtenção de uma densidade de probabilidade, ou seja, encontrar uma função $RES_{K^*(890)^0}$ que, multiplicada pela função de ajuste do $K^*(890)^0$ sem o efeito da resolução, cumpra o papel da convolução da largura de decaimento com a resolução. Isto é feito através da divisão da distribuição de massa observada (com resolução) pela distribuição gerada (sem resolução), equação 6.14.

$$RES_{K^*(890)^0} = \frac{[D^+ \to K^{*0}(890)\mu^+\nu]\,\text{resolução}}{[D^+ \to K^{*0}(890)\mu^+\nu]\,\text{sem resolução}} \tag{6.14}$$

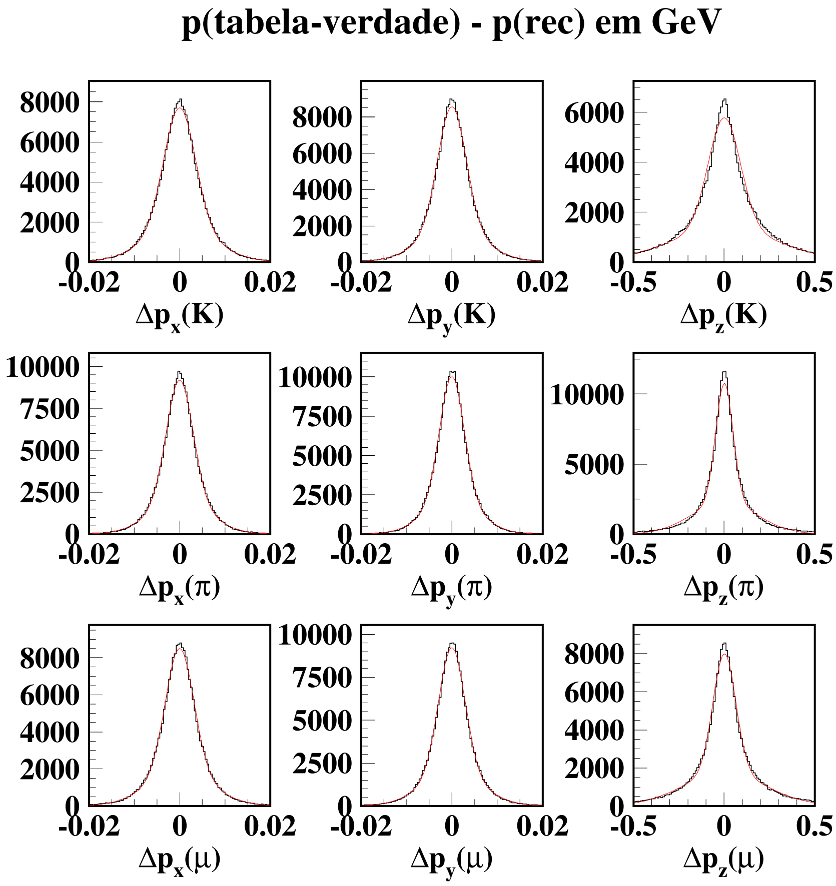


Figura 6.5: Acima, diferença entre o momento gerado pelo Monte Carlo e seu valor medido após a simulação do detector para as componentes x, y, z das três partículas carregadas do estado final do decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$ no referencial do laboratório. Cada ajuste foi feito por duas funções gaussianas com o mesmo valor central.

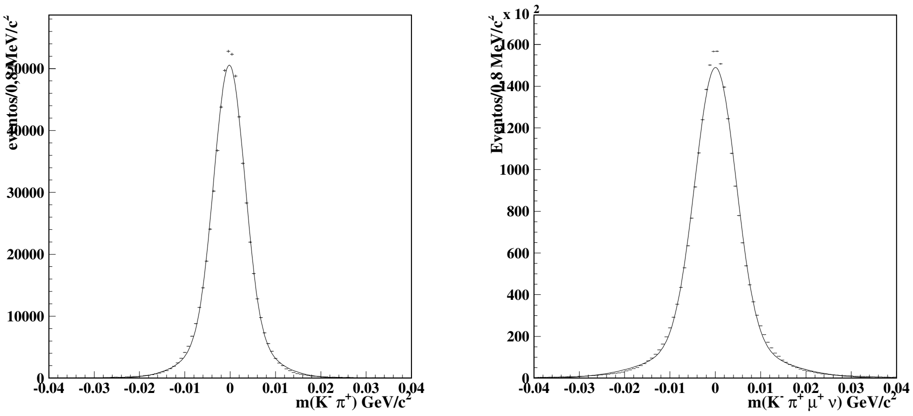


Figura 6.6: À direita, efeito da resolução no cálculo de $m_{K\pi}$ e, à esquerda, da massa invariante do méson D^+ utilizando o estado final $K^- \pi^+ \mu^+ \nu$. Estudo realizado através de simulação Fast-MC. O valor gerado para o caso do méson D^+ corresponde a uma distribuição delta em 1,87 GeV.

A figura 6.7 mostra o ajuste da distribuição obtida. Podemos observar que o efeito da resolução na massa tende ao alargamento [2] na maior parte do espectro e apresenta uma rápida diminuição quando nos aproximamos de m_0. Como resultado temos uma distribuição um pouco mais larga e sem a descontinuidade em m_0, característica das funções Breit-Wigner.

6.2 Estimativa de *Background*

Historicamente, a estimativa do *background* existente neste decaimento era obtida através da definição de uma amostra na qual os hádrons do vértice secundário apresentam cargas opostas ao Sinal, $K^+ \pi^- \mu^+$. Esta amostra é denominada de "sinal falso" ou *Wrong Sign* (WS). Isenta da existência de eventos de Sinal, esta amostra representaria uma primeira aproximação do *background* total existente na amostra de "sinal verdadeiro" ou *Right Sign* (RS).

[2] pois é proporcional a segunda derivada da distribuição original

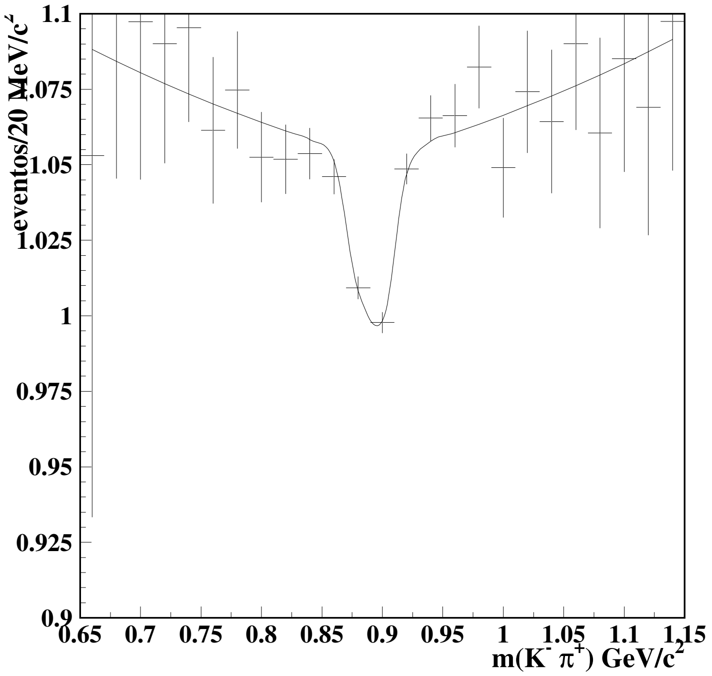


Figura 6.7: Distribuição da densidade de probabilidade $RES_{K^*(890)^0}$.

Contudo, o método acima é adequado somente para o *background* formado a partir de um vértice secundário resultado de uma combinação aleatória de três traços. Este tipo de *background*, entretanto, teve sua incidência reduzida fortemente na E831, dado o bom desempenho do espectrômetro na determinação de vértices. A maior fonte de *background* consiste em decaimentos charmosos, uma vez que, sendo topologicamente semelhante ao Sinal, apresenta uma eficiência razoável frente aos cortes, como pôde ser observado na tabela 5.3 do capítulo anterior. Para estes even-

cargas K π μ	
$-$ $+$ $+$	Sinal Verdadeiro (RS)
$+$ $-$ $+$	Sinal Falso (WS)

Tabela 6.1: Combinação de cargas na amostra RS e WS

tos, o método se mostra inadequado, pois a incidência da maioria dos decaimentos charmosos é mais provável na amostra RS do que na amostra WS. Para ilustrar, considere o caso da reflexão $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$. Para este decaimento estar presente na amostra WS são necessários três identificações erradas, ou misidentificações: o káon seja misidentificado como um píon, um dos píons seja misidentificado como um káon e que o outro píon seja misidentificado como um múon. Por outro lado, para popular a amostra RS basta que um dos píons seja misidentificado como um múon. Dada a maior eficiência na obtenção de eventos $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ na amostra RS em relação à WS, fica evidente que este método é inadequado para se estimar a contribuição deste canal em RS. Esta mesma idéia se aplica para a enorme variedade de outros canais charmosos do qual é constituído o *background* charmoso.

6.2.1 *Background* de Charme

Uma melhoria substancial na estimativa do *background* é obtida substituindo-se o procedimento anterior por outro baseado na produção, via simulação Monte Carlo, de uma grande amostra de eventos $c\bar{c}$, ou seja, eventos no qual, após a geração de um par $c\bar{c}$, seguido da hadronização de ambos na forma de dois hádrons charmosos, o processo está livre para decair segundo a respectiva razão de decaimento, encontrada no *PDG* [4]. Esta amostra contém eventos $c\bar{c}$ tanto de *background* como de $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$. Após a remoção deste último, esta amostra, denominada de $MC_{c\bar{c}}$, simula a forma do *background* charmoso encontrado nos dados. Além da forma, é necessária a obtenção da quantidade relativa entre esta amostra e os dados. Isto é implementado através da medida do fator de escala, ou *scale factor* (SF), definida como a razão entre os pares $c\bar{c}$ produzidos nos dados e na amostra de Monte Carlo $c\bar{c}$.

$$back \text{ de charme} = SF \;*\; MC_{c\bar{c}}(RS) \tag{6.15}$$

A amostra de Monte Carlo $c\bar{c}$ foi obtida submetendo mais de 1,2 bilhão de eventos

$c\bar{c}$ gerados na Universidade de Vanderbilt pelas mesmas etapas de reconstrução e seleção dos dados.

Fator de Escala

O fator de escala é calculado a partir do número de eventos observados do decaimento dominante, topologicamente semelhante ao Sinal, $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$. Entretanto, para tal, é necessário que sejam verificadas algumas características no processo de simulação Monte Carlo. São elas:

1. Proporção entre as produções dos mésons charmosos, D^+, D^0, D_s e Λ_c bem modelada, permitindo reduzir o problema do cálculo do fator de escala ao cálculo da razão entre o número de mésons D^+ produzidos: Vários estudos foram realizados neste sentido, utilizando os chamados *golden modes*.

2. Boa representação dos cortes utilizados na seleção de eventos de $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ pelo Monte Carlo.

A figura 6.8 estabelece uma comparação entre a distribuição de momento do méson D^+ nos dados e no Monte Carlo $c\bar{c}$ através do decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$. Fica claro que ambas as amostras estão em bom acordo.

O fator de escala é obtido por:

$$\begin{aligned}
SF &= \frac{N(c\bar{c})^{dados}_{prod}}{N(c\bar{c})^{MC}_{prod}} = \frac{N(D^+)^{dados}_{prod}}{N(D^+)^{MC}_{prod}} \\
&= \left[\frac{N^{dados}_{obs}(D \to K\pi\pi)}{BR^{dados}(D \to K\pi\pi) * EF^{dados}(D \to K\pi\pi)}\right] \\
&\quad * \left[\frac{BR^{MC}(D \to K\pi\pi) * EF^{MC}(D \to K\pi\pi)}{N^{MC}_{obs}(D \to K\pi\pi)}\right] \\
&= \frac{N^{dados}_{obs}(D \to K\pi\pi)}{N^{MC}_{obs}(D \to K\pi\pi)}
\end{aligned} \tag{6.16}$$

onde, EF é a eficiência, BR é a razão de ramificação, ou *Branching Ratio*, e N o número de eventos.

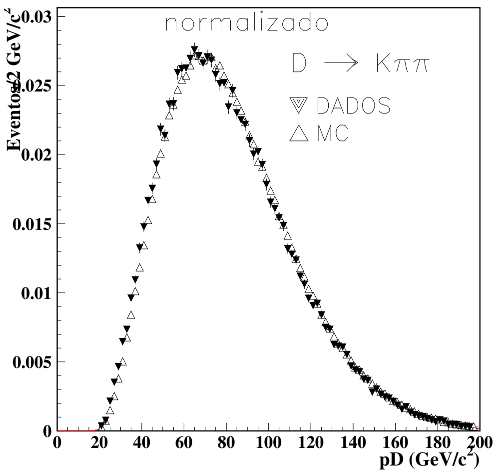


Figura 6.8: Comparação entre as distribuições de momento do méson D^+ entre os dados e a amostra de Monte Carlo $c\bar{c}$.

A figura 6.9 mostra os ajustes dos eventos $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ da amostra de dados e de Monte Carlo no espectro de massa $K^-\pi^+\pi^+$ sujeitos aos cortes descritos em 5.5. Foram utilizadas duas funções gaussianas para o sinal e uma função exponencial somada a uma constante para a representação do *background*. Obtivemos um valor para SF de 0.0946 ± 0.0063, onde o erro estatístico é amplamente dominado pela incerteza referente à medida da razão de ramificação do $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$, igual a $9,0\% \pm 0,6\%$ [4]. A figura 6.10 mostra a estabilidade do SF com relação à variação dos cortes de **lsigma** e **iso2t**. A figura 6.12 mostra a distribuição de massa do *background* charmoso, segundo a expressão 6.15.

6.2.2 *Background* Combinatorial

Outra fonte de *background* consiste em eventos não-charmosos, ou seja, eventos produzidos através de mecanismos diferentes da criação de um par $c\bar{c}$, como, por exemplo, da criação de um par $s\bar{s}$. Esta classe de eventos possui uma eficiência baixa em relação aos eventos $c\bar{c}$ uma vez que não prevê a formação de vértices. Entretanto, vértices falsos podem ser criados a partir de combinações aleatórias de

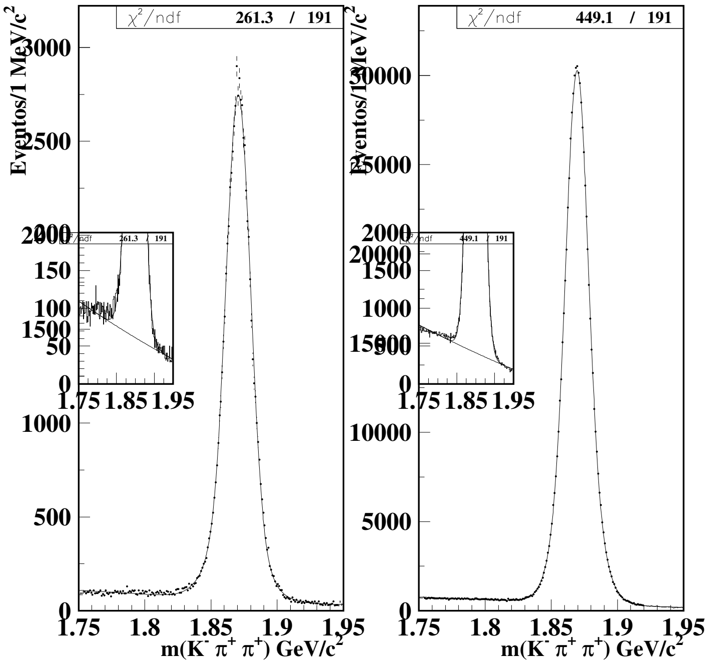


Figura 6.9: Ajuste de $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ dos dados, à esquerda, e do MC $c\bar{c}$, à direita. As figuras internas representam as mesmas distribuições das figuras principais, com destaque para a representação do *background*.

traços. Devido à esta natureza aleatória, este *background* foi denominado de *background* combinatorial. Uma vez que sua probabilidade de incidência na amostra RS é igual à probabilidade em WS e supondo que o *background* charmoso e o *background* combinatorial representam o *background* em sua totalidade, podemos estimar sua forma e normalização segundo a expressão 6.17.

$$\begin{aligned} \textit{back}\text{ combinatorial }(RS) &= \textit{back}\text{ combinatorial }(WS) \\ &= \textit{back}\text{ total }(WS) - \textit{back}\text{ charmoso }(WS) \\ &= \text{dados }(WS) - SF\ MC_{c\bar{c}}\ (WS) \end{aligned} \tag{6.17}$$

A figura 6.13 mostra a ajuste do *background* combinatorial segundo o proce-

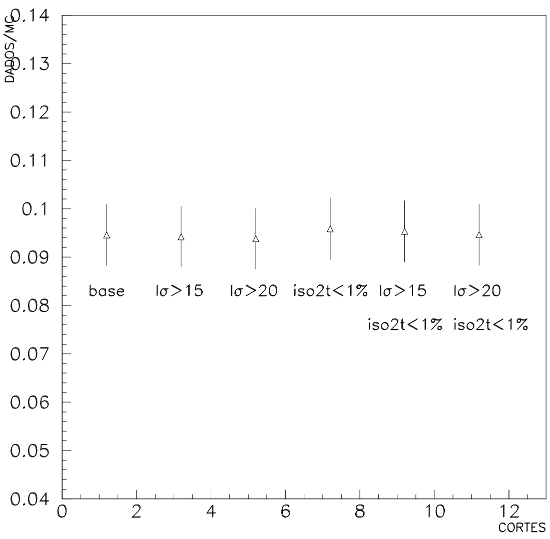


Figura 6.10: Efeito da variação dos cortes no valor do fator de escala. O conjunto de cortes *base* consiste no conjunto de cortes descrito na tabela 5.5. Os demais cortes de vértice foram adicionados a ele: **lsigma** > 15, **lsigma** > 20, **iso2t** $< 1\%$, **iso2t** $< 1\% +$ **lsigma** > 15 e **iso2t** $< 1\% +$ **lsigma** > 20.

dimento proposto acima. Pode-se notar a existência de um excesso de eventos de $K^*(890)^0$ presentes na amostra WS dos dados. Estes eventos podem, a princípio, ser atribuídos ao *background* não-charmoso. No entanto, existe a possibilidade destes eventos serem oriundos do decaimento suprimido por Cabibbo $D_s^+ \to \bar{K}^*(890)^0\mu^+\nu$, onde $\bar{K}^*(890)^0 \to K^+\pi^-$, o qual popularia exclusivamente a amostra WS, $D^+ \to K^+\pi^-\mu^+\nu$. A figura 6.11 mostra o diagrama de quarks deste decaimento. A largura de decaimento deste canal nunca foi medida apesar de previsões teóricas terem sido realizadas [10].

Note que a inclusão destes eventos no *background* combinatorial depende do conhecimento de sua origem, ou seja, se são constituídos de eventos não-charmosos ou de eventos charmosos como $D_s^+ \to \bar{K}^*(890)^0\mu^+\nu$. Contudo, além de representar menos de 1,5 % dos eventos de Sinal (menor que o erro estatístico associado), estes eventos não são responsáveis por distorções na função de ajuste uma vez que são

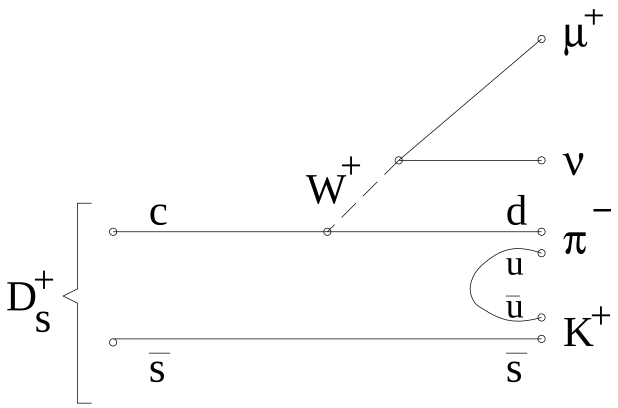


Figura 6.11: Diagrama do decaimento suprimido por Cabibbo $D_s^+ \to K^+\pi^-\mu^+\nu$.

absorvidos nos eventos $D^+ \to K^*(890)^0\mu^+\nu$. Portanto, a maneira pela qual estes eventos são incorporados na estimativa do *background* não tem qualquer efeito no resultado. Por simplicidade, eles foram desconsiderados na obtenção da função que representa o *background* combinatorial.

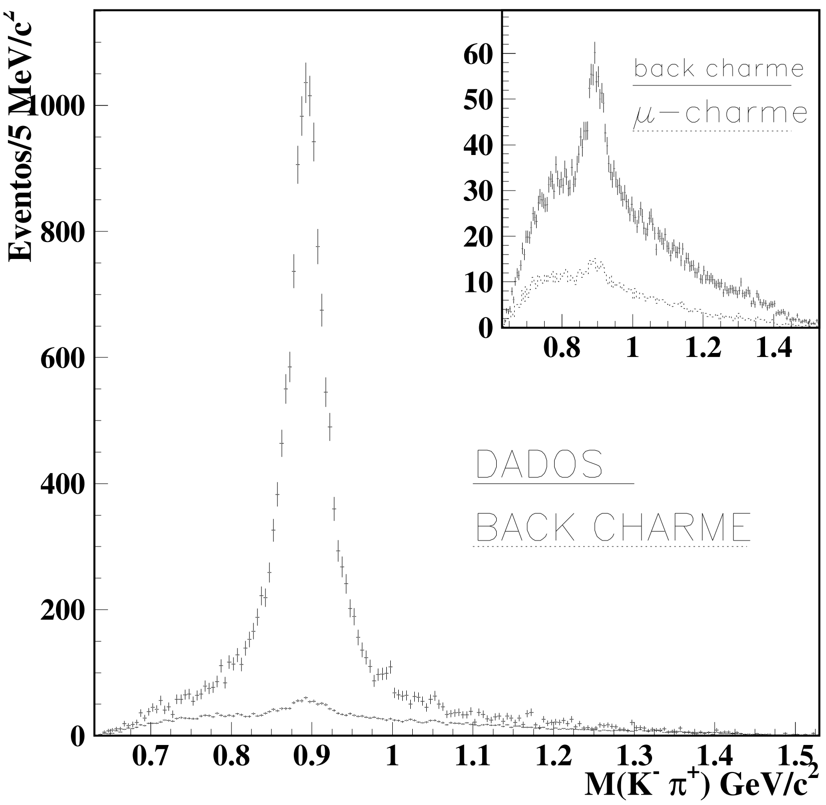


Figura 6.12: Estimativa da distribuição de eventos de *background* de charme total no espectro de $m_{K\pi}$ comparada com a distribuição dos dados. No alto e à direita, é mostrado o *background* de charme total, o qual é comparado com sua parcela de eventos relativos a decaimentos semileptônicos. Fica claro, que embora possuam uma eficiência bem mais alta em relação aos decaimentos hadrônicos, a pequena diversidade de canais disponíveis faz com que não seja o tipo de *background* charmoso dominante. O *background* charmoso total foi ajustado por uma função polinomial.

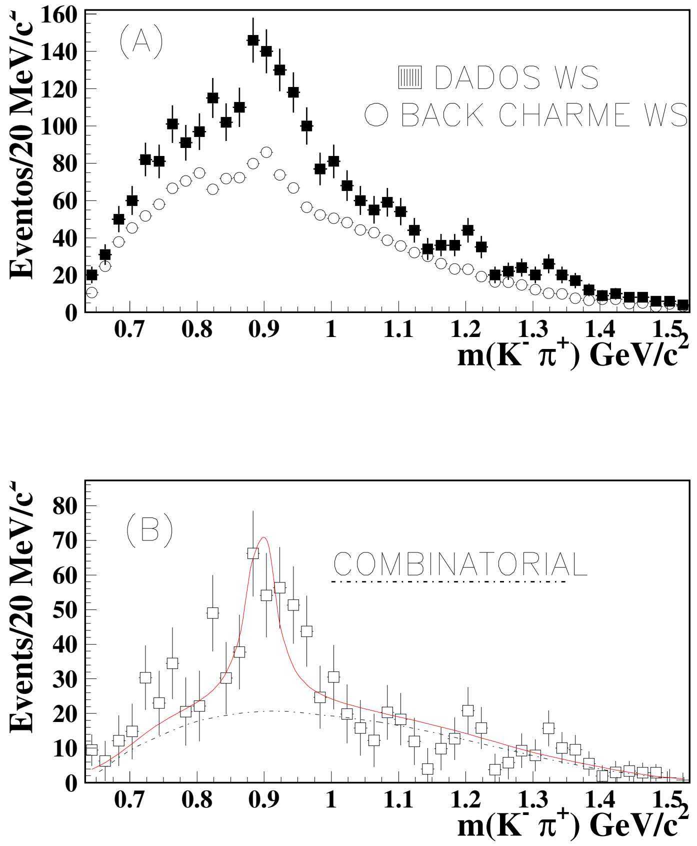


Figura 6.13: Em (A), distribuição de eventos no espectro de $m_{K\pi}$ da amostra WS de dados e de Monte Carlo $c\bar{c}$ normalizado. Em (B), estimativa do *background* combinatorial segundo a expressão 6.17. A distribuição foi ajustado pela mesma função utilizada para o ajuste do espaço de fase de $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$, descrita em 6.1.1, e por uma função Breit-Wigner para o excesso de eventos de $K^*(890)^0$. Estes últimos não foram incluídos no *background* combinatorial.

Capítulo 7

Método de Ajuste dos Dados

A distribuição de eventos no espectro de massa é representada por uma função densidade de probabilidade, $\mathcal{P}$, escrita como a soma das probabilidades de Sinal, de *background* e dos remanescentes do termo cruzado, R, definido na equação 6.13.

$$\mathcal{P} = \mathcal{P}_S + \mathcal{P}_B + \mathcal{P}_R \tag{7.1}$$

Uma vez tendo sido estimada a fração de *background* na amostra, $F_{B/N}$, e a fração da correção do termo cruzado, $F_{R/N}$, as quais permanecerão fixas no ajuste dos dados, a fração do Sinal, $F_{S/N}$, fica automaticamente determinada através do vínculo,

$$F_{S/N} + F_{B/N} + F_{R/N} = 1.$$

É conveniente reescrever $\mathcal{P}$ da equação 7.1 como a soma das probabilidades de Sinal $\hat{\mathcal{L}}_S$, de *background* $\hat{\mathcal{L}}_B$ e do termo cruzado $\hat{\mathcal{L}}_R$, individualmente normalizadas:

$$\mathcal{P} = F_{S/N}\hat{\mathcal{L}}_S + F_{B/N}\hat{\mathcal{L}}_B + F_{R/N}\hat{\mathcal{L}}_R \tag{7.2}$$

onde

$$\hat{\mathcal{L}}_j \equiv \frac{\mathcal{L}_j}{\int \mathcal{L}_j \; dm_{K\pi}} \qquad j = S(\text{Sinal}), B(\textit{background}) \text{ e } R(\text{termo cruzado})$$

e $\mathcal{L}_S$, $\mathcal{L}_B$ e $\mathcal{L}_R$ serão definidos nas seções seguintes.

O conjunto de parâmetros livres no ajuste dos dados definem o **modelo de ajuste**. Este ajuste é realizado pelo método de Máxima Verossimilhança contínua, *Maximum Likelihood*, do pacote *MINUIT* [53], e consiste em minimizar a quantidade,

$$FCN = -2 \ \ln \ \mathcal{L} \tag{7.3}$$

onde

$$\mathcal{L} = \prod_{j=1}^{N} \mathcal{P}_j(\text{parâmetros}) \tag{7.4}$$

e N é o número total de eventos na amostra de dados.

A partir de um dado modelo e de um conjunto de parâmetros iniciais, o programa tem como objetivo, calcular, variando-se o valor dos parâmetros, a densidade de probabilidade máxima, $\mathcal{L}$, de um conjunto de eventos apresentar a distribuição encontrada nos dados. Como os eventos são independentes, a probabilidade do conjunto de eventos apresentar uma determinada distribuição de massa é o produto das probabilidades de cada evento.

Um dos critérios de qualidade do ajuste é dado pela grandeza χ^2 dividida pelo número de graus de liberdade, Ndof,

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{Nbins} \frac{\left(N_i^{dados} - N_i^{ajuste}\right)^2}{N_i^{dados}} \tag{7.5}$$

onde $Ndof = Nbins - Npar$, $Npar$ é o número de parâmetros livres no ajuste e $Nbins$ representa o número de *bins*. A expressão 7.5 é uma consequência da aproximação de que a ocupação em cada *bin* segue uma distribuição de Poisson. Esta aproximação é exata somente quando o número de *bins* tende a ∞, de modo que o χ^2 não é bem definido quando o número de eventos em cada *bin* é muito pequeno. Este é o caso do espectro de $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\mu^+\nu$ na janela de massa que se deseja analisar, $0,65 < m_{K\pi} < 1,5$ GeV na qual existem grandes concentrações de eventos na região da ressonância $K^*(890)^0$ ao mesmo tempo que baixas concentrações a alta massa. Para corrigir este problema, o χ^2 foi calculado para um conjunto de *bins* de diferentes tamanhos, todos com a estatística de 100 eventos de dados.

Uma vez com o valor do χ^2, é calculado o nível de confiança do ajuste, CL, através do programa *PROB* da biblioteca do CERN. O CL nos fornece, para um dado modelo, a probabilidade dos dados serem representados pelo grupo de parâmetros obtido como solução, ou seja, a probabilidade das discrepâncias observadas entre os dados e o modelo que está sendo utilizado como hipótese, seja fruto de flutuações estatísticas. Uma discussão detalhada é realizada em [4], página 232.

Os erros estatísticos dos parâmetros foram estimados através do cálculo da segunda derivada da função minimizadora *FCN*. Este método é baseado na aproximação de que, em torno do seu mínimo, a dependência da função *FCN* com relação a cada parâmetro pode ser representada por uma distribuição gaussiana. Para ilustrar esta idéia, vamos considerar o caso unidimensional onde a distribuição de probabilidade perto do valor ótimo, θ_0, é dada por um distribuição gaussiana com largura σ e constante de normalização A.

$$
\begin{aligned}
FCN &\equiv -2\ \ln \mathcal{L} && (7.6)\\
&= -2\ \ln \left| A \exp -\frac{(\theta-\theta_0)^2}{2\sigma^2} \right| && (7.7)\\
&= \frac{(\theta-\theta_0)^2}{\sigma^2} + \text{const} && (7.8)
\end{aligned}
$$

Analisando a expressão 7.6, observamos que a função *FCN* aumenta em uma unidade quando θ varia de θ_0 (valor ótimo) para $\theta = \theta_0 + \sigma$. Se o valor de σ é desconhecido, podemos estimá-lo através do cálculo da inversa da segunda derivada, expressa na equação 7.9, uma vez que a função *FCN* tem uma forma parabólica (equação 7.8).

$$
\sigma^2 = \left| \frac{\partial^2 \ln \mathcal{L}}{\partial \theta^2} \right|^{-1} \qquad (7.9)
$$

Dada sua simplicidade computacional, este método é largamente utilizado em ajustes de grandes amostras de dados e em modelos nos quais a dependência entre os parâmetros é linear. Quando o nível de correlação entre os parâmetros é grande, a suposição de que *FCN* é representada por uma função parabólica ao redor da solução não é mais adequada. Neste caso, deve ser utilizado o método *MINOS* [53] que consiste no cálculo do grupo de parâmetros que proporciona um aumento de uma unidade de *FCN*. Acredita-se [54] que este método seja válido inclusive os casos onde *FCN* não é parabólico, ou seja, que a sua segunda derivada não seja constante. Apesar de mais demorado, este método é capaz de estimar erros estatísticos assimétricos, consequência natural do ajuste de modelos não-lineares.

7.1 Probabilidade de Sinal, $\mathcal{L}_S$

O sinal $\mathcal{L}_S$ consiste na soma incoerente da amplitude vetorial com a amplitude escalar, multiplicada pela função PS, correspondente ao espaço de fase, e pela aceptância, ACC. Cada uma das amplitudes, por sua vez, é composta pela soma coerente de estados individualmente normalizados.

A função *Likelihood* para o Sinal é expressa na equação 7.10,

$$\mathcal{L}_S = ACC(m_{K\pi})PS(m_{K\pi}) \left[\sum_{i}^{vetorial} \left| a_i \frac{\mathcal{S}_i}{\sqrt{N_{\mathcal{S}_i}}} \right|^2 + \sum_{j}^{escalar} \left| a_j \frac{\mathcal{S}_j}{\sqrt{N_{\mathcal{S}_j}}} \right|^2 \right] \tag{7.10}$$

onde a_n correspondem aos parâmetros que fornecem as contribuições relativas de cada modo de decaimento com relação a referência $a_{K^*(890)^0} = 1$, $N_{\mathcal{S}_i}$ consistem nas integrais de cada termo $\int_{m_{K\pi}} PS(m_{K\pi})\ \mathcal{S}_i^* \mathcal{S}_i$ do Sinal e $N_{\mathcal{L}_s}$ consiste na integral $\int_{m_{K\pi}} \mathcal{L}_s$.

As equações abaixo mostram os termos "quadrados" (7.11) e os termos de interferência (7.12, 7.13, 7.14, 7.15) da equação 7.10. Para simplificar a notação, é definido (**v1**) para $K^*(890)^0$, (**v2**) para $K^*(1680)^0$, (**s1**) para $K_0^*(1430)$, (**s2**) para $\kappa(800)$ e (**NR**) para a contribuição não-ressonante.

$$
\begin{aligned}
\text{termos quadrados} = \frac{1}{N_{v1}}\ RES\ ME_V^{'} & \left[\frac{p^{2*}B_{v1}^2}{(m_{K\pi}^2 - m_{v1}^2)^2 + m_{v1}^2\Gamma_{v1}^2}\right] \\
& + \frac{a_{v2}^2}{N_{v2}} ME_V^{'} \left[\frac{p^{2*}\ B_{v2}^2}{(m_{K\pi}^2 - m_{v2}^2)^2 + m_{v2}^2\Gamma_{v2}^2}\right] \\
& + \frac{a_{s1}^2}{N_{s1}} ME_S^{'} \left[\frac{1}{(m_{K\pi}^2 - m_{s1}^2)^2 + m_{s1}^2\Gamma_{s1}^2}\right] \\
& + \frac{a_{s2}^2}{N_{s2}} F_D^{'} \left[\frac{F_\kappa^2}{(m_{K\pi}^2 - m_{s2}^2)^2 + m_{s2}^2\Gamma_{s2}^2}\right] \\
& + \frac{a_{NR}^2}{N_{NR}} ME_S^{'} |\mathcal{A}_{NR}|
\end{aligned}
\tag{7.11}
$$

$$
\begin{aligned}
\textbf{Interf}(\textbf{v1/v2}) = 2\frac{1}{\sqrt{N_{v1}}}\frac{a_{v2}}{\sqrt{N_{v2}}} ME_V^{'} \\
\frac{p^{2*}B_{v1}B_{v2}[(m_{K\pi}^2 - m_{v1}^2)(m_{K\pi}^2 - m_{v2}^2) + m_{v1}\Gamma_{v1}m_{v2}\Gamma_{v2}]}{[(m_{K\pi}^2 - m_{v1}^2)^2 + m_{v1}^2\Gamma_{v1}^2][(m_{K\pi}^2 - m_{v2}^2)^2 + m_{v2}^2\Gamma_{v2}^2]}
\end{aligned}
\tag{7.12}
$$

$$
\begin{aligned}
\textbf{Interf}(\textbf{s1/s2}) = 2\frac{a_{s1}}{\sqrt{N_{s1}}}\frac{a_{s2}}{\sqrt{N_{s2}}} F_{int}^{'} \\
\frac{[(m_{K\pi}^2 - m_{s1}^2)(m_{K\pi}^2 - m_{s2}^2) + m_{s1}\Gamma_{s1}m_{s2}\Gamma_{s2}]}{[(m_{K\pi}^2 - m_{s1}^2)^2 + m_{s1}^2\Gamma_{s1}^2][(m_{K\pi}^2 - m_{s2}^2)^2 + m_{s2}^2\Gamma_{s2}^2]}
\end{aligned}
\tag{7.13}
$$

$$
\begin{aligned}
\textbf{Interf}(\textbf{s1/NR}) = 2\frac{a_{s1}}{\sqrt{N_{s1}}}\frac{a_{NR}}{\sqrt{N_{NR}}} ME_S^{'} \\
\frac{[(m_{K\pi}^2 - m_{s1}^2)\mathrm{Re}(\mathcal{A}_{NR}) + m_{s1}\Gamma_{s1}\mathrm{Im}(\mathcal{A}_{NR})]}{(m_{K\pi}^2 - m_{s1}^2)^2 + m_{s1}^2\Gamma_{s1}^2}
\end{aligned}
\tag{7.14}
$$

$$
\begin{aligned}
\textbf{Interf}(\textbf{s2/NR}) = 2\frac{a_{s2}}{\sqrt{N_{s2}}}\frac{a_{NR}}{\sqrt{N_{NR}}} F_{int}^{'} \\
\frac{[(m_{K\pi}^2 - m_{s2}^2)\mathrm{Re}(\mathcal{A}_{NR}) + m_{s2}\Gamma_{s2}\mathrm{Im}(\mathcal{A}_{NR})]}{(m_{K\pi}^2 - m_{s2}^2)^2 + m_{s2}^2\Gamma_{s2}^2}
\end{aligned}
\tag{7.15}
$$

onde B_i é a função de Blatt-Weisskopft (equação 2.51) contendo o parâmetro relativo ao raio r_0 da ressonância, p^* é o momento do káon no referencial da ressonância (equação 2.13) e Γ_i é a largura de decaimento total (equação 2.62) contendo o parâmetro relativo a largura intrínsica Γ_0 da ressonância, todas funções de $m_{K\pi}$. A interação hádron-hádron do processo não-ressonante contribui de diferentes formas dependendo do modelo utilizado. No modelo constante, a fase aparece na função de ajuste somente através dos termos de interferência **Interf(s1/NR)** e **Interf(s2/NR)**, portanto, não é um observável para a hipótese onde a componente não-ressonante é a única componente escalar. No modelo Lass, a fase é uma função de $m_{K\pi}$ cuja forma é imposta pela medida de [5]. Ambas as parametrizações são mostradas na expressão 2.70.

A partir desta probabilidade de Sinal, podemos definir a fração da contribuição escalar, a qual consiste em uma das medidas propostas para esta tese:

$$f_S = \frac{\sum_i^{escalar} \left| a_i \frac{\mathcal{S}_i}{\sqrt{N_{\mathcal{S}_i}}} \right|^2}{\sum_j^{total} \left| a_j \frac{\mathcal{S}_j}{\sqrt{N_{\mathcal{S}_j}}} \right|^2} \tag{7.16}$$

7.2 Probabilidade de *background*, $\mathcal{L}_B$, e do termo cruzado, $\mathcal{L}_R$

A função Likelihood para o *background* é dada por:

$$\mathcal{L}_B = [\mathcal{B}_{charme} + \mathcal{B}_{comb}] \tag{7.17}$$

onde $\mathcal{B}_{charme}$ e $\mathcal{B}_{comb}$ são as funções obtidas respectivamente na estimativa do *background* charmoso, expressão 6.15, e *background* combinatorial, expressão 6.17. A estimativa de ambos os tipos de *background* também nos fornecem a razão entre o número de eventos de *background* e o número total de eventos na amostra de dados, $F_{B/N}$.

A função *Likelihood* para o termo remanescente do termo cruzado entre as componentes vetoriais e escalares tem uma forma bem simples, dada por:

$$\mathcal{L}_R = \mathcal{R} \tag{7.18}$$

onde $\mathcal{R}$ é estimado a partir da subtração de duas amostras de Monte Carlo simulando as soluções de [1,2] gerado coerentemente e incoerentemente. É expresso na equação 6.13. A fração $F_{R/N}$ é obtida por:

$$F_{R/N} \equiv \frac{N_{\mathcal{R}}}{N} = \frac{\frac{N(1-F_{B/N})}{N_{MC}} \int \mathcal{R}\ dm_{K\pi}}{N} = \frac{1 - F_{B/N}}{N_{MC}} \int \mathcal{R}\ dm_{K\pi} \tag{7.19}$$

onde N_{MC} é o número de eventos observado na amostra de Monte Carlo coerente.

7.3 Testes do método de ajuste

Temos, então, completada a descrição do procedimento de ajuste dos dados, uma função densidade de probabilidade contendo a representação do Sinal e do *background*. Submetida ao processo de minimização já descrito, fornece os parâmetros em seus valores ótimos, além de frações, níveis de confiança, entre outros. O programa responsável pela execução de todo o procedimento descrito, implementado em linguagem FORTRAN, é denominado de algoritmo de ajuste.

Antes de iniciar o ajuste com os dados, é importante que se teste, tanto o algoritmo, como o procedimento propriamente dito, verificando, desta forma, possíveis inclusões de efeitos sistemáticos nas medidas. Em específico, vamos testar a validade da representação dos vários aspectos do Sinal: espaço de fase, elemento de matriz, aceptância, resolução e remanescentes do termo cruzado, escritos em termos de densidades de probabilidade.

Para tal, vamos submeter diferentes tipos de amostras de Monte Carlo ao ajuste, com o intuito de verificar a nossa capacidade de reobter os valores gerados para estes parâmetros, respectivamente, $0,895\ GeV$, $0,0473\ GeV$ e $3,4\ GeV^{-1}$ [1]. Cada tipo de amostra está relacionada com a verificação de um determinado aspecto do algoritmo: parametrização do espaço de fase, elemento de matriz, aceptância, resolução e do termo cruzado representado por $\mathcal{R}$ [2]. A amostra de Monte Carlo coerente, definida na seção 6.1.3, faz parte do conjunto das amostras utilizadas nos testes. Além de testar o algoritmo de forma completa, o resultado obtido com esta amostra é particularmente importante no confronto da medida da fração escalar com os dados.

Foram realizados sete testes, definidos abaixo segundo a amostra utilizada e as correções do algoritmo habilitados no ajuste. Os resultados são mostrados nas figuras 7.1 e 7.2.

1. Simulação Fast-MC do decaimento $D^+ \to K^*(890)^0\mu^+\nu$, contendo os dois elementos que definem um processo de decaimento, espaço de fase e elemento de matriz: Este teste tem como objetivo verificar a parametrização de ambos dentro do algoritmo de ajuste.

   Resultados: Podemos observar que o algoritmo recupera os valores gerados para os três parâmetros, m_0 e Γ_0 e r_0, dentro da precisão estatística dos dados [3].

2. Simulação ROGUE do decaimento $D^+ \to K^*(890)^0\mu^+\nu$ submetido ao processo completo de seleção de eventos: Nesta amostra, os valores dos momentos das partículas do estado final correspondem aos valores gerados ainda no processo de simulação do decaimento, ou seja, o efeito da resolução não está presente. Este teste tem como objetivo verificar o desempenho da correção de aceptância do algoritmo.

[1] Os valores de massa e largura são arbitrários, diferentes das medidas encontradas no PDG [4].

[2] Cada um destes aspectos podem ser "desligados" do algoritmo de acordo com o teste em questão.

[3] O erro estatístico encontrado nos dados é antecipado. O erro associado à medida do parâmetro r_0 não é colocado (da ordem de $3\ GeV^{-1}$) pois depende fortemente do modelo de ajuste utilizado. Este aspectos serão abordados no capítulo seguinte.

Resultados: Podemos observar que o algoritmo recupera o valor gerado para m_0 e r_0, no entanto, para Γ_0, observamos uma variação sistemática de $+1,7\ MeV$. Parametrizações da aceptância alternativas foram estudadas com o intuito de entender a origem desta variação. Em particular, foi utilizada uma densidade de probabilidade para aceptância específica para a componente vetorial, mostrada na expressão 6.8, em vez da aproximação do espaço de fase, expressão 6.9. Todavia, o resultado de Γ_0 mostrou-se invariante com relação a esta modificação.

3. Simulação ROGUE do decaimento $D^+ \to K^*(890)^0 \mu^+ \nu$ submetido ao processo completo de seleção de eventos e inclusão do efeito da resolução do detector: Todavia, neste teste, a correção da resolução foi removida do algoritmo. Tem como objetivo observar a ação do efeito da resolução nos resultados, e, desta forma, quantificar a importância desta correção.

   Resultados: O efeito da resolução no ajuste é grande na medida de Γ_0, provocando uma variação sistemática de $\sim 2\ MeV$. Nenhuma variação significativa foi observada nas outras medidas.

4. Simulação ROGUE do decaimento $D^+ \to K^*(890)^0 \mu^+ \nu$ submetido ao processo completo de seleção de eventos e inclusão do efeito da resolução do detector: Neste teste, a correção de resolução foi habilitada no algoritmo. Tem como objetivo verificar o desempenho desta correção através da comparação com o teste anterior.

   Resultados: A implementação da correção de resolução mantém as medidas de m_0 e r_0 invariantes e corrigem adequadamente o efeito sistemático observado na medida de Γ_0 do teste anterior.

5. Monte Carlo incoerente, definido na seção 6.1.3: Este amostra não apresenta o termo cruzado entre $K^*(890)^0$ e a componente escalar. Tem como objetivo testar o desempenho do algoritmo com respeito às correções de aceptância e

resolução na presença da componente escalar. O resultado deste teste também tem como objetivo servir de referência para os testes seguintes, referentes a correção do termo cruzado, $\mathcal{R}$.

Resultados: A presença de uma componente escalar tem um efeito sistemático da ordem de $-1\ MeV$ na medida de Γ_0. Este efeito tende a diminuir o efeito sistemático causado pela correção de aceptância.

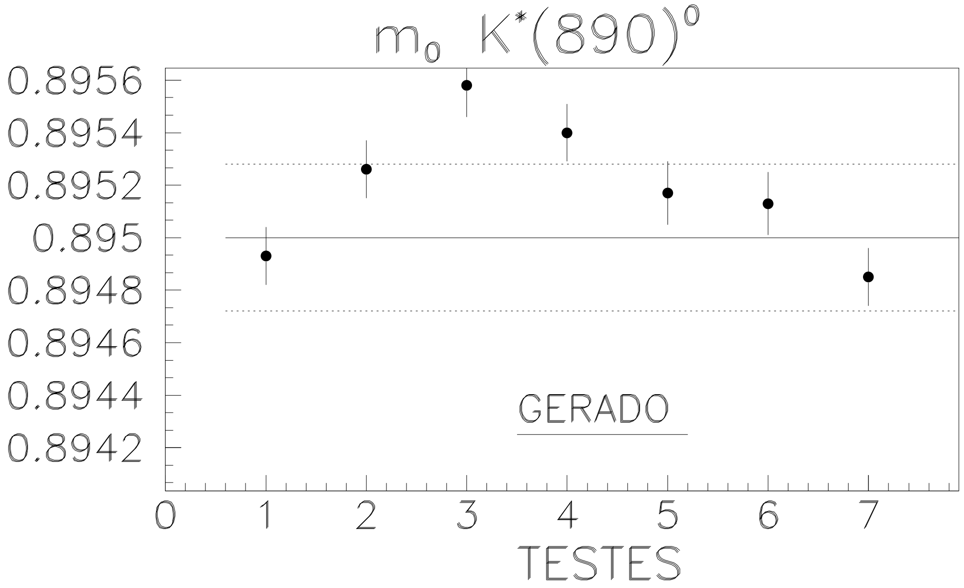
6. Monte Carlo coerente, definido na seção 6.1.3: Apresenta o termo cruzado entre $K^*(890)^0$ e a componente escalar, gerado pelo efeito da aceptância. No entanto, a correspondente correção, $\mathcal{R}$, foi excluída do algoritmo. Tem como objetivo observar a ação da existência do termo cruzado nos resultados.

   Resultados: A não-uniformidade da aceptância manisfestada pela existência do termo cruzado age na medida de r_0, causando uma redução sistemática de $-2\ GeV^{-1}$, e na medida da fração escalar, com uma redução de 1,5 %.

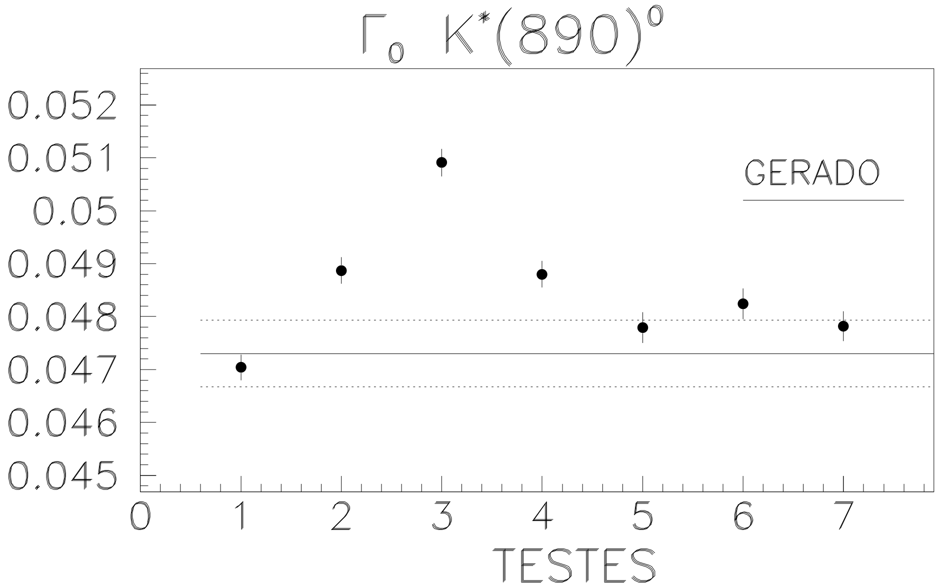
7. Monte Carlo coerente: Ajuste realizado com todos os elementos, inclusive a correção $\mathcal{R}$. Tem como objetivo verificar o desempenho da correção $\mathcal{R}$.

   Resultados: A inclusão de todos aspectos no algoritmo nos fornece um bom resultado para a medida de m_0. Já para a medida de Γ_0 e r_0 fornece, respectivamente, um efeito sistemático de $+0,7\ GeV$ (1 desvio padrão) e $0,5\ GeV^{-1}$. Além disto, recupera o valor da fração escalar obtida no teste 5, corrigindo adequadamente o efeito do termo cruzado observado no teste 6.

O conjunto de sete testes realizados mostram que o algoritmo de ajuste é adequado para a obtenção das medidas propostas numa amostra com alta estatística, como a nossa amostra de dados. Os resultados mais importantes são (a) existência de um efeito sistemático na medida da largura de $K^*(890)^0$ da mesma ordem do erro estatístico previsto para os dados, $+0,7\ MeV$, (b) importância da correção de resolução na medida da largura do $K^*(890)^0$, (c) relevância da correção $\mathcal{R}$ na reobtenção do valor gerado de r_0 e do valor esperado da fração escalar.

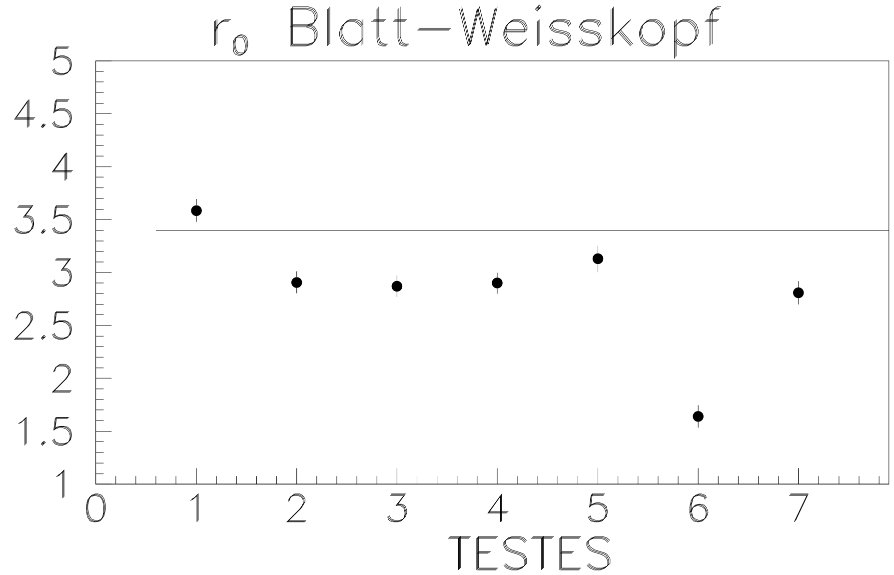


(a)

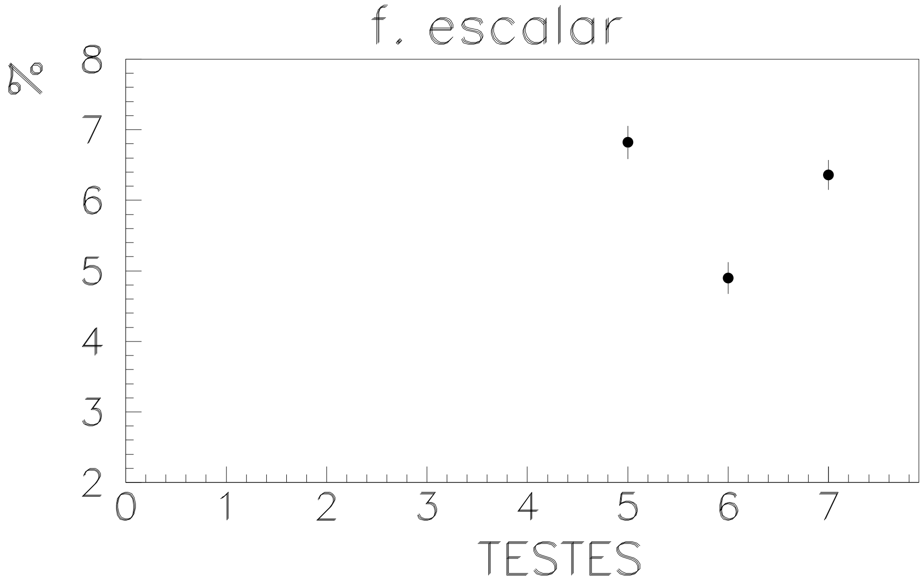


(b)

Figura 7.1: Resultados dos testes para a massa (a) e largura (b) do $K^*(890)^0$. As três linhas da figura correspondem ao valor gerado com a faixa esperada para o erro estatístico dos dados.



(a)



(b)

Figura 7.2: Resultados dos testes para o parâmetro de Blatt-Weisskopf da ressonância $K^*(890)^0$ (a) e da fração escalar na amostra (b).

Capítulo 8

Resultados

Como foi discutido na introdução, além da ressonância vetorial $K^*(890)^0$, a princípio, os estados não-ressonante (NR), κ, $K_0^*(1430)$ e $K^*(1680)^0$ podem contribuir para o decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$. Suas respectivas parametrizações foram discutidas na seção 2.6 e, especificamente para o estado não-ressonante, duas formas foram sugeridas, NR com fase constante e NR baseado na fase obtida pela experiência LASS. Inicialmente, vamos implementar o ajuste dos dados utilizando modelos simples.

8.1 Modelo (1): não-ressonante constante

Neste modelo, apenas a presença da ressonância $K^*(890)^0$ e do estado não-ressonante, segundo o modelo de fase constante, foram permitidas no ajuste. Os parâmetros de $K^*(890)^0$, massa, largura e o fator de Blatt-Weisskopf, r_0, estão livres. A figura 8.1 mostra o ajuste dos dados e a tabela 8.1, os resultados obtidos.

A solução obtida segundo o modelo 1 apresenta quatro características:

- Bom acordo do modelo com os dados, $CL = 24$ % , em todas as regiões do espectro, como é mostrado na figura 8.2 [1].

[1] Para facilitar a vizualização, é mostrada a distribuição de χ^2 com binagem fixa.

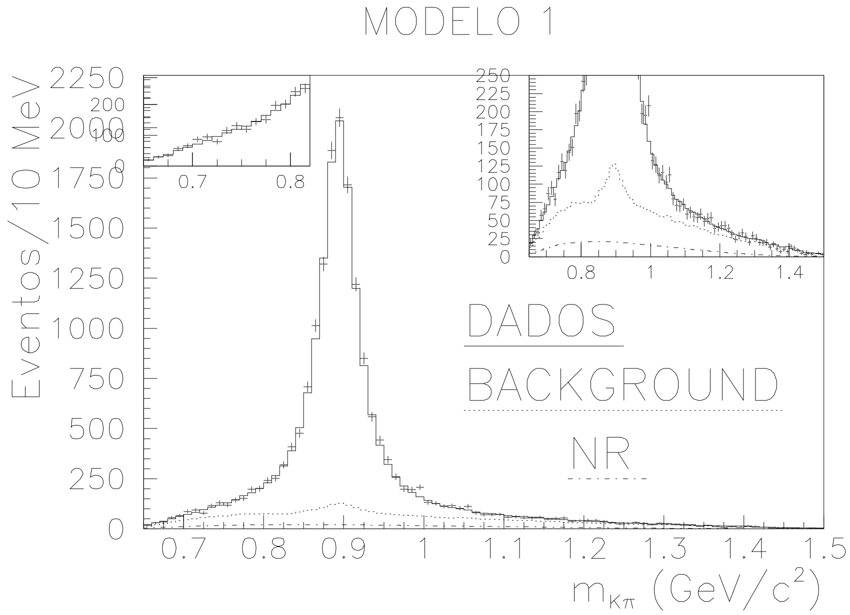


Figura 8.1: A figura principal mostra o ajuste dos dados segundo o modelo 1. O histograma com barra de erro representa a distribuição de dados e o histograma com linhas contínuas representa o ajuste do mesmo. A figura mostra também as distribuições de *background* e da componente não-ressonante, as quais são ampliadas na figura do alto, à direita. No alto, à esquerda, é mostrada uma ampliação do ajuste na região de baixa massa.

- Medidas de massa e largura de $K^*(890)^0$ a, aproximadamente, dois desvios padrões abaixo das medidas do PDG, respectivamente, $m_0^{pdg} = 0,89610 \pm 0,00027\ GeV$ e $\Gamma_0^{pdg} = 0,0507 \pm 0,0006\ GeV$.

- A medida do parâmetro r_0, $10,7 \pm 2,9\ GeV^{-1}$, corresponde a um raio de 2,11 F e está acima da medida realizada pela experiência LASS, $r_0 = 3,4 \pm 0,6 \pm 0,3\ GeV^{-1}$, ou $0,67\ F$.

- A fração escalar medida está em perfeito acordo com o previsto através do ajuste da simulação Monte Carlo, $f_{MC} = 0,0658 \pm 0,0029$, obtido no teste do método de ajuste, figura 7.2.

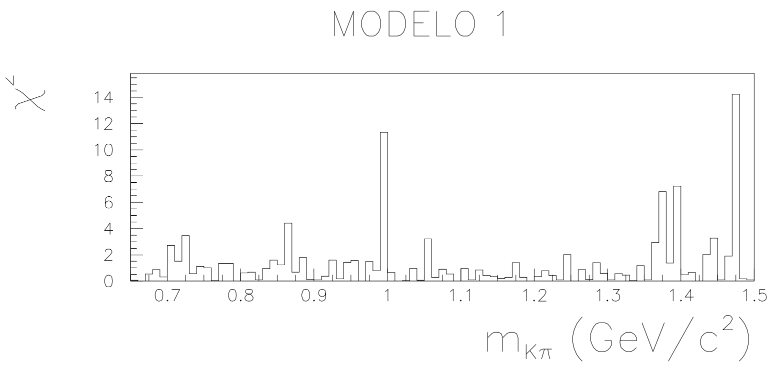


Figura 8.2: Distribuição de χ^2 referente ao ajuste com modelo 1.

A figura 8.3 (A) mostra um estudo no qual podemos observar a distribuição da grandeza minimizada no ajuste, FCN (equação 7.3), em relação à diferentes valores de massa e largura e, em 8.3 (B), em relação ao parâmetro r_0. Em cada distribuição todos os demais parâmetros estão fixos em seus respectivos valores ótimos (de ajuste).

8.2 Modelo (2): não-ressonante segundo LASS

Este modelo é equivalente ao modelo anterior sobretudo com a parametrização do processo não-ressonante segundo o resultado da experiência LASS. A figura 8.4 mostra o ajuste dos dados e a tabela 8.2, os resultados obtidos.

Como características do ajuste segundo este modelo, temos:

- Novamente, um bom acordo do modelo com os dados, $CL = 27$ %, em todas as regiões do espectro, como é mostrado na figura 8.5.

- As medidas de massa e largura de $K^*(890)^0$ permanecem estáveis com respeito às medidas realizadas com o modelo 1. A distribuição de FCN é mostrada na figura 8.6 (A).

- A medida do parâmetro r_0, $7,3 \pm 1,4\ GeV^{-1}$, corresponde a um raio de $1,44\ F$,

Modelo 1	
$\chi^2/Ndof = 1,07$	$CL = 24\%$
$m_0(GeV)$	$0,89469 \pm 0,00030$
$\Gamma_0(GeV)$	$0,04753 \pm 0,00081$
$r_0(GeV^{-1})$	$10,7 \pm 2,8$
a_{NR}	$0,267 \pm 0,020$
fração escalar	$0,067 \pm 0,011$

Tabela 8.1: Resultado do modelo 1 correspondente às medidas dos parâmetros do $K^*(890)^0$, m_0, Γ_0 e r_0, além da amplitude e fração relativa da componente não-ressonante, segundo uma fase constante.

se aproximando da medida realizada pela experiência LASS. O erro estatístico encontrado é significativamente menor do que o obtido com modelo 1, indicando a existência de um mínimo para a densidade de probabilidade mais bem determinado, como é confirmado no estudo da distribuição de *FCN* da figura 8.6 (B).

- A medida da fração escalar se afasta +1 desvio padrão em relação à medida com o modelo 1.

8.3 Modelo (3): Ressonância κ

Este modelo consiste na utilização da ressonância κ como componente escalar, ao invés da componente não-ressonante. Os parâmetros m_κ e Γ_κ foram fixados nos valores obtidos pela E791, respectivamente $0,797 \pm 0,019 \pm 0,043$ GeV e $0,410 \pm 0,043 \pm 0,087$ GeV. A figura 8.7 mostra o ajuste dos dados e a tabela 8.3, os resultados obtidos.

Como características do ajuste segundo este modelo, temos:

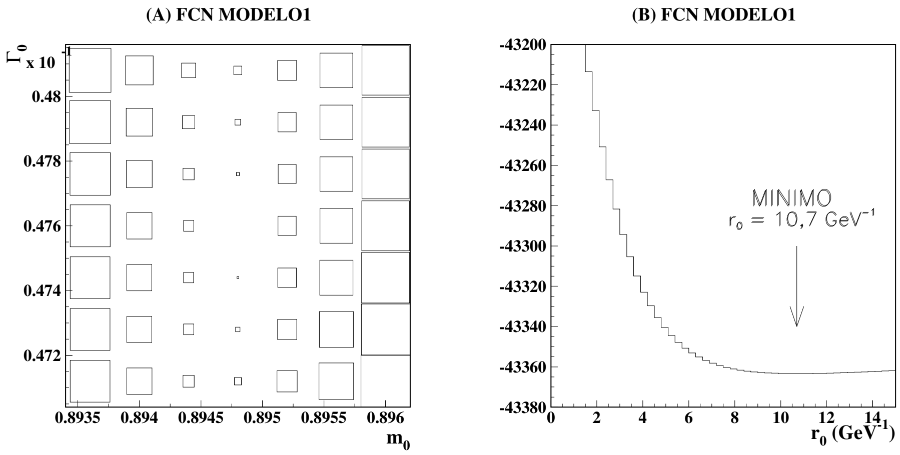


Figura 8.3: Distribuição de *FCN* em relação aos parâmetros de $K^*(890)^0$, massa e largura (A) e r_0 (B) no ajuste dos dados segundo o modelo 1. Em (A), o tamanho dos quadrados aumenta proporcionalmente ao aumento do valor de *FCN*. Em cada distribuição todos os demais parâmetros estão fixos em seus respectivos valores ótimos (de ajuste).

- Bom acordo do modelo com os dados, $CL = 24$ %, equivalente ao encontrado nos outros modelos.

- As medidas de massa e largura de $K^*(890)^0$ permanecem estáveis com respeito às medidas realizadas com os modelos anteriores. A distribuição de *FCN* é mostrada na figura 8.8 (A).

- A medida do parâmetro r_0, $5,33 \pm 0,84\ GeV^{-1}$, corresponde a um raio de $1,04\ F$, se aproximando ainda mais da medida realizada pela experiência LASS. A qualidade do mínimo para a densidade de probabilidade é mostrada na distribuição de *FCN* da figura 8.8 (B).

8.4 Análise dos Resultados

Os resultados obtidos para os três modelos propostos indicam que as diferenças

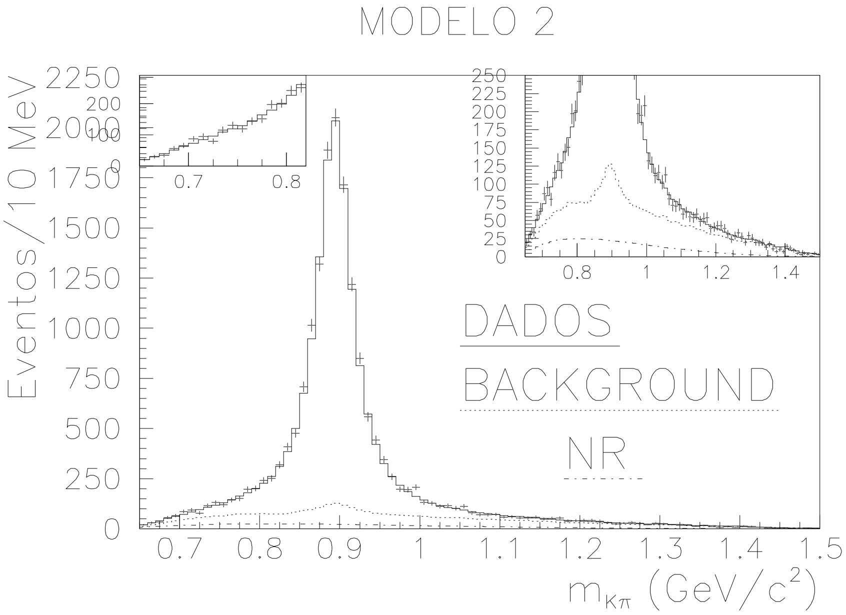


Figura 8.4: Ajuste dos dados segundo o modelo 2.

existentes entre as parametrizações para a componente escalar não são suficientes para discriminá-las segundo os critérios de qualidade do ajuste. Estas diferenças manifestam-se exclusivamente na medida do fator de Blatt-Weisskopf, que tende a diminuir a medida que a concentração de eventos da componente escalar a baixa massa aumenta. Outra conclusão importante consiste em que, a princípio, podemos descrever satisfatoriamente os dados apenas com uma componente escalar a baixa massa.

Os resultados obtidos no espectro de massa devem ser consistentes com a distribuição angular observada nos dados. A seção 4.2 faz uma análise da distribuição das variáveis internas através da simulação Fast-MC e mostra que o espectro de massa pesado pela variável $\cos(\theta_V)$ explicita de forma clara a assimetria causada pela existência de outra estrutura no espectro de dados. Este espectro, $m_{K\pi} * \cos(\theta_V)$, será aqui utilizado para verificar a adequação das soluções obtidas no ajuste dos dados com relação a distribuição angular. É importante que se diga que, neste es-

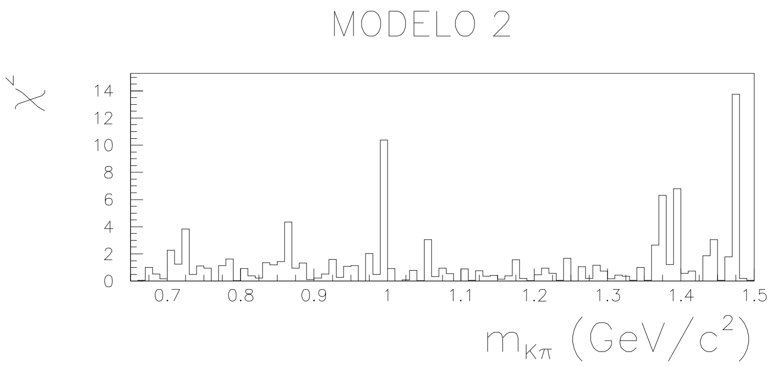


Figura 8.5: Distribuição de χ^2 referente ao ajuste com modelo 2.

tudo, nenhum ajuste é implementado e nenhuma incerteza estatística é levada em consideração.

A figura 8.9 faz uma comparação do espectro $m_{K\pi} * \cos(\theta_V)$ entre a amostra simulada dos dados e as soluções obtidas segundo os modelos propostos até agora.

- (a) Modelo 1: não-ressonante com fase constante. Como a fase δ_0 não pode ser medida por este modelo, vamos considerar $\delta_0 = \delta_{focus} \sim 40^0$.
- (b) Modelo 2: não-ressonante com a fase obtida pela experiência LASS, dada pela equação 2.61 e mostrada na figura 2.13 (A).
- (c) Modelo 3: Ressonância $\kappa(800)$ com sua variação de fase intrínsica, dada pela função Breit-Wigner, expressa na equação 2.43 e mostrada na figura 2.5.1 (C).
- (d) Modelo 3, o qual foi acrescentado uma variação de fase de 90 graus à Breit-Wigner da ressonância κ.

Como pode ser visto na figura 8.9 (a) e (b), os modelos 1 e 2, são compatíveis com a distribuição angular observada. Com relação ao modelo 3, em (C), fica evidente que a variação de fase correspondente a Breit-Wigner da ressonância κ não é consistente com os dados. Seria necessário a inclusão de uma defasagem de 90^0, como pode ser

Modelo 2	
$\chi^2/Ndof = 1,06$	$CL = 27\%$
$m_0(GeV)$	$0,89463 \pm 0,00030$
$\Gamma_0(GeV)$	$0,04751 \pm 0,00081$
$r_0(GeV^{-1})$	$7,3 \pm 1,4$
a_{NR}	$0,286 \pm 0,019$
fração escalar	$0,076 \pm 0,011$

Tabela 8.2: Resultado do modelo 2 correspondente às medidas dos parâmetros do $K^*(890)^0$, m_0, Γ_0 e r_0, além da amplitude e fração relativa da componente não-ressonante, segundo LASS.

visto em (d), para compatibilizar os dados com este modelo. Portanto, esta análise afasta a possibilidade de identificação da nova componente escalar como um estado ressonante descrito pela variação de fase dada pela função Breit-Wigner abaixo,

$$BW = \frac{1}{m_{K\pi}^2 - m_\kappa^2 - i\ m_\kappa\ \Gamma_\kappa(m_{K\pi})}$$

responsável pela passagem da fase por 90^0 em $m_{K\pi} = m_\kappa$, como é mostrado na figura 2.5.1.

A identificação da nova componente escalar como a ressonância κ não deve, contudo, ser completamente descartada, uma vez que um estudo teórico mais profundo não foi implementado. Em específico, o estudo da fenomenologia de ressonâncias de grande largura populando uma região perto do limiar cinemático, vem sendo bastante estudado e várias questões ainda estão em aberto. Podemos citar um trabalho recente [55] no qual D. V. Bugg mostra que a ressonância κ é compatível com os dados da experiência LASS mesmo sem a existência de um polo em 90^0. Segundo ele, isto é possível desde que seja utilizada uma parametrização na qual são introduzidas as chamadas funções de *Zero de Adler*, necessárias para a remoção de falsos polos originados pela proximidade da ressonância com o limiar cinemático.

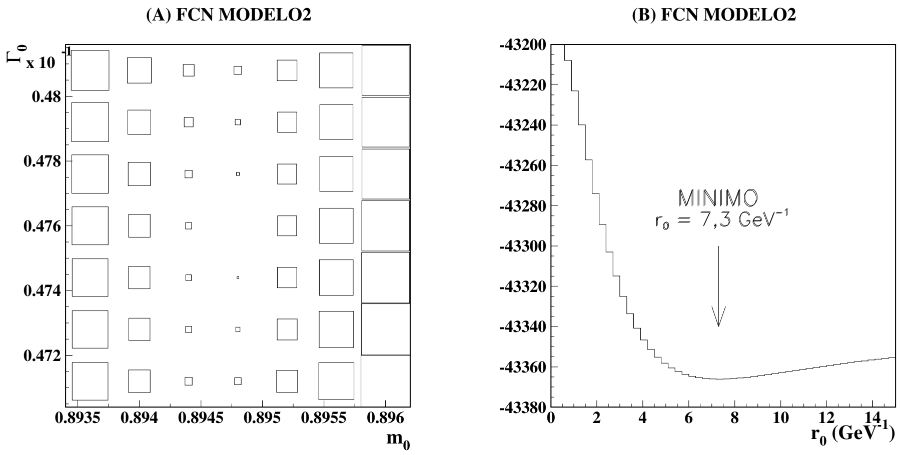


Figura 8.6: Distribuição de *FCN* em relação aos parâmetros de $K^*(890)^0$, massa e largura (A) e r_0 (B) no ajuste dos dados segundo o modelo 2.

Dos modelos simples estudados até agora, somente os modelos 1 e 2 mostraram-se compatíveis, tanto com o ajuste do espectro de massa como com a distribuição angular de $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$. Destes, somente o modelo 2 é, por construção, compatível com a análise de ondas parciais do setor escalar dos dados da experiência LASS. A observação de que a variação de fase observada numa experiência de espalhamento é consistente com os dados de um decaimento semileptônico tem um significado amplo e consiste em uma consequência do Teorema de Watson [37]. Desta forma, dado que o modelo 2 é baseado numa parametrização empírica do processo não-ressonante, iremos considerá-lo como a solução principal do espectro de dados do decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$.

O alto nível de confiança obtido, 27 %, indica que o modelo 2 é satisfatório para descrever os dados. No entanto, a adição de novos parâmetros livres no ajuste, como as amplitudes das ressonâncias de alta massa, é necessário uma vez que submete a solução inicial a um teste de estabilidade num regime de grandes níveis de correlação entre os parâmetros, especialmente entre a amplitude $K^*(1680)^0$ e o fator de Blatt-Weisskopf (seção 2.6.1). A utilização de modelos mais sofisticados também permite a realização da primeira medida do limite superior para as frações da ressonâncias

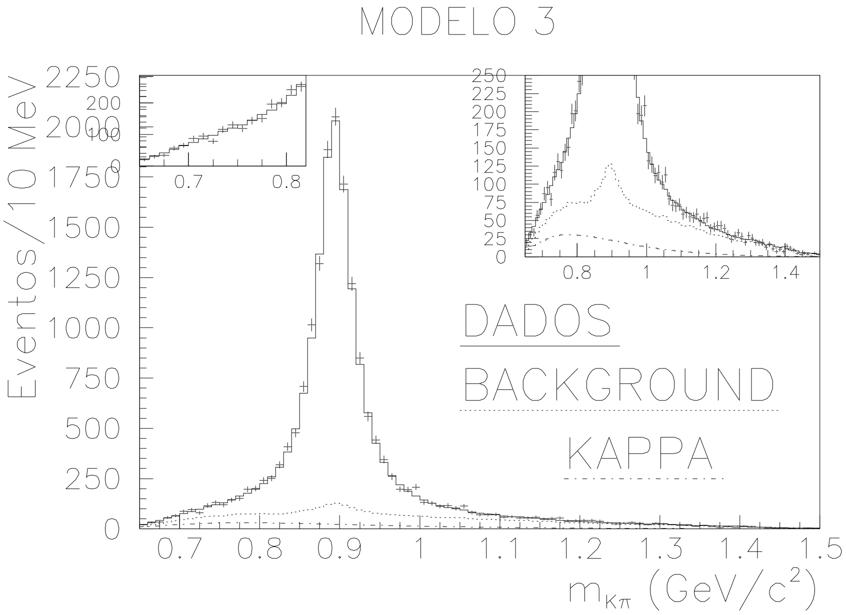


Figura 8.7: Ajuste dos dados segundo o modelo 3.

$K_0^*(1430)$ e $K^*(1680)^0$.

8.5 Modelo (4): NR + $K^*(1680)^0$ + $K_0^*(1430)$

Este modelo consiste na utilização do estado não-ressonante segundo LASS junto com as demais ressonâncias de alta massa, $K^*(1680)^0$e $K_0^*(1430)$. A tabela 8.4 mostra os resultados obtidos e a figura 8.10 mostra a distribuição bidimensional de *FCN* com relação aos parâmetros r_0 e $a_{K^*(1680)^0}$. Além do método tradicional, devido ao alto nível de correlação existente, o ajuste foi implementado também segundo o método *MINOS*. Os erros estatísticos provenientes deste método de minimização são também mostrados na tabela.

- O ajuste dos dados possui um nível de confiança, $CL = 24$ %, compatível com a solução do modelo 2.

- As amplitudes das ressonâncias $K^*(1680)^0$ e $K_0^*(1430)$ são compatíveis com

Modelo 3	
$\chi^2/Ndof = 1,07$	$CL = 24\%$
$m_0(GeV)$	$0,89468 \pm 0,00031$
$\Gamma_0(GeV)$	$0,04776 \pm 0,00081$
$r_0(GeV^{-1})$	$5,33 \pm 0,84$
a_κ	$0,294 \pm 0,018$
$m_\kappa(GeV)$	$0,797$ (fixo em E791 [24])
$\Gamma_\kappa(GeV)$	$0,410$ (fixo em E791 [24])
fração escalar	$0,080 \pm 0,011$

Tabela 8.3: Resultados do modelo 3 correspondentes às medidas dos parâmetros do $K^*(890)^0$, m_0, Γ_0, r_0 e da amplitude da ressonância κ.

zero.

- Todas as medidas propostas permanecem estáveis com relação ao modelo 2 e o aumento do número de graus de liberdade é refletido no acréscimo dos erros estatísticos, principalmente nos parâmetros com grande correlação, como é o caso do fator de Blatt-Weisskopf.

Podemos observar que os erros estatísticos fornecidos pelo método MINOS [2] são assimétricos e, geralmente, superiores aos estimados por intermédio do método tradicional. Os intervalos obtidos correspondem à região na qual a probabilidade de encontrar o valor verdadeiro é igual a 68,3 % (1 desvio padrão). Desta forma, podemos estimar o limite superior para as amplitudes das ressonâncias $K^*(1680)^0$ e $K_0^*(1430)$ com um nível de confiança de 90 % [4].

[2]Como já foi visto, este método é mais adequado para a estimativa dos erros estatísticos de parâmetros correlacionados.

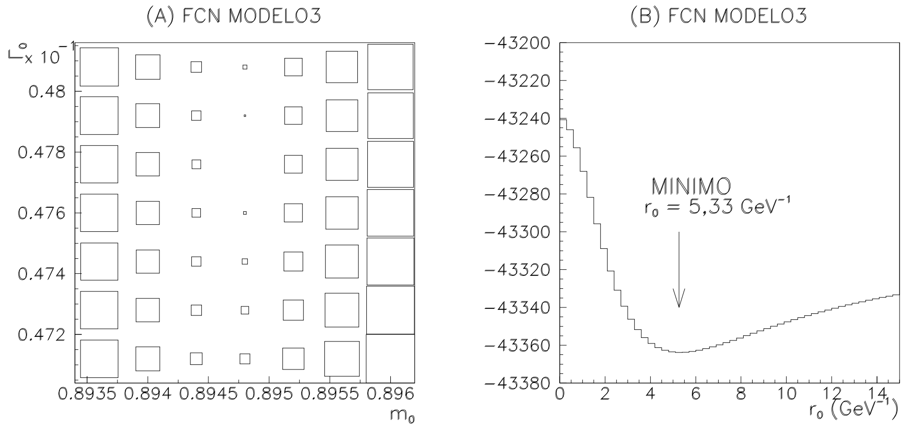


Figura 8.8: Distribuição de *FCN* em relação aos parâmetros de $K^*(890)^0$, massa e largura (A) e r_0 (B) no ajuste dos dados segundo o modelo 3.

8.6 Testes Estatísticos: modelo 2 $\times$ modelo 4

Os resultados indicam que a solução obtida com o ajuste segundo o modelo 2 é mais adequada, confirmando as previsões teóricas discutidas na introdução. Esta afirmação pode adquirir um carater quantitativo ao ser submetida a testes estatísticos. Para tal, três testes foram realizados: *Teste de hipótese*, *teste de consistência* e *teste sistemático*. O primeiro tem como objetivo confrontar os dois modelos de forma quantitativa. O segundo teste tem como objetivo principal verificar a consistência dos erros estatísticos obtidos no ajuste dos dados, o qual assinala sobre a nossa capacidade de implementar as medidas. O teste sistemático consiste em submeter o resultado obtido segundo o modelo 4 ao mesmo estudo sistemático do modelo 2, mostrado no próximo capítulo.

8.6.1 Teste de hipótese

O teste de hipótese utilizado nesta análise consiste no cálculo do nível de confiança da hipótese do modelo 2, em relação à hipótese do modelo 4, através do método denominado *Maximum Likelihood Ratio* [54]. Para o caso específico onde a

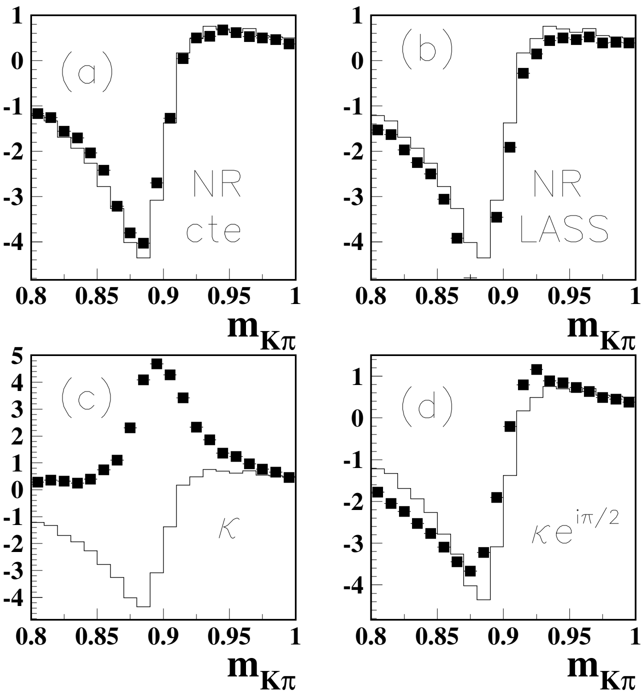


Figura 8.9: Comparação das distribuições de $m_{K\pi}$ pesada pela variável $\cos\theta_V$, entre a solução encontrada para os dados [1,2] e a solução obtida no ajuste do espectro de $m_{K\pi}$ segundo (a) modelo 1, (b) modelo 2, (c) modelo 3 e (d) modelo 3 acrescentando uma fase de 90^0 à parametrização do κ.

única diferença entre as hipóteses consiste na adição de $\delta_{ndof} = 2$ graus de liberdade, este método mostra-se extremamente simples.

A figura de mérito *Maximum Likelihood Ratio*, ou FCN_{ratio}, é calculada a partir do produto das densidades de probabilidade de cada evento segundo os dois modelos e é definida na equação 8.1. Este método é baseado no fato de que, para grandes amostras de dados, o valor da grandeza FCN_{ratio} é equivalente ao valor do χ^2 obtido em um ajuste com δ_{ndof} graus de liberdade, onde δ_{ndof} é a diferença entre o número de graus de liberdade dos dois modelos. Esta equivalência permite calcular o nível de confiança correspondente, representando a probabilidade de que uma dada hipótese seja verdadeira (supondo que somente as duas hipóteses sejam possíveis).

Modelo 4			
$\chi^2/Ndof = 1,07$ $CL = 23\%$		Erro MINOS	
$m_0(GeV)$	$0,89465 \pm 0,00064$	$-0,00070$	$0,00079$
$\Gamma_0(GeV)$	$0,04742 \pm 0,00083$	$-0,00082$	$0,00087$
$r_0(GeV^{-1})$	$7,1 \pm 4,4$	$-3,3$	18
a_{NR}	$0,309 \pm 0,059$	$-0,086$	$0,052$
$a_{K^*(1680)^0}$	$-0,003 \pm 0,040$	$-0,041$	$0,053$
$a_{K_0^*(1430)}$	$-0,024 \pm 0,040$	$-0,042$	$0,038$
fração escalar	$0,083 \pm 0,028$	–	–

Tabela 8.4: Resultados do modelo 4 correspondentes às medidas dos parâmetros do $K^*(890)^0$, m_0 e Γ_0, das amplitudes de $K^*(1680)^0$, $K_0^*(1430)$, e NR, além da fração escalar. Os dois últimos valores correspondem aos erros estatísticos proveniente do ajuste com o método MINOS.

Limite superior $CL = 90$ % $(1,64\ \sigma)$		
ressonância	amplitude	fração
$K^*(1680)^0$	$< 0,084$	$< 0,65$ %
$K_0^*(1430)$	$< 0,087$	$< 0,66$ %

$$FCN_{\text{ratio}} \equiv -2\ln\left[\frac{\prod_{j=1}^{N}\mathcal{P}_j(\text{solução modelo 2})}{\prod_{j=1}^{N}\mathcal{P}_j(\text{solução modelo 4})}\right] \tag{8.1}$$

Como resultado deste estudo, obtivemos um nível de confiança de 82 % em favor do modelo 2, indicando que a adição dos graus de liberdade é desnecessária para descrever os dados.

8.6.2 Teste de Consistência

O teste de consistência é baseado na Estatística frequentista [56] e consiste em

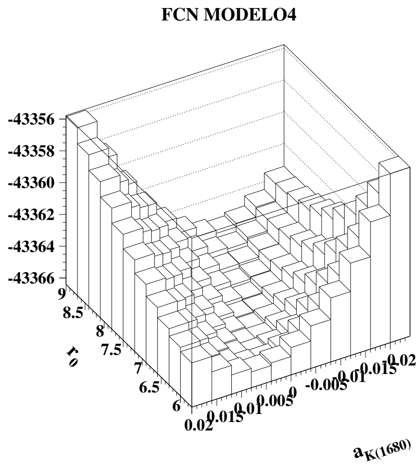


Figura 8.10: Distribuição de *FCN* em relação aos parâmetros r_0 e $a_{K^*(1680)^0}$ no ajuste dos dados segundo o modelo 4.

modelo 2 $\rightarrow$	n_0 parâmetros	$\rightarrow a_{K^*(1680)^0} = 0$ e $a_{K_0^*(1430)} = 0$
modelo 4 $\rightarrow$	$n_0 + 2$ parâmetros	$\rightarrow a_{K^*(1680)^0}$ e $a_{K_0^*(1430)}$ livres

três etapas:

1. Geração de $n = 500$ amostras de Fast-MC segundo a solução do modelo 2, com o mesmo número de eventos da amostra de dados.

2. *Modelo 2 $\rightarrow$ modelo 2*:

   As amostras geradas são ajustadas segundo o próprio modelo 2. A distribuição de cada parâmetro, composta pelas n soluções, deve se aproximar de uma forma gaussiana a medida que a correlação entre os parâmetros diminui [53]. A largura da distribuição gaussiana é igual ao valor do erro estatístico obtido no ajuste dos dados no limite $n \rightarrow \infty$. A realização do teste com um número finito de amostras tem como consequência a diminuição conjunta das larguras de todos os parâmetros livres do ajuste.

3. *Modelo 2 $\rightarrow$ modelo 4*:

As mesmas amostras são ajustadas segundo o modelo 4. Este teste tem como objetivo verificar o efeito do acréscimo desnecessário de graus de liberdade, uma vez que sabemos de antemão que as amostras foram geradas segundo um modelo mais simples. Caso as distribuições tenham seus valores centrais e larguras compatíveis com a solução obtida no ajuste dos dados, segundo o modelo 4, podemos concluir que a amostra de dados é estatisticamente consistente com a solução apresentada pelo modelo 2.

É importante ressaltar que este teste não acrescenta nenhuma informação adicional que já não esteja contida nos erros e nas respectivas correlações estatísticas obtidas no ajuste dos dados. Sua importância reside na verificação dos resultados e dos erros associados, além de fornecer uma forma mais clara de vizualizar as correlações existentes entre os parâmetros. A figura 8.11 mostra as distribuições correspondentes a cada parâmetro, discutidos na etapa *modelo 2→ modelo 2*. A tabela 8.5 mostra todos os valores relevantes deste estudo. Como pode ser visto, as distribuições são bem descritas por funções gaussianas. As diferenças encontradas entre os valores centrais e os valores gerados são sempre menores que 1 MeV e podem ser desprezadas [3]. As larguras obtidas são sistematicamente inferiores aos erros estatísticos obtidos no ajuste dos dados, fato este já esperado uma vez que o estudo foi feito com um número finito de amostras de Fast-MC.

As figuras 8.12 e 8.13 mostram as distribuições referentes aos ajustes segundo o modelo 4, conforme discutido em *modelo 2 → modelo 4*. Os respectivos resultados numéricos são mostrados na tabela 8.6. Podemos notar que os parâmetros m_0, Γ_0, a_{NR} e $a_{K_0^*(1430)}$ apresentam uma distribuição gaussiana, indicando que suas correlações com os outros parâmetros são aproximadamente lineares. O mesmo comportamento não é observado nas distribuições de r_0 e $a_{K^*(1680)^0}$, as quais podem ser razoavelmente bem descritas por duas gaussianas cada uma. O sucesso nesta descrição não significa a existência de duas soluções independentes, uma vez que existe

[3]Estas diferenças são menores que as incertezas sistemáticas do próprio teste.

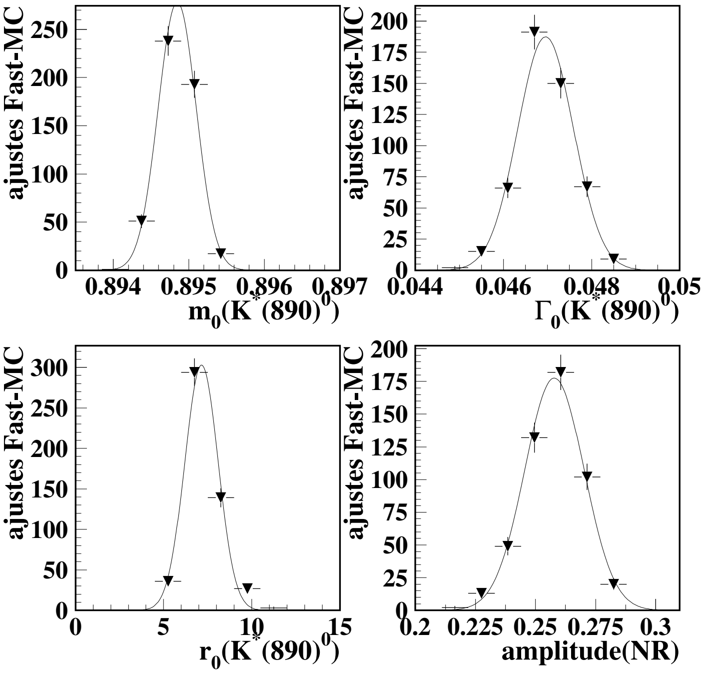


Figura 8.11: Distribuição dos parâmetros m_0, Γ_0, r_0 e a_{NR} referente às soluções obtidas com o ajuste, segundo o modelo 2, das 500 amostras geradas de acordo com a solução dos dados segundo o mesmo modelo.

uma grande faixa de valores em comum às duas gaussianas. Podemos notar também que os dados convergiram para a solução mais provável, correspondente ao modelo 2.

Como resultado deste estudo temos:

- Os erros estatísticos no ajuste dos dados segundo o modelo 4 são proporcionais às larguras das distribuições gaussianas obtidas neste estudo. Este estudo recupera também os intervalos de confiança assimétricos calculados pelo método *MINOS* para os parâmetros r_0 e $a_{K^*(1680)^0}$.

- O resultado do ajuste dos dados segundo o modelo 4 é consistente com o ajuste de uma amostra de mesma estatística gerada segundo o modelo 2, assinalando

Modelo 2				
par	gerado	$<$ par $>$	$\delta <$ par $>$	δ ajuste com dados
$m_0(GeV)$	$0,89500$	$0,89484$	$0,00024$	$0,00030$
$\Gamma_0(GeV)$	$0,04730$	$0,04696$	$0,00063$	$0,00081$
$r_0(GeV^{-1})$	$7,426$	$7,15$	$0,95$	$1,4$
a_{NR}	–	$0,257$	$0,012$	$0,019$

Tabela 8.5: Valores obtidos no teste de consistência para o ajuste com o modelo 2. São mostrados o nome do parâmetro, o correspondente valor gerado, o valor central obtido pelo ajuste com uma gaussiana, a respectiva largura e o erro obtido no ajuste dos dados.

que o conjunto de incertezas encontrado é consequência conjunta da estatística disponível e de características próprias dos modelos. Portanto, um aumento da estatística dos dados proporcionaria uma diminuição das larguras das distribuições além do desaparecimento de uma das gaussianas dos parâmetros $a_{K^*(1680)^0}$ e r_0. Fazendo uso do resultado do teste de hipótese realizado anteriormente, podemos dizer com 82 % de certeza de que este desaparecimento ocorreria com as distribuições gaussianas referentes à $< r_0 >= 4,62\ GeV^{-1}$ e $< a_{K^*(1680)^0} >= 0,056$ (tabela 8.6).

8.7 Comentários finais

Foram medidos os parâmetros intrínsicos da ressonância $K^*(890)^0$. Como resultado obtivemos medidas de massa e largura aproximadamente 2 desvios padrões abaixo da média calculada pelo PDG [4]. Uma comparação mais aprofundada será realizada no capítulo 10. A nossa medida do fator de Blatt-Weisskopf encontra-se acima da medida obtida pela experiência LASS, a qual apresenta as desvantagens de ter sido implementada numa região pequena do espectro $m_{K\pi}$ e de apresentar uma

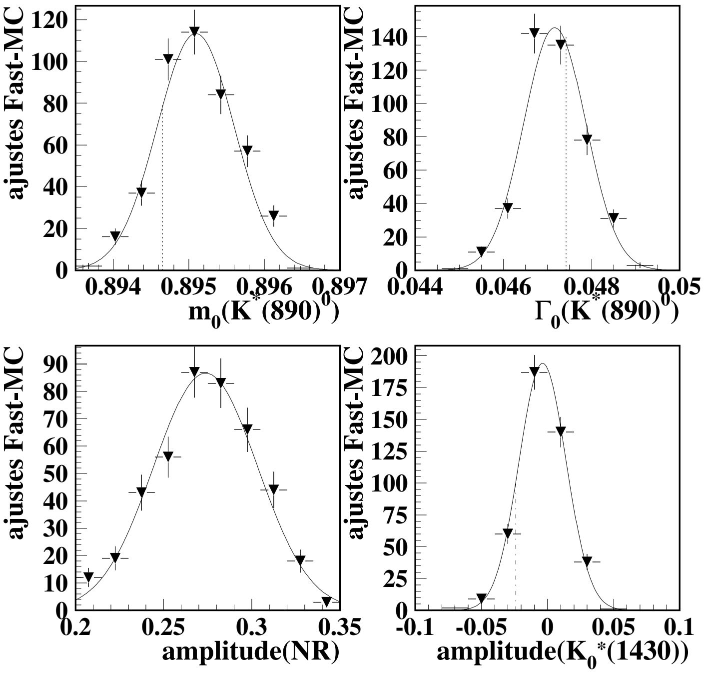


Figura 8.12: Distribuição dos parâmetros m_0, Γ_0, a_{NR} e $a_{K_0^*(1430)}$ referente às soluções obtidas com o ajuste, segundo o modelo 4.

complicada geração de estados excitados de K^*. Como desvantagem da nossa medida temos a dependência com a parametrização da componente escalar de baixa massa. No entanto, este aspecto é minimizado uma vez que a parametrização utilizada é consistente com a própria experiência cuja medida de r_0 estamos comparando.

Como resultado do estudo de outras estruturas no espectro semileptônico $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$ temos uma nova medida da fração escalar, a qual é compatível com a medida anterior [3]. Mostramos que uma solução mais simples, composta por $K^*(890)^0$ e pelo processo não-ressonante é suficiente para ajustar os dados, consistente inclusive com a distribuição angular. Um limite superior para as contribuições de alta massa, $K^*(1680)^0$ e $K_0^*(1430)$, foi obtido.

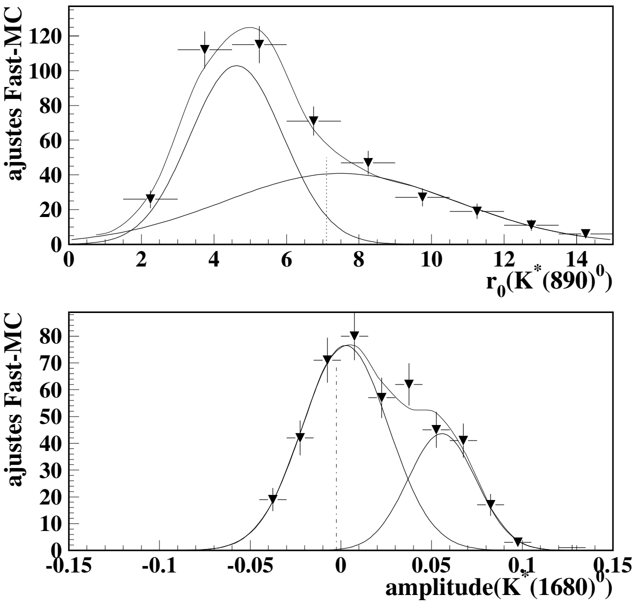


Figura 8.13: Distribuição dos parâmetros r_0 e $a_{K^*(1680)^0}$ referente às soluções obtidas com o ajuste, segundo o modelo 4.

Modelo 4				
par	gerado	$<$ par $>$	$\delta <$ par $>$	δ ajuste com dados
$m_0(GeV)$	$0,89500$	$0,89509$	$0,00051$	$0,00064$
$\Gamma_0(GeV)$	$0,04730$	$0,04717$	$0,00071$	$0,00083$
$r_0(GeV^{-1})$	$7,426$	$7,5$ $4,62$	$3,19$ $1,29$	$4,4$
a_{NR}	–	$0,274$	$0,030$	$0,059$
$a_{K^*(1680)^0}$	0	$0,0025$ $0,056$	$0,024$ $0,019$	$0,040$
$a_{K_0^*(1430)}$	0	$-0,004$	$0,018$	$0,041$

Tabela 8.6: Valores obtidos no teste de consistência para o ajuste com o modelo 4. Os parâmetros r_0 e $a_{K^*(1680)^0}$ apresentam dois valores para $<$ par $>$ e $\delta <$ par $>$ correspondendo às descrições por duas gaussianas.

Capítulo 9

Estimativa do Erro Sistemático

No capítulo anterior apresentamos o resultado do espectro de $m_{K\pi}$ do decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$ e mostramos ser o modelo 2 o mais adequado para o ajuste dos dados. Implementamos as medidas dos parâmetros da ressonância $K^*(890)^0$, m_0, Γ_0 e o fator de Blatt-Weisskopf r_0, além da fração escalar f_S. Esta seção tem como objetivo estudar a estabilidade destas medidas frente a determinadas variações no procedimento de ajuste, aqui denominadas de **variantes**. A idéia consiste em, aproveitando-se do fato de que as medidas devem ser invariantes com respeito a um procedimento de ajuste específico, inferir sobre possíveis variações sistemáticas no resultado.

O estudo dos erros sistemáticos se divide em duas categorias:

- variantes utilizando divisões da amostra total em sub-conjuntos não-correlacionados, ou seja, em amostras estatisticamente independentes, denominado de **Tipo I**.
- variantes utilizando amostras correlacionadas, denominadas de **Tipo II**.

Erro Sistemático do Tipo I

Para estudos de erro sistemático do Tipo I, deveremos ser capazes de isolar os efeitos estatísticos inerentes às amostras em questão. Para isto, utilizamos a mesma técnica utilizada no PDG [4], página 10, a qual consiste nos seguintes passos:

1. Teste de independência estatística: Isto é implementado, observando se o valor de $\chi^2/(N-1)$, expresso na equação 9.2, é menor que a unidade, onde N é o número de sub-amostras da estimativa do erro sistemático.

$$\chi^2 = \sum_i^N \frac{(x_i - \langle x \rangle)^2}{\sigma_i^2} \tag{9.1}$$

$$\langle x \rangle = \frac{\sum_i x_i/\sigma_i^2}{\sum_i 1/\sigma_i^2} \tag{9.2}$$

Se $\chi^2/(N-1) \leq 1$, então, os valores obtidos para o parâmetro x são compatíveis entre si, de modo que as variações observadas no resultado para as N amostras podem ser atribuídas a flutuações estatísticas.

2. Se $\chi^2/(N-1) > 1$ temos a presença de um efeito sistemático. O método para estimá-lo consiste em calcular o erro total e subtraí-lo, em quadratura, do erro estatístico ponderado, dado por:

$$\sigma_{estat} = \frac{1}{\sqrt{\sum_i 1/\sigma_i^2}} \tag{9.3}$$

O erro total é estimado através do re-escalonamento dos erros das N medidas, σ_i, de modo a tornar o valor de $\chi^2/(N-1)$ da equação 9.2 igual a unidade. Em outras palavras, este procedimento consiste em calcular qual o aumento necessário ao conjunto σ_i, para que não haja a presença de efeito sistemático. É fácil de verificar que este fator de escala é dado, $\sqrt{\chi^2/(N-1)}$. Desta forma, a partir do erro total, σ_{total}, dado por,

$$\sigma_{total} = \sigma_{estat}\sqrt{\frac{\chi^2}{N-1}}, \tag{9.4}$$

calculamos o erro sistemático, $\sigma_{sist} = \sqrt{\sigma_{total}^2 - \sigma_{estat}^2}$.

Erro Sistemático do Tipo 2

Para este caso, as variações no resultado são consequência de mudanças no método de ajuste realizadas em amostras correlacionadas, portanto, ocasionadas exclusivamente por efeitos sistemáticos. O procedimento para a estimativa deste tipo de erro consiste em considerar somente a maior variação encontrada, dentre as N variantes utilizadas. Como, por convenção, os erros são expressos em função de desvios padrão, a variação máxima obtida deve ser multiplicada pelo fator 0,683.

9.1 Cálculo do Erro Sistemático

A tabela 9.1 apresenta uma proposta de 23 variantes para a estimativa do erro sistemático. Dentre estas, doze consistem em divisão da amostra (Tipo I), seis consistem na variação de $\pm 1\ \sigma$ (Tipo II) nas medidas do fator de escala, importante na estimativa do *background* e dos fatores obtidos por LASS para a distribuição não-ressonante, a_{ER} e b_{ER}, definidos na equação 2.59, e oito na utilização de um conjunto de cortes mais fortes em relação aos utilizados como **base** (Tipo II).

O ajuste foi implementado para os 23 variantes propostos na tabela 9.1, tendo sido verificada a convergência no procedimento de minimização. O nível de confiança médio foi de 43 % (figura 9.1). Os respectivos resultados das medidas de massa, largura e fator de Blatt-Weisskopf de $K^*(890)^0$, além da medida da fração escalar são mostrados, respectivamente, nas figuras 9.2 e 9.3. As figuras também estabelecem uma comparação com os resultados vigentes e com os resultados do modelo 4.

Da análise das figuras verificamos existir um excelente acordo entre as variantes sistemáticas das medidas de massa e largura, assinalando que os respectivos erros totais serão dominados pelas incertezas estatísticas.

Ao contrário das medidas de massa e largura, um acordo apenas razoável é obtido entre as variantes sistemáticas das medidas do fator de Blatt-Weisskopf, r_0, e da fração escalar. A variante que mais contribue para o erro sistemático de r_0 é

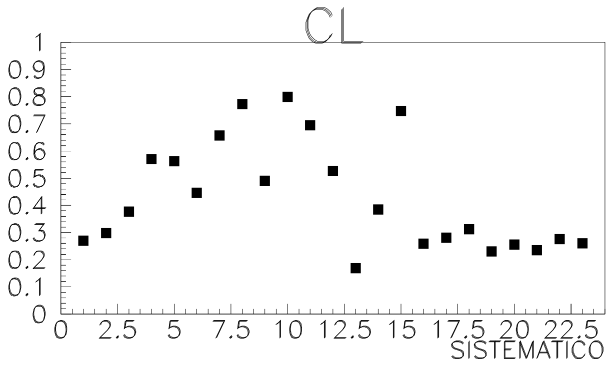


Figura 9.1: Distribuição do nível de confiança (CL) para as 23 variantes do procedimento de ajuste dos dados segundo o modelo 2.

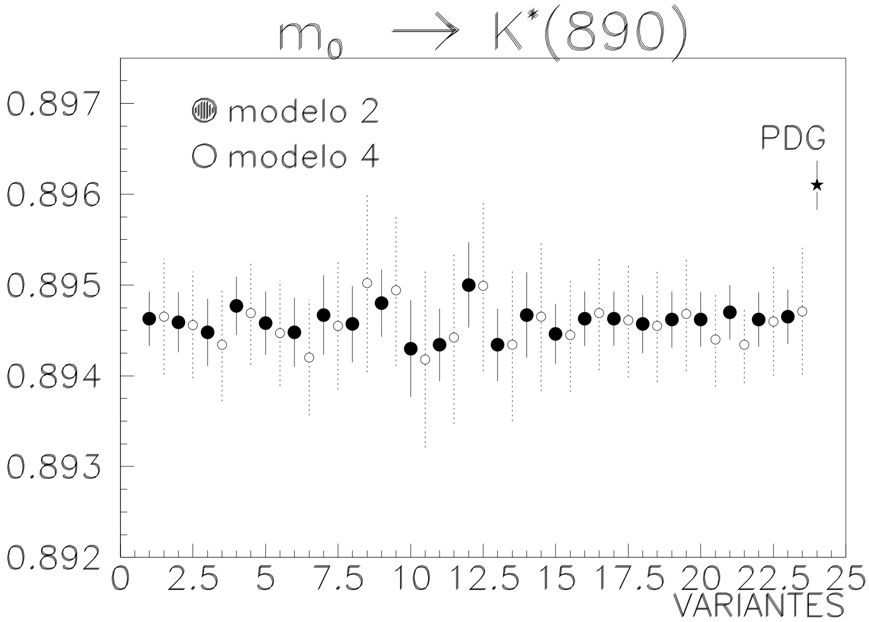
a variação em $-1\ \sigma$ no parâmetro a_{ER}, refletindo a sensibilidade da medida com a forma da distribuição não-ressonante. A semelhança entre as distribuições não-ressonantes utilizadas no modelo 1 (fase constante) e na variante (21), mostrada na figura 9.4, justifica a proximidade entre os resultados obtidos para r_0. Com respeito à medida da fração escalar, a divisão da amostra em alto e baixo momento do múon corresponde a maior variação sistemática. Esta variação pode ser atribuída à maior dificuldade na estimativa do *background* por ocasião da divisão da amostra em janelas de momento, constituindo, por isto, em um teste decisivo a nossa capacidade de empreender tal estimativa.

Finalmente, como resultado do teste sistemático do modelo 4, temos que o mesmo é compatível com o modelo 2 para todas as variantes propostas.

A estimativa total do erro sistemático é realizada somando os erros sistemáticos do Tipo I e do Tipo II em quadratura. A tabela 9.2 apresenta os valores finais das medidas dos parâmetros m_0, Γ_0 e do fator de Blatt-Weisskopf, r_0, da ressonância $K^*(890)^0$ e da fração escalar contida no decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$, relativos ao resultado do modelo 2.

Variante	definição	Tipo
(1)	**base**	referência
(2)	**base** + (**lsigma** > 15)	II
(3)	**base** + (**lsigma** > 20)	II
(4)	**base** + (**iso2t** < 1) %	II
(5)	**base** + (**lsigma** > 15) + (**iso2t** < 1) %	II
(6)	**base** + (**lsigma** > 20) + (**iso2t** < 1) %	II
(7)	carga do méson $D > 0$	I
(8)	carga do méson $D < 0$	I
(9)	*NRun* dos dados > 9750	I
(10)	*NRun* dos dados < 9750	I
(11)	número de traços no vértice primário > 3	I
(12)	número de traços no vértice primário < 3	I
(13)	momento do múon $> 20\ GeV$	I
(14)	momento do múon $< 20\ GeV$	I
(15)	**trkfit** $> 0,2$	I
(16)	variação $+1\ \sigma$ em SF	II
(17)	variação $-1\ \sigma$ em SF	II
(18)	**clmu** $> 0,2$	II
(19)	**clmu** $> 0,01$	II
(20)	variação $+1\ \sigma$: $a_{ER} \rightarrow 5,75\ GeV^{-1}$ (NR LASS)	II
(21)	variação $-1\ \sigma$: $a_{ER} \rightarrow 2,31\ GeV^{-1}$ (NR LASS)	II
(22)	variação $+1\ \sigma$: $b_{ER} \rightarrow 2,22\ GeV^{-1}$ (NR LASS)	II
(23)	variação $-1\ \sigma$: $b_{ER} \rightarrow 0,37\ GeV^{-1}$ (NR LASS)	II

Tabela 9.1: Propostas para variação no processo de ajuste dos dados. As variáveis utilizadas foram definidas na seção 5.1. A variante (9) e (10) consiste na divisão da amostra segundo o número do *run* (ordenamento temporal na tomada de dados).



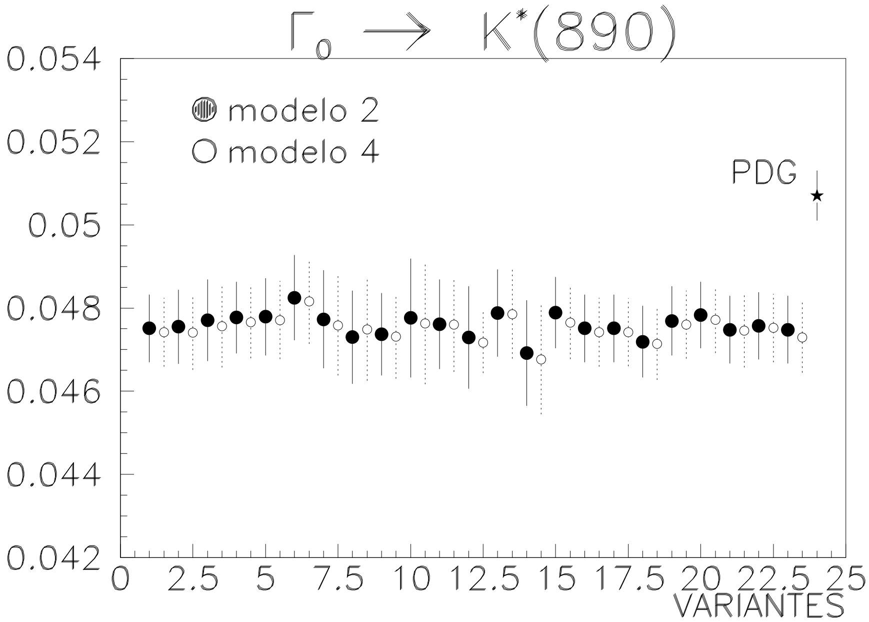
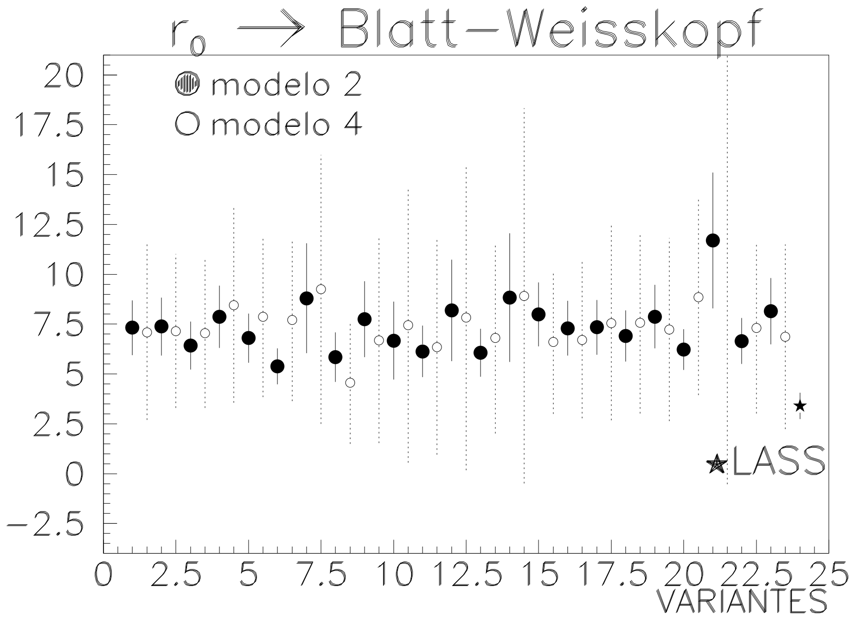


Figura 9.2: Resultado da medida de massa (acima) e da largura (abaixo) da ressonância $K^*(890)^0$ para cada um dos 23 variantes propostos (abcissa). Os valores com barras de erro tracejado representam os ajustes segundo o modelo 4. Para efeito de comparação, representadas por uma estrela, são mostradas as médias quotadas no PDG [4] para as respectivas medidas.



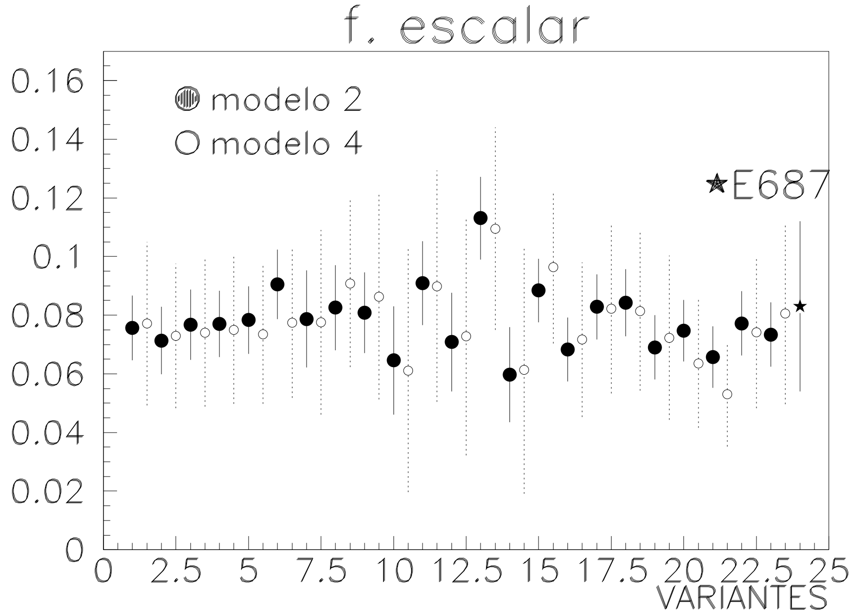


Figura 9.3: Resultado da medida do fator de Blatt-Weisskopf da ressonância $K^*(890)^0$ e da fração escalar para cada um dos 23 variantes propostos. Os valores com barras de erro tracejado representam os ajustes segundo o modelo 4 (A variante (21) forneceu o resultado $r_0 = 24 \pm 24$). Representadas por uma estrela, são mostradas, respectivamente para r_0 e para fração escalar, as medidas obtidas por LASS e pela E687.

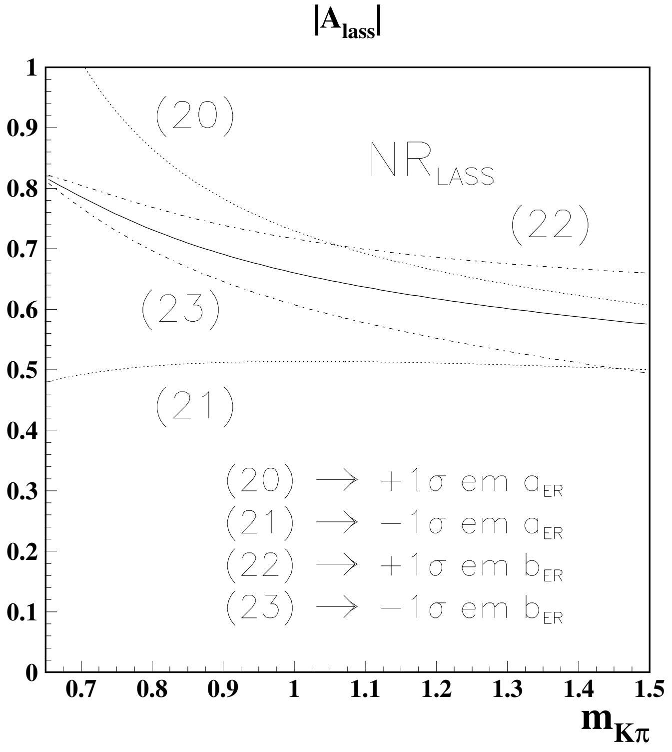


Figura 9.4: Magnitude da interação hádron-hádron não-ressonante segundo LASS ($\mathcal{A}_{Lass}$) e as respectivas variações provenientes das incertezas da medida da experiência LASS nos parâmetros a_{ER} e b_{ER}. Note que na variação em -1σ para a_{ER}, sistemático (21), a amplitude se aproxima de uma constante.

Resultado final modelo 2 $K^*(890)^0$ + não-ressonante (LASS)	
$\chi^2/Ndof = 1,06$	$CL = 27\%$
$m_0(GeV)$	$0,89463 \pm 0,00030 + 0,00015 - 0,00016$
$\Gamma_0(GeV)$	$0,04751 \pm 0,00081 + 0,00051 - 0,00022$
$r_0(GeV^{-1})$	$7,3 \pm 1,4 + 3,0 - 1,3$
fração escalar	$0,076 \pm 0,011 + 0,026 - 0,025$

Tabela 9.2: Resultado final incluído a estimativa do erro sistemático.

Capítulo 10

Conclusões

Nesta tese foi desenvolvida a análise do espectro de massa do decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$ utilizando dados da experiência E831/FOCUS, com o objetivo de medir os parâmetros da ressonância $K^*(890)^0$ (m_0, Γ_0 e o fator de Blatt-Weisskopf, r_0) e a contribuição de outras estruturas presentes no Sinal. Vários modelos foram propostos para o ajuste , envolvendo o estado não-ressonante em relativa onda-S e as ressonâncias $K^*(1680)^0$, $K_0^*(1430)$ e κ. As soluções encontradas foram submetidas a análise da distribuição angular, através da simulação Fast-MC da solução obtida em análise complementar [1, 2], também realizada pela FOCUS.

De modo a selecionar eventos $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$, a amostra de dados foi submetida a três tipos de cortes: cortes nas variáveis de vértice, aproveitando características típicas do méson D^+, como vida-média, cortes nas variáveis de identificação Čerenkov e cinemáticos. A amostra final contou com 18245 candidatos ao decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$. A estimativa do *background* foi realizada através de um procedimento utilizando simulação Monte Carlo de todos os canais charmosos conhecidos, com suas respectivas razões de ramificação listadas no PDG [4], além de uma amostra denominada de *Falso Sinal* na qual foram armazenados candidatos cujo vértice de decaimento apresenta uma configuração de cargas diferente do Sinal, ou seja, $K^+\pi^-\mu^+$. Como resultado, obtivemos uma amostra com aproximadamente 25

% de *background*, entre os quais 15 % são atribuídos a decaimentos não-charmosos.

Um estudo minucioso da forma funcional das componentes do Sinal foi realizado, com a incorporação de efeitos do espaço de fase de $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$, do elemento de matriz correspondente ao processo de decaimento fraco e com a inclusão de uma parametrização mais adequada para a interação forte do sistema $K\pi$, tanto para estados ressonantes como para estados não-ressonantes. Este estudo foi possível graças a bem sucedida descrição do decaimento semileptônico em termos de fatores de forma e ao fato da interação forte $K\pi$ ser a única interação de estado final presente neste decaimento. A ausência de interação de estado final com outros mésons, além de simplificar o modelo de ajuste dos dados, permitiu associar a fase que descreve a interação forte $K\pi$ com as variações de fase observadas em experiências de espalhamento. Interações $K\pi$, intermediados pelas ressonâncias vetoriais $K^*(890)^0$ e $K^*(1680)^0$, e pela ressonância escalar $K_0^*(1430)$ foram parametrizados pela função Breit-Wigner. Devido a sua grande largura e proximidade do limiar cinemático, a controvertida ressonância escalar κ foi parametrizada pela mesma forma funcional utilizada na análise $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ [24]. Para o processo não-ressonante, duas parametrizações para a interação $K\pi$ foram testadas: fase constante (NR_{cte}) e fase dada pelo resultado da experiência LASS (NR_{LASS}).

Dentre os modelos propostos somente o modelo com a componente não-ressonante se mostrou compatível tanto com o ajuste do espectro de massa como da distribuição angular. O embasamento empírico e a esperada equivalência entre a interação $K\pi$ presente em um decaimento semileptônico e em um processo de espalhamento elástico serviram de critério para a escolha do resultado final, em favor do modelo NR_{LASS}. Os valores obtidos para amplitudes das ressonâncias $K^*(1680)^0$ e $K_0^*(1430)$ quando incorporadas ao ajuste do modelo NR_{LASS} são compatíveis com zero e não promovem qualquer modificação no resultado, indicando serem estes graus de liberdade desnecessários. Abaixo, são mostrados os resultados finais das medidas propostas e da estimativa do limite superior das frações das ressonâncias $K^*(1680)^0$ e $K_0^*(1430)$. O primeiro erro corresponde ao erro estatístico e os demais correspondem à estimativa do erro sistemático. Estes resultados são comparados com os valores vigentes, provenientes do *Particle Data Book* (m_0 e Γ_0), do resultado da experiência LASS (r_0) e E687 (fração escalar).

medida	**FOCUS**	valor vigente
m_0 GeV	$0,89463 \pm 0,00030^{+0,00015}_{-0,00016}$	$0,89610 \pm 0,00027$
Γ_0 GeV	$0,04751 \pm 0,00081^{+0,00051}_{-0,00022}$	$0,0507 \pm 0,0006$
r_0 GeV^{-1}	$7,3 \pm 1,4^{+3,0}_{-1,3}$	$3,4 \pm 0,6 \pm 0,3$
fração escalar	$0,076 \pm 0,011^{+0,026}_{-0,025}$	$0,083 \pm 0,029$
$f_{K^*(1680)^0}$	$< 0,65$ %	-
$f_{K_0^*(1430)}$	$< 0,66$ %	-

O valores obtidos para as medidas da massa e largura da ressonância $K^*(890)^0$ estão a mais de 2 desvios padrões abaixo da média das medidas anteriores, mostradas na figura 10.1.

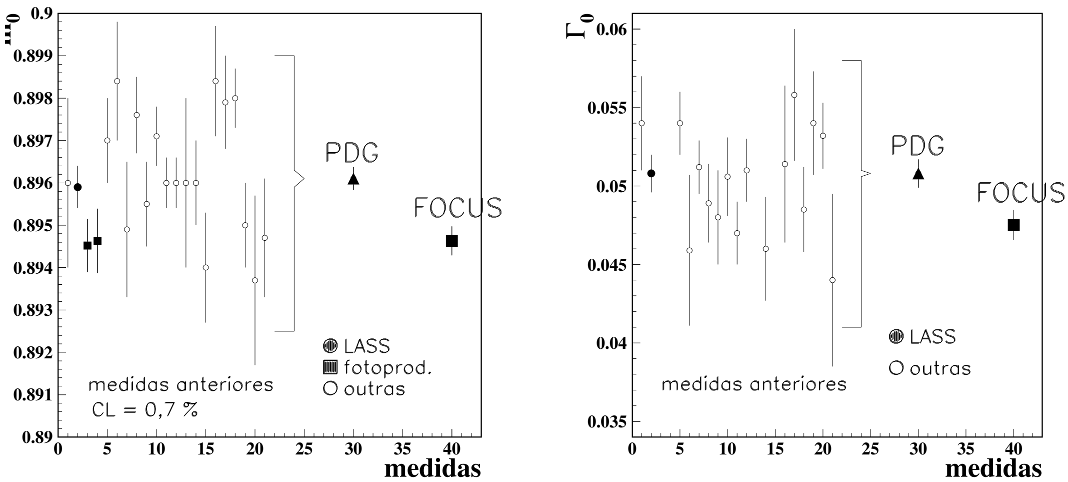


Figura 10.1: Medidas de massa e largura das experiências anteriores, comparadas com a obtida nesta tese. A medida da massa é compatível com as medidas da experiência OMEGA, também baseada em fotoprodução de partículas [61].

A medida do parâmetro de Blatt-Weisskopf, r_0, foi implementada, apresentando um valor superior a medida existente, obtida pela experiência LASS. O valor deste parâmetro está relacionado com o tamanho da ressonância e, segundo o resultado obtido, corresponde a um raio de 1,44 F. Devido à sua forma funcional, foi mostrado que a parametrização efetiva de Blatt-Weisskopf apresenta grande sensibilidade a região do espectro ajustado, a variações na parametrização da componente escalar e a existência de outras estruturas vetoriais no espectro, como a ressonância $K^*(1680)^0$. Acredito que a implementação do ajuste numa região ampla do espectro, juntamente com a indicação da inexistência de estruturas de alta massa, tenha proporcionado um cenário mais adequado para a realização desta medida.

A medida da fração da componente escalar no espectro $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\mu^+\nu$ é compatível com a medida realizada pela E687. Com relação à natureza desta componente, foi observado ser ela incompatível com a parametrização utilizada para a ressonância escalar κ utilizada em [24]. Seria necessário acrescentar uma fase extra de 90^0 à variação de fase intrínsica da Breit-Wigner da ressonância κ a qual, a princípio, não pode ser justificada. Seguindo a definição usual de estado ressonante, a qual prevê uma variação de fase de 180^0 passando por 90^0, podemos identificar a componente escalar como proveniente de um processo não-ressonante. Esta conclusão não é mais válida, no entanto, se relaxarmos este requerimento para o caso específico de estruturas largas e perto do limiar cinemático.

Referências Bibliográficas

[1] J. M. Link et al (FOCUS Collaboration), *Evidence for new interference phenomena in the decay* $D^+ \to K^-\pi^+\mu^+\nu$, Phys. Lett. **B535** (2002) 43

[2] J. M. Link et al (FOCUS Collaboration), *New measurement of the* $D^+ \to K^*(890)^0\mu^+\nu$ *form factor ratios*, Phys. Lett. **B544** (2002) 89

[3] Frabetti et al *Analysis of the decay mode* $D^+ \to K^{*0}\mu^+\nu$, Phys. Lett. **B307** (1993) 262

[4] K. Hagiwara et al, Phys. Rev. **D66** (2002) 010001

[5] D. Aston et al (Lass Collaboration), Nucl. Phys. **B296** (1988) 493

[6] J. M. Link et al (FOCUS Collaboration), *Description and Performance of the Fermilab FOCUS Spectrometer* http://www-focus.fnal.gov/nim/focus-nim/nim.ps

[7] P. L. Frabetti et al (E687 Collaboration), Nucl. Instrum. Meth. **A320**, 519 (1992)

[8] Mathias Neubert, Phys. Rep. **245** (5 and 6) (1994) 259

[9] M. A. Shifman, A. I. Vainshtein and V. I. Zakharov, Nucl. Phys. **B147** (1979) 385

[10] D. Scora and N. Isgur, *Semileptonic Meson Decays in a quark model: An Update*, Phys. Rev. **D52** (1995) 2783

[11] P. Ball, V. M. Braun and H. G. Dosch, Phys. Lett. **B273** (1991) 316

[12] H. G. Dosch, E. M. Ferreira, F. S. Navarra and M. Nielsen, Phys. Rev. **D65** (2002) 114002

[13] H. Albrecht et al (ARGUS Collaboration), Phys. Lett. **B308** (1993) 435

[14] E. M. Aitala et al (E791 Collaboration), *Experimental Evidence for a Light and Broad Scalar Resonance in* $D^+ \to \pi^-\pi^+\pi^+$ *Decay*, Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 770

[15] Y. Nambu, Phys. Rev. Lett **4**, (1960) 380

[16] Y. Nambu and Jona-Lasinio, Phys. Rev. **122**, (1961) 345

[17] J. Goldstone, Nuovo Cimento **19**, (1961) 154

[18] J. Schwinger, Ann. Phys **2** (1957) 407

[19] M. Gell-Mann and M. Levy, Nuovo Cimento **16** (1960) 705

[20] M. Taketani et al, Prog. Theor. Phys. Suppl. **39** (1967)

[21] M. Taketani et al, Prog. Theor. Phys. Suppl. **42** (1968)

[22] R. Delbourgo and M. D. Scadron, Phys. Rev. Lett. **48** (1982) 379

[23] T. Hatsuda and T. Kunihiro, Phys. Rep. **247** (1994)

[24] E. M. Aitala et al (E791 Collaboration), *Dalitz Plot Analysis of the Decay* $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ *and Indication of a Low Mass Scalar* $K\pi$ *Resonance*, Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 121801

[25] Brian T. Meadows, *Some Developments in Light Quark Spectroscopy*, Physics in Collision - Stanford, California, June (2002)

[26] T. Kunihiro et al (Scalar Collaboration), Scalar Mesons in Lattice QCD, hep-ph/0310312, (2003)

[27] Wu Ning (BES collaboration), hep-ex/0104050, (2001)

[28] J. Z. Bai et al (BES Collaboration), hep-ex/0304001, (2003)

[29] H. Muramatsu et al (CLEO Collaboration), Phys. Rev. Lett. **89** (2002)

[30] L. M. Jones and H. W. Wyld, Phys. Rev. **D17** (1978) 759

[31] Peter H. Garbincius, *Charm Production Dynamics*, proceedings do Lafex Internations School in High Energy Physics, Rio de Janeiro, Brasil, Fevereiro (1995)

[32] S. Frixione, M. Mangano, P. Nason and G. Ridolfi, Nucl. Phus. **B412** (1994) 225

[33] J. M. Link et al (FOCUS Collaboration), *New measurements of the* $\frac{\Gamma(D^+ \to K^{0*}(890)\mu^+\nu)}{\Gamma(D^+ K^+\pi^-\pi^-)}$ *and* $\frac{\Gamma(D_s^+ \to \phi\mu^+\nu)}{\Gamma(D_s^+ \phi\pi^+)}$, Phys. Lett. **B541** (2002) 243

[34] Korner and Schuler, *Exclusive semileptonic heavy meson decays including lepton mass effect*, Z. Phys. C46, 93, 1990

[35] Andreas S. Kronfeld, *Lattice QCD Calculations of Leptonic and Semileptonic Decays*, hep-ph/9812288

[36] J. D. Richman, *An Experimenter's Guide to the Helicity Formalism*, DOE RESEARCH AND DEVELOPMENT REPORT, California Institute of Technology, June (1984)

[37] I. I. Bigi and A. I. Sanda, *CP Violation*, Cambridge University Press, (1999)

[38] S. U. Chung et al, *Partial Wave Analysis in K-Matrix Formalism*, http://www.phy.bnl.gov/ e852/reviews/$pwakmx_a.ps$

[39] N. A. Tornqvist, *Understanding the Scalar Meson $q\bar{q}$ nonet*, hep-ph/9504372 (1995)

[40] John R. Taylor, *Scattering Theory*, Wiley, New York (1972)

[41] J. D. Jackson, *Remarks on the Phenomenological Analysis of Resonances*, Nuovo Cimento **XXXIV**, 6 (1964)

[42] C. Zemach, Phys. Rev. **B133** (1964) 1201

C. Zemach, Phys. Rev. **B140** (1965) 97

C. Zemach, Phys. Rev. **B140** (1965) 109

[43] J. M. Blatt and V. F. Weisskopf, *Theoretical Nuclear Physics*, Wiley, New York (1952)

[44] J. M. Link et al (FOCUS Collaboration), *The Target Silicon Detector for the FOCUS Spectrometer*, FERMILAB-PUB-02-069-E, april (2002), hep-ex/0204023

[45] J. M. Link et al (FOCUS Collaboration), *Čerenkov Particle Identification in FOCUS*, Nucl. Instrum. Meth. **A484** (2002) 272

[46] J. M. Link et al (FOCUS Collaboration), *The upgraded outer EM Calorimeter of FOCUS at Fermilab*, hep-ex/9912066 (1999)

[47] L. Cinquini, J. Cumalat, E. Erdos, B. O'Reilly and E. Vaandering, *A description of the Inner Eletromagnetic Calorimeter for FOCUS* FOCUS memo, http://www-hep.colorado.edu/ e687/$focus_doc$/iecal.ps

[48] J. Wiss, A. Rahimi and F. Cogswell, *Mounting the MH1 and MH2 arrays*, FOCUS memo, http://www-focus.fnal.gov/papers/$mh_support.ps$ e http://www-focus.fnal.gov/papers/$mh_sketch.ps$ (1996)

[49] P. Liguora, P. Sheldon, P. Vitulo, M. Webster and J. Wilson, *OM design and considerations*, FOCUS memo, http://www-focus.fnal.gov/papers/$outermu_1.ps$ (1996)

[50] J. Wiss, *Thoughts on muon identification Algorithms for E831*, FOCUS memo, http://web.hep.uiuc.edu/e687/muon/$mu_i d_t houghts.ps$ (1994)

[51] C. Cawlfield, M. Ruesnink and J. Wiss, *Muon Identification* χ^2 *confidence levels*, FOCUS memo, http://web.hep.uiuc.edu/e687/muon/chisq.ps (1994)

[52] M. G. Hosack, *Confidence Level for Outer Muons*, FOCUS internal memo, (1998)

[53] F. James, *MINUIT, Function Minimization and Error Analysis*, CERN Program Library Long Write-up D506 (1994)

[54] F. James, *Determining the Statistical Significance of Experimental Results*, Technical Report DD/81/02 CERN (1981)

[55] D. V. Bugg, *Comments on the* σ *and* κ, Phys. Lett. **B572** (2003) 1

[56] K. Hagiwara et al, Phys. Rev. **D66** (2002) 010001 página 225

[57] E. M. Aitala et al (E791 Collaboration), *Study of the* $D_s^+ \to \pi^-\pi^+\pi^+$ *Decay and Measurement of* f_0 *Masses and Widths*, Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 765

[58] J. C. Anjos et al (E691 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **62** (1989) 125

[59] M. Adamovich et al (WA82 Collaboration), Phys. Lett. **B305** (1993) 177

[60] P. L. Frabetti et al (E687 Collaboration), Phys. Lett. **B407** (1997) 79

[61] M. Atkinson et al, Z Physics **C30** 521 (1986)