Fermilab FERMILAB-THESIS-1998-05

# MEDIDA DA RAZÃO DE RAMIFICAÇÃO DO DECAIMENTO $D^+ \to K^-K^+K^+$ DUPLAMENTE SUPRIMIDO POR CABIBBO

Hendly da Silva Carvalho

TESE SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DO INSTITUTO DE FÍSICA DA UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO, COMO PARTE DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS À OBTENÇÃO DO GRAU DE DOUTOR.

Aprovada por:

Prof. Ignacio Alfonso de Bediaga e Hickman
(Orientador-Presidente da Banca)

Prof. Aníbal José Ramalho

Prof. Bernard Marie Maréchal

Prof. José Antônio Martins Simões

Prof. Leandro Salazar de Paula

Rio de Janeiro, RJ - BRASIL

JULHO DE 1997

CARVALHO, Hendly da Silva

Medida da Razão de Ramificação do Decaimento $D^+ \rightarrow K^-K^+K^+$ Duplamente Suprimido por Cabibbo. Rio de Janeiro, UFRJ, IF, 1997.

XII, 154 f.

Tese: Doutor em Ciências (Física)

1. Razão de Ramificação 2. Decaimento Fraco 3. Supressão por Cabibbo Teses

I. Universidade Federal do Rio de Janeiro - IF.

II. Título

# RESUMO

Neste trabalho, fazemos um estudo dos modos de decaimento $D^+ \to K^-K^+K^+$ e $D_s^+ \to K^-K^+K^+$ nos dados da experiência de produção hadrônica de charme E791, realizada no Fermilab. O decaimento $D^+ \to K^-K^+K^+$ é duplamente suprimido por Cabibbo, enquanto que o $D_s^+ \to K^-K^+K^+$ possui apenas uma supressão de Cabibbo.

Encontramos $11,6 \pm 3,9$ eventos na região de massa do $D^+$ e $8,9 \pm 3,3$ eventos na região de massa do $D_s^+$. Obtivemos que a razão de ramificação do $D^+ \to K^-K^+K^+$ é $(3,7 \pm 1,3 \pm 0,6) \times 10^{-4}$ e que a razão do $D_s^+ \to K^-K^+K^+$ relativa ao canal $D_s^+ \to \phi\pi^+$ é $(4,2 \pm 1,5 \pm 0,6) \times 10^{-2}$.

# ABSTRACT

In this thesis, we performed a study for the decay modes $D^+ \to K^-K^+K^+$ and $D_s^+ \to K^-K^+K^+$, using the data collected by the E791, a hadroproduction of charm experiment at Fermilab. The $D^+ \to K^-K^+K^+$ decay is doubly Cabibbo supressed while the $D_s^+ \to K^-K^+K^+$ decay is singly Cabibbo supressed.

We found $11.6 \pm 3.9$ events in the $D^+$ mass region and $8.9 \pm 3.3$ in the $D_s^+$ mass region. The $D^+ \to K^-K^+K^+$ branching ratio is measured to be $(3.7 \pm 1.3 \pm 0.6) \times 10^{-4}$ while the $D_s^+ \to K^-K^+K^+$ branching ratio relative to $D_s^+ \to \phi\pi^+$ is measured to be $(4.2 \pm 1.5 \pm 0.6) \times 10^{-2}$.

# Capítulo 1

# Introdução

Desde a descoberta da ressonância $J/\Psi(c\bar{c})$, há mais de 20 anos atrás, a física do charme tem sido uma área de grande interesse e, conseqüentemente, bastante investigada. Um dos principais motivos deste interesse vem do fato que o quark charmoso é o primeiro dos assim chamados quarks pesados. Partículas contendo estes quarks possuem massa suficientemente grande de maneira que alguns aspectos de QCD perturbativa são aplicados tanto no estudo de produção quanto no estudo de decaimentos. Os decaimentos fracos de hádrons que possuem o quark charmoso fornecem um ótimo laboratório para se investigar os efeitos da interação forte na fronteira entre os regimes perturbativo e não perturbativo. Os decaimentos fracos leptônicos e semi-leptônicos são razoavelmente bem descritos pela teoria, ao passo que os decaimentos hadrônicos continuam sendo um desafio para a teoria atualmente existente.

A origem da diferença entre as vidas médias dos mésons charmosos pseudo-escalares está associada com os decaimentos hadrônicos destes mésons. Enquanto as taxas de decaimentos semi-leptônicos do $D^0$ e do $D^+$ são as mesmas, a taxa total de decaimentos hadrônicos favorecidos por Cabibbo do $D^0$ é cerca de 3,2 vezes maior do que a do $D^+$.

Existem pelo menos duas explicações plausíveis para estas diferenças. A taxa de decaimento hadrônico favorecido por Cabibbo do $D^+$ pode ser suprimida devido ao fato de que é possível obter o mesmo estado final através dos dois tipos de diagramas espectadores existentes, havendo a possibilidade de uma interferência destrutiva [13]. O mesmo não ocorre para o $D^0$ e $D_s^+$, pois neste caso os dois tipos de diagramas espectadores levam a estados finais diferentes. Também é possível que as vidas-médias do $D^0$ e $D_s^+$ sejam aumentadas devido à contribuição dos diagramas não-espectadores, que ocorrem nos principais modos de decaimento destes mésons, mas que não ocorrem no principais modos de decaimentos do $D^+$.

A hipótese da contribuição significativa dos diagramas não-espectadores pode ser testada a partir das medidas experimentais das razões de ramificação de canais charmosos, cujos decaimentos ocorram via diagramas não-espectadores. Os canais duplamente suprimidos por Cabibbo do $D^+$ são de particular interesse, haja vista que se pode encontrar decaimentos ocorrendo apenas através de diagramas não-espectadores, como por exemplo o canal $D^+ \to K^-K^+K^+$ . Além disso, nos casos de decaimentos de dois corpos não existe a interferência destrutiva entre os dois tipos de diagramas espectadores. Estes decaimentos são muito raros devido à supressão de Cabibbo. Considerando apenas os termos de acoplamento de sabor, esses decaimentos são cerca de 400 vezes menos prováveis que os decaimentos favorecidos por Cabibbo.

Com o advento de experiências de alta estatística tornou-se possível a determinação experimental das razões de ramificação de alguns canais duplamente suprimidos por Cabibbo. A primeira observação experimental de um canal duplamente suprimido por

Cabibbo foi feita em 1991 [27] pela colaboração E691, analisando o canal $D^+ \to \phi K^+$ . O valor da razão de ramificação obtida deste canal relativa ao canal $D^+ \to \phi\pi^+$ foi $(5,8^{+3,2}_{-2,6} \pm 0,7) \times 10^{-2}$. Em 1993 foi publicado pela WA82[21] a medida da razão de ramificação do canal $D^+ \to K^-K^+K^+$ relativa ao canal $D^+ \to \phi\pi^+$ , cujo valor obtido foi $(4,9 \pm 2,3 \pm 0,6) \times 10^{-1}$. Contudo, o resultado experimental mais recente a respeito deste canal, obtido pela colaboração E687 [22], onde foi estabelecido o limite superior de $2,5 \times 10^{-2}$ $(90\% C.L.)$, que está em claro desacordo com o resultado obtido pela WA82. A E687 também estabeleceu um limite superior para o valor da razão de ramificação do $D^+ \to \phi K^+$ relativa ao canal $D^+ \to \phi\pi^+$ , obtendo o resultado de $2,1 \times 10^{-2}$ $(90\% C.L.)$. Apesar deste resultado ser menor do que o obtido pela E691, não está inconsistente com aquele.

A E791, uma experiência com alvo fixo realizada no Fermi National Accelerator Laboratory (FERMILAB), teve como principal objetivo estudar a produção e o decaimento das partículas charmosas em interações píon-nucleon. Durante a tomada de dados foram armazenados cerca de 20 bilhões de eventos em 24 mil fitas de 8mm. Obteve-se cerca de 200 mil eventos charmosos totalmente reconstruídos. A E791 tinha a maior amostra de eventos charmosos totalmente reconstruídos e, portanto, tem condições de comprovar e melhorar os resultados experimentais atuais. Isto nos motivou a estudar o canal $D^+ \to K^-K^+K^+$ .

Neste sentido a experiência E791 apresentou o resultado experimental mais recente da razão de ramificação do canal duplamente suprimido por Cabibbo $D^+ \to K^+\pi^+\pi^-$

relativa ao canal $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ [23], obtendo o seguinte resultado:

$$\frac{B(D^+ \to K^+\pi^+\pi^- \ )}{B(D^+ \to K^-\pi^+\pi^+ \ )} = (7,7 \pm 1,7 \pm 0,8) \times 10^{-3} \tag{1.1}$$

onde o sinal obtido tinha $59 \pm 13$ eventos. Nesta tese medimos as razões de ramificação dos canais $D^+ \to K^-K^+K^+$ e $D_s^+ \to K^-K^+K^+$ .

No capítulo 2 apresentamos os elementos essenciais para o entendimento do contexto no qual se insere o presente trabalho. Discutimos a questão da diferença das vidas-médias dos mésons pseudo-escalares e mostramos como as medidas experimentais da razão de ramificação de alguns modos de decaimentos, como por exemplo o $D^+ \to K^-K^+K^+$ , podem ajudar a elucidar esta questão. Também mostramos os resultados experimentais existentes a respeito dos decaimentos duplamente suprimido por Cabibbo.

No capítulo 3 descrevemos brevemente o feixe, o alvo e o espectrômetro da experiência E791. O detetor de múons recebeu mais ênfase, pois o trabalho de modelagem destes detetores no programa de simulação Monte Carlo foi parte de meu trabalho de doutoramento.

No capítulo 4 abordamos o trabalho de reconstrução dos dados e seleção de eventos da amostra do $D^+ \to K^-K^+K^+$ . Também descrevemos o Monte Carlo utilizado na E791.

No capítulo 5 apresentamos o trabalho de análise desenvolvido na procura dos modos de decaimentos $D^+ \to K^-K^+K^+$ e $D_s^+ \to K^-K^+K^+$ , mostramos os diversos procedimentos adotados para obtermos os cortes finais de análise e discutimos os possíveis canais de decaimento charmosos (reflexões) que podem fazer parte do *background* no espectro $K^-K^+K^+$ final.

No capítulo 6 apresentamos os resultados de nossa análise. Mostramos o sinal obtido de $D^+ \to K^-K^+K^+$ contendo $11,6 \pm 3,9$ eventos e o sinal de $D_s^+ \to K^-K^+K^+$ contendo

$8,9 \pm 3,3$ eventos. Obtivemos que a razão de ramificação do $D^+ \to K^-K^+K^+$ é $(3,7 \pm 1,3 \pm 0,60) \times 10^{-4}$ e que a razão de ramificação do $D_s^+ \to K^-K^+K^+$ relativa ao $D^+ \to \phi\pi^+$ é $(4,2 \pm 1,5 \pm 0,63) \times 10^{-2}$. Por fim, apresentamos as conclusões de nosso trabalho.

# Capítulo 2

# Aspectos Teóricos e Resultados Existentes

Neste capítulo discutimos a questão da diferença das vidas-médias dos mésons charmosos e mostramos como as medidas experimentais da razão de ramificação de alguns canais especiais, como por exemplo o $D^+ \to K^-K^+K^+$ [1], podem ajudar a elucidar esta questão.

## 2.1 Decaimentos

Os três tipos básicos de decaimento existentes são denominados forte, fraco ou eletromagnético, dependendo da interação fundamental que induz o processo. Nas energias em que é realizado no presente, o estudo de partículas é praticamente indiferente à interação gravitacional, pois sua intensidade é muito baixa comparando-se com as demais. Na tabela 2.1 mostramos algumas características dos diferentes tipos de interações fundamentais.

[1] Aqui, como no decorrer de todo o presente trabalho, os estados conjugados de carga estarão implicitamente incluídos.

| Interação | típica vida-média (s) | intensidade relativa | alcance (m) | mediador |
|---|---|---|---|---|
| Eletromagnética | $10^{-16}$ | $10^{-4}$ | $\infty$ | $\gamma$ |
| Forte | $10^{-23}$ | 1 | $\sim 10^{-15}$ | g |
| Fraca | $10^{-12}$ | $10^{-12}$ | $\sim 10^{-17}$ | $W^{\pm}; Z^0$ |
| Gravitacional | | $10^{-40}$ | $\infty$ | ? |

Tabela 2.1: Interações Fundamentais.

As quantidades de importância para o estudo dos decaimentos são a vida média ($\tau$), as taxas de decaimento (, ) e as razões de ramificação (B).

O conceito de vida média, herdado da física nuclear, parte de uma lei estatística que se obtém supondo que cada uma das partículas se desintegra independentemente das demais e, além disso, que a probabilidade de que uma partícula existente no instante $t$ decaia no intervalo sucessivo $\Delta t$ seja independente do tempo. Assim sendo, as partículas decaem segundo a lei:

$$N(t) = N_0 \; e^{(\frac{-t}{\tau})} \tag{2.1}$$

onde $N(t)$ é o número de partículas existentes após um intervalo de tempo $t$ a partir de $t = 0$. Assim, a vida-média é o intervalo de tempo dentro do qual $63,2\%$ das partículas iniciais decaíram, onde, por convenção, determina-se a vida-média usando o tempo medido no referencial de repouso das partículas (tempo próprio).

A taxa de decaimento , $_i$ é a probabilidade que uma dada partícula irá decair em um determinado canal. As taxas de decaimento são grandezas aditivas e, portanto, somando-se todas as larguras de decaimentos possíveis , $_i$ para a partícula, obtemos a taxa total , , que obedece à relação:

$$, \; = \frac{1}{\tau} \tag{2.2}$$

Finalmente, as razões de ramificação $B_i$ (*Branching Ratio*), dão a importância relativa de um determinado modo de decaimento da partícula, e são definidos como:

$$B_i = \frac{,\ i}{,} = \tau\ ,\ _i \tag{2.3}$$

## 2.2 Decaimento Fraco de Mésons Charmosos Pseudo-escalares

Os mésons charmosos são estados ligados de um quark charmoso com um antiquark leve (u,d ou s). Os mésons charmosos, de mais baixa massa, o $D^0(c\bar{u})$, o $D^+(c\bar{d})$ e $D_s^+(c\bar{s})$, são estados singletos de spin com $J^P = 0^-$ (pseudo-escalar). Suas principais características [5] são mostradas na tabela 2.2.

| | quarks | I($J^P$) | massa (GeV) | $\tau(10^{-12}s)$ |
|---|---|---|---|---|
| $D^0$ | $c\bar{u}$ | $1/2(0^-)$ | $1,8645 \pm 0,0010$ | $4,21 \pm 0,10$ |
| $D^+$ | $c\bar{d}$ | $1/2(0^-)$ | $1,8694 \pm 0,0005$ | $10,62 \pm 0,28$ |
| $D_s^+$ | $c\bar{s}$ | $0(0^-)$ | $1,9691 \pm 0,0012$ | $4,45 \pm 0,30$ |

Tabela 2.2: Mésons charmosos pseudo-escalares

Os mésons pseudo-escalares não podem decair via interação forte, pois esta interação conserva sabor e não há estados mais leves de mésons com os mesmos sabores. A interação fraca carregada, por outro lado, não conserva sabor, tornando-se a única possibilidade destes mésons decaírem.

De acordo com o modelo padrão [1, 2, 3], os processos envolvendo troca de sabor são mediados somente pelos bósons vetoriais $W^{\pm}$, pois a ocorrência destes processos envolvendo correntes fracas neutras ($Z_0$) são proibidos [6]. A fenomenologia das interações

fracas carregadas é descrita através de uma estrutura tipo corrente-corrente, dentro do limite de nosso interesse, ou seja, a do decaimento das partículas charmosas aonde a energia transferida é desprezível frente à massa do bóson vetorial intermediário. Neste caso, as interações podem ser tratadas como puntuais. Assim, temos que a amplitude de transição da corrente carregada é dada por:

$$M = \frac{G_F}{\sqrt{2}} J_\alpha^\dagger J^\alpha \tag{2.4}$$

onde $G_F$ é a constante de acoplamento de Fermi e $J_\alpha$ é a corrente fraca carregada.

A corrente fraca $J_\alpha$ é dada pela soma de dois termos:

$$J^\alpha = l^\alpha + h^\alpha, \tag{2.5}$$

onde $l^\alpha$ é uma corrente leptônica e $h^\alpha$ é uma corrente hadrônica. Conseqüentemente, a amplitude dada pela equação 2.4 fornece três tipos de processos fracos: puramente leptônicos, semi-leptônicos e não-leptônicos.

De acordo com o modelo padrão das interações eletro-fracas, as correntes fracas carregadas acoplam apenas estados pertencentes ao mesmo isodubleto de isospin fraco [7, 8]. Os dois isodubletos relevantes para o decaimento do quark charmoso são:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{u} \\ \mathbf{d}' \end{pmatrix} \quad e \quad \begin{pmatrix} \mathbf{c} \\ \mathbf{s}' \end{pmatrix} \tag{2.6}$$

onde os estados $\mathbf{d}'$ e $\mathbf{s}'$ relacionam-se aos estados $\mathbf{d}$ e $\mathbf{s}$ através da seguinte transformação unitária:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{d}' \\ \mathbf{s}' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} cos\theta_c & sen\theta_c \\ -sen\theta_c & cos\theta_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}. \tag{2.7}$$

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

As interações fracas carregadas possuem estrutura $V - A$ ($V$=vetorial;$A$=vetor-axial). Esta estrutura traduz o fato de que apenas férmions (anti-férmions) de helicidade negativa (positiva) participam destas interações. No acoplamento entre léptons, como por exemplo no aclopamento $e - \nu_e$, o elemento de matriz de $l_\alpha$ é dado por:

$$< e|l^\alpha|\nu_e > \sim \bar{u}_e \gamma^\alpha (1 - \gamma^5) u_\nu, \tag{2.8}$$

onde $u_e$ e $u_\nu$ são espinores de Dirac.

As correntes hadrônicas possuem estrutura mais complexa, visto que os hádrons são afetados pelas interações fortes. Nos processos puramente hadrônicos, que são os processos que nos interessam, é necessário a aplicação de técnicas não-perturbativas, cuja formulação não é ainda bem estabelecida. Além disso, utiliza-se a aproximação de fatorização, na qual a amplitude de decaimento hadrônico é descrita através do produto de elementos de matrizes das correntes fracas.

Como já foi visto, o quark charmoso pode decair via interação fraca em s ou d, enquanto que os bósons produzidos podem decair leptonicamente no par $(l, \nu_l)$ ou hadronicamente no par $(\bar{q_1}, q_2)$ (figura 2.1).

Figura 2.1: Decaimentos hadrônico (a) e semi-leptônico (b) do quark c

## 2.3 Cálculo da Vida-Média

Em primeira ordem, os processos de decaimentos fracos podem ser descritos por quatro diagramas de quarks, os quais podem ser vistos na figura 2.2.

Figura 2.2: Diagramas que descrevem, em primeira ordem, os decaimentos dos mésons charmosos: (a) Emissão externa de W; (b) Emissão interna de W; (c) Aniquilação de W; (d) Troca de W.

Os diagramas (a) e (b) descrevem os chamados processos espectadores (processo de decaimento de sabor), já que um dos quarks iniciais continua existindo no estado final, comportando-se como um mero espectador do processo. Os diagramas (c) e (d), por outro lado, descrevem os processos não-espectadores. Nesse caso nenhum dos quarks iniciais está presente no estado final. O primeiro descreve um processo de aniquilação de W enquanto

que o segundo descreve um processo de troca de W [2].

Como os estados observáveis são singletos de cor, um par $q\bar{q}$ só pode se hadronizar em um méson, caso ambos possuam cores opostas, de modo que a combinação possa ser um singleto de cor. Obervando-se os diagramas (a) e (c) da figura 2.2 verificamos que o par quark-antiquark originado pelo decaimento $W$ pode ter qualquer par de cor-anticor, o que não ocorre em (b) e (d), onde as cores dos quarks inciais fixam as cores do par criado. À primeira vista, esta exigência de acoplamento de cores introduz um fator 3 nas amplitudes dos diagramas (a) e (c), devido às 3 diferentes combinações de cores possíveis para os quarks no estado final destes diagramas.

Podemos estimar as contribuições dos diversos processos da figura 2.2 através de um tratamento simplificado, onde para os processos espectadores usamos a hipótese de que o quark leve $\bar{q}$ não altera o comportamento do quark c, e que os quarks envolvidos neste decaimento podem ser considerados livres. Por simplicidade e clareza, restringir-nos-emos aos processos de decaimento do méson $D_s^+$, cujos principais modos de decaimento recebem contibuições de diagramas do tipo espectador tanto quanto do não-espectador.

Para avaliar as contribuições dos canais descritos por gráficos espectadores [3], podemos fazer uma analogia com o decaimento do múon, $\mu^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e\nu_\mu$, cujo cálculo é bastante conhecido [7, 8]:

$$, _{esp}(D_s^+) \;\; \alpha \;\; G_F^2 m_c^5 \tag{2.9}$$

onde $G_F$ é a constante de Fermi e $m_c$ é a massa do quark c ($\sim 1,5\ GeV$).

[2] Para os decaimentos em que o W decai leptonicamente, temos a contribuição de diagramas do tipo (a) (semi-leptônico) e do tipo (c) (puramente leptônico)

[3] Nesta abordagem , as contribuições dos decaimentos semi-leptônicos são calculados de maneira análoga

No caso dos processos envolvendo gráficos não-espectadores, seguindo a mesma linha de raciocínio, podemos fazer uma analogia dos diagramas (c) e (d) da figura 2.2 com o diagrama que descreve o decaimento do píon [7, 8], $\pi \rightarrow \mu^- \nu_\mu$. Dentro das hipóteses já consideradas, obtemos que a contribuição não-espectadora para o decaimento do $D_s^+$ é dado por:

$$, _{ne}(D_s^+) \;\; \alpha \;\; G_F^2 |f_{D_s^+}|^2 (m_1 + m_2)^2 m_{D_s^+} \tag{2.10}$$

onde $f_{D_s^+}$ é a constante de decaimento do méson $D_s$ (experimentalmente $f_{D_s^+} = 241 \pm 37 MeV$ [9]), $m_1$ e $m_2$ são as massas dos quarks finais (ambas inferiores a 0,5 GeV) e $m_{D_s^+} \sim 1,97 GeV$. O fator contendo as massas dos quarks finais representa a chamada supressão por helicidade.

Comparando as relações 2.9 e 2.10 e levando-se em conta que $f_{D_s^+}$, $m_1$ e $m_2$ são muito menores que $m_c$ e $m_{D^+}$, esperaríamos que as contribuições dos processos espectadores para os decaimentos fracos dos mésons charmosos fossem muito maiores do que as contribuições dos processos não-espectadores. Desta forma, o chamado modelo espectador seria a primeira aproximação na descrição desses decaimentos.

Este modelo sugere que a vida-média dos mésons charmosos é menor que a vida-média do múon por um fator da ordem de $(\frac{m_\mu}{m_c})^5$, o que representa uma extrapolação por mais de seis ordens de grandeza, e que está em bom acordo com a vida-média inclusiva para os mésons charmosos [5]. Por outro lado este modelo prevê as mesmas vidas-médias para os mésons $D^+$, $D^0$ e $D_s^+$, o que está em franco desacordo com as informações experimentais. Os valores medidos são [5]:

$$\frac{\tau_{D^+}}{\tau_{D^0}} \;\; = \;\; 2,52 \pm 0,09, \tag{2.11}$$

$$\frac{\tau_{D_s^+}}{\tau_{D^0}} = 1,06^{+0,09}_{-0,07}. \tag{2.12}$$

Estes resultados mostram claramente que o tratamento anteriormente adotado, é por demais simplificado para descrever detalhadamente os decaimentos de mésons charmosos e, portanto, é necessário procurar modelos mais detalhados, em que as interações fortes também sejam incluídas.

Um tratamento quantitativo para os decaimentos hadrônicos fracos favorecidos por Cabibbo [4] parte da Hamiltonia efetiva [10, 11, 12]:

$$H_{ef} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cs}^* V_{ud} \left[ c_1 O_1 + c_2 O_2 \right] \tag{2.13}$$

onde

$$O_1 = \bar{u}\gamma_\mu(1-\gamma_5)d\bar{s}\gamma^\mu(1-\gamma_5)c, \tag{2.14}$$

$$O_2 = \bar{s}\gamma_\mu(1-\gamma_5)d\bar{u}\gamma^\mu(1-\gamma_5)c \tag{2.15}$$

e $c_1$ e $c_2$ representam as correções da interação com glúons duros (correções de QCD em pequenas distâncias) e, portanto, são calculados perturbativamente. De acordo com a QCD estes parâmetros possuem sinais opostos.

O operador $O_1$ descreve a interação de corrente carregada usual, enquanto o operador $O_2$ descreve a interação neutra efetiva gerada pelos efeitos de QCD em pequenas distâncias.

O cálculo das amplitudes de transição fraca é feito usualmente através da hipótese de que as amplitudes possam ser fatorizadas [13] em um par de elementos de matrizes.

[4] A generalização para os decaimentos suprimidos por Cabibbo é feita de maneira análoga.

Neste caso ocorre a substituição de campos de interação por campos assintóticos, e é negligênciada qualquer interação de estado final das partículas. Desta forma a Hamiltoniana efetiva passa a ser escrita como

$$H = a_1 O_1 + a_2 O_2 \tag{2.16}$$

com

$$a_1 = c_1 + \xi c_2 \tag{2.17}$$

e

$$a_2 = c_2 + \xi c_1 \tag{2.18}$$

onde $\xi = \frac{1}{N_c}$ e $N_c$ é o número de cores. Pode-se mostrar [13] que as amplitudes dos diagramas de quarks (a) e (c) da figura 2.2 são proporcionais a $a_1$, enquanto que os diagramas (b) e (d) da mesma figura possuem amplitudes proporcionais a $a_2$. No caso do $D^+$ é possível obter o mesmo estado final através dos dois diagramas espectadores (ver figs. 2.2a e 2.2b), o que levaria à possibilidade uma interferência destrutiva, já que $a_1$ e $a_2$ possuem sinais contrários. O mesmo não ocorre para o $D^0$ e $D_s^+$, pois neste caso os dois tipos de diagramas espectadores levam a estados finais diferentes. No limite em que $\xi \to 0$, ou seja $N_c \to \infty$, esta interferência poderia ser significativa [13], o que poderia explicar a diferenças vidas médias dos mésons charmosos.

Uma outra hipótese para se explicar as relações 2.11 e 2.12 seria levar em conta a contribuição dos diagramas não-espectadores, que ocorrem nos modos mais importantes de decaimentos dos mésons $D^0$ e $D_s^+$, mas que não ocorrem nos principais modos de decaimentos do $D^+$. A supressão por helicidade, que representa um argumento desfavorável

aos diagramas não-espectadores, poderia ser compensada pela presença de glúons (spin 1) no estado inicial, que livraria o sistema $(c\bar{q})$ de seu caráter pseudo-escalar. Além disso a mesma supressão pode ser contornada, para alguns canais específicos, pela existência, na região de massa dos mésons D, de ressonâncias com os mesmos números quânticos associados ao decaimento [10]. Por exemplo, uma possível explicação para a grande razão de ramificação do decaimento $D^0 \to \phi\bar{K}^0$ , poderia ser a existência de um méson pseudo-escalar com os números quânticos do káon, na região de massa do $D^0$.

Outro modelo proposto por Basdevant *et al* [14], onde a função de onda dos quarks é representada por funções de onda de partículas livres moduladas por uma gaussiana, leva naturalmente a um aumento da importância das contribuições não-espectadoras no decaimento dos mésons charmosos [15].

A hipótese da contribuição significativa dos diagramas não-espectadores pode ser testada, a princípio, a partir das medidas experimentais das razões de ramificações de canais charmosos, cujos decaimentos ocorram apenas via diagramas não-espectadores. Bigi e Fukugita [18] apontaram o decaimento $D^0 \to \phi\bar{K}^0$ como uma prova irrefutável da contribuição significativa dos processos não-espectadores, já que esse decaimento só pode ocorrer via o processo de troca de W (ver fig. 2.3). Assim , a observação experimental daquele decaimento com $B(D^0 \to \phi\bar{K}^0) = (8,5 \pm 1,0) \times 10^{-3}$ [5] foi interpretada como uma evidência de que as contribuições dos diagramas de troca de sabor não são desprezíveis. No entanto, posteriormente, Donoghue [19] afirmou que o decaimento $D^0 \to \phi\bar{K}^0$ não indicava necessáriamente uma contribuição de troca de $W$, propondo que o mesmo poderia ocorrer via reespalhamento forte dos quarks no estado final de outros decaimentos

espectadores (interação de estado final), principalmente de $D^0 \to K^{*0}\eta$ (ver figura 2.4). Verificou-se posteriormente que a razão de ramificação deste canal era pequena, e que na verdade os canais intermediários mais plausíveis de produzirem, através de interações de estado final, o decaimento $D^0 \to \phi\bar{K}^0$ seriam o $D^0 \to \rho^+K^-$ e o $D^0 \to K^{*-}\pi^+$, cujas razões de ramificação são muito maiores que a do $D^0 \to \phi\bar{K}^0$. No trabalho proposto por Chau & Cheng [16] a amplitude contém contribuições de processos de aniquilação e reespalhamento forte, mostrando contribuições significativas de ambas possibilidades. É bastante difícil, devido a estas duas interpretações possíveis, estimar a real importância dos diagramas não-espectadores baseado apenas neste canal. Deve-se, portanto, investigar outros canais.

Figura 2.3: O decaimento $D^0 \to \phi\bar{K}^0$ pelo diagrama de troca de W

Figura 2.4: O decaimento $D^0 \to \phi\bar{K}^0$ através do processo de interações de estado final

Outro resultado experimental que implica na contribuição significativa dos diagramas não-espectadores é a medida da razão de ramificação do $D_s^+ \to \pi^-\pi^+\pi^+$ não ressonante, que decai apenas via diagrama de aniquilação de $W$ e não está sujeito a interação de

estado final. O valor de $B(D_s^+ \to \pi^-\pi^+\pi^+)$ é $1,0 \pm 0,4\%$ [5], o que corresponde a cerca de $\frac{1}{3}$ da razão de ramificação do canal $D_s^+ \to \phi\pi^+$, cujo decaimento ocorre via diagrama não-espectador de emissão externa de $W$. Ambos os decaimentos são favorecidos por Cabibbo e não sofrem supressão por acoplamentos de cores, o que mostra uma significativa contribuição do diagrama de aniquilação de $W$. Por outro lado o decaimento $D_s^+ \to \rho\pi^+$, que também só pode ocorrer via diagrama de aniquilação de $W$, indica uma razão de ramificação pequena $\frac{\Gamma(D_s^+ \to \rho^+\pi^0)}{\Gamma(D_s^+ \to \phi\pi^+)} \leq 0,08$ [5], mostrando uma aparente inconsistência com a observação do $D_s^+ \to \pi^-\pi^+\pi^+$ não ressonante.

Outros canais interessantes para se investigar a contribuição dos processos não-espectadores, são os canais duplamente suprimidos por Cabibbo do $D^+$, que serão discutidos na próxima seção:

## 2.4 O Canal Duplamente Suprimido por Cabibbo $D^+ \to K^-K^+K^+$

Alguns canais duplamente suprimidos por Cabibbo do $D^+$ podem ajudar a estimar a importância dos diagramas não-espectadores no decaimento de mésons charmosos, visto que se pode encontrar decaimentos que ocorrem apenas via diagramas de aniquilação de $W$ como por exemplo os canais $D^+ \to \phi K^+$ e $D^+ \to K^-K^+K^+$ não ressonante (ver fig. 2.5). Além disso , no caso de decaimentos duplamente suprimidos em dois corpos, que esperamos que sejam dominates como no caso não suprimido e com uma supressão de Cabibbo, não existe a possibilidade de interferência destrutiva entre os dois tipos de diagramas espectadores devido aos termos de cor. Portanto esta classe de decaimentos do $D^+$ pode trazer importantes informações sobre esta antiga polêmica, através da comparação

direta dos diversos canais.

A dificuldade de observação desta classe de canais provém do fato que os decaimentos duplamente suprimidos por Cabibbo são muito raros, pois considerando apenas a dependência com o ângulo de Cabibbo, temos que a cada supressão de Cabibbo está associado um fator 20 ($tan^2\theta_c$). Portanto, um decaimento simplesmente suprimido por Cabibbo é 20 vezes mais provável do que um decaimento duplamente suprimido por Cabibbo, e este por sua vez é cerca de 400 vezes mais improvável que o correspondente decaimento favorecido por Cabibbo.

Caso a diferença entre as larguras do $D^+ \to \phi K^+$ com os também duplamente suprimidos por Cabibbo $D^+ \to K^+\rho^0$ e $D^+ \to K^{*0}\pi^+$ seja grande (como no caso dos canais $D^0 \to \phi\bar{K}^0$ e $D^0 \to \rho^+K^-$ e o $D^0 \to K^{*-}\pi^+$), permanecerá a dúvida sobre a contribuição do gráfico não-espectador. Já o canal $D^+ \to K^-K^+K^+$ não ressonante não está sujeito a processos de reespalhamento forte, da mesma forma que o canal não ressonante $D_s^+ \to \pi^-\pi^+\pi^+$, sendo, portanto, um canal importante para se quantificar a contribuição não espectadora. É interessante notar, que devido ao espaço de fase, o decaimento do $D^+$ em três káons carregados no estado final pode ter somente contribuições do canal ressonante $D^+ \to \phi K^+$ e do canal não ressonante $D^+ \to K^-K^+K^+$ . Diferentemente do $D_s^+ \to \pi^-\pi^+\pi^+$, onde são possíveis inúmeras contribuições ressonantes, dificultando

assim a individualização da componente não ressonante.

Figura 2.5: Os decaimentos $D^+ \to \phi K^+$ (a) e $D^+ \to K^- K^+ K^+$ (b) através do processo de aniquilação de $W$

Com o advento das experiências de altas estatísticas tornou-se viável a determinação experimental das razões de ramificação de alguns canais duplamente suprimidos por Cabibbo. A primeira observação experimental de um decaimento duplamente suprimido por Cabibbo foi feita em 1991 pela colaboração E691 [20], analisando o canal $D^+ \to \phi K^+$ . O valor obtido para a razão de ramificação deste canal relativa ao canal $D^+ \to \phi \pi^+$ obtida foi:

$$\frac{B(D^+ \to \phi K^+ \ )}{B(D^+ \to \phi \pi^+ \ )} = (5,8^{+3,2}_{-2,6} \pm 0,7) \times 10^{-2}, \tag{2.19}$$

onde apenas $4,5^{+2,4}_{-2,0}$ eventos foram encontrados.

Em 1993 foi publicado pela WA82 [21] a medida da razão de ramificação do canal $D^+ \to K^- K^+ K^+$ relativa ao canal $D^+ \to \phi \pi^+$ , cujo valor obtido foi:

$$\frac{B(D^+ \to K^- K^+ K^+ \ )}{B(D^+ \to \phi \pi^+ \ )} = (4,9 \pm 2,3 \pm 0,6) \times 10^{-1} \tag{2.20}$$

Este resultado foi por demais surpreendente, mostrando que a razão de ramificação do $D^+ \to K^- K^+ K^+$ era cerca de 50% do valor do canal simplesmente suprimido por Cabibbo $D^+ \to \phi \pi^+$ .

Contudo, o resultado experimental mais recente [22] obtido pela colaboração E687 está em claro desacordo com resultado obtido pela WA82:

$$\frac{B(D^+ \to K^-K^+K^+\ )}{B(D^+ \to \phi\pi^+\ )} < 2,5 \times 10^{-2}(90\%\ C.L.). \tag{2.21}$$

A E687 também mediu a razão de ramificação relativa do $D^+ \to \phi K^+$ , obtendo o seguinte resultado:

$$\frac{B(D^+ \to \phi K^+\ )}{B(D^+ \to \phi\pi^+\ )} < 2,1 \times 10^{-2}(90\%\ C.L.). \tag{2.22}$$

Apesar deste resultado indicar um limite superior inferior ao que foi obtido pela E691, não está estatísticamente inconsistente com aquele.

A E791 é a experiência que possui a maior amostra de eventos charmosos totalmente reconstruídos [5] e, portanto, tem condições de comprovar e melhorar os resultados experimentais atuais. Isto nos motivou a investigar o canal $D^+ \to K^-K^+K^+$ .

A E791 apresentou o resultado experimental mais recente da razão de ramificação do canal duplamente suprimido por Cabibbo $D^+ \to K^+\pi^+\pi^-$ relativa ao canal $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ [23], obtendo o seguinte resultado:

$$\frac{B(D^+ \to K^+\pi^+\pi^-\ )}{B(D^+ \to K^-\pi^+\pi^+\ )} = (7,7 \pm 1,7 \pm 0,8) \times 10^{-3} \tag{2.23}$$

onde foi encontrado um sinal contendo $59 \pm 13$ eventos (ver fig. 2.6(a)).

A E687 também mediu esta razão de ramificação relativa obtendo resultado equivalente [24]:

$$\frac{B(D^+ \to K^+\pi^+\pi^-\ )}{B(D^+ \to K^-\pi^+\pi^+\ )} = (7,2 \pm 2,3 \pm 1,7) \times 10^{-3} \tag{2.24}$$

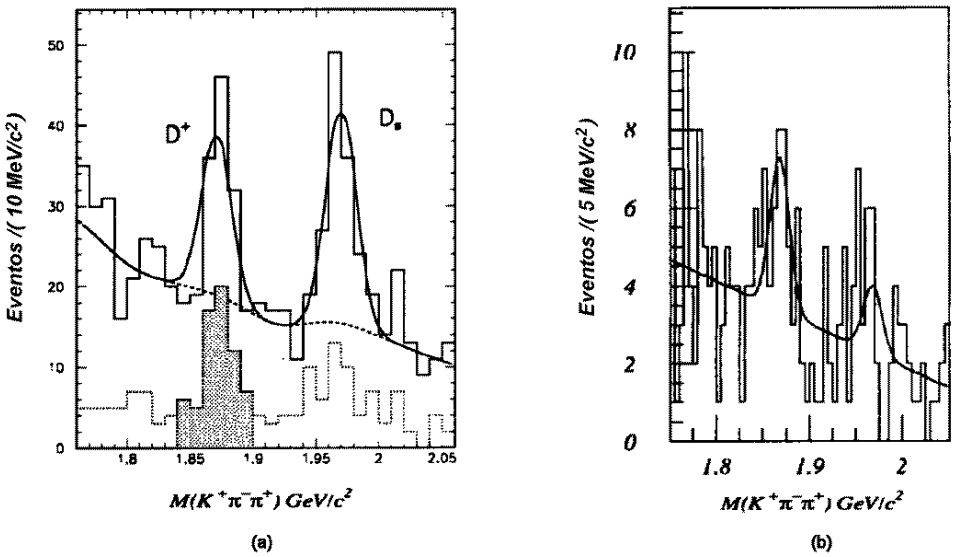


Figura 2.6: Espectros de massa $K^+\pi^+\pi^-$ obtidos pela E791 (a) e pela E687 (b)

onde o sinal obtido tinha $20,9 \pm 6,6$ eventos (ver fig. 2.6(b)).

Os dois resultados obtidos são compatíveis. A medida obtida pela E791 possui erros estatístico e sistemático inferiores aos que foram obtidos na E687. O sinal obtido na E791 é cerca de 3 vezes maior do que o sinal obtido na E687. Na figura 2.6 é possível comparar os espectros de massa do $D^+ \to K^+\pi^+\pi^-$ obtidos pela E791 e E687.

O decaimento $D^+ \to K^+\pi^+\pi^-$ pode ocorrer via diagramas espectadores e aniquilação de $W$ (ver fig. 2.7) e, portanto, é interessante confrontar este resultado com o resultado experimental da razão de ramificação do $D^+ \to K^-K^+K^+$ . Caso esses resultados sejam da mesma ordem, teremos um forte indício de uma contribuição significativa do diagrama

[5] A experiência E831 (Fermilab), que está terminando a sua tomada dados, terá em breve uma amostra de eventos charmosos superior a da E791

de troca de $W$.

Figura 2.7: Os diagramas que descrevem o decaimento do $D^+ \to K^+\pi^+\pi^-$ .

## 2.5 Decaimentos do $D_s^+$ com uma Supressão de Cabibbo

A E687 obteve a primeira medida da razão de ramificação de um decaimento simplesmente suprimido do $D_s^+$. O canal analisado foi o $D_s^+ \to K^+\pi^+\pi^-$. O valor da razão de ramificação deste canal relativa ao canal $D_s^+ \to \phi\pi^+$ foi:

$$\frac{B(D_s^+ \to K^+\pi^+\pi^- \ )}{B(D_s^+ \to \phi\pi^+ \ )} = 0,28 \pm 0,06 \pm 0,05 \tag{2.25}$$

A E687 tamém analisou o modo de decaimento $D_s^+ \to K^-K^+K^+$ , obtendo o seguinte limite superior:

$$\frac{B(D_s^+ \to K^-K^+K^+ \ )}{B(D_s^+ \to \phi\pi^+ \ )} < 0,016(90\% \ C.L.). \tag{2.26}$$

Este canal têm a contribuição de três gráficos, como mostrado na figura 2.8

Figura 2.8: Os diagramas que descrevem o decaimento do $D_s^+ \to K^-K^+K^+$ .

## 2.6 Determinação da Amplitude de Transição do Canal $D^+ \to K^-K^+K^+$ Não Ressonante

Infelizmente, até o presente momento, ainda não existe um tratamento teórico para a descrição do decaimento de 3 corpos, existindo apenas uma abordagem do ponto de vista puramente fenomenológico.

Pode-se descrever a amplitude de decaimento do processo $D^+ \to K^-K^+K^+$ não ressonante baseado no modelo fenomenológico proposto por Gourdin *et al* [25]. Aplicando a hipótese de fatorização a este decaimento, que se processa via o mecanismo de aniquilação, obtém-se que a estrutura geral do elemento de matriz desse decaimento é dado por:

$$< K^-K^+K^+|H|D^+ >_{AW} = a_1 \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cd}^* V_{us} < 0|A^\mu|D^+ >< K^-K^+K^+|V_\mu - A_\mu|0 >, \quad (2.27)$$

onde $a_1$ é o parâmetro fenomenológico dado pela relação 2.17; $V_{cd}$ e $V_{us}$ são os elementos da matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa [4].

O elemento de matriz da divergência do vetor axial fraco entre o vácuo hadrônico e o méson pseudo-escalar $D^+$ é dado por:

$$< 0|A^\mu|D^+ >= -if_{D^+}P_D^\mu \tag{2.28}$$

onde $P_D^\mu$ é o quadrimomento do méson $D^+$ e $f_D$ é a sua constante de decaimento, calculada a partir dos decaimentos semi-leptônicos.

A forma mais geral que descreve a corrente hadrônica $J^\mu(K^+, K^-, K^+)$ é dada por quatro fatores de forma [26]:

$$< K^-K^+K^+|V_\mu - A_\mu|0 >= V_1^\mu F_1 + V_2^\mu F_2 + V_3^\mu F_3 + V_4^\mu F_4, \tag{2.29}$$

com

$$V_1^\mu = (q_1 - q_3)_\nu \left( g^{\mu\nu} - \frac{Q^\mu Q^\nu}{Q^2} \right), \tag{2.30}$$

$$V_2^\mu = (q_2 - q_3)_\nu \left( g^{\mu\nu} - \frac{Q^\mu Q^\nu}{Q^2} \right), \tag{2.31}$$

$$V_3^\mu = \varepsilon^{\mu\alpha\beta\gamma} q_{1\alpha} q_{2\beta} q_{3\gamma}, \tag{2.32}$$

$$V_4^\mu = q_1^\mu + q_2^\mu + q_3^\mu = Q^\mu. \tag{2.33}$$

Os termos proporcionais a $F_1$ e $F_2(F_3)$ são originados a partir da corrente vetorial-axial (vetorial) e correspondem a termos de spin 1, o fator $F_4$ se origina da parte de spin zero da corrente vetorial-axial.

Substituindo as relações 2.28 e 2.29 na equação 2.27, obtemos que a amplitude de transição do $D^+ \to K^-K^+K^+$ é dada em função de um único fator de forma através da seguinte relação:

$$< K^-K^+K^+|H|D^+ >_{WA}= ia_1 \frac{G_F}{\sqrt{2}} m_{D^+}^2 V_{cd}^* V_{us} f_{D^+} F_4(E_1, E_2), \tag{2.34}$$

onde $F_4(E_1, E_2)$ depende de duas variáveis, escolhidas como as energias dos káons.

A razão de ramificação do canal $D^+ \to K^-K^+K^+$ é calculada através da seguinte relação:

$$B(D^+ \to K^-K^+K^+\ ) = \mathcal{N} \times \mathcal{I} \tag{2.35}$$

onde $\mathcal{N}$ é o fator de normalização:

$$\mathcal{N} = \frac{\tau_{D^+}}{\hbar}\frac{1}{m_{D^+}}\frac{1}{64\pi^3}\frac{1}{2}a_1^2\left(\frac{G_F m_{D^+}}{\sqrt{2}}\right)^2 |V_{cs}|^2|V_{ud}|^2 f_{D^+}^2 \tag{2.36}$$

e $\mathcal{I}$ é a integral do espaço de fase dada por:

$$\mathcal{I} = \int\int dE_1 dE_2 |F_4(E_1, E_2)|^2. \tag{2.37}$$

O fator $\frac{1}{2}$ na relação 2.36 é devido a presença de dois káons de mesmo sinal no estado final. Assim a medida experimental da razão de ramificação do $D^+ \to K^-K^+K^+$ não ressonante permitirá a determinação da integral de espaço de fase $\mathcal{I}$ (ver relação 2.37). Se tomarmos $F_4$ como sendo independente das energias dos káons, como foi feito no trabalho [25], poderemos estimar o valor do fator de forma $F_4$ da relação 2.37.

# Capítulo 3

# A Experiência E791

A E791 é a terceira experiência de alvo fixo e de alta estatística realizada no *Tagged Photon Laboratory* (TPL) do Fermilab, dedicada ao estudo da física envolvendo produção e decaimento do quark charmoso. Precederam à E791 as experiências E691 [27, 28] e a E769 [30, 31, 32, 33]. A E691, utilizando feixe de fótons e alvo de berílio, foi um marco na história da física do charme, dando importantes contribuições ao estudo de decaimento e fotoprodução de partículas charmosas. O grande sucesso da E691 deveu-se principalmente a dois fatores: a utilização de detetores de vértice de silício, que permitiu determinar com grande precisão as posições de produção e decaimento das partículas charmosas, e a adoção de um *trigger* com o minímo aceitável de restrições possibilitando a obtenção de uma abundante amostra de charme. Esta filosofia de coleta de dados passou a ser adotada nas experiências posteriores relalizadas no TPL. A E769, utilizando feixes hadrônicos ($K^{\pm}$, $\pi^{\pm}$ e $p^{\pm}$) e alvos de alumínio, berílio, cobre e tungstênio, dedicou-se ao estudo dos mecanismos de hadroprodução de charme. O número de eventos charmosos totalmente reconstruídos na E691 foi cerca de 10.000, equanto que na E769 foram reconstruídos cerca de 4.000 eventos.

A experiência E791 foi desenvolvida visando a obtenção de uma maior estatística de eventos charmosos, a fim de explorar toda uma nova região da física do charme, como por exemplo, a procura por decaimentos charmosos raros. O número de eventos charmosos totalmente reconstruídos na E791 é cerca de 20 vezes maior do que a de suas predecessoras.

A E791 utilizou feixe de píons negativos de 500 GeV/c e alvos constituídos de quatro folhas de carbono e uma de platina. O espectrômetro utilizado (fig. 3.1) consistia de 23 planos de detetores de silício (SMD), 2 câmaras proporcionais de fios (PWC) com um total de 6 planos e 4 câmaras de arrasto, contendo um total de 35 planos, para a determinação das trajetórias de partículas carregadas; 2 magnetos analisadores para a medida dos momentos de partículas carregadas; 2 contadores Čerenkov para a identificação de partículas; calorímetros eletromagnético e hadrônico para a medida da energia neles depositada e, finalmente, dois detetores de múons, o primeiro constituído de 15 placas de cintiladores e o segundo de 16 placas de cintiladores.

Os dados foram coletados de julho de 1991 a janeiro de 1992. Ao total, foram armazenados cerca de 20 bilhões de eventos em 24 mil fitas de 8mm. O trabalho de reconstrução dos dados foi realizado de março de 1993 a agosto de 1994. Foram obtidos cerca de 200 mil eventos charmosos totalmente reconstruídos.

## 3.1 Feixe

O processo de obtenção do feixe primário de prótons de 800 GeV/c no Fermilab é feito em várias etapas envolvendo cinco aceleradores (fig. 3.2).

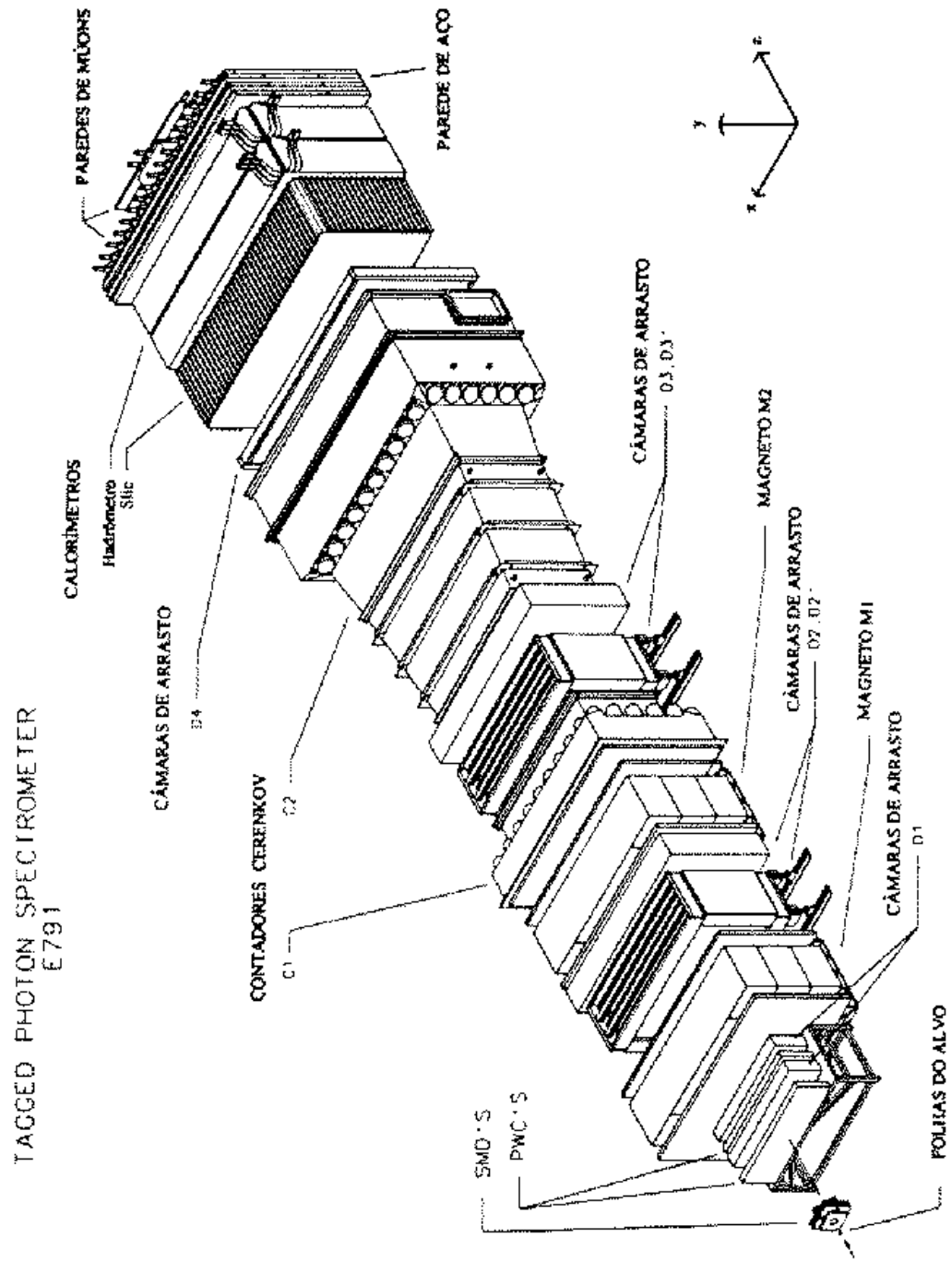


Figura 3.1: O espectrômetro da E791.

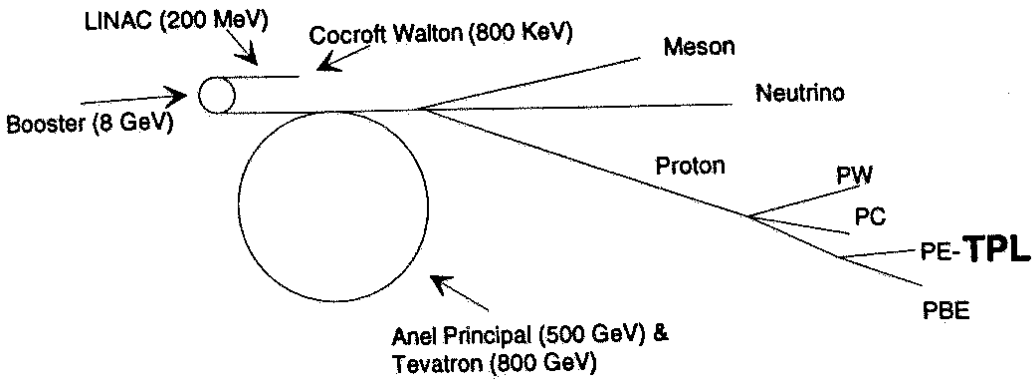


Figura 3.2: O conjunto de aceleradores e diferentes linhas de feixe do Fermilab.

O processo de aceleração tem início no acelerador eletrostático *Cockcroft-Walton* , onde íons de $H^-$ submetidos a uma diferença de potencial de 750 kV são acelerados até a enegia de 750 KeV e injetados no acelerador linear LINAC de 160m de extensão.

As partículas são aceleradas no LINAC através de uma série de cavidades de rádio-frequência ligadas a uma fonte de tensão que opera a uma frequência de 200 MHZ. A ação das cavidades de rádio-frequência faz com que os íons se agreguem em pequenos grupos (*bunches*). Esta estrutura é desfeita na saída do LINAC, quando os íons atingem a energia de 200 MeV. Os próximos estágios de aceleração são realizados por três sincrotons de diferentes características.

O sincroton é uma máquina cíclica, na qual o feixe de partículas é mantido em órbita circular através de dipolos magnéticos. A cada volta as partículas são aceleradas por cavidades de rádio-frequência sincronizadas, sendo necessário aumentar o campo magnético dos dipolos para mantê-las na mesma trajetória. As partículas ao se deslocarem, também sofrem oscilações espaciais transversais e longitudinais (oscilações de energia), sendo necessário utilizar quadrupolos magnéticos para focalizar o feixe.

Os íons provenientes do LINAC ao passarem por uma fina camada de carbono perdem seus elétrons, dando origem a um feixe de prótons que é enviado para o primeiro sincontron (*Booster*). Após serem acelerados até 8 GeV, o feixe de prótons é injetado no anel principal de 1km de raio, onde alcançam 150 GeV. Durante a transferência do feixe de prótons é necessário que as fontes de rádio-frequência dos dois acelerados estejam em fase, a fim de que se mantenha a estrutura periódica do feixe.

Finalmente, o feixe de prótons passa para o último sincontron (Tevatron), um anel com magnetos supercondutores situado sobre o anel principal, alcançando a energia final de 800 GeV.

Ao atingir a energia máxima, cerca de $10^{13}$ prótons são extraídos durante um intervalo de 22 segundos (intervalo denominado *spill*) e enviados para as três áreas experimentais: Méson, Neutrino e Próton(fig 3.2). Após um intervalo de 34 segundos (*interspill*), repete-se o processo de extração.

A linha de feixe destinada a área de prótons é ainda subdividida em PWEST (PW), PEAST (PE), PCENTER (PC) e PBEAST(PBE), onde está localizado o TPL. Na linha de feixe do PEAST, um fluxo típico de $10^{12}$ prótons por *spill* interage com um alvo de berílio de 30 cm de espessura. Os píons produzidos na interação são selecionados, focalizados e alinhados respectivamente por dois quadrupolos e dois dipolos magnéticos e levados à colisão com o alvo da E791. Aproximadamente 42 milhões de píons são produzidos por *spill*.

## 3.2 Alvo

A configuração do alvo da E791 foi determinada tendo como compromisso a obtenção de uma alta taxa de interação e uma reduzida probabilidade de espalhamento múltiplo e interações secundárias, que prejudicam a resolução do vértice [1]. A determinação dos vértices primários (posição onde as partículas charmosas são produzidas) e secundários (posição onde as partículas charmosas decaem) com uma boa resolução é de fundamental importância para a análise de eventos charmosos, pois permite reduzir boa parte do fundo combinatorial[2]. O alvo consistiu de uma lâmina de platina de 0,5mm de espessura, seguida por quatro lâminas de carbono de 1,6mm de espessura. A figura 3.3 mostra a posição de cada uma das lâminas do alvo, obtidas através da reconstrução dos vértices primários. A pequena espessura dessas lâminas fornece um forte confinamento da posição z do vértice primário e o espaçamento entre as lâminas fornece o volume livre para o decaimento das partículas charmosas, minimizando-se a contaminação por interações secundárias na reconstrução de vértices secundários.

A platina e o carbono foram escolhidos devido à alta densidade que permite utilizar lâminas finas, mas que ao mesmo tempo forneça uma alta taxa de interação. Cerca de 2% do total dos píons incidentes interagem com o alvo.

A configuração do alvo e suas características são mostrados na tabela 3.1

[1] Chamamos de vértice o ponto onde duas ou mais trajetórias se cruzam, podendo ser oriundo de uma interação ou decaimento.

[2] eventos formados pela combinação aleatória de traços.

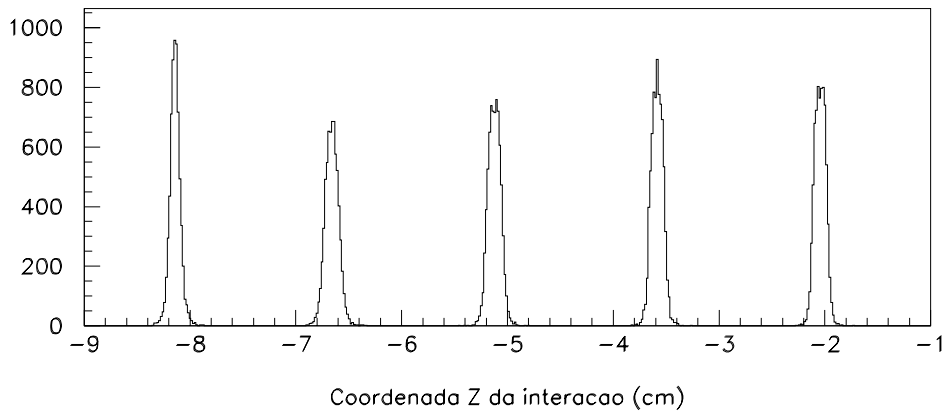


Figura 3.3: Posição dos vértices primários reconstruídos.

| Lâmina | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
|---|---|---|---|---|---|
| Material | platina | carbono | carbono | carbono | carbono |
| Posição z (cm) | -8,191 | -6,690 | -5,154 | -3,594 | -2,060 |
| Espessura (mm) | 0,52 | 1,57 | 1,57 | 1,53 | 1,58 |
| comprimento de interação(%) | 0,584 | 0,589 | 0,586 | 0,582 | 0,582 |
| Diâmetro (cm) | 1,01 | 1,37 | 1,38 | 1,37 | 1,36 |
| Comprimento de radiação (%) | 16,9 | 1,2 | 1,2 | 1,2 | 1,2 |

Tabela 3.1: Características do alvo.

## 3.3 O Espectrômetro

Nesta seção é feita uma breve descrição dos diversos detetores que compõem o espectrômetro da E791. A descrição dos detetores de múons receberá mais ênfase, pois o trabalho de modelagem desses detetores no programa de simulação de Monte Carlo (seção 4.4) foi parte do meu trabalho de doutoramento.

### 3.3.1 O Detetor de Vértice(SMD)

Para separar eventos charmosos de eventos hadrônicos comuns é necessário que o detetor de vértice possua excelente resolução espacial, já que a separação típica entre

os vértices de produção e decaimento é da ordem de algumas centenas de microns da direção do feixe, além de ser capaz de operar em altas taxas de interação ($\sim 10^6 Hz$). Os detetores de microtrilhas de silício, ou abreviadamente SMD (*Silicon Microstrip Detector*), são detetores de estado sólido [36] que satisfazem esses requerimentos.

O cristal de silício possui quatro elétrons de valência, que à temperatura de zero absoluto, não conduzem eletricidade. A banda de valência está separada da banda de condução por uma energia de 1 eV. À temperatura ambiente, a energia térmica é suficiente para excitar elétrons para a banda de condução, tornando-os portadores de carga. Os lugares livres deixados por esses elétrons se comportam como portadores de carga oposta. Um cristal puro de silício tem o mesmo número de portadores de cargas positivas e negativas. Quando se dopa o cristal com impurezas contendo três elétrons de valência (tipo p), dá-se origem a um excesso de portadores de cargas positivas, ao passo que dopando-se com elementos contendo cinco elétrons de valência (tipo n) se origina um excesso de portadores de cargas negativas.

Na maioria dos detetores utiliza-se uma junção de materiais tipo p e n, feita através da implantação de uma fina camada de material tipo p na supefície do cristal de silício dopado com materiais tipo n. Nesta junção, os elétrons e buracos são rearranjados, ficando a região n positiva e p negativa. Estas cargas se acumulam na regiao central (região de depleção) criando uma barreira de pontencial que repele os portadores de cargas desta região. A aplicação de uma diferença apropriada de voltagem permite aumentar a região de depleção para quase toda extensão do cristal. A figura 3.4 mostra a distribuição de cargas na junção p-n na ausência e na presença de uma diferença de voltagem aplicada.

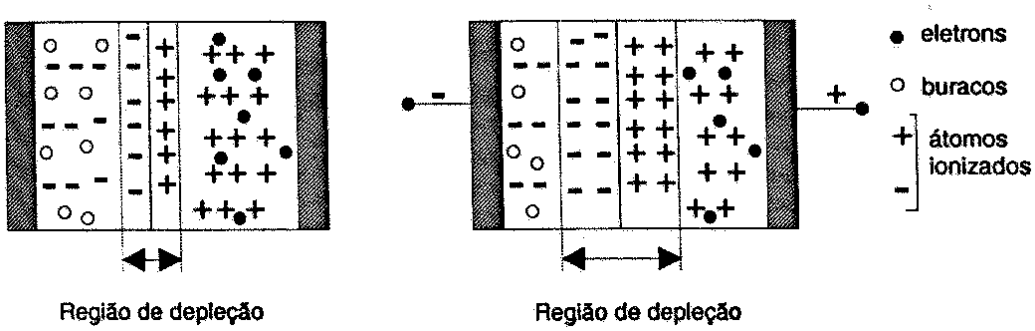


Figura 3.4: Distribuição de cargas numa junção p-n, antes e após a aplicação de uma tensão.

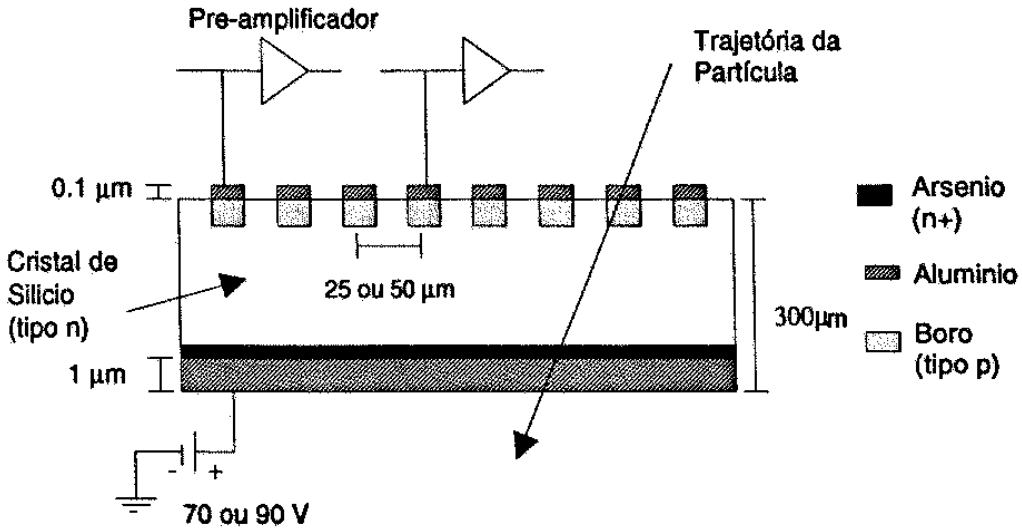


Figura 3.5: Seção de um plano de SMD.

A figura 3.5 mostra a seção reta de um plano de SMD típico utilizado na E791. Estes planos de SMD consistem de um conjunto de tiras de boro (material tipo p) com 30 $\mu m$ de largura, e interespaçados de 25 ou 50 $\mu m$, implantados em uma face de silício de 300 $\mu m$ de espessura, cuja face oposta recebe uma forte dopagem de arsênio (mateial tipo n). Para coletar a carga depositada é aplicada uma fina camada de alumínio sobre o boro e arsênio.

Uma partícula de mínima ionização ao passar pela região de depleção do plano de

SMD, produz aproximadamente 25.000 pares elétron-buraco ao longo de sua trajetória. Esses pares são então separados pelo campo elétrico existente nesta região. O pulso elétrico produzido na tira mais próxima à passagem da partícula é coletado e amplificado, dando a localização da partícula incidente. Cada tira tem o seu próprio canal de saída.

A E791 utilizou 23 planos de SMD, 6 localizados antes do alvo e na linha de feixe para a determinação da trajetória do feixe, e 17 após o alvo para a reconstrução dos vértices primários e secundários(ver figura 3.6). Este conjunto de planos deteta partículas no volume de um cone de 100 mrad, e estão dispostos na direção x, y e v, onde v é rodado $20,5°$ em relação a x. As principais características dos planos de SMD estão mostradas na tabela 3.2

Os diferentes planos de SMD tinham resoluções típicas da ordem de 7,2 $\mu m$ e 14,4 $\mu m$ para planos com separação entre as tiras de 25 $\mu m$ e 50 $\mu m$, respectivamente. A eficiências desses planos variavam de 80% a 98%.

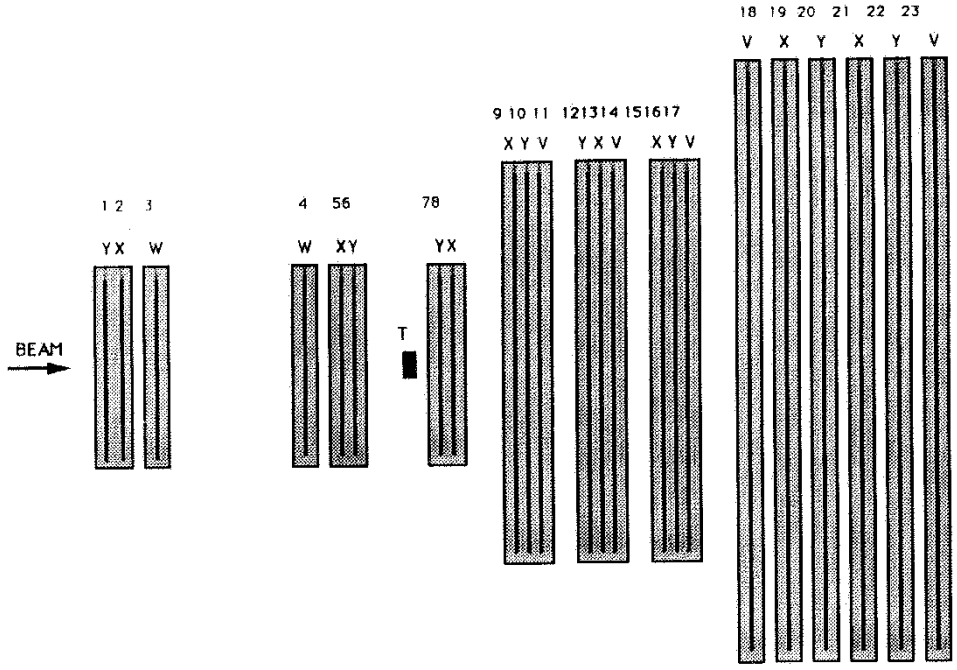


Figura 3.6: Configuração dos planos de SMD na E791.

### 3.3.2 Câmaras de Arrasto

As câmaras de arrasto, localizadas na região posterior ao alvo, possibilitaram que as trajetórias e momentos de partículas carregadas fossem determinados ao longo do espectrômetro. Os momentos das partículas eram determinados pela medida da deflexão que suas trajetórias sofriam ao atravessarem as regiões de campo magnético.

O funcionamento das câmaras de arrasto baseia-se no fato de que partículas carregadas ao atravessarem um meio gasoso deixam um rastro de moléculas ionizadas. Os elétrons liberados do gás são atraídos para os fios sensores, e devido a fios de campo estrategicamente localizados, migram com uma velocidade praticamente constante (velocidade de arrasto) durante a maior parte do trajeto. Estes elétrons quando estão na vizinhança dos fios sensores, devido a alta intensidade do campo nesta região, produzem uma avalanche

| Planos | Posição(cm) | Espaçamento das tiras($\mu m$) | Número de tiras |
|---|---|---|---|
| 7 | 0,670 | 25;50 * | 688 |
| 8 | 1,000 | 25;50 * | 688 |
| 9 | 1,931 | 50 | 512 |
| 10 | 3,015 | 50 | 512 |
| 11 | 6,684 | 50 | 512 |
| 12 | 11,046 | 50 | 884 |
| 13 | 11,342 | 50 | 884 |
| 14 | 14,956 | 50 | 884 |
| 15 | 19,915 | 50 | 1000 |
| 16 | 20,254 | 50 | 1000 |
| 17 | 23,878 | 50 | 1000 |
| 18 | 27,588 | 50;200 * | 864 |
| 19 | 31,848 | 50;200 * | 864 |
| 20 | 34,548 | 50;200 * | 864 |
| 21 | 37,248 | 50;200 * | 864 |
| 22 | 39,948 | 50;200 * | 864 |
| 23 | 45,508 | 50;200 * | 864 |

Tabela 3.2: Características do SMD (* espaçamento na região central; espaçamento nas bordas).

de novos elétrons que sensibiliza o fio. Sabendo o tempo gasto pelos elétrons para alcançar o fio sensor mais próximo, e supondo uma relação espaço-tempo linear, obtém-se a que distância a partícula passou deste fio. O sinal de um único fio sensor não fornece informação sobre de que lado do fio a partícula passou. Para solucionar este problema é necessário a utilização de outros planos sensores com diferentes orientações espaciais.

Um plano sensor é composto de fios sensores paralelos, alternados de fios de campos. Cada plano sensor está localizado entre dois planos contendo fios de alta tensão (ver fig. 3.7). Determina-se a posição e o potencial eletrostático de cada fio no interior da câmara, de maneira a produzir um campo elétrico praticamente constante na maior parte da câmara.

Um total de 35 planos sensores, agrupados em quatro estações de câmaras de arrasto

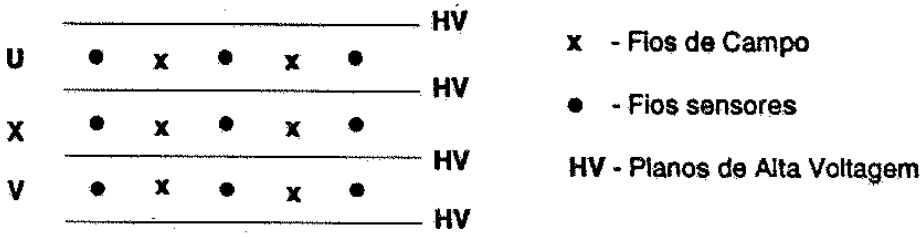


Figura 3.7: Arranjo dos planos de uma câmara de arrasto.

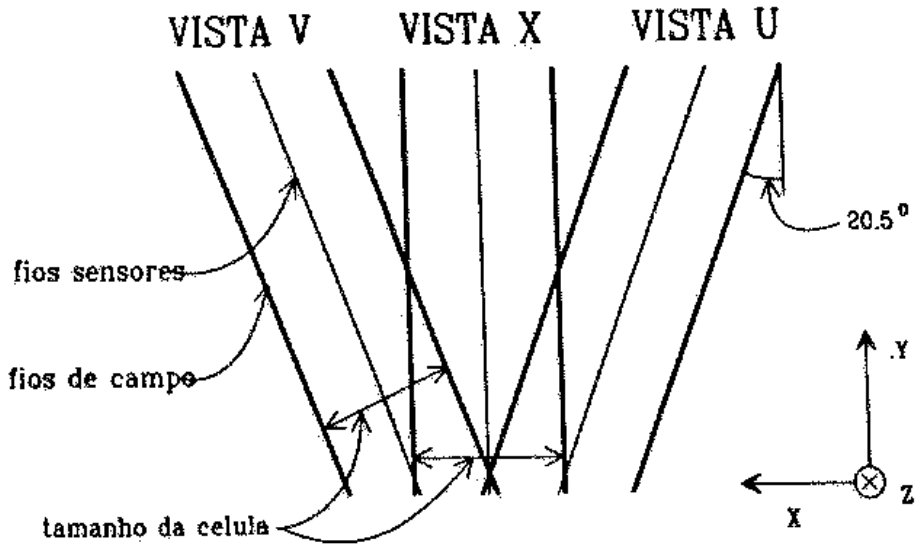


Figura 3.8: Orientação dos planos das câmaras de arrasto.

(D1, D2, D3 e D4), foram utilizados pela E791. Todas as câmaras receberam a mesma mistura de 50% de argônio e 50% de etano. Os planos tinham orientações nas direções X, U e V (ver fig. 3.8). Os fios do plano X estavam orientados na direção vertical, enquanto que os planos U e V eram inclinados respectivamente de $\pm\ 20,5°$ em relação a X. Além disso, a estação D1 possuia planos X', similares a X, porém ligeiramente deslocados, para resolver a ambigüidade que surge devido a impossibilidade de distinguir de qual lado de um fio a partícula passou. A câmara D1 estava localizada antes do primeiro magneto M1 e, junto com os SMD e PWC, fornecia informações iniciais das trajetórias. A D2 estava posicionada entre os dois magnetos. A terceira, D3, estava logo após o segundo magneto M2 e adicionava informação para a determinação das trajetórias de partículas que passavam por ambos magnetos. A última câmara vinha bem mais adiante, após o detetor de limiar de radiação Čerenkov e logo antes dos calorímetros.

As câmaras de arrasto são bastantes ineficientes bem próximo à região central (região do feixe), devido a grande quantidade de partículas presentes. Fora dessa região, as três primeiras câmaras apresentaram uma eficiência de 95%, e a quarta, 90%. As principais características das câmaras de arrasto estão mostradas na tabela 3.3. Informações adicionais podem ser encontradas em [38].

### 3.3.3 Câmaras Proporcionais de fio(PWC)

As câmaras proporcionais de fio são detetores de partículas carregadas, que analogamente as câmaras de arrasto, utilizam a ionização do meio para a determinação da localização da partícula. Estes detetores consistem basicamente de um tanque de gás contendo

| | D1 | D2 | D3 | D4 |
|---|---|---|---|---|
| Dimensões(x,y) (cm) | 160 X 120 | 230 X 200 | 330 X 200 | 550 X 300 |
| Orientação dos fios | X, X', U, V | X, U, V | X, U, V | X, U, V |
| Número de canais | 1536 | 2400 | 1952 | 416 |
| Tamanho da célula (U/V)(cm) | 0,476 | 0,892 | 1,487 | 2,97 |
| Tamanho da célula X(cm) | 0,446 | 0,953 | 1,588 | 3,18 |
| Número de planos | 8 | 12 | 12 | 3 |
| Resolução(cm) | 0,035 | 0,030 | 0,030 | 0,080 |
| Posição z (cm) | 142,49-183,66 | 381,43-500,80 | 928,14-1047,10 | 1737,99-1749,42 |

Tabela 3.3: Características das câmaras de arrasto.

um conjunto de fios anodos, situados entre dois planos catodos(fig 3.9). O PWC utiliza o pulso do sinal detetado pelos fios anodos para determinar a posição da partícula carregada. A resolução espacial é inteiramente determindada pelo espaçamento entre os fios.

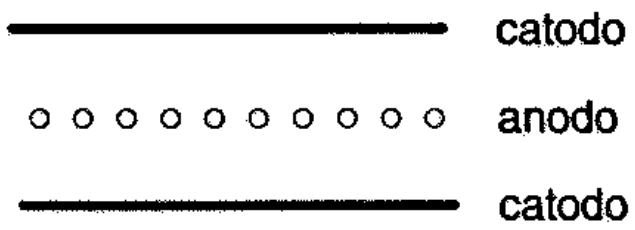


Figura 3.9: Esquema de uma PWC típica.

A E791 utilizou dois conjuntos de PWC na linha do feixe, para uma melhor determinação do traço do feixe e uma melhor obtenção do vértice primário, e mais dois planos após o alvo para melhorar a determinação da coordenada y, que nao é medida diretamente

pelas câmaras de arrasto. Todas as câmaras foram preenchidas com uma mistura gasosa composta de 17% $CO_2$, 0,3% Freon e 87% Argônio. Cada conjunto de PWC na linha de feixe era composto de 4 planos com orientações nas direções X, X', Y e W. Cada plano possuía 64 fios espaçados de 1mm. O plano X' era deslocado de 0,5 mm para atingir uma melhor resolução. O plano W era inclinado de -60° em relação a X. Os dois últimos planos de PWC, situados após o alvo, foram utilizados para medir a coordenada y, sendo que cada plano era constituído de 288 fios espaçados de 2 mm.

### 3.3.4 Os Magnetos

Para medir o momento e a carga das partículas carregadas, o nosso espectrômetro possuía dois magnetos, M1 e M2, de grande abertura angular que produziam campos magnéticos verticais no sentido negativo do eixo y. Estes campos foram cuidadosamente mapeados, e sua estabilidade (dentro de $0,1\%$) foi rigorosamente acompanhada pelo monitoramento das correntes e tensões de M1 e M2. Na tabela 3.4 mostramos algumas características dos magnetos M1 e M2.

| | M1 | M2 |
|---|---|---|
| Pos. central(cm) em Z | 263,5 | 617,7 |
| Dimensão na entrada(cm) | $154 \times 77$ | $154 \times 69$ |
| Dimensão na saída(cm) | $183 \times 91$ | $183 \times 86$ |
| Comprimento(cm) | 101,6 | 101,6 |
| Corrente(A) | 2.500 | 1.800 |
| $\int By(0,0,z)dz$(T.m) | 0,71 | 1,07 |
| $\Delta\ px$(MeV/c) | 212 | 320 |

Tabela 3.4: Características dos magnetos.

As partículas carregadas produzidas na E791, que em sua maioria se deslocavam quase que inteiramente ao longo da direção do feixe(z), ao atravessarem os magnetos recebiam

um impulso de momento na direção horizontal dado por [36]

$$\Delta\ px = -e \int Bydz, \tag{3.1}$$

sofrendo um desvio angular $\theta$ em sua trajetória. As partículas positivas eram desviadas no sentido negativo do eixo x, enquanto que as partículas negativas, no sentido positivo do eixo x. Medindo-se $\theta$ podemos determinar o momento $p$, que na aproximação $\Delta\ px \ll p$, é dado por

$$p = \frac{\Delta\ px}{\theta}. \tag{3.2}$$

A resolução do momento depende essencialmente de dois fatores: precisão na medida da trajetória reconstruída e a quantidade de espalhamento múltiplo que as partículas sofrem ao atravessar o espectrômetro [38]. A resolução do momento foi parametrizada em função de dois fatores, que levam em conta a qualidade na determinação dos traços e o possível desvio da trajetória inicial ocasionado pelo espalhamento múltiplo. Esta parametrização é dada por

$$\frac{\sigma\ (p)}{p} = A\% \left(\frac{p}{100GeV/c}\right) \sqrt{1 + \left(\frac{BGeV/c}{p}\right)^2}, \tag{3.3}$$

onde A e B são constantes extraídas dos dados. O valor da contante A varia de $1,3\%$ (se o traço foi determinado em todas as regiões do espectrômetro) à $33\%$ (se o traço foi

determinado somente na primeira câmara D1), enquanto B varia de 0,9GeV/c (se o traço foi determinado somente em D1) à 3,8GeV/c (se o traço foi determinado em todas as regiões do detetor).

A resolução do momento vai se refletir nas medidas das larguras de decaimentos fracos, como por exemplo, os dos mésons D. Se a resolução fosse infinita, estes mésons teriam larguras de decaimento muito pequenas, no entanto, com base em nossos dados, encontramos uma largura de decaimento de 12,4 MeV para o decaimento $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$.

### 3.3.5 Detetores de Limiar de Radiação Čerenkov

A E791 utilizou dois detetores de limiar de radiação Čerenkov[39](C1 e C2) para a identificação de hádrons carregados. O funcionamento desses detetores é baseado no fato de uma partícula carregada ao atravessar um meio dielétrico com velocidade superior à velocidade da luz nesse meio, provocar a emissão de fótons (radiação Čerenkov). Esses fótons são emitidos em um ângulo bem definido $\theta_c$, produzindo um cone de luz. Este ângulo é dado pela relação

$$\cos\theta_c = \frac{c}{v\eta}, \tag{3.4}$$

onde c é a velocidade da luz no vácuo, $v$ é a velocidade da partícula no meio e $\eta$ é o índice de refração do meio. A fórmula acima só tem significado físico se $\frac{c}{v\eta}$ for menor que um, o que implica que a emissão de fótons só ocorre a partir de um valor limiar de momento($p_{th}$) dado por:

$$p_{th} = \frac{mc}{\sqrt{\eta^2 - 1}}. \tag{3.5}$$

Conseqüentemente, partículas com diferentes massas apresentam diferentes valores limi-

ares de momento. Esta característica é que possibilita distinguí-las.

O número de fótons produzidos por unidade de comprimento do radiador e por unidade de comprimento de onda, é dado por [37]

$$\frac{d^2N_\gamma}{dld\lambda} = \frac{2sen^2\theta_c}{137\lambda^2}, \tag{3.6}$$

onde $\lambda$ é o comprimento de onda dos fótons emitidos. A figura 3.10 mostra o número de fótons emitidos por unidade de comprimento em C1 e C2, em função do momento da partícula.

O valor limiar do momento de uma dada partícula é obtido pela interseção das curvas da figura 3.10 com o eixo das abscissas.

A luz produzida no interior dos dois detetores Čerenkov era refletida por um arranjo segmentado de espelhos curvos, e direcionadas para estruturas coletoras de luz chamada cone de Winston [37], os quais levavam a luz coletada à fotomultiplicadoras. O arranjo dos espelhos foi determinado visando minimizar a superposição da luz proveniente de duas ou mais partículas em um mesmo segmento, e ao mesmo tempo assegurar que o cone de radiação devido a uma única partícula seja refletida por mais de um espelho. Isto levou à utilização de uma maior segmentação na região central dos detetores, onde a densidade de partículas é maior (fig. 3.11). O caminho seguido pela luz nos dois detetores é mostrado na figura 3.12. A configuração de C1 é mais complicada para proteger suas fotomultiplicadoras do campo magnético produzido por M2. A tabela 3.5 mostra algumas características dos dois detetores Čerenkov.

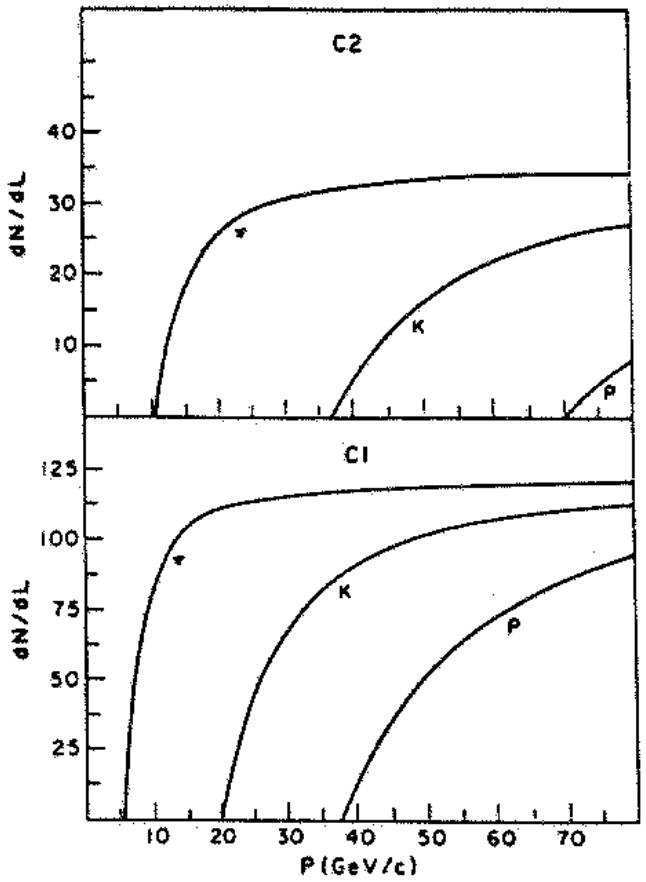


Figura 3.10: Número de fótons emitidos por unidade de comprimento em função do momento da patícula para cada um dos detetores Čerenkov.

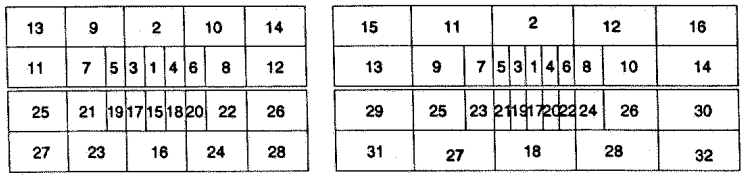


Figura 3.11: Arranjo dos espelhos de C1 e C2.

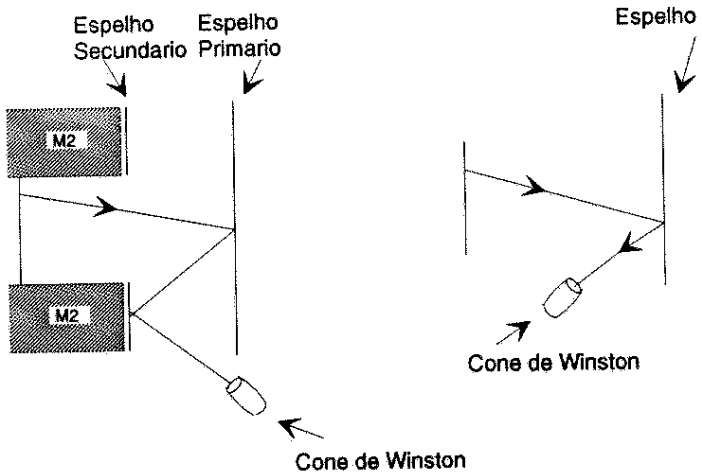


Figura 3.12: Caminho seguido pela radiação em C1 e C2.

Combinando a informação do valor do momento de uma dada partícula e a emissão ou não de radiação Čerenkov, é possível estimar uma probabilidade para a identificação das partículas para diferentes regiões de momento. Não considerando o problema da ineficiência dos detetores e a natureza estatística da emissão de radiação Čerenkov, é possível montar um diagrama lógico mostrado na tabela 3.6. Esta tabela apresenta, para diferentes faixas de momento e, para diferentes tipos de partículas, os estados lógicos em que se encontram os detetores C1 e C2, onde $\mathbf{C}$ significa a presença de radiação Čerenkov e $\bar{\mathbf{C}}$ sinifica a ausência. Para a faixa de momento $p < 6$ GeV nenhuma informação pode ser obtida dos detetores C1 e C2. Neste caso foram atribuídos valores *a priori* de 81%,

| | C1 | C2 |
|---|---|---|
| Comprimento(m) | 3.7 | 6.6 |
| Número de espelhos | 28 | 32 |
| Mistura gasosa | $100\% N_2$ | $80\% H_e, 20\% N_2$ |
| $\delta = (\eta - 1)$ | $290 \times 10^{-6}$ | $86 \times 10^{-6}$ |
| Limiar para píon (GeV/c) | 6 | 11 |
| Limiar para kaon (GeV/c) | 20 | 36 |
| Limiar para próton (GeV/c) | 38 | 69 |

Tabela 3.5: Características de C1 e C2.

| Momento(GeV/c) | $\pi$ | **K** | **p** |
|---|---|---|---|
| 6-11 | $\mathbf{C_1\bar{C}_2}$ | $\mathbf{\bar{C}_1\bar{C}_2}$ | $\mathbf{\bar{C}_1\bar{C}_2}$ |
| 11-20 | $\mathbf{C_1C_2}$ | $\mathbf{\bar{C}_1\bar{C}_2}$ | $\mathbf{\bar{C}_1\bar{C}_2}$ |
| 20-36 | $\mathbf{C_1C_2}$ | $\mathbf{C_1\bar{C}_2}$ | $\mathbf{\bar{C}_1\bar{C}_2}$ |
| 36-38 | $\mathbf{C_1C_2}$ | $\mathbf{C_1C_2}$ | $\mathbf{\bar{C}_1\bar{C}_2}$ |
| 38-69 | $\mathbf{C_1C_2}$ | $\mathbf{C_1C_2}$ | $\mathbf{C_1\bar{C}_2}$ |
| 69-250 | $\mathbf{C_1C_2}$ | $\mathbf{C_1C_2}$ | $\mathbf{C_1C_2}$ |

Tabela 3.6: Estados dos detetores Čerenkov em função do momento das partículas.

12% e 4% para a probabilidade de uma partícula ser respectivamente um píon, kaon ou próton[35]. Estes valores foram baseados na frequência com que cada partícula foi encontrada em experimentos anteriores.

A eficiência na identificação das partículas depende da faixa de momento e do tipo da partícula em questão. No capítulo 5 voltaremos a abordar esse assunto com maiores detalhes.

### 3.3.6 Os Calorímetros

Os calorímetros são detetores que possuem várias funções em experimentos de altas energias. Permitem detetar partículas neutras, que são transparentes aos demais detetores anteriormente descritos, como também auxiliar o processo de identificação de léptons e hádrons. Na E791 esses detetores também foram utilizados na seleção de eventos, sendo responsáveis pelo gatilho (*trigger*) principal da experiência que é dado em função da

energia transversa das partículas.

O calorímetro é basicamente um dispositivo que mede a energia total depositada pelas partículas que o atravessam. Esse detetor é geralmente constituído por uma grande quantidade de material, no qual uma partícula incidente interage, produzindo um chuveiro de partículas de mais baixa energia, que por sua vez, se forem suficientemente energéticas, também produzirão novas partículas. Esse processo se repete até que as partículas não tenham energia suficiente para produzir outras. Uma fração da energia total depositada, proporcional a energia incidente, é detetada sob a forma de radiação (Čerenkov, cintilação ou ionização). O fato de que diferentes partículas possuem diferentes padrões de deposição de energia, é que permite que esses detetores sejam utilizados no processo de identifição das partículas.

Existem dois tipos básicos de calorímetros, o eletromagnético, projetado de maneira a otimizar a deteção de um chuveiro gerado por elétrons ou fótons, e o hadrônico, projetado de maneira a otimizar a deteção de um chuveiro gerado por hádrons.

Elétrons (ou pósitrons) com energia acima de 100 MeV interagem predominantemente com a matéria através do processo de *Bremsstrahlung*, enquanto que fótons acima de 100 MeV, através do processo de produção de pares elétron-pósitron. Um elétron ao atravessar o calorímetro emite fótons por *Bremsstrahlung*, que se convertem em pares $e^+$ $e^-$, que por sua vez, emitem novos fótons, num processo em cascata denominado chuveiro eletromagnético. Este processo de produção de pares e radiação se repete, até que a energia das partículas chegue a 100 MeV, onde outros processos, tais como ionização e excitação, se tornem mais importantes.

O processo físico envolvido na interação de hádrons é consideravelmente diferente dos processos eletromagnéticos. Cerca de 50% da energia incidente do hádron é transferida para hádrons secundários produzidos por interações fortes com os núcleos do material, enquanto que o restante é gasta na produção de $\pi^o$ e em outros processos [37]. Esses hádrons secundários são produzidos com alto momento transverso $\sim 350 MeV/c$, de forma que o chuveiro hadrônico é mais largo do que o chuveiro eletromagnético. Experimentalmente, os chuveiros eletromagnéticos e hadrônicos se diferenciam pela forma da deposição de energia, em particular o chuveiro eletromagnético é mais curto de forma que espera-se que toda a energia se deposite no calorímetro eletromagnético.

A E791 possuía um calorímetro eletromagnético (SLIC - *segmented Ionization Calorimeter*) para a deteção de fótons e elétrons e um calorímetro hadrônico (Hadrômetro), para a deteção de hádrons neutros e carregados.

O SLIC [41] era composto de 60 camadas de chumbo, alternadas com 60 camadas de cintilador líquido (fig. 3.13). O chumbo tinha como função iniciar e manter o chuveiro de partículas, enquanto que o cintilador era utilizado para detetar elétrons e pósitrons no chuveiro. Para informar a posição do chuveiro eletromagnético, as camadas estavam orientadas em três direções: Y (horizontal), U e V (mesma orientação dos planos das câmaras de arrasto). Ao todo foram 20 camadas por vista. Cada camada de cintilador foi dividido em faixas paralelas, por corrugações, em forma de ondas quadradas, de alumínio coberto por teflon(ver fig 3.14).

A luz coletada no cintilador percorria as canaletas, através de reflexões totais internas nas paredes de teflon, até as suas extremidades. Em um dos extremos de cada canal

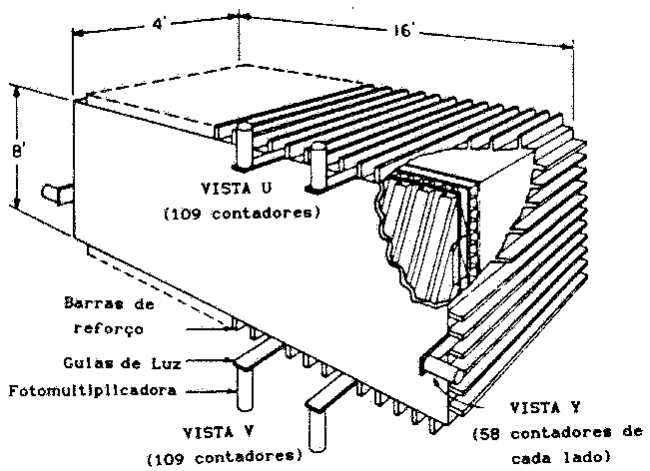


Figura 3.13: (a) Visão em perspectiva do SLIC.

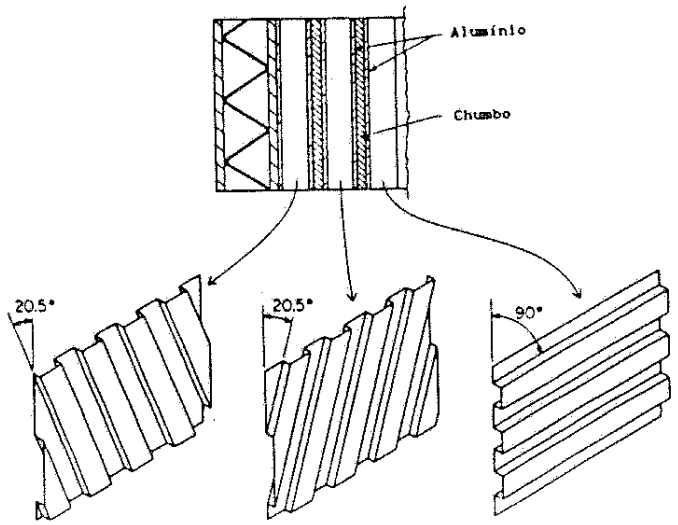


Figura 3.14: Detalhe do interior do SLIC.

| | SLIC |
|---|---|
| Dimensões(x,y,z) ($cm$) | $488 \times 244 \times 122$ |
| Pos. z(centro) (cm) | 1900 |
| Orientação das camadas | U, V, Y |
| Número de camadas | 60 |
| Número de canais | 334 |
| Espessura das camadas de Pb(mm) | 3,18 |
| Espessura dos placas de Al(mm) | 0,11 |
| Espessura das cam. de cintilador(mm) | 12,7 |
| Larg. das faixas(mm) | 31,8 |
| Compr. de radiação | 21,5 |
| Compr. de interação | 2,1 |
| Resolução de energia | $\left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2 \cong \left(\frac{17,4\%}{\sqrt{E}}\right)^2 + (11,5\%)^2$ |
| Resolução de posição (cm) | $\sim 0,65$ |

Tabela 3.7: Características do SLIC.

existia um espelho a 90°, que refletia a luz que ia em sua direção para o outro extremo do canal, onde existia uma barra coletora. Uma única barra coletora recebia a luz de todos os canais que possuíam a mesma orientação e distância da linha do feixe, e integrava a luz sobre todo o comprimento do detetor. Na região central, cada barra era conectada a uma única fotomultiplicador, enquanto que nas partes mais externas cada duas barras eram ligadas a uma fotomultiplicadora. A luz coletada na fotomultiplicadora era proporcional à energia depositada pela partícula incidente. As principais características do SLIC estão mostradas na tabela 3.7.

O calorímetro hadrônico (hadrômetro) [42], situado logo após ao SLIC, era dividido em dois módulos. Cada módulo era composto de 18 camadas de aço alternadas com 18 camadas de cintilador plástico (fig. 3.15), dispostas em duas direções: X e Y. Similarmente ao SLIC, um canal de leitura do hadrômetro agrupava faixas de diferentes camadas de cada módulo, que possuíam a mesma direção e posição em relação à linha do feixe. A luz de 9 planos com tiras na mesma direção era coletada por uma única barra coletora e

| | Hadrômetro |
|---|---|
| Dimensões(x,y,z) ($cm$) | $270 \times 490 \times 158$ |
| Pos. z(centro) (cm) | 2041 |
| Orientação das camadas | X, Y |
| Número de camadas | 36 |
| Número de canais | 142 |
| Espessura das camadas de Fe(mm) | 2,54 |
| Espessura das cam. de cintilador(mm) | 0,95 |
| Larg. das faixas(mm) | 19,48 |
| Compr. de radiação | 52,8 |
| Compr. de interação | 5,9 |
| Resolução de energia | $\left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2 \cong \frac{75\%}{\sqrt{E}}$ |

Tabela 3.8: Características do calorímetro hadrônico.

direcionada para uma fotomultiplicadora.

Foi observado que o valor da razão entre a energia depositada no hadrômetro e a energia depositada no SLIC foi zero para 70% dos elétrons e pósitrons, produzidos por fótons que possuíam momento na faixa de 2 GeV/c a 40GeV/c. No caso de píons carregados, selecionados a partir de uma amostra de $K^o$, a razão $\frac{E_{had}}{E_{SLIC}}$ foi zero para 34% dos píons que possuíam momento na faixa de 2GeV/c a 40GeV/c. Essa informação foi utilizada para auxiliar a identificação de píons e elétrons.

A energia total depositada por um hádron era obtida usando o SLIC e o hadrômetro em conjunto, já que muitas vezes, os chuveiros hadrônicos eram iniciados no SLIC. Devido a pequena segmentação do hadrômetro, a resolução fracional da energia $\frac{\Delta E}{E}$ foi dada por $\frac{75\%}{\sqrt{E}}$ e a resolução da posição dos chuveiros era 5cm, o que fez com que o hadrômetro não fosse útil na reconstrução de hádrons neutros. A sua principal função foi fornecer informação para o gatilho da energia transversa(ET)(ver seção 3.3.8) e impor vínculos adicionais à reconstrução de léptons. As principais características do hadrômetro estão mostradas na tabela 3.8.

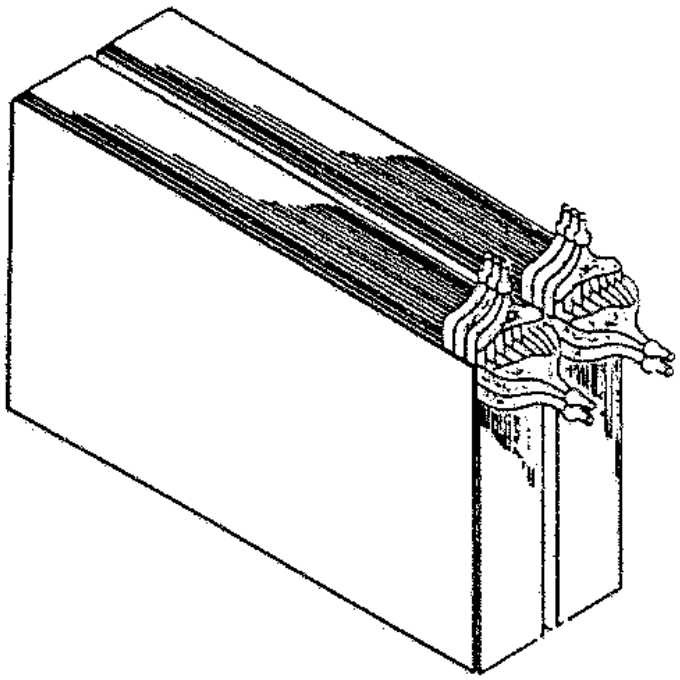

Figura 3.15: O calorímetro hadrônico.

### 3.3.7 As paredes de múons

Por interagirem basicamente via ionização, os múons perdem apenas uma pequena parte de sua energia ao atravessarem os calorímetros, ao contrário dos elétrons(pósitrons) e hádrons.

A E791 possuía duas paredes de cintiladores (X e Y) para deteção de múons. Elas estavam localizadas no final do espectrômetro, logo após a uma parede de aço de 1 m de espessura, colocada para separar os múons de eventuais hádrons que não eram completamente absorvidos nos calorímetros. As partículas que atingiam as paredes X e Y eram compostas basicamente de múons com energia acima de 4 GeV e partículas residuais (*punchthrough*) oriundas dos chuveiros hadrônicos produzidos nos calorímetros e na parede de aço. Uma vista superior do fim do espectrômetro está mostrado na fig 3.16.

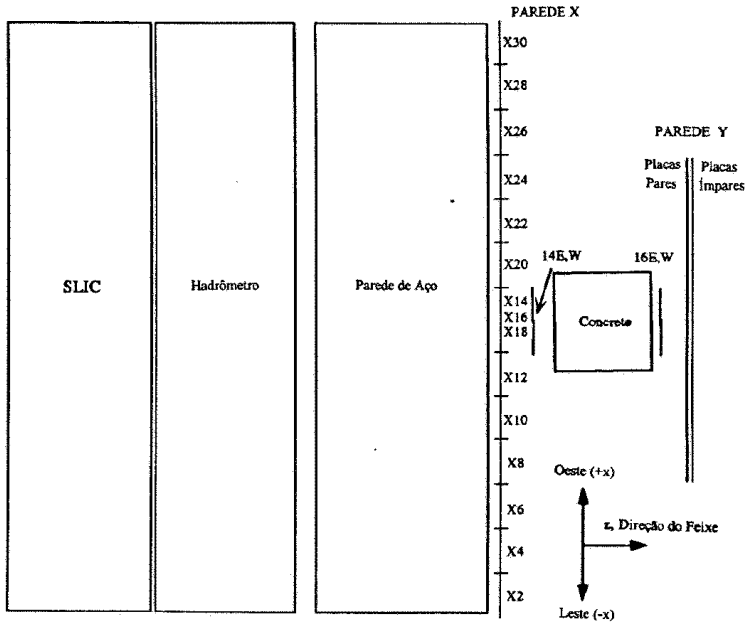


Figura 3.16: Vista superior do SLIC, Hadrômetro e Paredes de Múons.

A primeira parede de cintiladores, X, estava localizada na posição z de 2243 cm e consistiu de 15 placas (fig 3.17). Doze dessas placas, situadas perifericamente, possuíam dimensões de $305 \times 41cm$ (comprimento $\times$ largura). Na região central estavam localizadas duas placas de 120cm de comprimento e 61cm de largura e uma placa de 65cm de comprimento e 61cm de de largura. Cada placa estava conectada via um guia de ondas a uma fotomultiplicadora.

Entre as paredes X e Y, estava localizado um bloco de concreto de base 91 por 91 cm e com altura de 228 cm. Este bloco, juntamente com quatro outros cintiladores (14Este, 14Oeste, 16Este e 16Oeste), cobria a região central da parede X. As placas 14Este e 14Oeste, de $30 \times 60cm$, localizavam-se após a placa X14, enquanto que as placas 16Este e 16Oeste, de mesmas dimensões, situavam-se atrás do bloco de concreto, cobrindo a área da placa X16. Esta geometria está mostrada nas figs. 3.16 e 3.18. Os sinais das placas

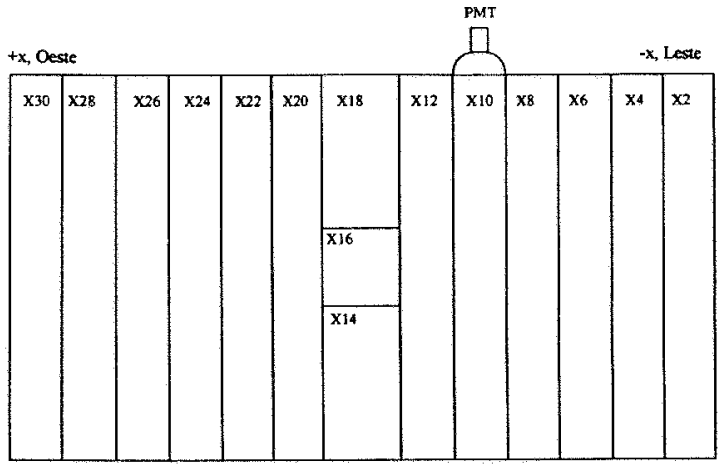


Figura 3.17: Visão frontal da parede X.

X14 e X16 eram usados em coincidência com os destas placas menores para diminuir a taxa de ruído da região central.

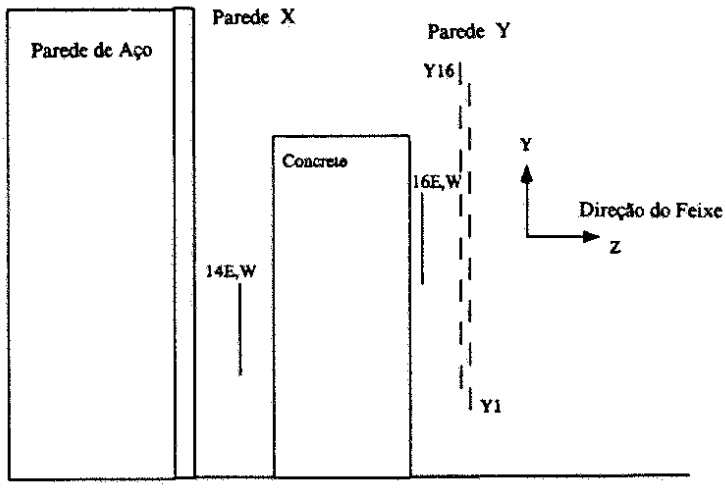


Figura 3.18: Vista lateral das paredes de Múons.

A parede Y estava situada atrás da parede de concreto, na posição z de 2419 cm. Esta parede era composta de 16 placas de 3 m de comprimento e 14,2 cm de largura (fig. 3.19). Analogamente à parede X, a cada placa estava conectado um fototubo.

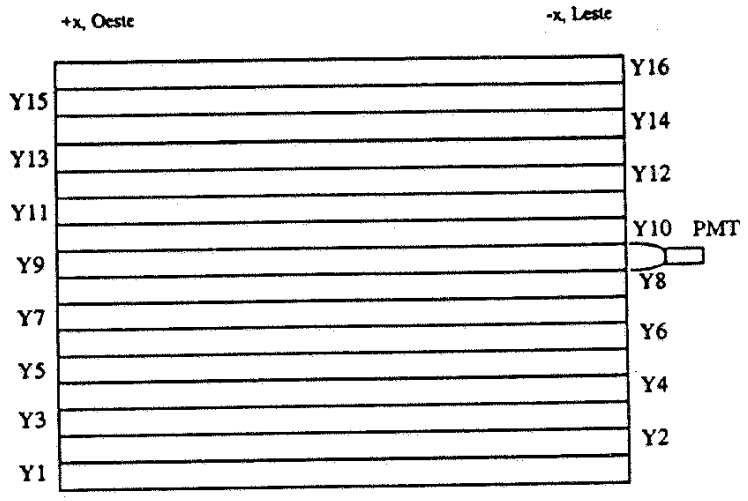


Figura 3.19: Visão frontal da parede Y.

Em ambas as paredes o sinal proveniente das fotomultiplicadoras eram discriminados e enviados para um módulo registrador e para uma TDC (*time to digital converter*). O módulo registrador apenas indicava em que placa a partícula incidiu, enquanto que o TDC permitia também determinar a posição y na parede X e a posição x na parede Y.

As resoluções espacias na direção x eram 11,7 cm e 25 cm, respectivamente para as paredes X e Y, enquanto que as resoluções em y foram 45 cm e 3,5 cm. As eficiências de deteção de muons foram $(69\pm3)\%$ e $(100^{+0}_{-1})\%$ para as paredes X e Y [43], respectivamente.

### Determinação do Ruído nas Paredes X e Y

A fig 3.20 mostra alguns gráficos dos tempos de TDC para quatro diferentes placas. Esta medida de tempo está relacionada com a posição em que a partícula atingiu a placa, e portanto, está limitado por suas dimensões. O pico para valores de TDC entre 870 (início da placa), e 970 (fim da placa) representa um sinal (*hit*) cujo o valor de TDC é compatível com o tempo real gasto pela passagem de uma partícula (múon) oriunda

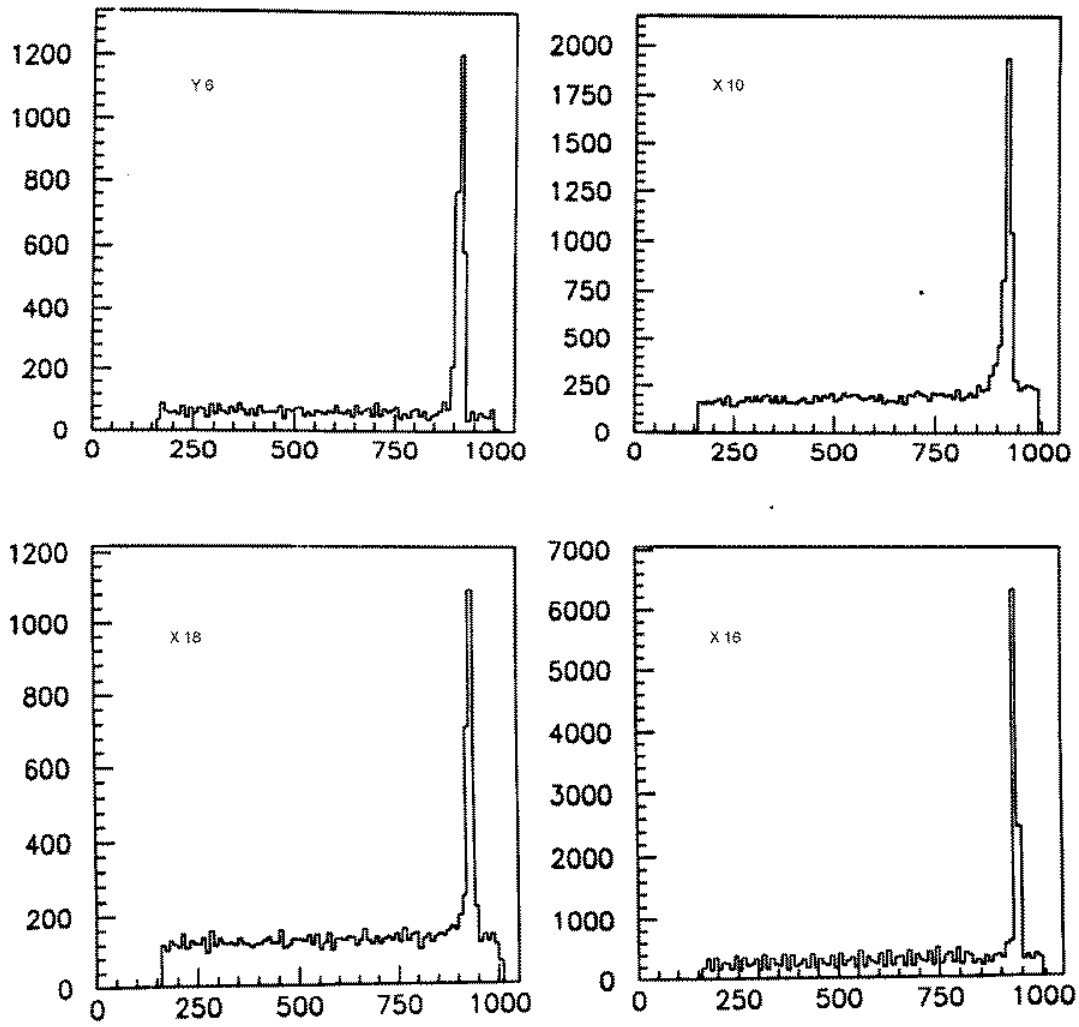


Figura 3.20: Espectros dos tempos de TDC para 4 placas diferentes.

de alguma interação ocorrida em nosso expectrômetro [44]. Existem algumas variações tanto na largura quanto na localização dos picos, dependendo das placas. Sabendo-se que ao longo de todo espectro de TDC estão presentes sinais devido a ruídos eletrônicos e múons vindos de outras áreas experimentais, foi necessário estimar a fração desses eventos (ruídos aleatórios) que possuíam valores de TDC compatíveis com a janela de tempo de um *hit* "verdadeiro". Os sinais com valores de TDC situados fora desta janela de tempo,

são devidos inteiramente a estes eventos. Pelos gráficos dos tempos de TDC (fig 3.20) verifica-se que estes eventos possuem uma distribuição uniforme de tempo de TDC.

Para medir a taxa de ruídos aleatórios, a E791 possuía um *trigger* especial denominado *pulser trigger*, que acionava aleatoriamente o sistema de TDC durante o tempo em que os prótons estavam sendo extraídos do Tevatron (*spill on*). Obteve-se a taxa de ruído por canal, através da medida da fração dos eventos do tipo *pulser trigger* que possuíam valores de TDC compatíveis com a janela de tempo de um *hit* [45] . As tabelas 3.9 e 3.10 mostram a taxa do ruído aleatório das diferentes placas das paredes X e Y para diferentes *runs* [3].

| $N^o$ das placas | run 1116 | run 1279 | run 1297 | run 1393 | run 1548 |
|---|---|---|---|---|---|
| 2 | 0,1 | 0,8 | 0,7 | 0,5 | 0,8 |
| 4 | 1,2 | 0,4 | 0,5 | 0,4 | 0,9 |
| 6 | 0,4 | 0,5 | 0,1 | 0,2 | 0,8 |
| 8 | 1,3 | 1,5 | 0,8 | 0,6 | 1,8 |
| 10 | 2,0 | 1,5 | 2,2 | 1,5 | 2,5 |
| 12 | 2,6 | 2,2 | 1,9 | 1,9 | 2,5 |
| 14 | 8,4 | 9,2 | 7,0 | 5,3 | 8,7 |
| 16 | 3,2 | 3,0 | 3,0 | 2,6 | 4,0 |
| 18 | 0,8 | 0,7 | 1,4 | 0,8 | 1,0 |
| 20 | 2,0 | 2,2 | 1,8 | 1,3 | 2,3 |
| 22 | 1,1 | 1,4 | 0,7 | 0,6 | 0,8 |
| 24 | 2,0 | 0,3 | 0,5 | 0,3 | 0,2 |
| 26 | 1,1 | 0,6 | 0,1 | 0,1 | 0,5 |
| 28 | 0,4 | 0,3 | 0,1 | 0,7 | 0,2 |
| 30 | 0,6 | 0,3 | 0,2 | 0,2 | 0,2 |

Tabela 3.9: Taxa de ruídos aleatórios(%) das diversas placas da parede X para diferentes *runs*.

Observou-se que as placas 14 e 16 da parede X possuíam uma taxa de *hits* muito superior às demais, mesmo descontando-se as contribuições dos ruídos aleatórios. A explicação desta alta taxa de *hits* se deve ao posicionamento destas placas em relação à direção da

[3] O número do *run* específica um determinado conjunto de fitas que foram preenchidas ao mesmo tempo durante a tomada de dados. Na E791 eram preenchidas 42 fitas por *run*.

| $N^o$ das placas | run 1116 | run 1279 | run 1297 | run 1393 | run 1548 |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 0,2 | 0,5 | 0,3 | 0,1 | 0,0 |
| 2 | 0,4 | 0,2 | 0,5 | 0,0 | 0,2 |
| 3 | 0,6 | 0,4 | 0,5 | 0,1 | 0,3 |
| 4 | 0,5 | 0,2 | 0,2 | 0,3 | 0,7 |
| 5 | 0,7 | 0,4 | 0,3 | 0,5 | 0,3 |
| 6 | 0,7 | 0,4 | 0,3 | 0,3 | 0,8 |
| 7 | 0,6 | 0,8 | 0,3 | 0,5 | 0,3 |
| 8 | 1,0 | 0,5 | 0,1 | 0,2 | 0,7 |
| 9 | 0,7 | 0,2 | 0,6 | 0,3 | 0,5 |
| 10 | 0,7 | 0,5 | 0,3 | 0,0 | 0,5 |
| 11 | 0,6 | 0,5 | 0,3 | 0,2 | 0,7 |
| 12 | 0,5 | 0,6 | 0,9 | 0,3 | 1,5 |
| 13 | 1,0 | 0,5 | 0,4 | 0,2 | 0,7 |
| 14 | 0,2 | 0,6 | 0,4 | 0,3 | 0,3 |
| 15 | 0,2 | 0,2 | 0,1 | 0,1 | 0,2 |
| 16 | 0,1 | 0,1 | 0,3 | 0,0 | 0,3 |

Tabela 3.10: Taxa de ruídos aleatórios(%) das diversas placas da parede Y para diferentes *runs*.

linha de feixe. A placa 16 estava posicionada na direção da linha de feixe, e portanto, era atingida por múons de baixas energias, provenientes dos decaimentos de hádrons produzidos nos chuveiros hadrônicos (*punch through*) do hadrômetro e da parede de aço. A placa 14 apesar de não estar situada na direção da linha de feixe, possuía o seu guia de ondas e sua fotomultiplicadora situados logo atrás da placa 16, e conseqüentemente as partículas que atingiam a placa 16 podiam interagir com o material da fotomultiplicadora, produzindo sinais adicionais.

A parede de concreto situada entre a placas 16 e 16 (Easte e Oeste) absorvia grande parte dos múons de baixas de energias produzidos nos chuveiros hadrônicos, e portanto foi possível estimar a taxa de ruído na placa 16 que ocorria somente dentro da janela de tempo do *hit* verdadeiro, utilizando-se a coincidência das informações da TDC desta placa com as informações dos módulos registradores das placas 16 (Este e Oeste) ([45]).

As placas 14 e 18 estão localizadas simetricamente em relação a placa central 16 (fig. 3.17), e portanto, descontando-se a contribuição dos ruídos aleatórios, estas duas placas deveriam apresentar a mesma taxa de *hits*. O excesso de *hits* da placa 14 em relação a placa 18 se deve, portanto, ao ruído ocasinado pelo posicionamento da sua fotomultiplicadora

Verificou-se que taxa de coincidência de *hits* entre as placas 18 e 16 era cerca de 3 vezes superior à taxa de coincidência estimada, considerando que os sinais dessas duas placas fossem independentes. Esta alta taxa de coincidência deve-se, provavelmente, ao múons de baixas energias produzidos no hadrômetro e na parede de aço. Este mesmo efeito também está presente na placa 14, mas é bem menor do que a taxa de ruído devido ao posicionamento de sua fotomultiplicadora.

As estimativas da taxa de ruído, que ocorria somente na janela de tempo do *hit* verdadeiro, nas placas 14, 16 e 18 estão mostrados na tabela 3.11.

| $N^o$ das placas | run 1116 | run 1279 | run 1297 | run 1548 |
|---|---|---|---|---|
| 14 | 6,4 | 5,3 | 5,3 | 5,4 |
| 16 | 4,8 | 5,0 | 4,7 | 5,0 |
| 18 | 1,0 | 1,0 | 1,0 | 1,0 |

Tabela 3.11: Taxa estimada(%) dos ruídos, que ocorrem somente na janela de tempo de um *hit* verdadeiro, das placas 14, 16 e 18 da parede X para diferentes *runs*.

### 3.3.8 Seleção de Eventos Durante o Tempo Real de Tomada de Dados

Para se coletar eventos charmosos, que possuem uma seção de choque da ordem de $0,1\%$ da seção de choque total hadrônica, é necessário utilizar algum conjunto de critérios de seleção de eventos (*trigger*) durante o tempo real de tomada de dados. Esse conjunto de critérios de seleção de eventos tem como objetivo reduzir o imenso fundo hadrônico, e

enriquecer a amostra de eventos charmosos.

A E791, seguindo a mesma filosofia das experiências E691 e E769, teve como objetivo obter uma grande amostra de eventos charmosos, utilizando um conjunto de critérios se seleção pouco restritivo. Uma das conseqüências imediatas de se optar por um *trigger* pouco restritivo foi a necessidade de um sistema de aquisição de dados com capacidade de coletar e gravar eventos numa taxa bastante alta(ver seção 3.3.9). Os eventos selecionados pelo *trigger* eram então reconstruídos e selecionados de forma mais criteriosa em modo *off-line*.

O sistema de *trigger* consistia basicamente de dois passos: um *trigger* de interação, com tempo de resposta de 160ns, e o *trigger* de energia transversa, com duração de 470ns.

O *trigger* de interação visava garantir boas condições do feixe e a ocorrência da interação hadrônica. Esses requisitos foram obtidos utilizando-se um conjunto de três cintiladores. Os dois primeiros, chamados de *beam spot* e *beam halo*, localizavam-se antes do alvo. O *beam spot* era um pequeno cintilador localizado na região da passagem do feixe, utilizado para vetar eventos em que mais de um píon estava presente. Seu discriminador foi ajustado de forma a permitir que o sistema de coleta de dados fosse acionado, somente se o sinal fosse proveniente de uma única partícula. O *beam halo* possuía um furo de 0,95cm de diâmetro na região de passagem do feixe e era usado para vetar eventos que contivessem uma partícula incidente longe do eixo do feixe. O último cintilador, chamado de *interaction*, localizado logo após ao alvo, tinha um discriminador ajustado de maneira a detetar a presença de no mínimo cinco partículas. Portanto, o *trigger* de interação exigia a anti-coincidência do *beam halo* e do *beam spot* em coincidência com o *interaction*. A

configuração desses cintiladores que constituíam o sistema do *trigger* de interação está mostrada na figura 3.21.

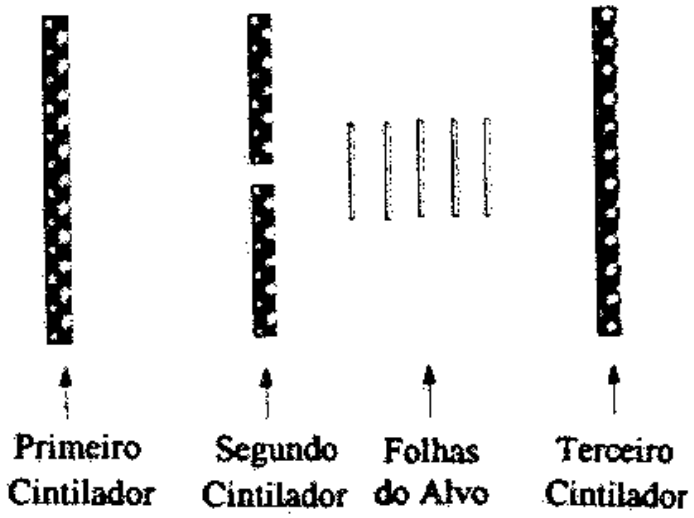


Figura 3.21: Esquema dos cintiladores responsáveis pelo *trigger* de interação.

O *trigger* de energia tranversa (ET) está relacionado com o fato de que as partículas charmosas são produzidas com um maior momento transverso, em relação a linha do feixe, relativamente as partículas que possuem somente quarks mais leves. A energia transversa era obtida através da soma ponderada dos sinais eletrônicos do SLIC e do Hadrômetro. O peso atribuído a cada canal era proporcional ao seno do ângulo de incidência, em relação a linha do feixe, da partícula no detetor. As informações das câmaras de arrasto não foram utilizadas para esse *trigger*, porque o tempo envolvido na decisão de descartar ou não o evento não era suficiente para uma reconstrução total, nem parcial, do evento. Eventos com energia transversa inferior a 3GeV eram vetados.

Este *trigger* também foi utilizado para vetar eventos com energia total superior a 700GeV, indicativo de mais de uma interação. O corte foi estabelecido acima do valor

nominal de 500GeV do feixe para permitir flutuações da energia medida.

### 3.3.9 O Sistema de Aquisição de Dados

O sistema de aquisição de dados (DA) tem como finalidade registrar as informações fornecidas pelos diversos detetores, para cada evento selecionado. Os detetores fornecem informações através de sinais eletrônicos, que após serem digitalizados, são armazenados em fitas magnéticas.

O pequeno conjunto de restrições exigidos pela E791 na seleção de eventos em tempo real de tomada de dados, implicou no desenvolvimento de um sistema de aquisição de dados que fosse capaz de coletar e armazenar eventos de uma maneira muito rápida. Este sistema foi projetado com objetivo de gravar um evento pelo menos 10 vezes mais rápido do que o conseguido na experiência anterior, E769.

A fig 3.22 mostra esquematicamente o DA da E791 [31, 33, 34]. Os fragmentos de dados após serem digitalizados são enviados para armazenadores EFB (*Event Fifo Buffer*), com capacidade de armazenar 640 Mb e receber as informações dos digitalizadores a uma taxa de 100 Mb/s. Estes bancos de memória acomodavam todos os eventos gerados nos 23 segundos de um *spill*, possibilitando que o resto do sistema operasse continuamente.

As informações contidas no EFB eram retiradas através de módulos EBI(*Event Buffer Interface*), localizados em 6 bastidores diferentes. OS EBIs eram interfaces entre os armazenadores EFBs e os módulos ACPs (*Advanced Computing Program - um sistema multi-processador em paralelo*), responsáveis por processar os eventos e mandá-los paras as fitas. Em cada um dos 6 bastidores existiam 9 módulos ACP. A gravação dos eventos nas fitas, feita em paralelo, era gerenciada por controladoras MTC (*Magnetic Tape*

*Controller*). As unidades de fitas foram da Exabyte que operavam com fitas de vídeo convencionais de 8mm, com capacidade de armazenar 2,3 Gbytes de informações. Colocou-se 2 controladoras em cada bastidor, ligadas a 3 e 4 exabytes cada, dando um total de 42 exabytes no sistema inteiro. Durante a tomada de dados normal, ao final de 3 horas as 42 fitas eram trocadas ao mesmo tempo.

O sistema de aquisição de dados lia os eventos numa taxa de 8.700 eventos por segundo em cada *spill*. Como o tamanho médio de um evento era de 3 Kbytes, obteve-se uma taxa de leitura de 26 Mbytes/s. A taxa total de operação do sistema de aquisição de dados foi de 9,6 Mbytes/s. Durante os 5 meses de tomada de dados, foram gravados 20 bilhões de eventos em 24.000 fitas de 8 mm.

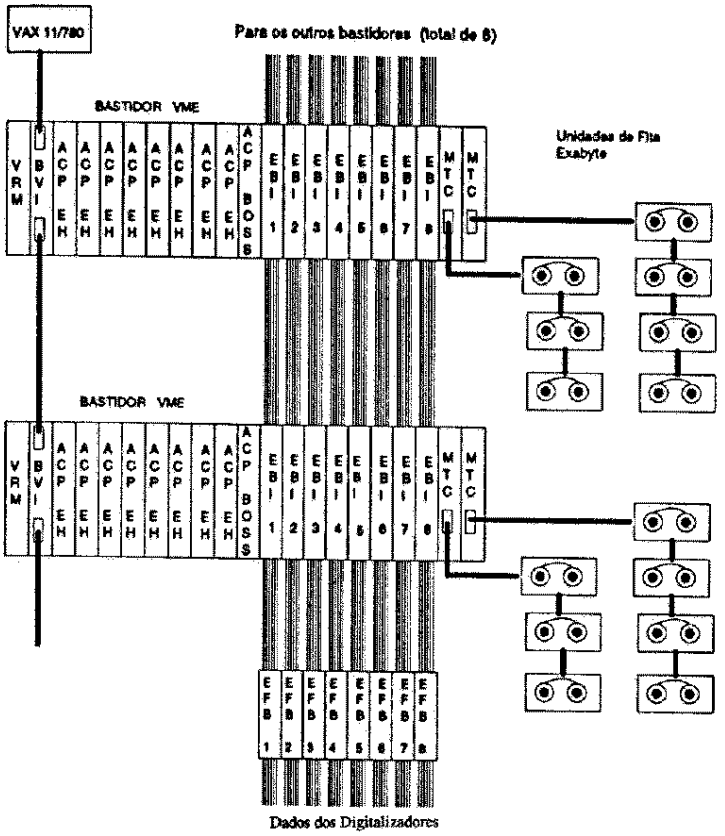


Figura 3.22: Componentes do sistema de aquisição de dados da E791.

# Capítulo 4

# A Seleção dos Eventos e Monte Carlo

Uma vez armazenados em fitas magnéticas, os eventos selecionados pelo *trigger* precisam ser reconstruídos de forma a permitir a sua análise posterior. O processo de reconstrução consiste na conversão das informações digitais do espectrômetro (dados brutos) em grandezas físicas, tais como energia, momento, trajetórias, cargas, etc. Devido a enorme quantidade de dados coletados foi necessário utilizar uma grande capacidade computacional para a realização desta tarefa.

Após a reconstrução, os dados, agora armazenados em fitas chamadas DST (*Data Summary Tapes*), estão em formato tal que, para cada evento, há uma lista dos vértices e traços reconstruídos, com as respectivas características como carga, momento e etc. Esta amostra foi submetida a varias etapas de redução de sua quantidade, nas quais foram aplicados critérios de seleção (ver seção 4.3) com o objetivo de enriquecer a amostra de eventos charmosos.

Finalmente, a fim de estudarmos os diversos modos de decaimentos e os mecanismos de produção das partículas charmosas, é necessário conhecer-se a eficiência das várias etapas envolvidas para a obtenção das amostras destes modos de decaimentos. Para esta tarefa

utilizamos um programa de simulação Monte Carlo, com o objetivo de simular todas as etapas da experiência, desde a interação do feixe com o alvo até a passagem das partículas pelo espectrômetro.

## 4.1 Reconstrução e Filtro

A reconstrução de eventos da experiência E791 foi realizada em três laboratórios nos EUA, Fermilab, Ohio/Kansas State University, University of Mississippi e no Brasil nas instalações do LAFEX/CBPF, totalizando uma capacidade computacional de 10.000 MIPS-anos [1] [46]. A quantidade de dados processados na E791 foi maior que a quantidade processada nas diversas experiências realizadas em anel de colisão [46] (tabela 4.1).

Durante a etapa de reconstrução já se processa uma primeira seleção ou filtro dos dados. Os eventos são parcialmente reconstruídos e submetidos ao filtro, para finalmente ser feita a reconstrução completa. A reconstrução total de um evento de dado bruto inclui a determinação das trajetórias, a determinação dos vértices primários e secundários, a reconstrução das informações provenientes dos detetores de Čerenkov, calorímetros e paredes de múon. A seguir faremos uma breve descrição das principais etapas envolvidas.

[1] MIPS: Unidade de processamento em milhões de informações por segundo.

| Experiência | Eventos Coletados (milhões) | Eventos Coletados Terabytes | Período de Coleta |
|---|---|---|---|
| FNAL E791 | 20.000 | 50 | 7/91 - 1/92 |
| FNAL CDF | 95 | 10 | 10/85 - 12/95 |
| FNAL D0 | 80 | 40 | 2/92 - 12/95 |
| HERA H1 | 70 | 2,5 | 5/92 - 12/95 |
| HERA ZEUS | 50 | 5 | 5/92 - 12/95 |
| LEP ALEPH | 60 | 1,7 | 8/89 - 11/95 |
| LEP DELPHI | $\sim 30$ | $\sim 5$ | 8/89 -11/95 |
| LEP L3 | 83 | 3,4 | 8/89 - 11/95 |
| LEP OPAL | 102 | 1,5 | 8/89 - 11/95 |
| CESR CLEO | 600 | 5 | 10/79 - 12/95 |

Tabela 4.1: Comparação da quantidade de dados processados na E791 com diversas experiências realizadas em anel de colisão (adaptado de [46]).

| Instituições | Total de eventos reconstruídos (bilhões) |
|---|---|
| LAFEX/CBPF | 1,8 |
| Fermilab | 4,7 |
| Ohio/Kansas State University | 6,2 |
| University of Mississippi | 6,4 |

Tabela 4.2: Número de eventos reconstruídos nas diferentes instituições.

### 4.1.1 Reconstrução das Trajetórias

A determinação de uma trajetória começa tentando-se achar um traço nos planos de SMD. O algorítimo para a determinação das trajetórias inicia com uma procura de segmentos de linha reta em cada uma das vistas X, Y e V, que é feita ajustando-se uma linha reta minimizando-se o $\chi^2$, dado por

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{n} \frac{(p_i^p - p_i^m)^2}{\sigma_i^2},$$

onde $p_i^p$ é a posição prevista no *i-ésimo* plano, $p_i^m$ é a posição do sinal encontrado no mesmo plano e $n$ é o número total de planos sensibilizados. Para serem aceitos, os traços nas vistas X e Y têm que ter informações positivas em pelo menos 4 planos, enquanto

que os traços na vista V em pelo menos 3 planos. Finalmente, os traços unidimensionais das três vistas são combinados para formar traços tridimensionais. Após a determinação dos traços nos SMDs, eles são projetados até D3 utilizando uma aproximação pontual (*single bend point aproximation*) para o desvio do campo magnético, onde procura-se a continuação da trajetória baseado na existência de um triplete (coincidência de sinal nas três vistas das câmaras de arrasto) na posição prevista. Devido a orientação em Y do campo magnético do espectrômetro, as partículas carregadas não sofrem desvio nesta coordenada. Assim sendo, só é necessário procurar tripletes nas camaras de arrasto dentro de uma faixa em Y, consistente com a extrapolação das trajetórias encontradas nos SDMs. Cada trajetória determinada pelos procedimentos anteriores sofre um novo ajuste para a determinação mais precisa do momento, que leva em consideração a variação espacial dos campos magnéticos no interior dos magnetos e em suas imediações. Este ajuste é feito até que todos os traços com valores aceitáveis do $\chi^2$ por grau de liberdade fossem encontrados [2]. Os traços obtidos utilizando-se as informações dos SMDs e camaras de arrasto são denominados SESTR. Uma nova tentativa para encontrar trajetórias era feita, utilizando-se os sinais das câmaras de arrasto que não foram utilizados na determinação dos traços do tipo SESTR. O objetivo era procurar por decaimentos de partículas neutras e de longa vida média, tipo $K_s^0$ ou $\Lambda$, que não deixam registro no SMD.

Para auxiliar a reconstrução do vértice primário, determina-se também a trajetória do feixe. Esta trajetória é obtida através das informações dos planos de SMD e PWC existentes na linha do feixe.

[2] O valor aceitável do $\chi^2$ por grau de liberdade de um traço dependia da quantidade de sinais nos planos de SMD, utilizados em sua reconstrução, que eram partilhados com outros traços.

### 4.1.2 Reconstrução dos Vértices

A procura de vértices primários e secundários inicia-se após a reconstrução dos traços do tipo SESTR. A presença de uma trajetória de boa qualidade do píon, vindo do feixe e, a presença de interações primárias no alvo são alguns dos requisitos utilizados na determinação dos vértices primários. O procedimento da reconstrução dos vértices primários consiste em procurar a melhor combinação de pares de traços, formados pela trajetória da partícula do feixe, com um traço do tipo SESTR. Outros traços são adicionados a estes enquanto o vértice formado continue tendo um bom $\chi^2/DOF$, onde $\chi^2$ é a soma dos $\chi^2_t$ para os traços que o compõem e $DOF$ são os graus de liberdade do sistema. A procura do vértice primário nos eventos em que a trajetória da partícula do feixe não foi bem definida, é feita a partir da procura de pares de traço do tipo SESTR que sirvam de semente para a obtenção de vértices localizados dentro das folhas de alvo. Traços não utilizados no vértice primário servem de semente na procura dos vértices secundários. O procedimento na determinação dos vértices secundários é análoga ao utilizado na determinação dos vértices primários. Após a determinação de um vértice secundário, os traços excluídos deste vértice são ajustados a outros vértices. Alguns dos vértices secundários podem partilhar traços.

### 4.1.3 Reconstrução das Informações dos Calorímetros

Além da reconstrução dos chuveiros de partículas carregadas e neutras no SLIC e no hadrômetro, o código de reconstrução calcula a probabilidade de um traço carregado ser identificado como um elétron, identifica pares de $e^+$ $e^-$ produzidos por fótons e encontra

candidatos a $\pi^0$. Os $\pi^0$'s, que geralmente decaem em dois fótons, são reconstruídos através da combinação de dois fótons identificados. Um pacote de rotinas procura depósitos de energia em faixas adjacentes de cada uma das três vistas U,V e Y, e através da combinação das informações das diversas vistas determina as posições dos chuveiros. Em seguida, marcam-se os chuveiros que possuem traços carregados apontados em sua direção, e uma análise de regressão por etapas, tenta associar uma identificação a cada chuveiro, com base nas informações do SLIC e do hadrômetro, e também comparando as larguras e formas entre os chuveiros observados e simulação de chuveiros produzidos pelas várias partículas. Um chuveiro eletromagnético é caracterizado por um estreito chuveiro, o qual não chega a alcançar o hadrômetro. Elétrons (pósitrons) são identificados por um chuveiro eletromagnético cuja posição no SLIC esteja em concordância com um traço carregado. Exige-se também que a comparação entre a energia medida no SLIC e o momento medido nas câmaras de arrasto seja compatível com a hipótese de ser um elétron. Na ausência da concordância entre a posição do chuveiro com a trajetória de uma partícula carregada, temos a hipótese de um fóton. De forma análoga, a presença de um chuveiro hadrônico no hadrômetro associado à trajetória de uma partícula carregada indica um hádron carregado, caso contrário temos um hádron neutro. Entretanto, as baixas resoluções em energia e posição não permitem que esta informação seja muito útil na identificação de hádrons.

### 4.1.4 Reconstrução das Informações Provenientes dos Detetores de Čerenkov

Para a identificação de píons, káons e prótons utiliza-se as informações dos detetores

de radiação Čerenkov. Em princípio, foi atribuída a cada traço uma probabilidade a *priori*, baseada no número médio de partículas produzidas em experiencias anteriores (ver subseção 3.3.5). As informações dos detetores Čerenkov são utilizados para estabelecer probabilidades de cada traço ser um $\pi, K$ ou $p$. Estas probabilidades são calculadas comparando-se a quantidade de foto-elétrons detetados pelas fotomultiplicadoras do Čerenkov com a quantidade prevista para uma determinada hipótese de massa (ver subseção 3.3.5). Para cada detetor e cada hipótese de massa foi definida uma função de probabilidade na forma poissoniana deformada dada por:

$$P(N, \mu, b) \;=\; \frac{\mu^N}{N!}(1 + b\mu)^{(-N+\frac{1}{b})} \prod_{m=1}^{N-1}(1 \;+\; mb), \tag{4.1}$$

onde $N$ e $\mu$ são os números de foto-elétrons esperados e medidos respectivamente e $b$ expressa a deformação da distribuição poissoniana [39]. A probabilidade final atribuída a cada traço $j$ de ser identificado como uma partícula do tipo $i$ é dada por:

$$P_{final} \;=\; P(N_{C1j}, \mu_{C1j}, b)P(N_{C2j}, \mu_{C2j}, b)A_i, \tag{4.2}$$

onde $A_i$ são as probabilidades, a *priori*, das diversas partículas produzidas no nosso experimento, as quais são utilizadas quando não há informações de nenhum dos detetores Čerenkov. A condição de normalização foi obtida exigindo que $\sum_{i=1}^{5} P_{final} \;=\; 1$.

Após o término da reconstrução de dados constatou-se um problema relacionado com a reconstrução das informações provenientes dos detetores de Čerenkov [40]. As probabilidades de identificação de traços cujas projeções se encontravam na região cega do primeiro detetor Čerenkov foram calculadas erroneamente. Verificamos que apenas 10% de nossa

amostra era afetada por este problema. O que nos levou a simplesmente retira-los da amostra, ao invés de reconstruí-los novamente.

### 4.1.5 A Identificação de Múons

A identificação de múons na E791 baseia-se nas informações obtidas das paredes X e Y.

Para cada evento, são obtidos os valores de TDC de cada placa. Como já dissemos anteriormente (ver subseção 3.3.7), a medida de tempo de TDC está relacionada com a posição em que a partícula atingiu a placa, e portanto, está limitado por suas dimensões. A figura 3.20 mostra alguns gráficos de tempo de TDC para quatro placas. O pico para valores de TDC entre 870 e 970 representa um *hit* cujo valor de TDC é compatível com o tempo real gasto pela passagem de um múon produzido em nosso espectrômetro.

A primeira etapa do código de identificação de múons consiste em obter, para cada evento, quais placas que apresentaram um *hit* "verdadeiro"(ver subsecção 3.3.7) . Define-se um intervalo em torno do pico da distribuição de TDC de cada placa e, caso o valor de TDC obtido da placa esteja dentro deste intervalo, considera-se que ocorreu um *hit*, ou seja, a presença de um múon.

O próximo passo é tentar associar estes *hits* a algum traço do evento, através da extrapolação de todos os traços até as paredes de múons. Devido à grande quantidade de material (calorímetros e parede de aço), as partículas sofrem espalhamento múltiplo. A associação de um traço com um *hit* é feita, então, quando há um *hit* dentro de um intervalo em torno do ponto projetado, cujo raio está associado ao espalhamento múltiplo predito para uma partícula associada ao traço [43]. Esta janela de espalhamento múltiplo

depende do momento do traço e da quantidade de material nos calorímetros e parede de aço.

O código de identificação de múons permite até 10 candidatos por evento, onde estes traços para serem selecionados, deveriam ter sido reconstruídos nos dois magnetos, ter um momento total maior que 5 GeV, um ajuste de $\chi^2$ menor que 8 e haver um *hit* em uma das paredes, dentro de uma janela de espalhamento múltiplo de $3\sigma$ definida para aquele traço.

Uma janela de $3\sigma$ representa, admitindo-se que um traço tenha sindo corretamente identificado como múon, uma eficiência de $99,7\%$ para a associação traço-*hit*.

### 4.1.6 Filtro

O filtro, realizado durante a reconstrução dos eventos, selecionava diversos tipos de eventos. Este eventos eram selecionados, caso qualquer um dos seguintes critérios de seleção fossem satisfeitos:

- A presença de um vértice de dois traços cuja distância , na direção $z$, com relação ao vértice primário fosse pelo menos seis vezes maior que o erro associado a esta medida;

- A presença de um vértice de três ou mais traços cuja distância, na direção $z$, com relação ao vértice primário fosse pelo menos quatro vezes maior que o erro associado a esta medida;

- A presença de um $K_s$ ou um $\Lambda$ que decaiu na região posterior a dos SMDs;

- A presença de um $\phi$ associado a traços do tipo SESTR.

Uma vez totalmente reconstruído, todas as informações do evento consideradas necessárias para a análise final são armazenadas, juntamente com a informação digital de cada canal do espectrômetro, em fitas magnéticas denominadas DST (*Data Summary Tapes*). O filtro reduziu a amostra original cerca de 5,5 vezes.

## 4.2 Trabalho de Reconstrução no LAFEX/CBPF

O LAFEX participou da reconstrução dos dados utilizando três *farms* [3] de processadores ACP-II. O LAFEX recebeu 2.214 fitas, o que corresponde à 9,4% do esforço de toda colaboração no trabalho de reconstrução. O período de reconstrução foi entre março de 1993 e agosto de 1994.

### 4.2.1 ACP-II

O sistema multiprocessador paralelo ACP foi desenvolvido especificamente para solucionar problemas de Físicas de Altas Energias, onde tarefas típicas exigem uma grande capacidade de processamento. Como cada evento é completamente independente dos demais, e deve ser processado pelo mesmo programa de reconstrução, não é difícil a paralelização de tais tarefas. A primeira geração do ACP, denominada ACP-I, utilizou CPUs Motorola 68020 e co-processador de ponto flutuante 68881. Nesta geração, a CPU não era autônoma, e precisava de um computador $\mu$VAX 11/780 para gerenciar os nós.

O grupo do LAFEX/CBPF, em colaboração com o FERMILAB, participou do desenvolvimento e construção da segunda geração ACP, denominada ACP-II. O módulo de processamento ACP-II utilizou uma CPU RISC-R3000 da MIPS de 25 MHZ de *clock*, um

[3] O termo *farm* é utilizado para designar um conjunto de *workstations* interconectadas via Ethernet ou algum outro tipo de *network*.

co-processador de ponto flutuante R3010, memória cache de 256 Kbytes, e uma interface para barramento VME. O bastidor de uma *farm* de ACP-II era composto por um bastidor VME contendo vários módulos ACP-II (máximo de 17), um disco rígido de 2.1 Gbytes, um controlador do tipo SCSI, para controlar as unidades de disco e fitas *Exabytes*, um controlador de rede padrão *Ethernet*, para a comunicação entre o bastidor e o mundo "externo", e duas unidades de fita *Exabyte*, uma para fazer a leitura dos dados, outra para a escrita.

O sistema operacional do ACP-II é baseado no RISCos, versão modificada do sistema UNIX da MIPS Inc.. Para operação e comunicação em rede foram implementados protocolos TCP/IP, para a comunicação entre os módulos, e NFS, para compartilhar o disco com os diversos módulos, operando através do VME e *Branch-Bus*.

Para a implementação do paralelismo, foi utilizado um software de alto nível denomindado CPS( software de processos cooperativos) [47]. O CPS fornece os mecanismos para o uso do processamento paralelo, onde é necessário que os processos possam se comunicar e sincronizar para a execução de uma determinada tarefa. O CPS é composto por duas partes: um programa chamado *Job Manager* e uma biblioteca de rotinas.

O *Job Manager* é um programa que executa as seguintes tarefas:

1) Inicia os processos envolvidos na tarefa de reconstrução. Estes processos geralmente, são executados em mais de uma CPU;

2) Monitora o andamento das tarefas;

3) Deteta processos que morreram ou apresentam comportamento anormal;

4) Gera um arquivo com um registro das atividades das tarefas de processamento;

5) Gerencia programas de processamento e pontos de sincronismos;

6) Termina todos os processos ao fim da tarefa.

Para o *Job Manager* ser executado é necessário que o usuário crie um arquivo, chamado JDF(*Job Descriptor File*), que contém informações de quantos processos serão necessários, em que CPUs eles serão executados, etc.

A biblioteca de rotinas fornece as rotinas necessárias para as seguintes tarefas:

1) Transferência de blocos de dados;

2) Estabelecimento de pontos de sincronismo;

3) Troca de mensagens;

4) Chamadas remotas e procedimentos;

5) Utilização das filas de processo.

O gerenciamento do processamento nos nós poderia ser feito por qualquer nó. Cada módulo era capaz de fornecer um desempenho de 20 MIPS. A maior parte do trabalho de reconstrução, no LAFEX, foi realizada utilizando-se 3 bastidores de ACP-II, cada qual podendo ter até 17 nós, e portanto, fornecendo uma capacidade computacional máxima de 1000 MIPS. No final da reconstrução foi instalada mais uma *farm* composta de 10 módulos ACP-II de 31 MBytes de RAM e 33 MHZ de *clock*. Esta última *farm* foi utilizada principalmente para processar programas de Monte Carlo da E791.

### 4.2.2 Execução do Programa de Reconstrução nas *Farms* de ACP-II

No manuseio da enorme quantidade de dados processados é necessário assegurar que todas as fitas foram processadas somente uma vez, preparar e manter arquivos contendo as

constantes de calibração dependentes do *run* dos diversos detetores, assegurar que todas as fitas de saída estavam com as etiquetas corretas, preparar e examinar todos os arquivos contendo as informações a respeito do trabalho de reconstrução de cada fita, etc.

A execução do programa de reconstrução era realizada por todos os membros do LAFEX, muitos dos quais tinham apenas um pequeno entendimento do trabalho interno do sistema. Foi desenvolvido um *script*, denominado *rprod*, permitindo o usuário executar o programa de reconstrução somente precisando digitar *rprod* no terminal de saída de cada *farm*. O *rprod*, escrito em C_shell, era a interface entre o usuário e a *farm*. As únicas informações que o usuário precisava fornecer eram a especificação das etiquetas das fitas de entrada e de saída. O *rprod*, antes de inicializar a reconstrução, verificava se a fita de entrada já tinha sido submetida anteriormente.

O programa de reconstrução na *farm* era composto basicamente por 3 partes: *CLASS1*, *CLASS2* e *CLASS3*. Os programas *CLASS1* e *CLASS3* eram compilados somente no nó servidor e estavam relacionados com a leitura dos dados de entrada e a escrita dos eventos reconstruídos nas fitas de saída, respectivamente. O *CLASS2*, escrito na linguagem FORTRAN, era o programa de reconstrução propriamente dito. Este programa era compilado em todos os nós clientes.

A paralelização da tarefa de reconstrução era gerenciada pelo *Job Manager*. Cada fita de entrada tinha cerca de 800.000 eventos, sendo que os eventos reconstruídos e filtrados era cerca de 150.000 eventos.

Devido ao número limitado de nós disponíveis e a a necessidade de se fazer a manutenção dos nós defeituosos, as *farms* operavam em média com 14 nós, levando cerca de 8hs para

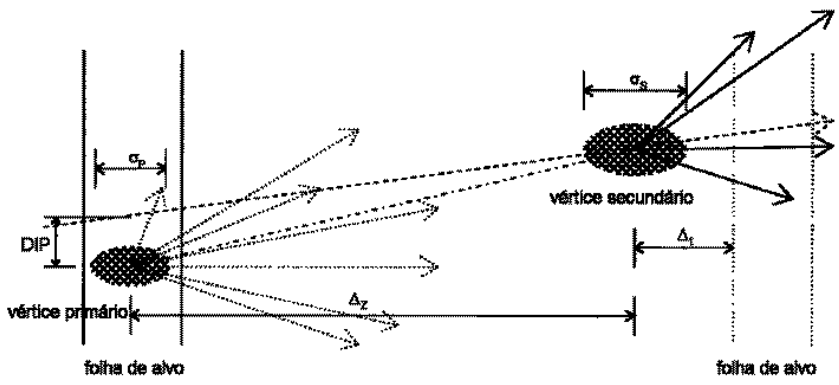


Figura 4.1: Disposição geométrica de um típico evento reconstruído da E791 na região dos alvos

efetuar a reconstrução. Procurava-se colocar o mesmo número de nós para cada *farm*, de maneira a facilitar o processo de troca de fitas.

## 4.3 Fases Subseqüentes da Redução da Amostra de Dados

A quantidade de fitas de DST era extremamente grande, impossibilitando qualquer tentativa de extração direta de modos de decaimento específicos. Foi necessário realizar fases subseqüentes de redução da amostra(*strips*). Vamos definir a seguir, uma série de variáveis (ver figura 4.1) que foram usadas como cortes(restrições) para a obtenção das *strips*.

### 4.3.1 As Variáveis

- SDZ - Esta variável é definida como:

$$SDZ = \frac{\Delta_z}{\sigma_z}, \tag{4.3}$$

onde $\Delta_z$ é a diferença das coordenadas $z$ dos vértices secundários e primários e $\sigma_z$ é a incerteza associada a esta diferença. Portanto, esta variável representa a significância estatística na separação entre os vértices. Cortes nesta variável são muito eficientes para rejeição de combinações aleatórias de traços(fundo combinatorial), e na rejeição de eventos não charmosos provenientes de partículas com vidas-médias menores.

- JCATSG - Categoria do traço. Esta variável indica em quais câmaras de arrasto os traços foram vistos, associando a cada câmara um bit. Assim, um traço de categoria 15 ($2^0 + 2^1 + 2^2 + 2^3 = 15$) representa um traço visto em todas as câmaras de arrasto, enquanto que um traço de categoria 3 ($2^0 + 2^1 = 3$) representa uma partícula vista apenas em D1 e D2. Os traços de categoria 7 e 15 passaram por ambos magnetos, e portanto têm seus momentos melhor determinados do que os traços de categoria 3.

- PTBAL - Esta variável é a projeção da soma dos momentos dos três traços transversalmente à direção definida pelos vértices primário e secundário. Assim sendo, se a resolução fosse infinita, a variável PTBAL deveria se zero, visto que o momento total dos três traços está na mesma direção que a partícula responsável pelo decaimento.

- DIP - É o parâmetro de impacto da trajetória recontruída do candidato a méson charmoso com relação ao vértice primário. Este parâmetro de impacto representa a distância, no plano XY, entre o ponto de produção e a projeção do momento do candidato a méson charmoso. A variável DIP deve ser a menor possível, dentro da

resolução do detetor de vértice. Esta variável é muito eficiente na redução do fundo combinatorial, visto que é pouco provável que combinações aleatórias de traços apontem na direção do vértice primário.

- DZTARG - É a distância em Z entre o vértice secundário e o alvo mais próximo. O objetivo desse corte é o de evitar que o vértice secundário se situe dentro do alvo.

- SIGMA - Esta variável, assim como o DZTARG, tem o objetivo de prevenir que as interações secundárias possam se confundir com um decaimento de uma partícula proveniente da interação primária. O seu valor é uma medida em unidade de erro da determinação da posição z do vértice ($\sigma_s$), do afastamento do alvo mais próximo ao vértice secundário($\Delta_t$). Assim sendo, temos:

$$SIGMA \;=\; \frac{\Delta_t}{\sigma_s}, \tag{4.4}$$

- RATIO - O corte na variável RATIO, definida como:

$$RATIO \;=\; \Pi_{i=1}^{n^o\ de\ tracos} \frac{(b_s)_i}{(b_p)_i}, \tag{4.5}$$

onde $(b_s)_i$ e $(b_p)_i$ são as distâncias do traço $i$ em relação aos vértices secundário e primário, respectivamente, tem como objetivo evitar que os traços candidatos a formar vértices secundários sejam, na realidade, originários do vértice primário.

- XIS - Esta variável é o valor de $\chi^2$ por grau de libedade do ajuste obtido para cada traço, e, portanto representa a qualidade de ajuste do traço.

- CHISEC - CHISEC é o valor de $\chi^2$ por grau de liberdade no ajuste do vértice secundário.

- CPRB2(n) - Onde $n$ assume valores inteiros de 1 a 5, que são associados respectivamente às partículas(e antipartículas): elétrons, múons, píons, káons e próton. Esta variável é a medida da probabilidade de o traço ser a partícula ao respectivo índice. A soma sobre os índices é normalizada e igual a um.

  Um exemplo de distribuição da variável CPRB2 - frequentemente chamada probabilidade Čerenkov - é apresentada na figura 4.2 para a hipótese de um káon e mostra claramente três picos. O pico em 0,12 representa os traços sobre os quais os detetores Čerenkov não forneceram qualquer informação relevante e aos quais, por esta razão, foi associada a probabilidade *a priori*. Quanto aos picos em zero e 0,75, são devidos, respectivamente, aos traços identificados inequivocamente como não sendo káons e aos traços inequivocamente identificados como não sendo píons.

- NTAU - Representa o número de vidas médias que a partícula percorreu entre os vértices, admitindo que esta partícula seja um $D^+$. Assim sendo, temos:

$$NTAU = \frac{1,8693\ \Delta_z}{0,0318\ Ptot}, \tag{4.6}$$

  onde $\Delta_z$ é a separação em $z$ entre os vértices, 1,8693 é a massa do $D^+$ em GeV/$c^2$, 0,0318 é $c\tau$, sendo $\tau$ a vida média do $D^+$ e $Ptot$ é o momento total dos três traços.

### 4.3.2 A *Strip* da E791

O primeiro passo de redução da amostra dos eventos contidos nas DSTs é denominada *strip* da E791. O eventos selecionados durante a *strip* são armazenados, de acordo

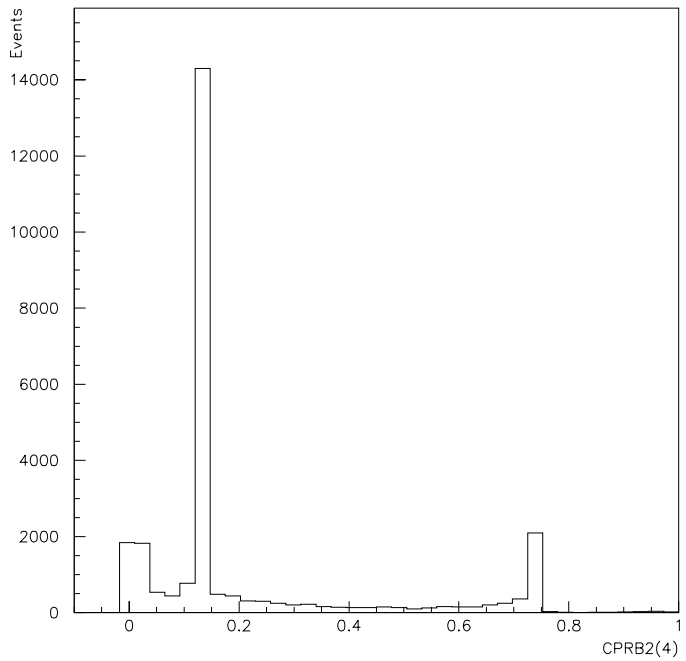


Figura 4.2: Distribuição da variável CPRB2(4).

com diferentes critérios de seleção, em dois subconjuntos de dados, *stream A* e *stream B*. O primeiro subconjunto é composto basicamente por eventos que possuem uma boa separação entre os vértices primários e secundários, enquanto que o segundo, por eventos que contenham partículas de longa vida média, tipo $K_s^0$ ou $\Lambda$, que em sua maioria decaem após os SMDs. A análise descrita nesta tese utilizou eventos selecionados pelo *stream A*. Os critérios de seleção utilizados para a obtenção do subconjunto que nos interessa, no caso, os vértices de três traços, são mostrados na tabela 4.3. A *strip* da E791(*stream A*) representou uma redução de 70% da amostra de dados que passou pelo filtro.

### 4.3.3 A Lafex-Strip

A Lafex-*strip* se constitui da redução da amostra de dados da *Strip* da E791, utilizando

| Critérios de seleção da *strip* |
|---|
| SDZ>5 |
| XIS< $6,5$ para cada traço |
| JCATSG $\geq 3$ para cada traço |
| PTBAL $< 1,0$ GeV/c |
| NTAU $\leq 5$ |
| \|DZTARG\| >0,15 cm |
| Soma total das cargas dos três traços igual a $\pm$ 1 |

Tabela 4.3: Cortes da *strip*.

vários critérios de seleção baseados nos diversos modos de decaimentos de interesse a que se propõe estudar.

A Lafex-*strip* inicialmente separa os eventos com com vértice de três traços, e a seguir, faz os seguintes cortes, comuns a todos os canais de três traços:

- SIGMA >0, para evitar que o vértice secundário esteja localizado dento das folhas de alvo.

- Posição do vértice primário menor que -1 cm. As folhas de alvo estão localizados antes da posição $z = -1$ cm e, portanto, este corte previne que se admita um vértice primário após essa região. Na Posição $z = 0$ localiza-se o último cintilador do *pré-trigger*.

Para o canal $D^+ \rightarrow K^-K^+K^+$ , em particular, exige ainda: $SDZ > 8$, $DIP < 80\mu m$

e intervalo de massa (K,K,K) de 1,7 a 2,2 GeV, onde associa-se a cada traço a massa do káon.

A Lafex-*strip* reduziu em cerca de 20 vezes a amostra da *Strip*.

### 4.3.4 A Sub-Strip de $D^+ \rightarrow K^-K^+K^+$

Apesar da redução significativa que a Lafex-*strip* proporcionou, ainda tínhamos uma amostra de difícil manuseio, composta de 300 fitas de 8mm, ou cerca de 75 milhões de eventos. Essa amostra possui, além do nosso canal de interesse, vários outros canais, e portanto, uma nova redução foi feita para selecionar somente eventos compatíveis com o canal $D^+ \rightarrow K^-K^+K^+$ .

Os critérios de seleção da sub-*strip* de $D^+ \rightarrow K^-K^+K^+$ foram mais restritivos do que os da Lafex-*strip*, principalmente os cortes de identificação para káons. A exigência de cortes restritivos na identificação de káons deve-se à alta contaminação de píons (ver seção 5.1) em nossa amostra de $D^+ \rightarrow K^-K^+K^+$ . Estes cortes estão mostrados na tabela 4.4.

Com estas exigências obtemos um conjunto de 17.761 eventos para a nossa amostra em fita final.

### 4.3.5 A *N-upla* do $D^+ \rightarrow K^-K^+K^+$

A partir das fitas de *sub-strips*, criamos um banco de dados denominado *N-upla* onde ficam registrados, para cada evento selecionado, os valores das variáveis consideradas importantes. Através dela, os dados podem ser analisados com o uso do PAW (*Physics Analysis Workstation*), um programa da CERNLIB que permite criar histogramas e gráficos

| Critérios de seleção da *sub-strip* |
|---|
| SDZ>8 |
| XIS< $6,5$ para cada traço |
| JCATSG $\geq 3$ para cada traço |
| PTBAL $< 0,35$ GeV/c |
| NTAU $\leq 5$ |
| \|DZTARG\| >0,15 cm |
| SIGMA $> 0$ |
| ZPRI < -1 cm |
| RATIO < 0,01 |
| DIP $< 80\mu m$ |
| CPRB2(4) $> 0,15$ (para os três traços) |
| Soma total das cargas dos três traços igual a $\pm$ 1 |

Tabela 4.4: Cortes da sub-*strip*.

das variáveis presentes. Os eventos, como antes, são selecionados através de programas de análise escritos em FORTRAN, com a mesma estrutura básica dos códigos de *strips*. Os cortes utilizados para selecionar os eventos da *N-upla* foram os mesmos definidos na subseção anterior. Na figura 4.3, mostramos o espectro $K^-K^+K^+$ selecionados pelos critérios de seleção da *sub-strip* (ver tabela 4.4).

Nos próximos capítulos descreveremos os procedimentos empregados na procura pelo decaimento $D^+ \rightarrow K^-K^+K^+$ a partir da amostra de eventos contida na *N-upla*.

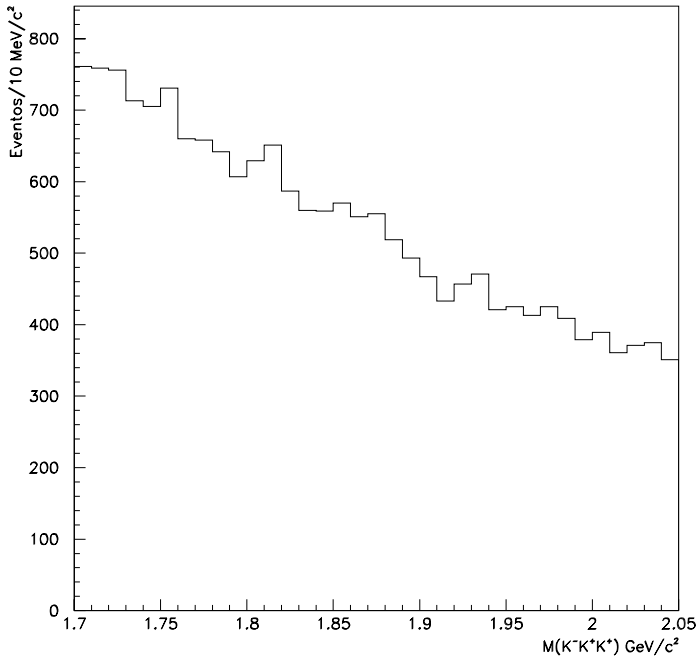


Figura 4.3: Espectro de massa $K^-K^+K^+$ selecionados pelos critérios de seleção da *sub-strip*.

## 4.4 Monte Carlo

O programa de simulação de Monte Carlo consiste basicamente de três partes: 1) Geração do evento $c\bar{c}$ em interação píon-nucleon a 500 GeV via os mecanismos de fusão de gluons e aniquilação de quarks; 2) Hadronização dos quarks e gluons produzidos em partículas observáveis e posteriores decaimentos; 3) Simulação detalhada da passagem das partículas, produzidas na interação píon-nucleon, pelo espectrômetro.

Para a geração e hadronização dos eventos de Monte Carlo, a E791, utilizou os pacotes PYTHIA 5.702 e JETSET 7.401 [48], desenvolvidos no CERN. O programa PYTHIA cria um par $c\bar{c}$ através de mecanismos de produção da QCD em ordem $\alpha^2$. O JESET simula o processo de hadronização, baseado no modelo LUND [49] de fragmentação de cordas.

Um conjunto de rotinas é utilizado para simular a passagem das partículas produzidas através de todo o espectrômetro. Nesta simulação são levados em conta tanto os conhecimentos teóricos a respeito dos fenômenos físicos envolvidos, como as limitações de nossos detetores em responder adequadamente aos processos que neles ocorrem, como, por exemplo, eficiência e ruído de cada detetor, canais com problemas e etc. Esta parte ficará mais clara no final desta seção onde é descrita a simulação dos detetores de múons.

Após os eventos terem sido gerados, estas rotinas extrapolam as trajetórias das partículas produzidas através do espectrômetro, ao mesmo tempo em que simulam o espalhamento múltiplo destas, interações secundárias, decaimentos de partículas instáveis, ação dos magnetos, e etc. Após essas etapas, é feita a digitalização dos eventos, isto é, as informações dos diversos detetores passam a se apresentar na forma de sinais eletrônicos. É nesta etapa em que são incluídas as eficiências para cada detetor, ruídos, etc. Ao final desse processo, os dados obtidos são gravados em um formato idêntico ao dos dados reais. Todas as informações relevantes sobre o evento gerado, tais como, posição e momento das partículas, são compilados no que chamamos de "Tabela Verdade", sendo esta também armazenada. O passo seguinte consiste em submeter as amostras de MC pelos mesmos processos que uma amostra de dados reais, ou seja, reconstrução, filtro e *strip*.

Em nossa análise, utilizamos amostras de Monte Carlo para obter os conjuntos de cortes finais (próxima seção) e para estudarmos o fundo charmoso de nossa amostra.

### 4.4.1 Simulação dos Detetores de Múons

Como exemplo do trabalho de simulação de detetor no programa Monte Carlo, descreveremos a modelagem dos detetores de múons, trabalho no qual estive envolvido durante

a minha estadia no Fermilab.

O trabalho de simulação dos detetores de múon consistiu basicamente das seguintes etapas [45]:

1) Representação da geometria das paredes X, Y e das quatro placas de cinitiladores 14Este, 14Oeste, 16Este e 16Oeste. A disposição geométrica destes detetores está mostrada na subseção 3.3.7

2) Simular as informações dos TDC's e dos módulos registradores destes detetores. O valor de TDC da i-ésima placa da parede X é dado por:

$$TDC(i, X) = Y/VX(i) + T0X(i),$$

onde $Y$ representa a posição y da partícula gerada pelo MC na posição z da parede X, enquanto que $VX(i)$ e $T0X(i)$ representam respectivamente, a velocidade de descolamento do sinal nos guias de onda e o valor de TDC obtido quando os múons atingem a posição central da placa i. Estes valores foram obtidos em *runs* especiais de calibração.

O valor de TDC da i-ésima placa da parede Y é dado por:

$$TDC(i, Y) = -X/VY(i) + T0Y(i),$$

onde $X$, $VY(i)$ e $T0Y(i)$ são definidos de maneira similar à seus equivalentes na parede X. A única diferença é a presença do sinal negativo, que surge devido ao fato das foto-multiplicadoras estarem localizadas no lado leste destas placas(posição negativa de x).

Também ajustamos as distribuições dos valores de TDC do MC com as distribuições dos dados reais. Na parede Y, verificou-se a dispersão dos valores de tempo fornecidos pela TDC, através de um *run* especial em que um pequeno cintilador foi utilizado em

coincidência com a placa 1. No caso da parede X, utilizou-se o sinal da pequena placa central 16 para estudar a dispersão dos valores de tempo da TDC. Estas informações foram utilizadas para modelar o MC com os dados reais. As figuras 4.4(a) e 4.4(b) mostram a comparação das distribuições de tempo de TDC para dados brutos reais e de uma amostra de MC em que os pares $c\bar{c}$ podem decair nos diversos modos de decaimentos existentes.

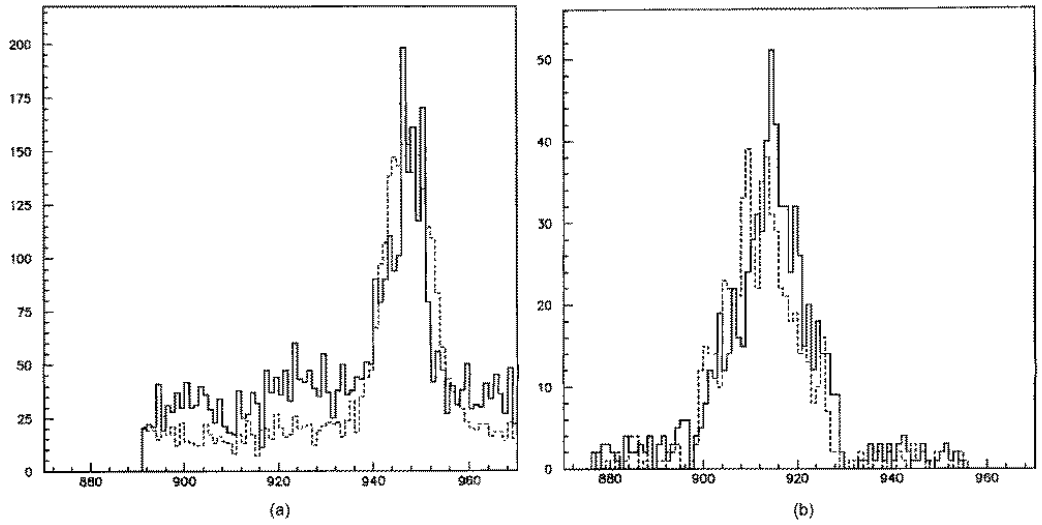


Figura 4.4: Distribuições dos valores de tempo de TDC da placa 16 da parede X (a) e da placa 8 da parede Y (b). A figura tracejada representa os dados de MC; a figura sólida representa os dados reais.

3) Foram incluídas as informações dos diversos tipos de ruídos (ver subseção 3.3.7) presentes em cada placa cintiladora. As figuras 4.5(a) e 4.5(b) mostram respectivamente a comparação entre as distribuições dos sinais das placas cintilidoras das paredes X e Y das amostras de dados brutos de MC e de dados reais.

Apesar das paredes de múons terem eficiência de deteção bem diferentes, de fato, $69 \pm 3\%$ para a X e $100^{+0}_{-1}\%$ para a Y, não houve necessidade de incluir estas informações no Monte Carlo, pois a parede X, por ser bastante ruidosa, não foi utilizada pela colaboração no trabalho de identificação de múons.

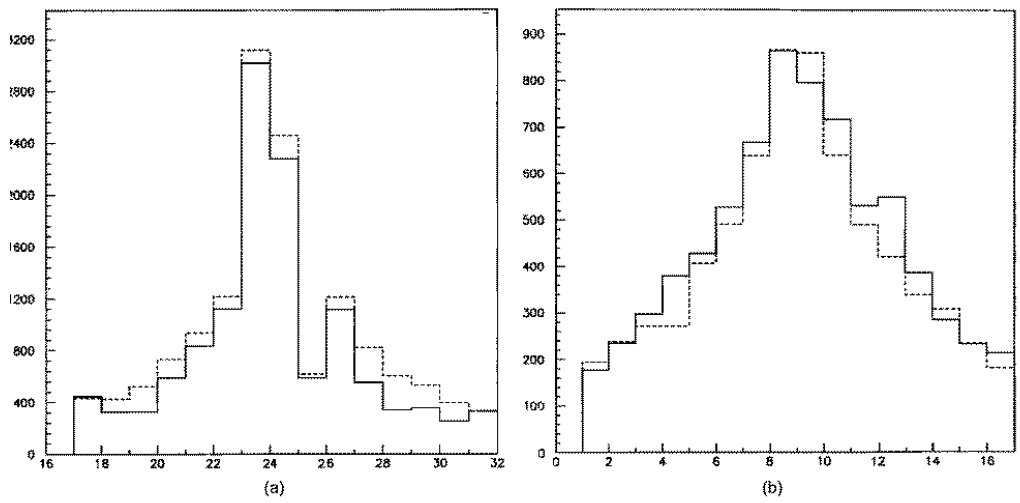


Figura 4.5: Distribuições dos sinais das diversas placas da parede X (a) e da parede Y (b). A figura tracejada representa os dados de MC; a figura sólida representa os dados reais.

Neste capítulo mostramos as diversas etapas envolvidas na obtenção da nossa amostra de $D^+ \rightarrow K^-K^+K^+$ e descrevemos o programa de Monte Carlo utilizado na E791. Nos próximos dois capítulos vamos descrever o processo de análise desenvolvido no estudo do modo de decaimento $D^+ \rightarrow K^-K^+K^+$ .

# Capítulo 5

# Análise dos Dados

Nos próximos dois capítulos descrevemos o trabalho de análise desenvolvido na procura dos modos de decaimentos $D^+ \rightarrow K^-K^+K^+$ , tema central de nossa análise, e $D_s^+ \rightarrow K^-K^+K^+$ .

Neste capítulo inicialmente, apresentamos os diversos procedimentos adotados para obtermos os cortes finais de análise e, em seguida, discutimos os possíveis canais de decaimentos charmosos (reflexões) que podem fazer parte do fundo no espectro de massa $K^-K^+K^+$ . No capítulo seguinte mostraremos os resultados finais.

## 5.1 Estudo Sobre os Cortes na Probabilidade Čerenkov

Um dos pontos fundamentais de nosso estudo é a determinação da eficiência do corte na probabilidade de Čerenkov para a identificação de káons, visto que procuramos por decaimentos que possuam três káons no vértice secundário.

Na seção 5.4 mostraremos que, além do fundo combinatorial, o fundo no espectro de $K^-K^+K^+$ é composto por eventos provenientes de outros decaimentos charmosos (reflexões), cujos traços são identificados erroneamente como káons. O fundo charmoso

presente no espectro $K^-K^+K^+$ é devido a decaimentos do tipo $D^+ \to K^-K^+\pi^+$ e $D^+ \to K^-K^+\pi^+P$, onde P representa uma partícula neutra não reconstruída. Portanto, para estudar a contaminação deste fundo é necessário determinar a probabilidade de um píon ser identificado errôneamente como káon.

### 5.1.1 A Identificação de Káons

Como já discutimos anteriormente na sub-seção 3.3.5, a probabilidade para a identificação das partículas depende da faixa de momento e do tipo da partícula em questão. Na referência [50] fez-se um estudo detalhado a respeito da identificação de káons e da probabilidade de píons serem identificados errôneamentes como káons para diferentes faixas de momento. Nesse estudo utilizou-se uma amostra de alta estatística de $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$, onde káons e píons podiam ser identificados somente pela carga do traço. A figura 5.1 mostra os resultados obtidos para a identificação de káons, em função do corte na probabilidade de Čerenkov, para três regiões diferentes de momento. Os erros estatísticos associados a estas medidas são desprezíveis em relação a escala do gráfico. Cerca de 80% dos káons da amostra de $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ possuem momentos entre 6 e 40 GeV, logo a eficiência global é dominada pelas duas primeiras regiões. A eficiência de identificação é menor na região de momento entre 40 e 70 GeV devido a dificuldade de se discriminar káons e píons nesta região, já que nesta faixa de momento ambas as partículas emitem radiação Čerenkov nos detetores $C_1$ e $C_2$.

Realizamos um estudo similar para a identificação de káons [51], utilizando três amostras diferentes: $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ ; $D^+ \to \phi\pi^+$ ($\phi \to K^-K^+$) ; e $D^+ \to K^*K^+$ ($K^* \to K^+\pi^-$). O objetivo deste estudo foi verificar se a eficiência de identificação de káons de um dos

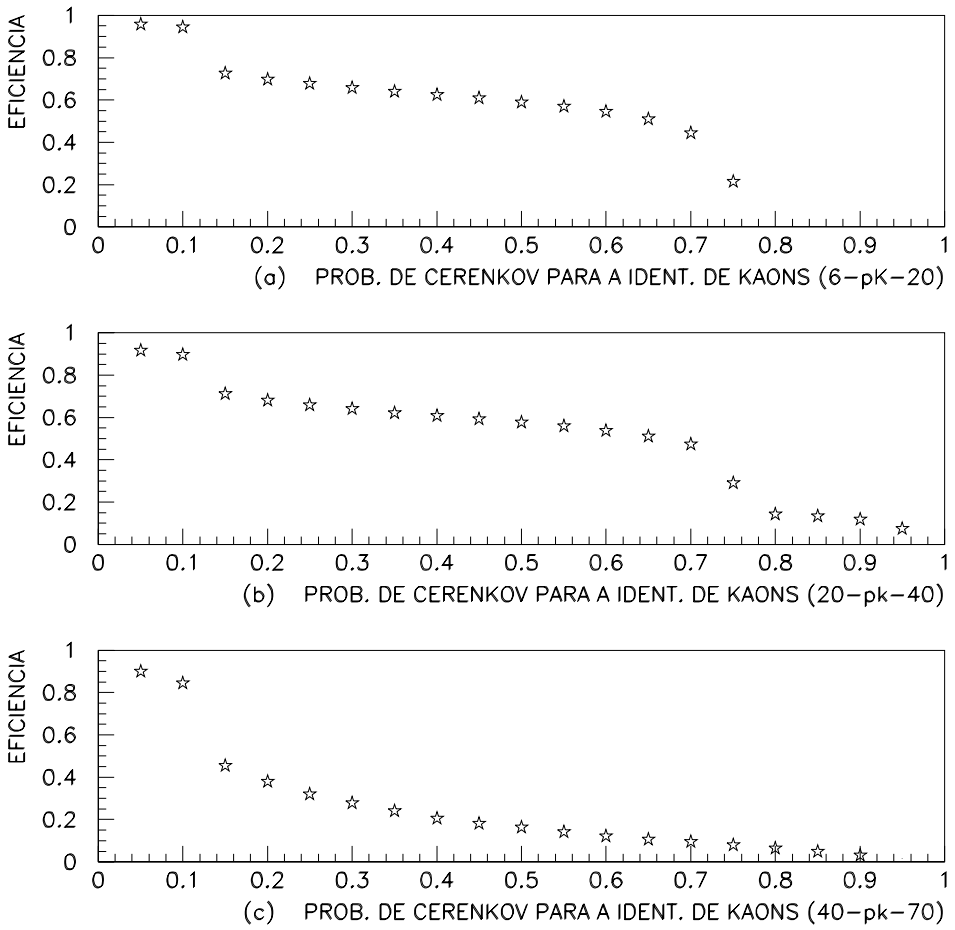


Figura 5.1: Eficiência do corte na probabilidade de Čerenkov para a identificação de káons calculada a partir da amostra de $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ para diferentes faixas de momento. (a) Faixa de momento 6-pK-20; (b) Faixa de momento 20-pK-40; (c) Faixa de momento 40-pK-70.

traços era alterada pelo fato do outro traço candidato a káon ter sido anteriormente identificado. O estudo de identificação de káons a partir da amostra $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ foi feito de maneira independente da referência [50], e serviu para confirmar o resultado anteriormente obtido. Nas amostras $D^+ \to \phi\pi^+$ ($\phi \to K^-K^+$) e $D^+ \to K^*K^+$ ($K^* \to K^+\pi^-$) os traços associados aos dois káons foram identificados através dos cortes nas massas invariantes do $\phi$ e $K^*$, respectivamente. Exigiu-se para o traço, cuja carga era a mesma do traço associado ao píon, um corte na probabilidade de Čerenkov para káons acima da *a priori* ($CPRB2(4) > 0.13$). Fez-se então, um estudo para identificação de káons para o traço de carga oposta. Para cada uma das amostras, a eficiência para a identificação de káons ($\epsilon$) associada ao traço de carga oposta e sua respectiva incerteza ($\delta\epsilon$) foram calculados através das seguintes relações:

$$\epsilon = \frac{b}{a+b} \tag{5.1}$$

$$\delta\epsilon = \frac{1}{b+a}\sqrt{\left(\frac{b}{b+a}\delta a\right)^2 + \left(\frac{a}{b+a}\delta b\right)^2} \tag{5.2}$$

onde $a$ é o número de eventos do sinal da amostra que não sobreviveram ao corte na probabilidade de Čerenkov, enquanto que $b$ é o número de eventos do sinal que sobreviveram a este corte.

A figura 5.2 mostra o resultado obtido neste estudo. Na amostra de $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ foi identificado um único káon, da mesma forma que na figura 5.1. Nas amostras dos decaimentos $D^+ \to \phi\pi^+$ ($\phi \to K^-K^+$) e $D^+ \to K^*K^+$ ($K^* \to K^+\pi^-$) mostramos a variação da eficiência de identificação de um dos káons tendo o outro sido anteriormente identificado. O resultado obtido nos permite concluir que a identificação de um traço

não altera significativamente a eficiência de identificação do outro. A importância deste resultado se deve ao fato de que podemos estimar a eficiência de identificação da amostra $D^+ \to K^-K^+K^+$ através do produto das eficiências individuais.

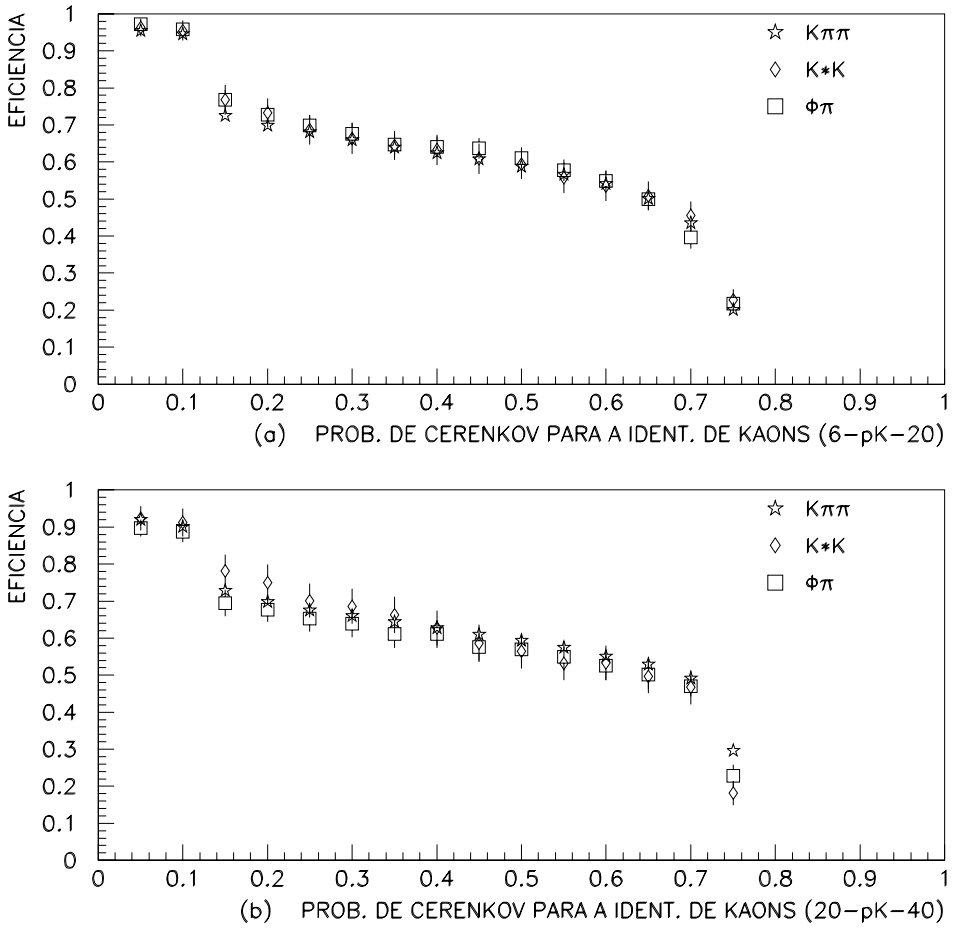


Figura 5.2: Eficiências dos cortes na probabilidade de Čerenkov para a identificação de káons calculadas a partir das amostras de $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ , $D^+ \to \phi\pi^+$ ($\phi \to K^-K^+$) e $D^+ \to K^*K^+$ ($K^* \to K^+\pi^-$) . (a) Faixa de momento 6-pK-20; (b) Faixa de momento 20-pK-40.

### 5.1.2 A Identificação Errônea de Píons como Káons

Verificamos que ao menos 61% da amostra inicial do espectro de massa $K^-K^+K^+$ , onde o corte de identificação utilizado foi $CPRB2(4) > 0,15$, continha um ou mais píons,

logo foi necessário determinar a probabilidade de um píon ser identificado errôneamente como káon, de maneira a tentar reduzir esta alta contaminação.

A probabilidade de píons serem identificados erroneamente como káons foi detalhadamente estudada, a partir da amostra $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ , na referência [50]. A figura 5.3 mostra os resultados obtidos para a probabilidade de um píon ser identificado erroneamente como um káon, em função do corte na probabilidade de Čerenkov, para três regiões diferentes de momento. Os erros estatísticos associados a estas medidas são desprezíveis em relação à escala do gráfico.

### 5.1.3 Escolha dos Cortes Finais na Probabilidade de Čerenkov

Os eventos de fundo que contém pelo menos um píon, são provenientes tanto do assim chamado fundo combinatorial como de eventos charmosos (reflexões) cujos traços foram identificados erroneamente como káons. Como já dissemos anteriormente, na seção 5.4 mostraremos que este último tipo de fundo, presente no espectro $K^-K^+K^+$ é devido a decaimentos do tipo $D^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+$ e $D^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+P$, onde P representa uma partícula neutra não reconstruída.

O traço de sinal oposto, tanto no modo de decaimento $D^+ \rightarrow K^-K^+K^+$ , como para estas reflexões, sempre será um káon e, portanto, para diminuir os eventos do fundo charmoso não precisamos aplicar um corte na probabilidade Čerenkov muito restritivo neste traço. O mesmo não ocorre para os traços de mesmo sinal, onde é necessário utilizar cortes na probabilidade Čerenkov para káon bem restritivos para diminuir o fundo charmoso.

Desta forma, para os traços de mesma carga, exigimos da identificação de Čerenkov o

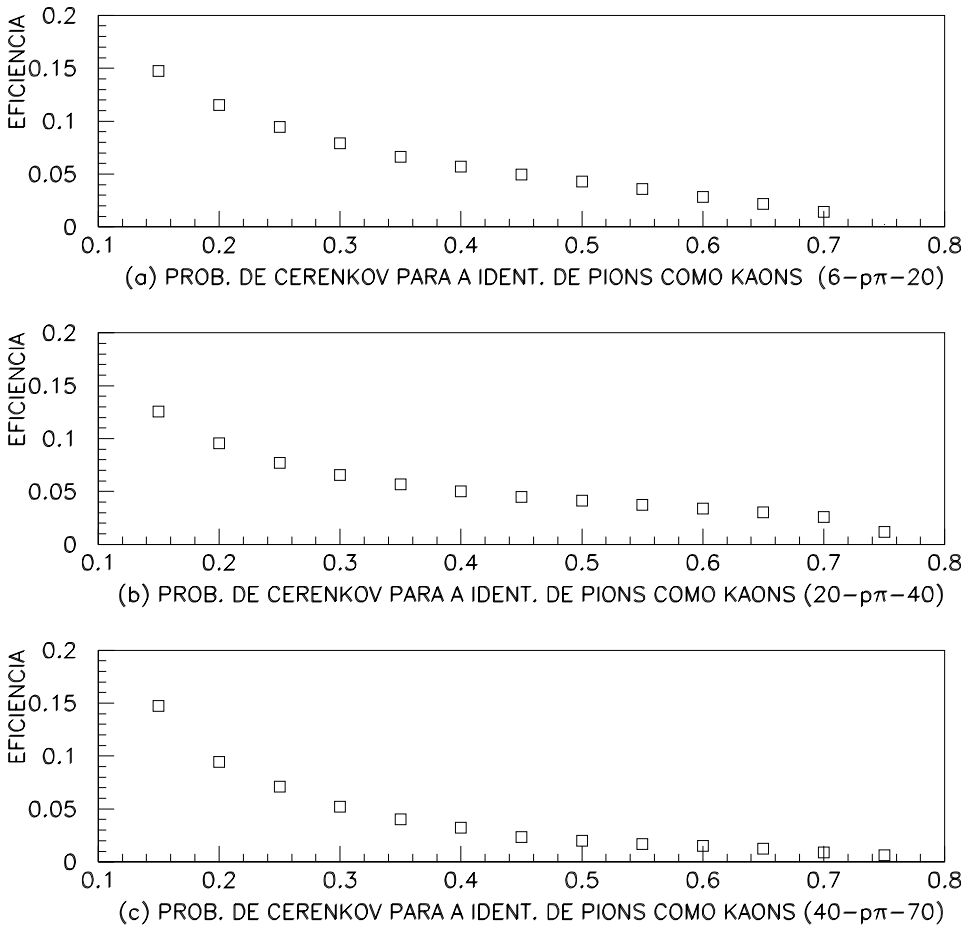


Figura 5.3: Eficiências dos cortes na probabilidade de Čerenkov para a identificação errônea de píons como káons calculada a partir da amostra $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ . (a) Faixa de momento 6-p$\pi$-20; (b) Faixa de momento 20-p$\pi$-40; (c) Faixa de momento 40-p$\pi$-70.

mínimo de ambigüidade entre píons e káons, sem perder porém muita eficiência. Ou seja, exigimos um corte um pouco abaixo da segunda probabilidade *a priori*[1] ($CPRB2(4) > 0,7$). A probabilidade de Čerenkov para káons acima da segunda probabilidade *a priori*, $CPRB2(4) > 0,75$, reduz em cerca de 50% a eficiência de identificação para káons obtida utilizando o corte $CPRB2(4) > 0,7$ (ver fig. 5.3). Desta maneira temos que a probabilidade de que um píon verdadeiro seja erroneamente identificado como káon pelo corte $CPRB2(4) > 0,7$ é $1,4 \pm 0,1\%$. Este resultado foi obtido fazendo-se uma média ponderada da probabilidade pelas diferentes regiões de momento.

Tendo em vista de que não necessitamos de um corte tão restritivo para o traço de carga oposta, decidimos otimizar o corte na probabilidade Čerenkov para este traço, através da maximização da razão $\frac{S}{\sqrt{B}}$. Nesta expressão $S$ é o número de eventos na região de sinal e é extraído de uma amostra de eventos de Monte Carlo, enquanto $B$ é o fundo determinado a partir dos dados reais, usando as regiões do espectro de massa adjacentes à região do sinal. Discutiremos o processo de otimização com maiores detalhes na seção 5.3.

## 5.2 Estudo dos Cortes Sobre as Variáveis de Vértice

A escolha dos valores dos cortes sobre as variáveis de vértice deve ser feita de maneira bem cuidadosa e isenta para evitar favorecer flutuações estatísticas que possam estar presentes na região do sinal. Procura-se escolher o conjunto de cortes que forneça a melhor significância estatística [2] [54]. O erro estatístico associado ao número de eventos

[1] A segunda probabilidade, $CPRB2(4) > 0,75$, é atribuída à partículas que são inequivocamente identificadas como não sendo píons.

[2] A significância estatística representa quantas vezes o sinal da amostra é maior do que o erro associado a esta medida.

do sinal está relacionado com as possíveis flutuações estatísticas do sinal e do fundo (localizado na região do sinal), e é dado pela raiz quadrada da soma do sinal e do fundo (assumindo uma distribuição de Poisson). Portanto, o melhor conjunto de cortes é aqueles que maximize a razão $\frac{S}{\sqrt{(S+B)}}$, onde $S$ é o número de eventos do sinal e B é o número de eventos no fundo (localizados na região do sinal). Este método é bastante adequado para a redução do fundo combinatorial, onde freqüentemente há uma significativa diferença entre as distribuições das variáveis provenientes do canal em estudo e do fundo. Porém, no caso do fundo charmoso, este método nem sempre é satisfatório, pois algumas variáveis, principalmente as de vértice, podem apresentar uma distribuição semelhante nos eventos provenientes tanto do modo em estudo, como das reflexões.

Na análise de decaimentos raros, onde flutuações do número de eventos são mais prováveis, deve-se fazer a otimização do conjunto de cortes utilizando o sinal da amostra de Monte Carlo ao invés do sinal da amostra de dados. Tanto a amostra de Monte Carlo como a dos dados devem, a princípio, fornecer a mesma posição para a significância estatística máxima, mas a amostra de Monte Carlo tem a vantagem de estar praticamente livre de flutuações estatísticas no sinal e de ser uma amostra independente. Desta forma, teríamos que procurar o conjunto de cortes que maximize a razão $\frac{S_{MC}}{\sqrt{(\frac{S_{MC}}{c}+B)}}$. Nesta expressão, $S_{MC}$ é o sinal da amostra de Monte Carlo, $B$ o fundo obtido dos dados reais, usando as regiões adjacentes à região do sinal, mas cuja extensão total seria a mesma da região do sinal, e $c$ é uma constante utilizada para reduzir o sinal do Monte Carlo ao valor estimado para o sinal da amostra real de dados. Logo, a escolha de um determinado conjunto de cortes baseado neste método só será válida se a distribuição da variável que

está sendo estudada estiver sendo bem representada pelo Monte Carlo. Portanto, antes de se efetuar o estudo de otimização, devemos verificar para quais variáveis o Monte Carlo não está fazendo uma boa descrição. Para as variáveis que não são bem representadas devemos fazer a escolha do corte baseado em outras análises da E791 [53, 23].

### 5.2.1 Comparação das Distribuições do Monte Carlo e dos Dados Reais

Antes de se fazer a otimização do conjunto de cortes de vértice, comparamos a distribuição das variáveis SDZ, SIGMA, DIP, PTBAL e RATIO, principais cortes usados na análise, da amostra de Monte Carlo do modo de decaimento $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ e dos dados reais provenientes deste mesmo modo. Observou-se uma boa concordância entre o Monte Carlo e os dados reais para as distribuições das variáveis SDZ, SIGMA e RATIO, porém para as variáveis DIP e PTBAL, verificou-se uma clara discrepância. Esta discrepância é facilmente visualizada através das figuras 5.4 e 5.5, onde são mostrados a comparação entre o Monte Carlo e os dados reais das distribuições das eficiências dos cortes nas variáveis DIP e PTBAL, respectivamente. Portanto, podemos usar o Monte Carlo para otimizar somente as variáveis SDZ, SIGMA e RATIO.

Para as variáveis DIP e PTBAL, que não são bem representadas pelo Monte Carlo, decidimos adotar valores utilizados em outras análises da E791, a saber, $DIP < 40\mu m$ e $PTBAL < 0,25GeV$ [53, 23].

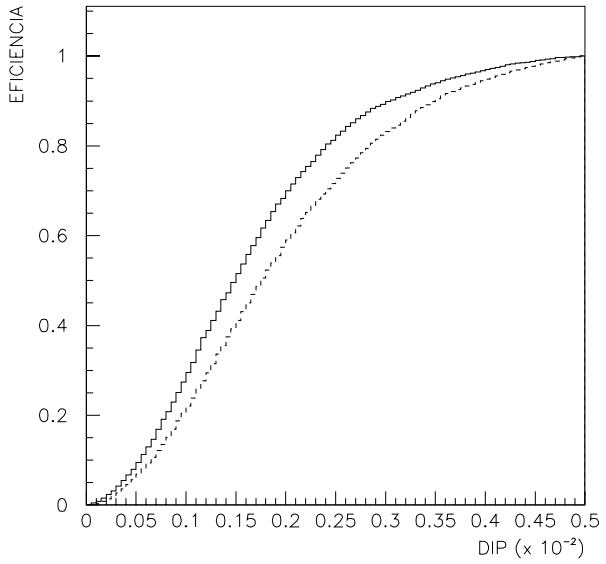


Figura 5.4: Comparação entre o Monte Carlo e os dados reais para a distribuição da eficiência do corte na variável DIP (linha sólida: MC; tracejada:dados).

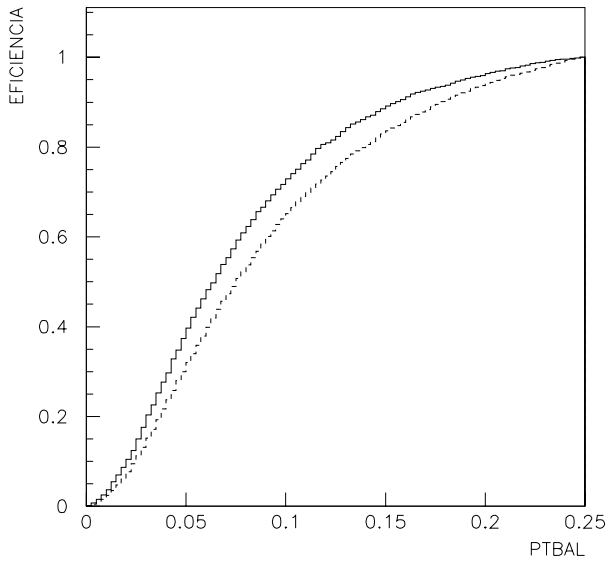


Figura 5.5: Comparação entre o Monte Carlo e os dados reais para a distribuição da eficiência do corte na variável PTBAL (linha sólida: MC; tracejada:dados).

A comparação entre o Monte Carlo e dados para o corte na identificação de káon, mostrou uma certa discrepância, porém foi verificado que as eficiências relativas ao corte $CPRB2(4) > 0,15$ (corte da *sub-strip* de $D^+ \rightarrow K^-K^+K^+$ ), que são as informações que nos interessam para esta aplicação do Monte Carlo, estão em bom acordo com os valores obtidos a partir dos dados.

## 5.3 Otimização dos Cortes

Como a composição do fundo no espectro de massa $K^-K^+K^+$ depende do conjunto de cortes de identificação, temos que otimizar os cortes de vértice utilizando o conjunto de cortes na probabilidade Čerenkov discutida na seção 5.1.3. Nesta seção selecionamos, para os traços de mesmo sinal, cortes na probabilidade Čerenkov para identificação de káons bem restritivos ($CPRB2(4)_{2,3} > 0,7$), enquanto que para o traço de carga oposta, decidimos obter o corte de identificação através do processo de otimização. Portanto, além das variáveis de vértice, otimizaremos também o corte na probabilidade de Čerenkov para o traço de carga oposta.

Como já discutimos anteriormente para o estudo de decaimentos raros deve-se utilizar o sinal da amostra de Monte Carlo para otimizar os cortes, onde procura-se o conjunto de cortes que maximize a razão $\frac{S_{MC}}{\sqrt{(\frac{S_{MC}}{c}+B)}}$. Porém, devido à pouca quantidade de eventos no espectro de massa $K^-K^+K^+$ , o erro associado a flutuações do número de eventos do fundo é muito grande o que impossibilita efetuar o estudo de otimização usando essa região do fundo. A alternativa que adotamos foi utilizar uma região mais ampla do fundo e empregar um método de otimização aproximado, amplamente usado em várias análises

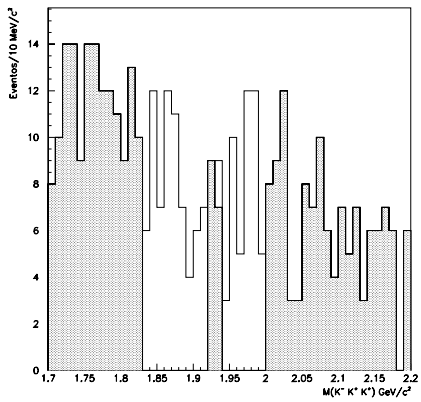


Figura 5.6: A região hachurada correponde ao eventos do fundo.

realizadas em outras experiências [27, 31, 35], onde os cortes foram otimizados através da maximização da razão $\frac{S_{MC}}{\sqrt{B}}$. Nessas análises a extensão da região do fundo era a mesma da região do sinal, porém desde que a forma da distribuição do fundo não seja muito alterada para diferentes conjuntos de cortes nas variáveis em estudo, esse método continua sendo válido quando adota-se uma região mais ampliada do *background*. Neste caso o fato de utilizarmos uma região ampliada para o fundo implica que o valor da fração $\frac{S}{\sqrt{B}}$ vai mudar, mas a posição do valor máximo deve permanecer a mesma. Ao incluir mais fundo no mesmo espectro, estaremos apenas incluindo um fator multiplicativo na função $\frac{S}{\sqrt{B}}$, o que no final não altera a forma da mesma. A região do fundo que utilizamos é composta por todos os eventos do espectro de massa KKK com exceção dos eventos situados dentro da região de massa do $D^+ \rightarrow K^-K^+K^+$ e do $D_s^+ \rightarrow K^-K^+K^+$ (ver figura 5.6). Este método, apesar de não fornecer o conjunto de cortes de maior significância estatística, tem o mérito de garantir a isenção na escolha dos cortes de análise, o que é fundamental para se evitar o favorecimento de possíveis flutuações estatísticas na região de massa do $D^+$ .

O processo de otimização dos cortes foi feito, com exceção dos cortes DIP, PTBAL e de identifição para os traços de mesmo sinal, a partir do conjunto de cortes da *sub-strip* de $D^+ \rightarrow K^-K^+K^+$ (ver seção 4.3.4). Otimizamos as variáveis SDZ, SIGMA, RATIO e $CPRB2(4)_1$ (traço de carga oposta). Para os traços de mesma carga utilizou-se um conjunto de cortes de identificação bem restritivo ($CPRB2(4)_{2,3} > 0,7$), de forma a reduzir a contaminação de píons (ver seção 5.1.3).

Os cortes iniciais utilizados no processo de otimização estão mostrados na tabela 5.1.

| | Cortes |
|---|---|
| Vértice | $SDZ$ >8<br>$SIGMA > 0$<br>$PTBAL(GeV)$ <0,25<br>DIP($\mu m$) <40<br>$RATIO < 0,01$ |
| Traços | XIS < 5 |
| Identificação | $CPRB2(4)_1$ >0,15<br>$CPRB2(4)_2$ > 0,7<br>$CPRB2(4)_3$ > 0,7 |

Tabela 5.1: Conjunto de cortes iniciais utilizados no processo de otimização.

O processo de otimização foi feito através das seguintes etapas: partindo do conjunto de cortes iniciais apresentados na tabela 5.1, otimizou-se o valor do corte para a variável SDZ. A seguir modificamos o conjunto de cortes iniciais, através da substituição do valor inicial de SDZ pelo seu valor ótimo. Partindo desse novo conjunto de cortes, otimizamos a váriavel de SIGMA. Analogamente ao que foi feito para a variável de SDZ, fixamos o valor do corte da variável SIGMA no seu valor ótimo e modificamos novamente o conjunto inicial de cortes. Procedemos da mesma maneira para as variáveis RATIO e $CBPRB2(4)_1$. Uma vez terminada a otimização para todas as variáveis (primeira

iteração), passamos para a segunda parte do processo. A partir do conjunto de cortes ótimos obtidos na primeira iteração, suprimimos o corte de SDZ (utilizando somente o corte da *n-upla* $SDZ > 8$) e realizamos uma nova otimização para este corte. Fixamos, então, o valor de SDZ no novo valor ótimo e fazemos o mesmo procedimento para os outros cortes. O processo é repetido até que não haja mais alteração no conjunto de cortes ótimos. No nosso estudo, foram necessários somente duas iterações para se obter o conjunto de cortes ótimos. A distribuições de $\frac{S_{MC}}{\sqrt{B}}$ (última iteração) para as variáveis RATIO, SDZ, SIGMA e $CPRB2(4)_1$ é mostrada na figura 5.7. As figuras 5.7(a) e 5.7(b) mostram que os cortes ótimos nas variáveis SDZ e SIGMA são respectivamente, $SDZ > 15$ e $SIGMA > 2,5$.

A figura 5.7(c) mostra que a razão $\frac{S_{MC}}{\sqrt{B}}$ tem uma fraca dependência com o corte na variável RATIO, o que nos levou a não utilizar nenhum corte nesta variável, além daquela usada na *N-upla* (ver seção 4.3.5).

Pela figura 5.7(d) observamos que o corte na probabilidade Čerenkov que fornece a maior significância estatística é $CPRB2(4)_1 > 0,4$. Portanto, o conjunto de cortes nas probabilidades de Čerenkov para os três traços são:

- $CPRB(4)_1 > 0,4$ (traço de carga oposta)
- $CPRB(4)_2 > 0,7$
- $CPRB(4)_3 > 0,7$

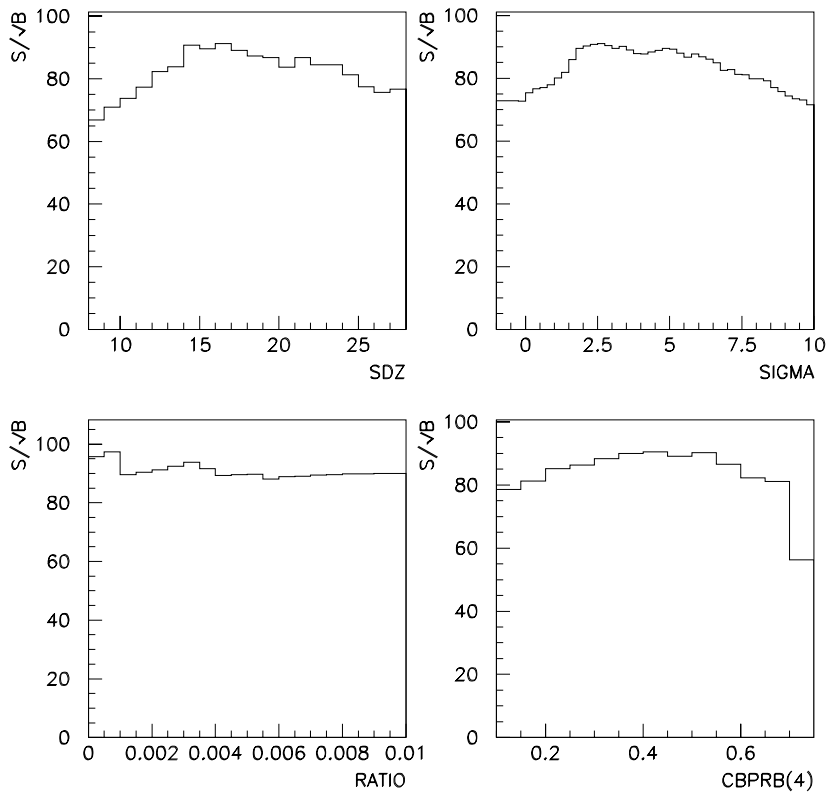


Figura 5.7: Distribuição de S/$\sqrt{B}$ (última iteração para as variáveis SDZ, SIGMA, RATIO e CPRB2(4) (traço de carga oposta).

Mostramos o conjunto de cortes finais de análise na tabela 5.2.

Os cortes nas variáveis ZSEC e ZPRI previnem a ocorrência de vértices secundários na região do último cintilador do sistema de *trigger* e vértices primários após a região do alvo, respectivamente. O corte XIS <5 tem o objetivo de garantir uma boa qualidade para os traços.

| | Cortes |
|---|---|
| Vértice | $SDZ$ >15<br>$SIGMA$ > 2,5<br>$RATIO$ < 0,01<br>$PTBAL(GeV)$ <0,25<br>DIP($\mu m$) <40<br>ZSEC(cm) < -0,4<br>ZPRI(cm) < -1,0 |
| Traços | XIS < 5 |
| Identificação | $CPRB2(4)_1 > 0,40$<br>$CPRB2(4)_2 > 0,7$<br>$CPRB2(4)_3 > 0,7$ |

Tabela 5.2: Conjunto de cortes finais.

## 5.4 Reflexões

Como já dissemos anteriormente, além da combinação aleatória de três traços, o fundo no espectro de massa $K^-K^+K^+$ tem contribuições de outros canais charmosos. Estes canais estão presentes quando num decaimento de quatro corpos um dos traços não é reconstruído ou quando num decaimento de três corpos um, ou mais traços são incorretamente identificados. O canal de decaimento mal identificado tem um valor de massa invariante diferente da partícula da qual provém e muitas vezes pode provocar o aparecimento de picos em certas regiões do espectro de massa.

As potenciais fontes de contaminação no espectro do $K^-K^+K^+$ são decorrentes de decaimentos hadrônicos do $D^+$ e $D_s^+$, a saber:

- $D^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+$ ;
- $D^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+\pi^0$ ;
- $D_s^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+$ ;

- $D_s^+ \to K^-K^+\pi^+\pi^0$ .

Para se determinar as contribuições dessas reflexões no espectro final $K^-K^+K^+$, temos que saber quantos destes eventos sobrevivem ao nosso conjunto de cortes e aonde se encontram. Como estamos trabalhando com um conjunto de cortes bem restritivos na probabilidade de Čerenkov, estes canais não se apresentam com estatística suficiente para poderem ter suas contribuições obtidas diretamente dos dados. Foi necessário, portanto, usar as amostras de Monte Carlo para os decaimentos que as originaram para estudar a forma e números de eventos desses decaimentos presentes espectro de massa $K^-K^+K^+$. Porém, a simulação de Monte Carlo para a identificação errônea de píons como káons está em desacordo com os dados reais. A fim de ilustrar esta discrepância, mostramos na figura 5.8, a comparação entre os dados reais e o Monte Carlo para a distribuição da probabilidade de um píon ser identificado errôneamente como káon (faixa de momento 6-p$\pi$-20). Em particular, para o corte de identificação $CPRB2(4) > 0,7$, observamos que Monte Carlo fornece um resultado cerca de três vezes superior ao resultados obtido dos dados. Como já foi dito anteriormente existe também uma discordância na eficiência para a identificação correta do káon. Diferentemente do caso da otimização, aqui estamos interessados na eficiência global e neste caso não podemos utilizar o Monte Carlo. Na figura 5.9 mostramos as eficiências de identificação do Monte Carlo e dos dados. Devido a dificuldades encontradas para sanar o problema na própria simulação dos detetores de Čerenkov no Monte Carlo, optamos por calcular as eficiências dos cortes de identificação a partir dos dados reais. Na seção 5.1.1 mostramos que a identificação de káons de um traço não era alterado pelo fato dos outros traços já terem sido anteriormente identificados

e portanto podemos estimar a eficiência de identificação total através do produto das eficiências individuais.

Os números de eventos das reflexões provenientes de decaimentos hadrônicos do $D^+$ são determinados utilizando as amostras de Monte Carlo destas reflexões, a amostra de dados reais do $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ e a amostra de Monte Carlo do $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ , para a normalização. Para se determinar os números de eventos das reflexões provenientes de decaimentos hadrônicos do $D_s^+$ é necessário utilizar as amostras de Monte Carlo destas reflexões, a amostra de dados reais do $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$ $(\phi \rightarrow K^-K^+)$ e amostra de Monte Carlo do $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$ $(\phi \rightarrow K^-K^+)$ . Para saber onde um determinado decaimento se reflete no espectro final $K^-K^+K^+$ , basta verificar a distribuição dos eventos de Monte Carlo deste decaimento no espectro $K^-K^+K^+$ .

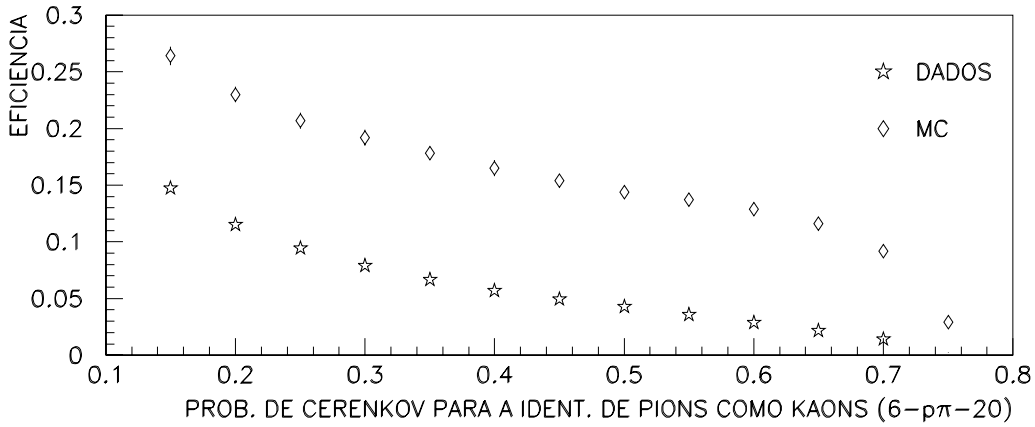


Figura 5.8: Comparação entre os dados reais e o Monte Carlo para a distribuição da probabilidade de um píon ser identificado erroneamente como káon (faixa de momento 6-p$\pi$-20). Estes resultados foram obtidos a partir da amostra de $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ .

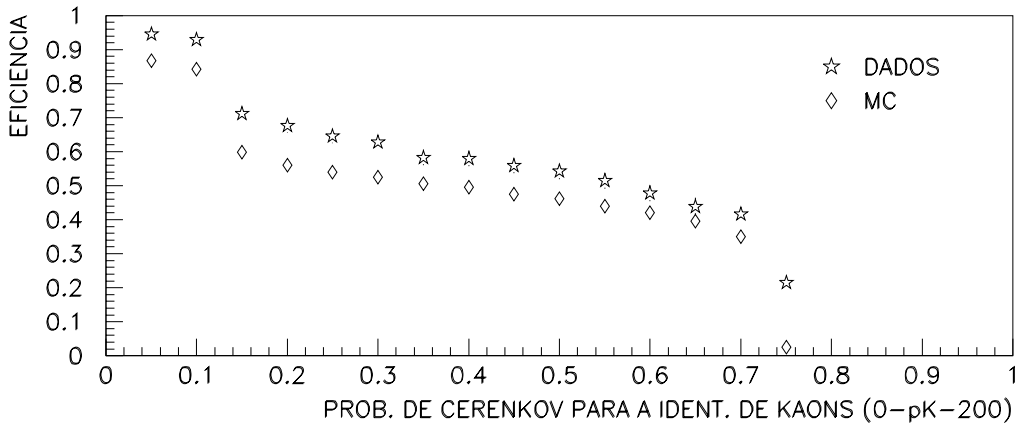


Figura 5.9: Comparação entre os dados reais e o Monte Carlo para a distribuição da eficiência de identificação para káons em toda a região de momento (0-pK-200). Estes resultdos foram obtidos a partir da amostra de $D^+ \to K^-K^+\pi^+$ .

Nas próximas sub-seções determinaremos os números de eventos das reflexões que estão presentes no espectro final $K^-K^+K^+$ e suas respectivas localizações neste espectro.

### 5.4.1 $D^+ \to K^-K^+\pi^+$

As amostras de Monte Carlo usadas para estudar estes canais continham 200.000 eventos do canal $D^+ \to K^-K^+\pi^+$ não-ressonante, 200.000 eventos do $D^+ \to \phi\pi^+$ ($\phi \to K^-K^+$) e 200.000 eventos do $D^+ \to K^*K^+$ ($K^* \to K^+\pi^-$) . Juntamos essas três amostras em uma única $N_upla$, de maneira a termos uma composição similar à da amostra de dados reais do $D^+ \to K^-K^+\pi^+$ .

A figura 5.10 mostra a distribuição dos eventos de Monte Carlo do canal $D^+ \to K^-K^+\pi^+$ no espectro $KKK$, após aplicados os cortes finais na qualidade de vértices e traços e de identificação (ver tabela 5.2). Esta reflexão é bem representada pela seguinte

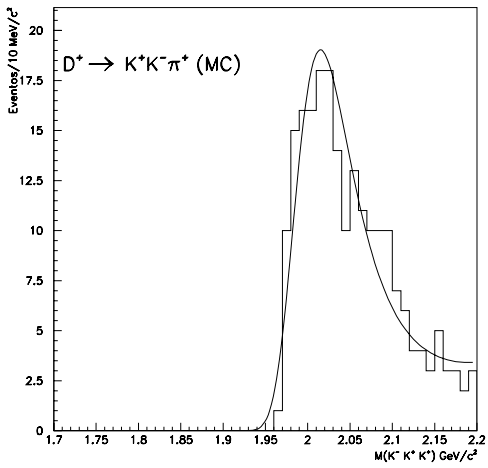


Figura 5.10: Reflexão do canal $D^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+$ no espectro $KKK$.

gaussiana modificada:

$$F = Nk \exp\left(\frac{-\beta^2 \times (x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right), \tag{5.3}$$

onde

$$\beta = \exp\left(-\lambda \times (x-\mu)\right).$$

Os quatros parâmetros livres de ajuste N, $\mu$, $\sigma$ e $\lambda$, representam respectivamente o número de eventos do histograma, o valor da massa em que a função tem o valor máximo, a largura da gaussiana modificada e o fator responsável pela forma assimétrica da função de ajuste. A constante $k$ é responsável pela normalização da função de ajuste. O resultado deste ajuste está mostrado na tabela 5.3.

Utilizando o canal de normalização $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ podemos calcular o número total de $D^+$ mesons produzidos ($N_{total\ de\ D^+\ prod.}$) e com este valor estimar o número de eventos do $D^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+$ presente no espectro $K^-K^+K^+$ final através da seguinte relação:

$$N_{D^+\rightarrow K^-K^+\pi^+} = N_{total\ de\ D^+\ prod.} \times B(D^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+) \times efic_{D^+\rightarrow K^-K^+\pi^+} \tag{5.4}$$

| Parâmetros | $D^+ \to K^-K^+\pi^+$ |
|---|---|
| N | $225 \pm 16$ |
| $\mu\ (GeV)$ | $2,032 \pm 0,007$ |
| $\sigma\ (MeV)$ | $44 \pm 5$ |
| $\lambda\ (MeV^{-1})$ | $3,9 \pm 1,0$ |
| $k$ | $6,08 \times 10^{-2}$ |

Tabela 5.3: Resultado do ajuste à reflexão $D^+ \to K^-K^+\pi^+$ no espectro de massa $KKK$.

onde $N_{total\ de\ D^+\ prod.}$, $B(D^+ \to K^-K^+\pi^+\ )$ e $efic_{D^+\to K^-K^+\pi^+}$ representam o número total de $D^+$ produzidos, a razão de ramificação do $D^+ \to K^-K^+\pi^+$ e a eficiência dos cortes finais de análise, respectivamente.

O erro no valor estimado do número de eventos do $D^+ \to K^-K^+\pi^+$ presente no espectro final do $K^-K^+K^+$ é dado por:

$$\begin{aligned}
[\sigma\,(N_{D\to KK\pi})]^2 &= \left[\sigma\,(N_{total\ de\ D^+\ prod.}) \times B(D^+ \to K^-K^+\pi^+\ ) \times efic_{D\to KK\pi}\right]^2 \\
&+ \left[N_{total\ de\ D^+\ prod.} \times \sigma\left(B(D^+ \to K^-K^+\pi^+\ )\right) \times efic_{D\to KK\pi}\right]^2 \\
&+ \left[N_{total\ de\ D^+\ prod.} \times B(D^+ \to K^-K^+\pi^+\ ) \times \sigma\,(efic_{D\to KK\pi})\right]^2 .
\end{aligned} \tag{5.5}$$

A razão de ramificação do canal $D^+ \to K^-K^+\pi^+$ é dada por [5]:

$$B(D^+ \to K^-K^+\pi^+\ ) = (8,9 \pm 0,8) \times 10^{-3}. \tag{5.6}$$

O número total de $D^+$ produzidos é obtido pela seguinte relação:

$$N_{total\ de\ D^+\ prod.} = N_{D^+\to K^-\pi^+\pi^+}\ \times (B(D^+ \to K^-\pi^+\pi^+\ ) \times efic_{D^+\to K^-\pi^+\pi^+}\ )^{-1}, \tag{5.7}$$

onde $N_{D^+\to K^-\pi^+\pi^+}$ , $B(D^+ \to K^-\pi^+\pi^+\ )$ e $efic_{D^+\to K^-\pi^+\pi^+}$ representam o número de eventos de $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ da amostra real, a razão de ramificação do $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$

e a eficiência deste canal (os cortes usados para este estudo estão definidos no próximo parágrafo).

A amostra de Monte Carlo de $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ usada continha 153.000 eventos. A amostra total dos dados reais foi obtida com os seguintes cortes: $SDZ > 20$ , $DIP < 40\mu m$, $RATIO < 0,001$, $PTBAL < 0,25\ GeV$, $ZSEC < -0,4cm$, $SIGMA > 5$, $\sigma Z < 450\mu m$, $XIS < 5$ para cada traço e $CPRB2(4) > 0,15$ para o traço candidato a káon. Este modo de decaimento tem uma razão de ramificação [5]

$$B(D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\ ) = (9,1 \pm 0,6)\% \tag{5.8}$$

e o número de eventos deste canal foi:

$$N_{D^+\rightarrow K^-\pi^+\pi^+} = (2,29 \pm 0,02) \times 10^3. \tag{5.9}$$

Como o Monte Carlo não está descrevendo corretamente a eficiência de identificação de partículas, decidimos calcular a eficiência total através da seguinte maneira:

$$efic_{D^+\rightarrow K^-\pi^+\pi^+} = efic_{vertice} \times efic_{identif.}, \tag{5.10}$$

onde utilizamos os dados reais para obter a eficiência de identificação de partículas($efic_{identif.}$) e o Monte Carlo para calcular a eficiência das variáveis de vértice e qualidade dos traços. A eficiência de identificação foi calculada diretamente dos dados através da equações 5.1 e 5.2 (seção 5.1.1). A eficiência dos cortes na qualidade dos vértices e traços é obtida pela

razão do número de eventos do sinal da amostra de Monte Carlo pelo número total de eventos gerados. Os valores obtidos para estas eficiências foram $efic_{vertice} = (2,82 \pm 0,04)\%$ e $efic_{identif.} = (62,5 \pm 0,5)\%$. Portanto, a eficiência total do $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ é

$$efic_{D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+} = (1,76 \pm 0,03)\%. \tag{5.11}$$

Finalmente utilizando as relações 5.8, 5.9, 5.11 em 5.7 obtemos:

$$N_{D^+\ total\ prod.} = (1,43 \pm 0,04) \times 10^7. \tag{5.12}$$

A eficiência dos cortes finais de análise do $D^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+$ foi obtida através da seguinte relação:

$$efic_{D^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+} = efic_{D^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+}\ (MC) \times efic_{identif.}, \tag{5.13}$$

onde utilizamos os dados reais para obter a eficiência de identificação e o Monte Carlo para calcular a eficiência dos cortes de vértice e qualidade de traços [3]. Devido a baixa estatística calculamos a eficiência de identificação total através do produto das eficiências de identificação individuais ($efic_{identif.} = efic_{ident.\ K1} \times efic_{ident.\ K2} \times efic_{ident.\ \pi/K}$). As eficiências de identificação para káons ($efic_{ident.\ K}$) e a probabilidade de píons serem identificados errôneamantes como káons ($efic_{ident.\ \pi/K}$), para diferentes faixas de momento,

[3] Apesar dos cortes nas variáveis DIP e PTBAL não serem bem representados pelo Monte Carlo, esperamos que os erros sistemáticos associados aos cortes nestas variáveis sejam canceladas, pois eles afetam da mesma maneira as eficiências das amostras de Monte Carlo do $D^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+$ e $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ , cujos valores aparecem, respectivamente, no numerador e no denominador da relação 5.4.

foram obtidos através da referência [50]. A eficiência de identificação individual para toda a faixa de momento é calculada fazendo-se uma média ponderada das eficiências de identificação obtidas para diferentes regiões de momento. Os valores obtidos para estas eficiências foram $efic_{vetice} = (2,41 \pm 0,02)\%$ e $efic_{identif.} = 0,34\%$. O erro associado à eficiência dos cortes de identificação será estudado no próximo capítulo como parte do nosso erro sistemático. Neste capítulo consideramos apenas o erro associado ao valor da eficiência dos cortes na qualidade de vértices e traços. Logo, a eficiência total é

$$efic_{D^+ \to K^- \pi^+ \pi^+} = 0,0082 \pm 0,0001\%. \tag{5.14}$$

Finalmente, utilizando as relações 5.6, 5.12, 5.14 em 5.4 obtemos que o número esperado de eventos do canal $D^+ \to K^- K^+ \pi^+$ no espectro de massa $K^- K^+ K^+$ final em toda região de massa é dada por:

$$N(D^+ \to K^- K^+ \pi^+ ) = 10 \pm 1,4. \tag{5.15}$$

No intervalo de massa do espectro $K^- K^+ K^+$ usado em nossa análise ($1,7 < M_{kkk} < 2,05 GeV/c^2$), verificamos que o valor estimado para o número de eventos do canal $D^+ \to K^- K^+ \pi^+$ sofre uma redução de 50% passando a ser:

$$N(D^+ \to K^- K^+ \pi^+ ) = 5 \pm 0,7. \tag{5.16}$$

Na figura 5.11 mostramos o espectro de massa $K^- K^+ \pi^+$ dos eventos da amostra real de dados selecionados pelos cortes finais de análise (ver tabela 5.2). Neste espectro observa-

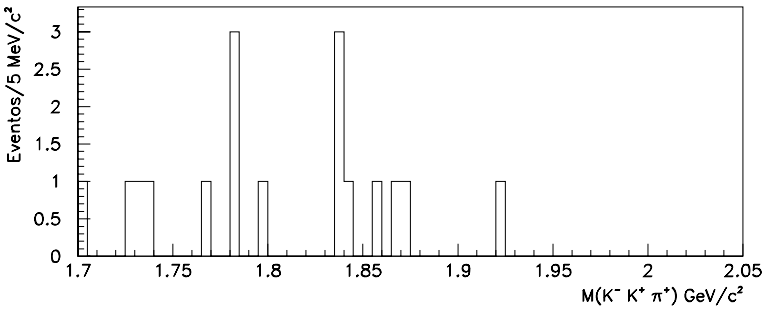


Figura 5.11: Espectro de massa $KK\pi$ dos eventos selecionados pelos cortes da tabela

mos a presença de 4 eventos situados na região de massa do $D^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+$ . Este resultado mostra que a nossa estimativa para o número de eventos do canal $D^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+$ no espectro $K^-K^+K^+$ final (ver relação 5.16) está consistente.

### 5.4.2 $D_s^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+$

A figura 5.12 mostra o espectro de massa $KKK$ da mostra de Monte Carlo do canal $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$ ($\phi \rightarrow K^-K^+$) (80,000 eventos gerados) que passou pelos cortes finais de vértice (ver tabela 5.2). Não utilizamos o corte na identificação de partículas para assegurar uma boa estatística de eventos. Verificamos que esta reflexão está concentrada na região de massa acima de $2,03GeV/c^2$. Como o nosso espectro de massa $K^-K^+K^+$ termina em $2,05GeV/c^2$, isto implica que apenas 3% dos eventos do canal $D_s^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+$ estão presentes. A razão da escolha deste limite no espectro de massa deve-se ao fato de que estamos interessados em estudar o modo de decaimento $D_s^+ \rightarrow K^-K^+K^+$ que está numa região que se superpõe a região da reflexão $D^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+$ , e para obtermos uma descrição melhor desta superposição é preferível trabalhar com uma região do espectro de massa mais ampla. O corte de massa no especro $KKK$ acima de $2,05GeV/c^2$ praticamente

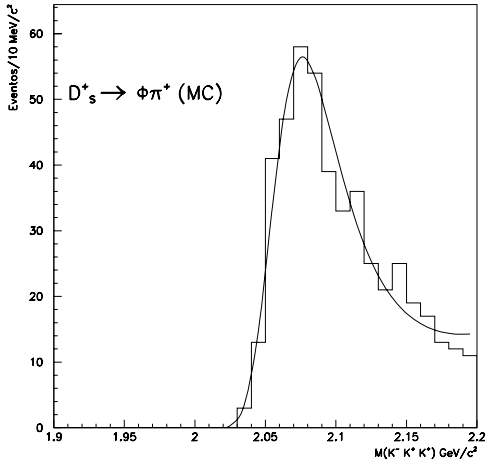


Figura 5.12: Reflexão do canal $D_s^+ \to \phi\pi^+$ ($\phi \to K^-K^+$) no espectro $KKK$.

elimina a contribuição do canal $D_s^+ \to K^-K^+\pi^+$ e permite estudar com maior clareza o efeito da seuperposição da reflexão $D^+ \to K^-K^+\pi^+$ com a região de massa do $D_s^+ \to K^-K^+K^+$ .

### 5.4.3 $D^+ \to K^-K^+\pi^+\pi^0$

Alguns dos eventos do $D^+ \to K^-K^+\pi^+\pi^0$ podem dar origem a vértices de três traços que satisfazem os cortes de análise do $KKK$. Foram gerados 200.000 eventos de Monte Carlo do $D^+ \to K^-K^+\pi^+\pi^0$ não ressonante e 200.000 eventos do $D^+ \to \phi\pi^+\pi^0$ ($\phi \to K^-K^+$) . Juntamos estes dois arquivos em uma única *N_upla* para reproduzir a composição esperada dos dados reais. As razões de ramificação dos canais que contribuem para o canal $D^+ \to K^-K^+\pi^+\pi^0$ [5] são:

$$B(D^+ \to \phi\pi^+\pi^0\ (\phi \to K^-K^+)\ ) = (1,1 \pm 0,5)\%, \tag{5.17}$$

$$B(D^+ \to K^-K^+\pi^+\pi^0\ )(nao\ vindo\ do\ \phi) = (1,5^{+0,7}_{-0,6})\%. \tag{5.18}$$

Estes resultados possuem uma significância estatística um pouco superior a 2 desvios-

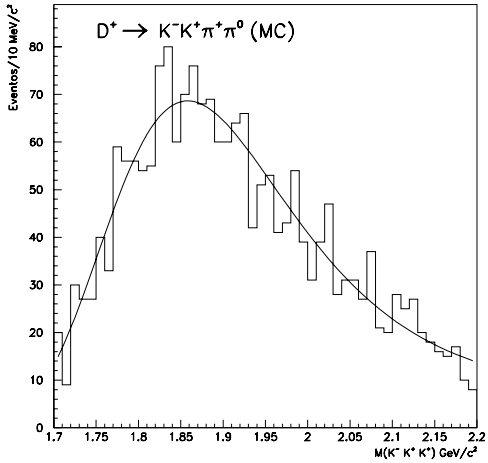


Figura 5.13: Reflexão do canal $D^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+\pi^0$ no espectro $KKK$.

| Parâmetros | $D^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+\pi^0$ |
|---|---|
| N | $2.033 \pm 45$ |
| $\mu$ $(GeV)$ | $1,82 \pm 0,02$ |
| $\sigma$ $(MeV)$ | $111 \pm 5$ |
| $\lambda$ $(MeV^{-1})$ | $1,57 \pm 0,18$ |
| $k$ | $0,25$ |

Tabela 5.4: Resultado do ajuste à reflexão $D^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+\pi^0$ no espectro de massa $KKK$.

padrão e , portanto, possuem uma alta incerteza. Isto deve se refletir no erro de nossa estimativa a respeito do número de eventos deste canal no espectro do $KKK$. A figura 5.13 mostra distribuição dos eventos de Monte Carlo do canal $D^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+\pi^0$ no espectro $KKK$, após serem aplicados os cortes finais de vértice e qualidade de traços. Não utilizamos o corte na identificação de partículas para assegurar uma boa estatística de eventos. Esta reflexão também é representada pela função definida pela equação 5.3. O resultado deste ajuste está mostrada na tabela 5.4.

O número de eventos do $D^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+\pi^0$ presente no espectro $K^-K^+K^+$ final é

obtido através da seguinte relação:

$$N_{D^+\to K^-K^+\pi^+\pi^0} = N_{total\ de\ D^+\ prod.} \times B(D^+ \to K^-K^+\pi^+\pi^0\ ) \times efic_{D^+\to K^-K^+\pi^+\pi^0}\ . \tag{5.19}$$

O erro desta estimativa é calculado de maneira análoga à equação 5.5. A eficiência dos cortes na qualidade de vértices e traços é dada simplesmente como a razão do número de eventos que sobreviveram aos cortes de análise dividido pelo número total de eventos gerados. Para garantir que os eventos remanescentes fossem realmente do canal $D^+ \to K^-K^+\pi^+\pi^0$ exigimos que o vértice reconstruído estivesse em concordância com a posição de decaimento fornecido pelo Monte Carlo antes da correção da aceptância do espectrômetro (informação da Tabela Verdade). A eficiência total do canal $D^+ \to K^-K^+\pi^+\pi^0$ é dada por:

$$efic_{D^+\to K^-K^+\pi^+\pi^0} = \frac{N_{eventos\ apos\ os\ cortes}}{N_{eventos\ gerados}}. \tag{5.20}$$

O erro da eficiência dos cortes na qualidade dos vértices e traços $D^+ \to K^-K^+\pi^+\pi^0$ é dado por:

$$[\sigma\,(efic_{D^+\to K^-K^+\pi^+\pi^0}\ )]^2 = \left[\frac{\sigma\,(N_{eventos\ apos\ os\ cortes})}{N_{eventos\ gerados}}\right]^2, \tag{5.21}$$

onde

$$\sigma\,(N_{eventos\ apos\ os\ cortes}) = \sqrt{(N_{eventos\ apos\ os\ cortes})}.$$

A razão de ramificação total B($D^+ \to K^-K^+\pi^+\pi^0$ ) é dada por:

$$\begin{aligned} B(D^+ \to K^-K^+\pi^+\pi^0\ ) &= B(D^+ \to \phi\pi^+\pi^0\ (\phi \to K^-K^+)\ ) \\ &\quad + B(D^+ \to K^-K^+\pi^+\pi^0\ )(\ nao\ vindo\ do\ \phi.). \end{aligned} \tag{5.22}$$

O erro associado à medida da razão de ramificação total B($D^+ \to K^-K^+\pi^+\pi^0$ ) é obtido combinando-se em quadratura os erros das medidas 5.17 e 5.18.

Após aplicarmos os cortes de vértice e qualidade de traços, a amostra de Monte Carlo do $D^+ \to K^-K^+\pi^+\pi^0$ se reduziu a 1.956 eventos ($1.7 < M_{KKK} < 2,05 GeV/c^2$), o que corresponde à eficiência $efic_{vertice} = (0,49 \pm 0,01)\%$. Tomando a mesma eficiência de identificação do canal $D^+ \to K^-K^+\pi^+$ (ver sub-seção 5.4.1) obtemos que eficiência total do canal $D^+ \to K^-K^+\pi^+\pi^0$ é dada por:

$$efic_{D^+\to K^-K^+\pi^+\pi^0} = (0,1666 \pm 0,0034) \times 10^{-2}\%. \tag{5.23}$$

Finalmente utilizando as relações 5.12, 5.22, 5.23 em 5.19 obtemos que o número de eventos do canal $D^+ \to K^-K^+\pi^+\pi^0$ no espectro $K^-K^+K^+$ é dado por:

$$N(D^+ \to K^-K^+\pi^+\pi^0\ ) = 6,2 \pm 2,1. \tag{5.24}$$

### 5.4.4 $D_s^+ \to K^-K^+\pi^+\pi^0$

A figura 5.14 mostra o espectro de massa $KKK$ da mostra de Monte Carlo do canal $D_s^+ \to \phi\pi^+\pi^0$ ($\phi \to K^-K^+$) (84,000 eventos gerados) que passou pelos cortes finais de vértice e qualidade de traços. Não utilizamos o corte na identificação de partículas para assegurar uma boa estatística de eventos. Esta reflexão também é representada pela função definida pela equação 5.3. O resultado deste ajuste está mostrada na tabela 5.5.

O número de eventos do $D_s^+ \to \phi\pi^+\pi^0$ ($\phi \to K^-K^+$) que estão presentes no espectro $K^-K^+K^+$ final é obtido através da seguinte relação:

$$N_{D_s^+\to\phi\pi^+\pi^0} = N_{total\ de\ D_s^+\ prod.} \times B(D_s \to \phi\pi\pi^0)$$
$$\times B(\phi \to K^+K^-) \times efic_{D_s\to\phi\pi\pi^0(\phi\to K^-K^+)}, \quad (5.25)$$

onde $N_{total\ de\ D_s^+\ prod.}$, $B(D_s \to \phi\pi\pi^0)$, $B(\phi \to K^+K^-)$ e $efic_{D_s\to\phi\pi\pi^0}$ representam o número total de $D_s^+$ produzidos, a razão de ramificação do canal $D_s^+ \to \phi\pi^+\pi^0$ , a razão de ramificação do $\phi \to K^-K^+$ e a eficiência dos cortes finais de análise, respectivamente.

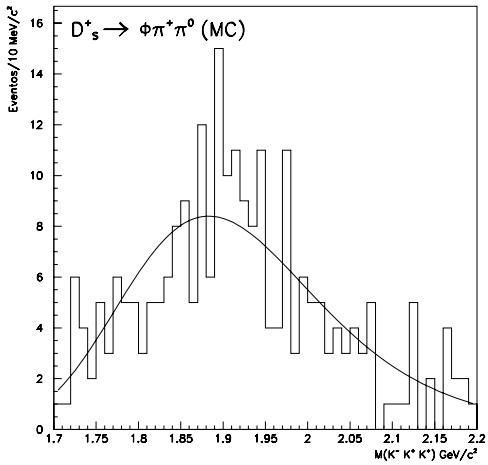


Figura 5.14: Reflexão do canal $D_s^+ \to \phi\pi^+\pi^0$ ($\phi \to K^-K^+$) no espectro $KKK$.

| Parâmetros | $D_s^+ \to \phi\pi^+\pi^0$ ($\phi \to K^-K^+$) |
|---|---|
| N | 178±13 |
| $\mu$ $(GeV)$ | $1,88 \pm 0,01$ |
| $\sigma$ $(MeV)$ | $114 \pm 11$ |
| $\lambda$ $(MeV^{-1}0$ | $0,92 \pm 0,47$ |
| $k$ | $0,247$ |

Tabela 5.5: Resultado do ajuste à reflexão $D_s^+ \to \phi\pi^+\pi^0$ ($\phi \to K^-K^+$) no espectro de massa $KKK$.

Os valores das razões de ramificação dos canais $D_s^+ \to \phi\pi^+\pi^0$ e $\phi \to K^-K^+$ são dados

respectivamente por:

$$B(D_s^+ \to \phi\pi^+\pi^0\ ) = (9,0 \pm 5)\%, \tag{5.26}$$

$$B(\phi \to K^-K^+) = (49,1 \pm 0,6)\%. \tag{5.27}$$

O número total $D_s^+$ produzidos é calculado através da seguinte relação:

$$\begin{aligned} N_{total\ de\ D_s^+\ prod.} &= N_{D_s^+\to\phi\pi^+(\phi\to K^-K^+)} \times B(D_s^+ \to \phi\pi^+\ ) \\ &\times B(\phi \to K^-K^+) \times efic_{D_s^+\to\phi\pi^+(\phi\to K^-K^+)}\ , \end{aligned} \tag{5.28}$$

onde $N_{D_s^+\to\phi\pi^+(\phi\to K^-K^+)}$ , $B(D_s^+ \to \phi\pi^+\ )$ e $efic_{D_s^+\to\phi\pi^+(\phi\to K^-K^+)}$ representam o número de eventos de $D_s^+ \to \phi\pi^+$ $(\phi \to K^-K^+)$ da amostra de dados real, a razão de ramificação do canal $D_s^+ \to \phi\pi^+$ e a eficiência dos cortes finais de análise, respectivamente.

A amostra total dos dados reais foi obtida com os seguintes cortes: $SDZ > 12$, $DIP < 40\mu m$, $RATIO < 0,001$, $PTBAL < 0,25\,GeV$, $ZSEC < -0,4cm$, $SIGMA > 2$, $XIS < 5$ para cada traço, $CPRB2(4) > 0,15$ para um dos traços candidato a káon e $CPRB2(3) > 0,80$ para o traço candidato a píon.

A razão de ramificação do $D_s^+ \to \phi\pi^+$ é

$$B(D_s^+ \to \phi\pi^+\ ) = (3,6 \pm 0,9)\% \tag{5.29}$$

e o número de eventos e eficiências do canal $D_s^+ \to \phi\pi^+$ $(\phi \to K^-K^+)$ foram:

$$N_{D_s^+\to\phi\pi^+(\phi\to K^-K^+)} = 816 \pm 30 \qquad efic_{D_s^+\to\phi\pi^+(\phi\to K^-K^+)} = (0,623 \pm 0,029)\%. \tag{5.30}$$

Usando as relaçãoes 5.27, 5.29, 5.30 em 5.28 obtemos que o número total de $D_s^+$ produzidos é

$$N_{total\ de\ D_s^+\ prod.} = (0,78 \pm 0,21) \times 10^7. \tag{5.31}$$

Após aplicarmos os cortes de vértice e qualidade de traços, a amostra de Monte Carlo do $D_s^+ \to \phi\pi^+\pi^0$ ($\phi \to K^-K^+$) se reduziu a 235 eventos ($1.7 < M_{KKK} < 2,05 GeV/c^2$), o que corresponde a uma eficiência $efic_{vertice} = (0,28 \pm 0,02)\%$. Tomando a mesma eficiência do canal $D^+ \to K^-K^+\pi^+$ (ver sub-seção 5.4.1) obtemos que a eficiência total do canal $D_s^+ \to \phi\pi^+\pi^0$ ($\phi \to K^-K^+$) é dada por:

$$efic_{D_s \to \phi\pi\pi^0(\phi \to K^-K^+)} = (0,952 \pm 0,068) \times 10^{-3}\%. \tag{5.32}$$

Substituindo as relações 5.26, 5.27, 5.31 em 5.25, obtemos que o número de eventos do canal $D_s^+ \to \phi\pi^+\pi^0$ ($\phi \to K^-K^+$) no espectro do $KKK$ é dado por:

$$N(D_s^+ \to \phi\pi^+\pi^0\ (\phi \to K^-K^+)\ ) = 3,3 \pm 2,0. \tag{5.33}$$

Concluíndo esta seção, mostramos na tabela 5.6 o número esperado de eventos das reflexões presentes no espectro de massa $K^-K^+K^+$ final.

| Reflexões | Número de eventos estimados no espectro $K^-K^+K^+$ |
|---|---|
| $D^+ \to K^-K^+\pi^+$ | $5 \pm 0,7$ |
| $D^+ \to K^-K^+\pi^+\pi^0$ | $6,2 \pm 2,1$ |
| $D_s^+ \to \phi\pi^+\pi^0$ ($\phi \to K^-K^+$) | $3,3 \pm 2,0$ |

Tabela 5.6: Número esperado de eventos das reflexões presentes no espectro de massa $K^-K^+K^+$ final.

No próximo capítulo iremos investigar a dependência de nossos resultados finais com relação à incerteza da composição de nosso fundo charmoso.

# Capítulo 6

# Resultados

Neste capítulo apresentamos o resultado de nossa análise que consiste na medida da razão de ramificação do canal $D^+ \rightarrow K^-K^+K^+$ , na qual foi baseado todo o nosso estudo de cortes. Também apresentamos o resultado obtido com estes cortes para o canal $D_s^+ \rightarrow K^-K^+K^+$.

Primeiramente, fazemos um ajuste de dados no espectro de massa $K^-K^+K^+$ final a fim de obtermos os números de eventos nas regiões de massa do $D^+$ e do $D_s^+$, onde levamos em conta os eventos esperados para as reflexões. A seguir mostramos a consistência da função de ajuste através da simulação Monte Carlo. Fazemos então, a medida da razão de ramificação do canal $D^+ \rightarrow K^-K^+K^+$ . Analisamos a estabilidade deste resultado para diferentes conjuntos de cortes e descrevemos os erros sistemáticos associados a esta medida. Por fim, também medimos a razão de ramificação do canal $D_s^+ \rightarrow K^-K^+K^+$ , analisamos a estabilidade desta medida e descrevemos os erros sistemáticos associados.

Todos os ajustes de histogramas apresentados foram feitos pelo método de Máxima Verossimilhança, descrito nas referências [28, 29]. Optamos por usar este método porque ele é particulamente adequado para o ajuste de histogramas com pequeno número de

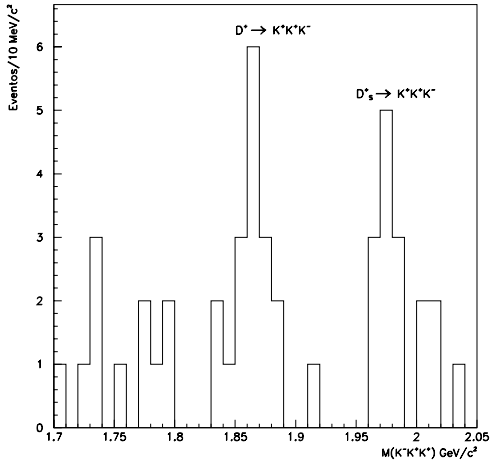


Figura 6.1: Espectro de massa $K^-K^+K^+$ final.

eventos, que é exatamente o nosso caso.

## 6.1 Ajuste do Espectro de Massa Final do $K^-K^+K^+$

Na figura 6.1 mostramos o espectro de massa $K^-K^+K^+$ após a aplicação do conjunto final de cortes (ver tabela 5.2). Para fazermos o ajuste deste histograma devemos levar em consideração a presença das reflexões $D^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+$ , $D^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+\pi^0$ e $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+\pi^0$ $(\phi \rightarrow K^-K^+)$ , conforme discutimos na seção 5.4. Para a função de ajuste, representamos os canais $D^+ \rightarrow K^-K^+K^+$ e $D_s^+ \rightarrow K^-K^+K^+$ por gaussianas, as reflexões $D^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+$ , $D^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+\pi^0$ e $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+\pi^0$ $(\phi \rightarrow K^-K^+)$ foram parametrizadas pelas gaussianas modificadas definidas pela equação 5.3 e o fundo combinatorial foi parametrizado por uma função exponencial.

Para as gaussianas que representam os canais $D^+ \rightarrow K^-K^+K^+$ e $D_s^+ \rightarrow K^-K^+K^+$ , adotamos as larguras dos canais $D^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+$ , respectivamente, por serem os canais com espaço de fase mais próximo do canal de interesse, e as massas das

amostras de Monte Carlo. Não utilizamos as larguras fornecidos pelo Monte Carlo porque verificamos que estes valores estão em desacordo com os resultados obtidos a partir das amostras de outros canais de três corpos com alta estatística. As informações utilizadas para o ajuste dos eventos na região de massa do $D^+$ e $D_s^+$ estão mostrados na tabela 6.1.

| Canais | Massa (GeV) | Largura (MeV) |
|---|---|---|
| $D^+ \to K^-K^+K^+$ | 1,870 | 9,0 |
| $D_s^+ \to K^-K^+K^+$ | 1,970 | 10 |

Tabela 6.1: Parâmetros das gaussianas que representam os canais $D^+ \to K^-K^+K^+$ e $D_s^+ \to K^-K^+K^+$ .

Para as gaussianas modificadas que representam as reflexões (ver equação 5.3), fixamos os três parâmetros de ajuste, $\sigma$, $\mu$ e $\lambda$ pelos valores obtidos na seção 5.4. Os números de eventos também foram fixados pelos valores estimados na seção 5.4. Nas sub-seções 6.3.2 e 6.4.2 investigaremos os erros sistemáticos associados ao valor da largura $\sigma$. Os parâmetros utilizados para o ajuste das reflexões estão mostrados na tabela 6.2.

| Canais | $\mu$ (GeV) | $\sigma$ | $\lambda(MeV^{-1})$ | $N_o$ de Eventos |
|---|---|---|---|---|
| $D^+ \to K^-K^+\pi^+$ | $2,032 \pm 0,007$ | $44 \pm 5$ | $3,9 \pm 1,0$ | $5 \pm 1$ |
| $D^+ \to K^-K^+\pi^+\pi^0$ | $1,82 \pm 0,02$ | $78 \pm 14$ | $2,0 \pm 0,8$ | $6 \pm 2$ |
| $D_s^+ \to \phi\pi^+\pi^0$ $(\phi \to K^-K^+)$ | $1,87 \pm 0,02$ | $112 \pm 13$ | $1,0 \pm 0,5$ | $3 \pm 2$ |

Tabela 6.2: Parâmetros das gaussianas modificadas que representam as reflexões.

Na figura 6.2(a) mostramos o ajuste dos eventos do espectro $K^-K^+K^+$ final, feito através da função de ajuste descrita no primeiro parágrafo desta seção, que teve parte de seus parâmetros fixada nos valores definidos nas tabelas 6.1 e 6.2 e a parte restante ($N^o$ de eventos do $D^+$, $N^o$ de eventos do $D_s$ e os dois parâmetros do fundo combinatorial) mantida livre. Na figura 6.2(b) mostramos os ajustes de cada reflexão e do fundo combinatorial.

Os números de eventos nas regiões de massas do $D^+$ e do $D_s^+$, obtidos através do ajuste de dados, são respectivamente:

$$N(D^+ \rightarrow K^-K^+K^+\ ) = 11,6 \pm 3,9 \tag{6.1}$$

$$N(D_s^+ \rightarrow K^-K^+K^+\ ) = 8,9 \pm 3,3 \tag{6.2}$$

A significância estatítica do ajuste do número de eventos $D^+ \rightarrow K^-K^+K^+$ no conjunto final de dados, assumindo uma distribuição gaussiana para o erro, é de 3,0 desvios-padrão. Com esta significância estatística podemos afirmar que, com probabilidade superior a $99,7\%$ que o número de eventos é superior a zero. Portanto, podemos considerar que o sinal obtido é bastante confiável. Na sub-seção 6.3.1 iremos investigar a estabilidade deste resultado para diferentes conjuntos de cortes.

Para o $D_s^+ \rightarrow K^-K^+K^+$ , obtemos que a significância estatística do ajuste de eventos deste canal é de 2,7 desvios-padrão, e consequentemente podemos afirmar com probabilidade superior a $99,2\%$ que o número de eventos é maior que zero. Logo, também podemos considerar que o sinal obtido para o $D_s^+ \rightarrow K^-K^+K^+$ é bastante confiável. A estabilidade deste resultado será investigada na seção 6.3.1.

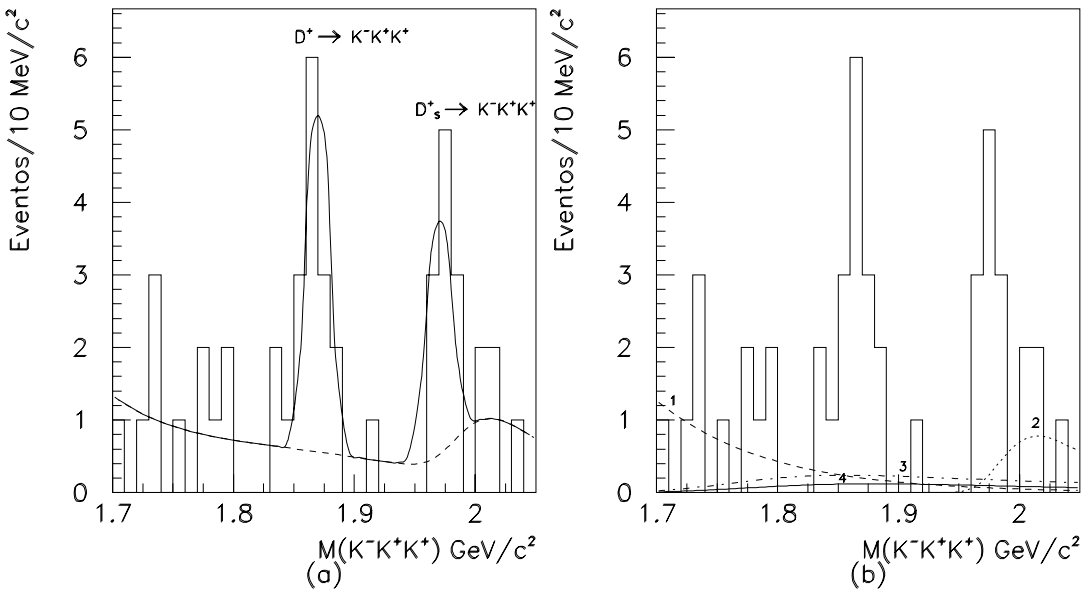


Figura 6.2: (a) Espectro de massa $K^-K^+K^+$ final com a função de ajuste; (b) Ajuste do fundo do espectro de massa $K^-K^+K^+$ final: (1) fundo combinatorial; (2) $D^+ \to K^-K^+\pi^+$ ; (3) $D^+ \to K^-K^+\pi^+\pi^0$ ; (4) $D_s^+ \to \phi\pi^+\pi^0$ $(\phi \to K^-K^+)$ .

### 6.1.1 Teste da Adequabilidade da Função de Ajuste

Utilizando um programa de Monte Carlo simulamos as distribuições esperadas dos eventos $D^+ \to K^-K^+K^+$ , $D_s^+ \to K^-K^+K^+$ , do fundo combinatorial e do fundo charmoso. Nesta simulação sabemos exatamente o número de eventos de cada contribuição no espectro de massa $K^-K^+K^+$ , e portanto, podemos verificar se a função de ajuste utilizada é adequada através da comparação entre os números preditos pela função de ajuste e os números de eventos gerados do $D^+ \to K^-K^+K^+$ e $D_s^+ \to K^-K^+K^+$ .

Os números de eventos gerados nesta simulação do $D^+ \to K^-K^+K^+$ e do $D_s^+ \to K^-K^+K^+$ foram obtidos a partir dos valores centrais determinados na seção anterior, enquanto que os números gerados dos eventos das reflexões foram obtidos a partir do

valores centrais determinados na seção 5.4. O número gerado de eventos do fundo combinatorial foi obtido através da diminuição do número total de eventos do espectro $K^-K^+K^+$ final (ver figura 6.2) pelos números de eventos estimados (valores centrais) do $D^+ \rightarrow K^-K^+K^+$, $D_s^+ \rightarrow K^-K^+K^+$ e do fundo charmoso total.

As distribuições dos eventos de Monte Carlo dos canais $D^+ \rightarrow K^-K^+K^+$ , $D_s^+ \rightarrow K^-K^+K^+$ , das reflexões e do fundo combinatorial foram simuladas segundo a função de ajuste utilizada na seção anterior. Na tabela 6.3 mostramos as distribuições e os números gerados dos eventos dos canais $D^+ \rightarrow K^-K^+K^+$ , $D_s^+ \rightarrow K^-K^+K^+$ , $D^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+\pi^0$ e $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+\pi^0$ ($\phi \rightarrow K^-K^+$) no espectro $K^-K^+K^+$ final.

| Canais | Distribuição Esperada | $N_o$ de Eventos Gerados |
|---|---|---|
| $D^+ \rightarrow K^-K^+K^+$ | $exp(\frac{-(x-1,87)^2}{2\times 0,009^2})$ | 12 |
| $D_s^+ \rightarrow K^-K^+K^+$ | $exp(\frac{-(x-1,97)^2}{2\times 0,010^2})$ | 9 |
| $D^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+$ | $exp(\frac{-exp(-5,7\times(x-2,15))^2\times(x-2,15)^2}{2\times 0,035^2})$ | 5 |
| $D^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+\pi^0$ | $exp(\frac{-exp(-1,57\times(x-1,858))^2\times(x-1,858)^2}{2\times 0,111^2})$ | 6 |
| $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+\pi^0$ ($\phi \rightarrow K^-K^+$) | $exp(\frac{-exp(-0,92\times(x-1,88))^2\times(x-1,88)^2}{2\times 0.114^2})$ | 3 |

Tabela 6.3: Distribuições e números de eventos gerados para os diversos canais charmosos que podem estrar presentes no espectro $K^-K^+K^+$ final.

A distribuição do fundo combinatorial foi simulada pela seguinte função:

$$exp(-10,86 \times (x - 1.7)).$$

O espectro de massa $K^-K^+K^+$ simulado pelo Monte Carlo, segundo as distribuições e números de eventos determinados na tabela 6.3, é mostrado na figura 6.3. Na figura

6.3(a) mostramos os ajustes de cada reflexão e do fundo combinatorial, enquanto que na figura 6.3(b) mostramos o ajuste total. Os números de eventos obtidos nas regiões de massa do $D^+ \to K^-K^+K^+$ e $D_s^+ \to K^-K^+K^+$ são respectivamente:

$$N(D^+ \to K^-K^+K^+\ ) = 10,6 \pm 3,5 \tag{6.3}$$

$$N(D_s^+ \to K^-K^+K^+\ ) = 9,4 \pm 3,0 \tag{6.4}$$

Como podemos ver, os números de eventos preditos para os canais $D^+ \to K^-K^+K^+$ e $D_s^+ \to K^-K^+K^+$ pela função de ajuste estão compatíveis, dentro dos erros estatísticos, com os números de eventos gerados pelo Monte Carlo. Repetimos este processo para diferentes amostras de Monte Carlo, e observamos em todas as amostras a compatiblidade entre os números gerados e os números preditos. Isto nos garante que a função de ajuste utilizada é capaz de descrever adequadamente o espectro de massa $K^-K^+K^+$ final.

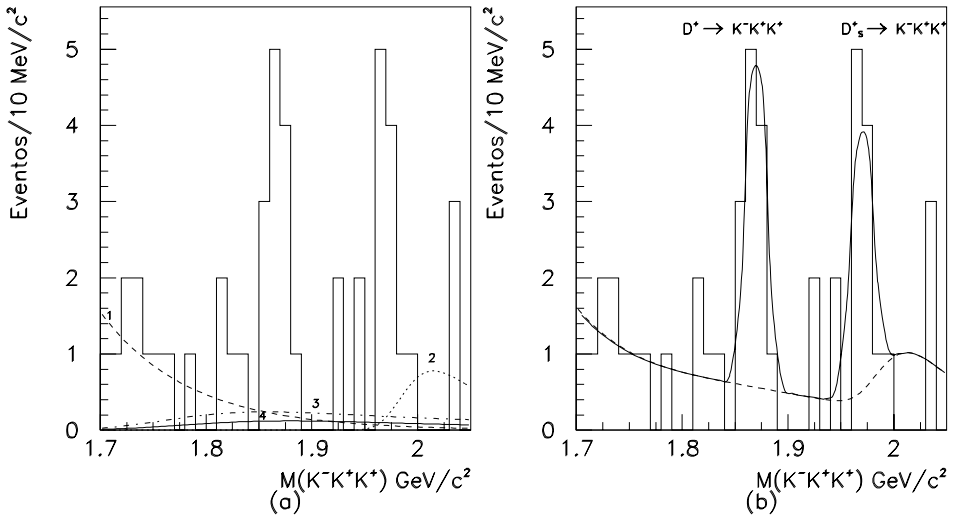


Figura 6.3: Espectro de massa $K^-K^+K^+$ simulado pelo programa de simulação Monte Carlo.

## 6.2 Eficiência dos Cortes Finais de Análise do $D^+ \rightarrow K^-K^+K^+$

Calculamos a eficiência total dos cortes finais de análise através da seguinte relação:

$$efic_{D^+ \rightarrow K^-K^+K^+} = efic_{vertice} \times efic_{identif.}, \tag{6.5}$$

onde a eficiência dos cortes na qualidade de vértices e traços são obtidos a partir da amostra de Monte Carlo ($efic_{vertice}$) e a eficiência de identificação ($efic_{identif.}$) a partir das informações dos dados reais, haja vista que o Monte Carlo não está descrevendo corretamente a identificação de partículas. A eficiência dos cortes na qualidade de vértices e traços é obtida pela razão do número de eventos do sinal da amostra de Monte Carlo que sobreviveram a estes cortes pelo número total de eventos gerados, que no nosso caso foi de 200.000 eventos. O valor obtido para a eficência dos cortes na qualidade de vértices e traços foi:

$$efic_{vertice} = 2,5 \pm 0,04\%. \tag{6.6}$$

Para calcular a eficiência dos cortes de identificação usamos o resultado do trabalho apresentado na referência [51], onde mostrou-se que a eficiência de identificação para káons de um traço não era afetada pelo fato do outro traço ter sido anteriormente identificado, e portanto, podemos estimar a eficiência de identificação total da amostra $D^+ \rightarrow K^-K^+K^+$ através do produto das eficiências individuais ($efic_{identif.} = efic_{ident.\ K1} \times efic_{ident.\ K2} \times efic_{ident.\ K3}$). As eficiências individuais de identificação para káons ($efic_{ident.\ K}$), para diferentes faixas de momento, foram obtidos através da referência [50]. A eficiência de identificação individual para toda a faixa de momento é calculada fazendo-se uma média

ponderada das eficiências de identificação obtidas para diferentes regiões de momento. As distribuições de momento dos três káons da amostra de $D^+ \to K^-K^+K^+$ foram estimadas a partir do Monte Carlo. O erro associado aos cortes de identificação será estimado na sub-seção 6.3.2, como parte de nosso erro sistemático, já que o erro estatístico é bem menor que o erro sistemático. Logo, nesta seção só consideraremos o erro associado a eficiência na qualidade de vértices e traços. O valor obtido para a eficiência de identificação para o $D^+ \to K^-K^+K^+$ foi:

$$efic_{identif.} = 8,7\%. \tag{6.7}$$

Usando as relações 6.6, 6.7 em 6.5 obtemos que a eficiência total do $D^+ \to K^-K^+K^+$ é

$$efic_{D^+ \to K^-K^+K^+} = (0,218 \pm 0,003)\% \tag{6.8}$$

## 6.3 Razão de Ramificação do $D^+ \to K^-K^+K^+$

A razão de ramificação de dois diferentes modos de decaimento de uma mesma partícula pode ser experimentalmente determinada por [1]:

$$\frac{B(modo1)}{B(modo2)} = \frac{N_{modo1}}{N_{modo2}} \times \frac{efic_{modo2}}{efic_{modo1}}, \tag{6.9}$$

onde B(modo), $N_{modo}$ e $efic_{modo}$ representam, respectivamente, a razão de ramificação, o número de eventos e a eficiência dos cortes de análise de um dado modo de decaimento.

[1] O valor desta razão, a princípio, deve ser independente do conjunto de cortes utilizados para os diferentes modos de decaimentos, já que o número de eventos de cada modo de decaimento está normalizado pela sua respectiva eficiência de cortes.

A fim de medir a razão de ramificação do $D^+ \to K^-K^+K^+$ , comparamos este canal com o $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ , que é o canal de maior estatística na E791. O número de eventos e eficiência do canal $D^+ \to K^-K^+K^+$ , dados nas seções 6.1 e 6.2, foram:

$$N(D^+ \to K^-K^+K^+\ ) = 11,6 \pm 3,9 \qquad efic_{D^+\to K^-K^+K^+} = 0,218 \pm 0,003\%. \tag{6.10}$$

A razão de ramificação do $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ é [5] :

$$B(D^+ \to K^-\pi^+\pi^+\ ) = (9,1 \pm 0,6)\% \tag{6.11}$$

e o número de eventos e a eficiência deste canal, obtidos na sub-seção 5.4.1 foram:

$$N_{D^+\to K^-\pi^+\pi^+} = (2,29 \pm 0,02) \times 10^4 \qquad efic_{D^+\to K^-\pi^+\pi^+} = 1,76 \pm 0,03\%. \tag{6.12}$$

Adaptando a expressão 6.9 para o nosso caso, podemos calcular a razão de ramificação do $D^+ \to K^-K^+K^+$ relativa ao canal $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ através da seguinte relação:

$$\frac{B(D^+ \to K^-K^+K^+\ )}{B(D^+ \to K^-\pi^+\pi^+\ )} = \frac{N_{D^+\to K^-K^+K^+}}{N_{D^+\to K^-\pi^+\pi^+}} \times \frac{efic_{D^+\to K^-\pi^+\pi^+}}{efic_{D^+\to K^-K^+K^+}} \tag{6.13}$$

Finalmente usando as relações 6.10, 6.12 em 6.13 obtemos que a a razão de ramificação do $D^+ \to K^-K^+K^+$ relativa ao canal $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ é dada por:

$$\frac{B(D^+ \to K^-K^+K^+\ )}{B(D^+ \to K^-\pi^+\pi^+\ )} = (4,1 \pm 1,4) \times 10^{-3} \tag{6.14}$$

Como a razão de ramificação absoluta do canal $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ foi determinada com uma boa precisão (ver relação 6.11), calculamos também a razão de ramificação absoluta do canal $D^+ \to K^-K^+K^+$ , obtendo o seguinte resultado:

$$B(D^+ \to K^-K^+K^+\ ) = (3,7 \pm 1,3) \times 10^{-4} \tag{6.15}$$

### 6.3.1 Estabilidade do Resultado

Nesta seção mostramos a estabilidade do valor da razão de ramificação do $D^+ \to K^-K^+K^+$ para diferentes cortes de vértice e de identificação (traço de carga oposta). Tomamos variações nos cortes, baseando-nos no conjunto de cortes final que apresentamos na seção 5.3. Variamos cada corte, acima e abaixo do estabelecido [2], mantendo os outros constantes. A variação de cada corte se deu dentro de um intervalo que englobava os valores adotados em outras análises da E791 envolvendo o decaimento do $D^+$ em três hádrons [52, 53, 23]. Os valores da razão de ramificação do $D^+ \to K^-K^+K^+$ obtidos para estes diversos conjuntos de cortes estão mostrados na tabela 6.4:

| VARIÁVEL | VALOR DO CORTE | $N(D^+ \to K^-K^+K^+)$ | $B(D^+ \to K^-K^+K^+)$ |
|---|---|---|---|
| SDZ > | 12 | 13,9 ± 4,1 | $(4,00 \pm 1,2) \times 10^{-4}$ |
| | 20 | 7,6 ± 3,0 | $(3,05 \pm 1,2) \times 10^{-4}$ |
| SIGMA > | 0,0 | 12,4 ± 4,4 | $(3,5 \pm 1,2) \times 10^{-4}$ |
| | 5,0 | 8,4 ± 3,3 | $(3,1 \pm 1,2) \times 10^{-4}$ |
| RATIO < | 0,005 | 10,2 ± 3,5 | $(3,3 \pm 1,1) \times 10^{-4}$ |
| | 0,001 | 8,3 ± 3,0 | $(3,2 \pm 1,2) \times 10^{-4}$ |
| PTBAL < | 0,3 | 11,2 ±4,0 | $(3,6 \pm 1,3) \times 10^{-4}$ |
| | 0,2 | 8,6 ± 3,4 | $(2,8 \pm 1,0) \times 10^{-4}$ |
| DIP < | 0,005 | 12,0 ± 4,0 | $(3,7 \pm 1,2) \times 10^{-4}$ |
| | 0,003 | 8,3 ± 3,2 | $(2,9 \pm 1,1) \times 10^{-4}$ |
| $CPRB2(4)_1 >$ | 0,2 | 11,2 ± 3,7 | $(3,1 \pm 1,0) \times 10^{-4}$ |
| | 0,7 | 7,3 ± 3,3 | $(2,7 \pm 1,2) \times 10^{-4}$ |

Tabela 6.4: O valor da razão de ramificação do $D^+ \to K^-K^+K^+$ obtido para diferentes conjuntos de cortes de vértices. O Valor obtido pelo conjunto final de cortes é $(3,7 \pm 1,3) \times 10^{-4}$

.

Os resultados da tabela 6.4 mostram que os valores da razão de ramificação do $D^+ \to K^-K^+K^+$ , obtidos para diferentes cortes de vértice e de identificação (traço de carga

[2] A única exceção ocorreu para o RATIO, onde adotamos o corte mais frouxo da *N-tupla*, e portanto só foi possível fazer variações abaixo do valor estabelecido.

oposta), são compatíveis levando-se em conta os erros estatísticos. Mostrando, portanto, que o sinal do $D^+ \to K^-K^+K^+$ é bastante estável com respeito as variações de cortes e que os valores da razão de ramificação do $D^+ \to K^-K^+K^+$ tem variações menores de $1\sigma$ com estas variações de cortes.

### 6.3.2 Erro Sistemático da Medida da Razão de Ramificação do $D^+ \to K^-K^+K^+$

Consideramos as seguintes fontes de erros sistemáticos em nossa análise: erros associados ao conjunto de cortes de vértice utilizados na análise; erros associados às estimativas das diversas reflexões; erro associado à indeterminação da largura do sinal do $D^+ \to K^-K^+K^+$ ; erro associado ao método utilizado para determinar a eficiência total dos cortes nas probabilidades de Čerenkov.

**Erro Sistemático Associado à Escolha dos Cortes de Vértice**

Não estudamos essa fonte de erro sistemático diretamente de nossa amostra de $D^+ \to K^-K^+K^+$ devido ao fato de que nesta amostra os erros estatísticos são os dominantes, mascarando os efeitos dos erros sistemáticos. Para avaliarmos o erro devido à escolha dos valores dos cortes de vértice, estudamos a variação da razão entre o sinal da amostra de Monte Carlo do $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ e o sinal da amostra de dados reais do $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$. Esta razão, a princípio, deveria permanecer constante, mas sofre pequenas variações devido a pequenas imperfeições associadas à modelagem dos detetores no programa Monte Carlo, como por exemplo o caso das variáveis DIP e PTBAL discutido anteriormente. A partir do conjunto de cortes de vértice finais utilizados na análise do canal $D^+ \to K^-K^+K^+$ (ver tabela 5.2) calculamos a razão entre o sinal de Monte Carlo e o sinal da

amostra de dados reais do $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ , depois variamos todos os cortes de vértice acima dos valores estabelecidos e verificamos a variação do valor desta razão. Também fizemos o mesmo procedimento variando todos os cortes de vértice abaixo dos valores estabelecidos. O intervalo de variação dos cortes foi o mesmo que foi empregado no estudo da estabilidade do valor da razão de ramificação do $D^+ \to K^-K^+K^+$ (ver seção 6.3.1). A variação observada, que foi da ordem de 4%, foi tomada como o erro sistemático associado à escolha dos cortes de vértice.

**Erro Sistemático Associado às Estimativas das Reflexões**

Na seção 5.4 estimamos os números de eventos esperados das reflexões $D^+ \to K^-K^+\pi^+$, $D^+ \to K^-K^+\pi^+\pi^0$ e $D_s^+ \to K^-K^+\pi^+\pi^0$ (ver tabela 5.6) no espectro $K^-K^+K^+$ final. Para avaliarmos os erros sistemáticos provenientes das estimativas dos números de eventos das diversas reflexões no espectro $K^-K^+K^+$ final, variamos o número esperado para cada reflexão em cerca de 2 desvios-padrão acima e abaixo da estimativa, mantendo constante os valores obtidos para as outras reflexões, e fizemos o ajuste do espectro. Os erros sistemáticos foram obtidos medindo-se para cada ajuste a variação relativa do número de eventos do sinal do $D^+ \to K^-K^+K^+$ com relação ao valor obtido utilizando as estimativas estabelecidas na tabela 5.6. A tabela 6.5 mostra os erros sistemáticos associados às estimativas das reflexões. Também calculamos os erros sistemáticos associados às incertezas das larguras das reflexões, já que o Monte Carlo não descreve adequadamente esta variável. Este erros também estão mostrados na tabela 6.5.

Somando em quadratura os erros sistemáticos obtidos na tabela 6.5 obtemos que o erro sistemático total associado com as estimativas das reflexões é $4,5\%$.

| Reflexões | Erros associados ao $N^o$ de eventos | Erros associados ao valor da lagura |
|---|---|---|
| $D^+ \to K^-K^+\pi^+$ | $\pm 1\%$ | $\pm 0,6\%$ |
| $D^+ \to K^-K^+\pi^+\pi^0$ | $\pm 3\%$ | $\pm 0,7\%$ |
| $D_s^+ \to \phi\pi^+\pi^0$ ($\phi \to K^-K^+$) | $\pm 3\%$ | $\pm 0,7\%$ |

Tabela 6.5: Erros sistemáticos associados as estimativas das diversas reflexões no espectro $K^-K^+K^+$ final.

**Erro Sistemático Associado à Incerteza da Largura do Sinal do $D^+ \to K^-K^+K^+$**

Para a gaussiana que representa o canal $D^+ \to K^-K^+K^+$ adotamos a largura do canal $D^+ \to K^-K^+\pi^+$ (ver tabela 6.1), já que a esta variável não é bem descrita pelo Monte Carlo. Avaliamos o erro sistemático associado à largura do $D^+ \to K^-K^+K^+$ fazendo-se o ajuste do espectro de massa $K^-K^+K^+$ utilizando valores da largura do sinal do $D^+ \to K^-K^+K^+$ acima e abaixo de 2 MeV do valor estabelecido na tabela 6.1. Verificamos que este erro sistemático é 10%.

**Erro Sistemático Associado ao Método Utilizado para Determinar a Eficiência Total dos Cortes nas Probabilidades de Čerenkov.**

Calculamos a eficiência de identificação total através do produto das eficiências de identificação individuais ($efic_{identif.} = efic_{ident.\ K1} \times efic_{ident.\ K2} \times efic_{ident.\ K3}$), onde as eficiências de identificação para káons ($efic_{ident.\ K}$), para diferentes faixas de momento, foram obtidos através da referência [50]. A eficiência de identificação individual para toda a faixa de momento é calculada fazendo-se uma média ponderada das eficiências de identificação obtidas para diferentes regiões de momento.

Existem duas fontes de erros sistemáticos no calculo da eficiência de identificação: a primeira está relacionada com a hipótese de que a eficiência de identificação dos 3 káons é igual ao produto das eficiências individuais, isto é, que a eficiência total possa ser

fatorizada; a segunda fonte de erro está relacionada com a distribuição de momento dos káons fornecida pelo Monte Carlo.

Para avaliar o erro sistemático associado ao fato de fatorizarmos a eficiência de identificação total de três partículas pelo produto das eficiências individuais, estudamos o canal de alta estatítica do $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ . Neste estudo utilizamos a distribuição de momento das partículas obtidas dos dados reais para evitar a segunda fonte de erro sistemático. Comparamos os resultados das eficiências de identificação total para as três partículas calculadas através da forma usual e pelo método da fatorização, utilizando diferentes conjuntos de cortes nas probabilidades Čerenkov. Tomamos como o erro sistemático associado ao processo de fatorização a diferença observada entre estes dois métodos, que foi da ordem de 10%.

Para calcular o erro sistemático relacionado com distribuição de momento fornecido pelo Monte Carlo, estudamos a identicação do káon da amostra do $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ calculando-se esta eficiência através da média ponderada da probabilidade pelas diferentes regiões de momento. Comparamos o calculo feito utilizando a distribuição de momento fornecido pelos dados reais com calculo obtido utilizando a distribuição de momento fornecido pelo Monte Carlo, e obtivemos uma diferença de $2,5\%$. Este valor representa o erro sistemático associado à identificação de um único káon devido à pequena diferença entre a distribuição de momento do Monte Carlo e dos dados reais. Como o canal $D^+ \to K^-K^+K^+$ possui três káons tivemos que propagar o erro sistemático anteriormente obtido, o que levou a um erro total de 5%.

O erro sistemático total associado com a determinação da eficiência total dos cortes

nas probabilidades de Čerenkov, obtido através da soma em quadratura das duas fontes de erro anteriormente estudadas, é $11,2\%$.

Na tabela 6.6 mostramos as contribuições individuais das diversas fontes de erros sistemáticos da medida da razão de ramificação do $D^+ \to K^-K^+K^+$ .

| Fonte de Erro | Erro sistemático Estimado |
|---|---|
| Escolha dos Cortes de Vértice | $4,0\%$ |
| Estimativa das Reflexões | $4,5\%$ |
| Largura do Sinal | $10,0\%$ |
| Cortes de Identificação | $11,2\%$ |

Tabela 6.6: Estimativas das contribuições individuais das diversas fontes de erros sistemáticos.

Somando em quadratura as contribuições individuais das diversas fontes de erros sistemáticos, obtemos que o erro sistemático total associado com a medida da razão de ramificação do canal $D^+ \to K^-K^+K^+$ é $16,2\%$ e a razão de ramificação do $D^+ \to K^-K^+K^+$ é

$$B(D^+ \to K^-K^+K^+ ) = (3,7 \pm 1,3 \pm 0,60) \times 10^{-4} \tag{6.16}$$

## 6.4 Razão de Ramificação do $D_s^+ \to K^-K^+K^+$

O procedimento usado para medir a razão de ramificação do $D_s^+ \to K^-K^+K^+$ é analogo ao que foi efetuado no estudo do canal $D^+ \to K^-K^+K^+$ (ver seção 6.3), e portanto, descreveremos brevemente o cálculo desta medida.

A fim de medir a razão de ramificação do $D_s^+ \to K^-K^+K^+$ , comparamos este canal com o $D_s^+ \to \phi\pi^+$ $(\phi \to K^-K^+)$ . A razão de ramificação do $D_s^+ \to K^-K^+K^+$ pode ser calculada através da seguinte relação:

$$B(D_s^+ \to K^-K^+K^+\ ) = \frac{N_{D_s^+\to K^-K^+K^+}}{N_{D_s^+\to\phi\pi^+}} \times \frac{efic_{D_s^+\to\phi\pi^+}}{efic_{D_s^+\to K^-K^+K^+}} \times B(D_s^+ \to \phi\pi^+\ ) \times B(\phi \to K^-K^+). \tag{6.17}$$

A razão de ramificação do canal $D_s^+ \to \phi\pi^+$ é [5] :

$$B(D_s^+ \to \phi\pi^+\ ) = 3,6 \pm 0,9\% \tag{6.18}$$

e o número de eventos e a eficiência deste canal, obtidos na sub-seção 5.4.4 foram:

$$N_{D_s^+\to\phi\pi^+(\phi\to K^-K^+)} = 816 \pm 30 \qquad efic_{D_s^+\to\phi\pi^+(\phi\to K^-K^+)} = 0,623 \pm 0,029\%. \tag{6.19}$$

A razão de ramificação do canal $\phi \to K^-K^+$ é

$$B(\phi \to K^-K^+) = (49,1 \pm 0,6)\%. \tag{6.20}$$

O sinal obtido para o $D_s^+ \to K^-K^+K^+$ na seção 6.3 é

$$N(D_s^+ \to K^-K^+K^+\ ) = 8,9 \pm 3,3 \tag{6.21}$$

e a eficiência total dos cortes finais de análise para o canal $D_s^+ \to K^-K^+K^+$ , calculada de forma análoga ao $D^+$ (ver seção 6.2), é dada por:

$$efic_{D_s^+\to K^-K^+K^+} = (0,0803 \pm 0,0017)\%. \tag{6.22}$$

Finalmente, utilizando as relações 6.18, 6.19, 6.20, 6.21, 6.22 em 6.17 obtemos que a razão de ramificação relativa entre o $D_s^+ \to K^-K^+K^+$ e $D_s^+ \to \phi\pi^+$ é dada por:

$$\frac{B(D_s^+ \to K^-K^+K^+\ )}{B(D_s^+ \to \phi\pi^+\ )} = (4,2 \pm 1,5) \times 10^{-2} \tag{6.23}$$

A determinação da razão de ramificação absoluta do $D_s^+ \to K^-K^+K^+$ está sujeita a uma grande incerteza devido às contribuições dos erros associados à razão de ramificação do $D_s^+ \to \phi\pi^+$ e ao número de eventos do $D_s^+ \to K^-K^+K^+$ . Por esta razão optamos somente por calcular a razão de ramificação relativa entre este canal e o canal $D_s^+ \to \phi\pi^+$ $(\frac{B(D^+ \to K^-K^+K^+\ )}{B(D_s^+ \to \phi\pi^+\ )})$

### 6.4.1 Estabilidade do Resultado

Nesta subseção mostramos a estabilidade do valor da razão de ramificação relativa do $D_s^+ \to K^-K^+K^+$ para diferentes cortes de vértice. O procedimento adotado é análogo ao que foi feito para o canal $D^+ \to K^-K^+K^+$ (ver subseção 6.3.1). Os valores da razão de ramificação relativa entre o $D_s^+ \to K^-K^+K^+$ e o $D_s^+ \to \phi\pi^+$ obtido para diversos conjuntos de cortes estão mostrados na tabela 6.7 :

Os resultados da tabela 6.7 mostram que os valores da razão de ramificação relativa entre o $D_s^+ \to K^-K^+K^+$ e $D_s^+ \to \phi\pi^+$ , obtidos para diferentes cortes de vértice, são compatíveis entre si levando-se em conta os erros estatísticos, com variações inferiores a $1\sigma$.

| VARIÁVEL | VALOR DO CORTE | $N(D_s^+ \to K^-K^+K^+)$ | $\frac{B(D^+ \to K^-K^+K^+)}{B(D_s^+ \to \phi\pi^+)}$ |
|---|---|---|---|
| SDZ > | 12 | 11,1 ± 3,9 | $(4,3 \pm 1,5) \times 10^{-2}$ |
| | 20 | 6,3 ± 2,8 | $(4,3 \pm 1,8) \times 10^{-2}$ |
| SIGMA > | 0,0 | 8,7 ± 3,3 | $(3,7 \pm 1,4) \times 10^{-2}$ |
| | 5,0 | 6,9 ± 3,0 | $(3,7 \pm 1,6) \times 10^{-2}$ |
| RATIO < | 0,005 | 9,1 ± 3,3 | $(4,4 \pm 1,6) \times 10^{-2}$ |
| | 0,001 | 6,7 ± 2,7 | $(4,1 \pm 1,7) \times 10^{-2}$ |
| PTBAL < | 0,3 | 9,6 ±3,6 | $(4,4 \pm 1,7) \times 10^{-2}$ |
| | 0,2 | 8,1 ± 3,2 | $(4.1 \pm 1,6) \times 10^{-2}$ |
| DIP < | 0,005 | 9,6 ± 3,5 | $(4,1 \pm 1,6) \times 10^{-2}$ |
| | 0,003 | 7,2 ± 3,0 | $(3,6 \pm 1,6) \times 10^{-2}$ |
| $CPRB2(4)_1$ > | 0,2 | 9,0 ± 3,5 | $(3,6 \pm 1,4) \times 10^{-2}$ |
| | 0,7 | 8,0 ± 3,1 | $(3,9 \pm 1,7) \times 10^{-2}$ |

Tabela 6.7: O valor da razão de ramificação relativa entre o $D_s^+ \to K^-K^+K^+$ e o $D_s^+ \to \phi\pi^+$ obtido para diferentes conjuntos de cortes de vértices e identificação. O Valor obtido pelo conjunto final de cortes é $(4,2 \pm 1,5) \times 10^{-2}$

.

### 6.4.2 Erro Sistemático da Medida da Razão de Ramificação do $D_s^+ \to K^-K^+K^+$

O estudo dos erros sistemáticos da medida da razão de ramificação do $D_s^+ \to K^-K^+K^+$ foi feita de maneira análoga ao que foi efetuado na seção 6.3.2. Na tabela 6.8 mostramos as contribuições individuais das diversas fontes de erros sistemáticos da medida da razão de ramificação do $D_s^+ \to K^-K^+K^+$ .

O erro sistemático associado à escolha dos cortes foi estimado a partir do canal $D_s^+ \to \phi\pi^+$ $(\phi \to K^-K^+)$ . O erro sistemático associado às estimativas de reflexão é maior do que o valor obtido para o $D^+ \to K^-K^+K^+$ , pois o sinal do $D_s^+ \to K^-K^+K^+$ está numa região de massa em que existe uma superposição com os eventos provenientes das reflexões. Por outro lado o erro atribuído a largura do sinal é inferior, enquanto o erro referente à escolha dos cortes de vértice é equivalente.

| Fonte de Erro | Erro sistemático Estimado |
|---|---|
| Escolha dos Cortes de Vértice | $5,4\%$ |
| Estimativa das Reflexões | $7,6\%$ |
| Largura do Sinal | $2,6\%$ |
| Cortes de Identificação | $11,2\%$ |

Tabela 6.8: Estimativas das contribuições individuais das diversas fontes de erros sistemáticos.

Para o erro sistemático associado com os cortes de identificação foi assumido o mesmo valor que foi obtido para o $D^+ \to K^-K^+K^+$ .

Somando em quadratura as contribuições individuais das diversas fontes de erros sistemáticos, obtemos que o erro sistemático total associado com a medida da razão de ramificação do canal $D_s^+ \to K^-K^+K^+$ é $14,8\%$ e a razão de ramificação relativa entre o canal $D_s^+ \to K^-K^+K^+$ e o $D_s^+ \to \phi\pi^+$ é

$$\frac{B(D_s^+ \to K^-K^+K^+\ )}{B(D_s^+ \to \phi\pi^+\ )} = (4,2 \pm 1,5 \pm 0,6) \times 10^{-2}. \tag{6.24}$$

Neste capítulo fizemos o ajuste de dados e obtivemos um sinal com significância estatística de aproximadamente três, tanto para o $D^+$ como para o $D_s^+$.

Mostramos que variando os conjuntos de cortes o valor da medida da razão de ramificação sofreu uma alteração inferior a $1\sigma$ com relação valor obtido com o conjunto final de cortes, tanto para o $D^+ \to K^-K^+K^+$ como para o $D_s^+ \to K^-K^+K^+$. Mostrando, portanto, uma estabilidade para o os nossos resultados. Mostramos também que os erros sistemáticos são inferiores a $20\%$. Isto nos permite estabelecer que os nossos resultados

são bastante confiáveis.

Não fizemos uma separação do sinal obtido entre a parte ressonante associada ao $D^+(D_s^+) \to \phi K^+$ e a parte não-ressonate, porque estamos no limite de estatística. Qualquer divisão dos eventos acarretaria numa falta de estatística para afirmar a existência de sinal destes canais. Assim optamos por apresentar a razão de ramificação total.

# Capítulo 7

# Conclusão

Foi desenvolvida a análise dos modos de decaimento $D^+ \rightarrow K^-K^+K^+$ , que possui dupla supressão de Cabibbo, bem como a do canal $D_s^+ \rightarrow K^-K^+K^+$ com uma única supressão. Esta análise foi realizada com os dados da experiência E791.

No estágio atual da estatística produzida de partículas charmosas, canais com estas supressões estão no limite do observável. Isto implicou em uma redobrada preocupação na escolha dos cortes utilizados, de forma a evitar o favorecimento de possíveis flutuações estatísticas. Utilizou-se para isto a maximização da relação $\frac{S}{\sqrt{B}}$, onde o sinal utilizado foi obtido com os dados de Monte Carlo.

Uma outra importante preocupação na nossa análise, foi quanto à identificação dos káons. Por se tratar de um espectro com três káons no espectro final, foi feito um estudo detalhado a respeito da identificação de káons e da probabilidade de píons serem identificados erroneamentes como káons para diferentes regiões de momento. Fizemos um estudo complementar utilizando as amostras de $D^+ \rightarrow K^*K^+$ $(K^* \rightarrow K^+\pi^-)$ e $D^+ \rightarrow \phi\pi^+(\phi \rightarrow K^-K^+)$ , que visou verificar a eficiência de identificação de káons para a observação de dois káons em um único evento. Verificamos que podíamos estimar a

eficiência total de identificação dos canais $D^+ \to K^-K^+K^+$ e $D_s^+ \to K^-K^+K^+$ através do produto das eficiências individuais.

Para uma melhor compreensão dos eventos de fundo presentes na nossa amostra, foi feito um estudo das principais fontes de contaminação do mesmo. Como já foi visto, a componente do fundo combinatorial foi parametrizada por uma exponencial, por outro lado para a componente proveniente de outros canais de decaimento de partículas charmosas, presentes na nossa amostra, foi feita uma análise criteriosa de cada possível contribuição, estimando a posição e o número de eventos de cada canal presente na nossa amostra final.

Obtivemos o ajuste do espectro de massa $K^-K^+K^+$ , levando em conta cada uma das suas componentes. Este ajuste resultou em um sinal de $D^+ \to K^-K^+K^+$ contendo $11,6 \pm 3,9$ eventos e um sinal de $D_s^+ \to K^-K^+K^+$ contendo $8,9 \pm 3,3$ eventos. Assumindo para estes resultados uma aproximação gaussiana para os seus erros, obtemos uma significância estatística de 3 desvios-padrão e 2,7 desvios-padrão, respectivamente, e portanto, podemos afirmar com uma probabilidade superior a $99,7\%$ de que o número de eventos na região de massa do $D^+$ é diferente de zero. Para o $D_s^+$ podemos afirmar com probabilidade superior a $99,2\%$ que o número de eventos na sua região de massa é diferente de zero.

Foram estudadas as diversas fontes de erros sistemáticos associadas às medidas das razões de ramificação do $D^+ \to K^-K^+K^+$ e do $D_s^+ \to K^-K^+K^+$ . Obtivemos com este estudo que as duas maiores fontes de erros sistemáticos associados à análise do $D^+ \to K^-K^+K^+$ estavam relacionados com a incerteza da determinação da largura do sinal e à determinação da eficiência total de identificação de káons. Para o $D_s^+$ verificamos que as principais fontes de erros sistemáticos se relacionavam com as estimativas das reflexões e

com a determinação da eficiência total de identificação. Obtivemos um erro sistemático total inferior a 20%, tanto para o $D^+$ como para o $D_s^+$.

Finalmente obtivemos as razões de ramificação dos canais $D^+ \to K^-K^+K^+$ e $D_s^+ \to K^-K^+K^+$ . Fizemos variações do nosso conjunto de cortes, dentro dos valores usados em outras análises da experiência E791, e verificamos que as razões de ramificação calculadas com estes cortes sofreram uma variação máxima inferior a $1\sigma$, tanto para o $D^+$ quanto para o $D_s^+$. Mostramos assim a estabilidade do nosso resultado para variações razoáveis do conjunto de cortes.

O nosso resultado não é compatível com o resultado obtido pela WA82. O valor central de nossa medida da razão de ramificação do decaimento $D^+ \to K^-K^+K^+$ relativa ao canal $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ é cerca de uma ordem de grandeza menor do que o valor obtido pela WA82, por outro lado o nosso resultado é cerca de 1,5 desvios-padrão acima do limite superior ($90\%CL$) obtido pela E687. Obtivemos que o valor central de nossa medida da razão de ramificação do $D_s^+ \to K^-K^+K^+$ relativa ao canal $D_s^+ \to \phi\pi^+$ é cerca de 1,5 desvios-padrão acima do limite superior ($90\%CL$) obtido pela E687.

Comparando o nosso resultado para o $D^+ \to K^-K^+K^+$ , com aquele obtido para o decaimento $D^+ \to K^+\pi^+\pi^-$ , também com dupla supressão de Cabibbo, obtemos que a razão entre suas respectivas razões de ramificação é $0,53 \pm 0,24$. Embora tenhamos ainda erros significativos nas suas medidas, esta comparação indica uma significativa contribuição da componente não-espectadora nos decaimentos com dupla supressão de Cabibbo do $D^+$. Isto porque o decaimento $D^+ \to K^+\pi^+\pi^-$ pode ocorrer através dos gráficos espectadores, como também através do gráfico não-espectador de aniquilação de

W, diferentemente do $D^+ \to K^-K^+K^+$ que deve ocorrer dominantemente através de gráficos não-espectadores.

# Referências


[1] Glashow, S. L., Nucl. Phys. **22** (1961) 579.

[2] Salam, A. and Ward, J. C., Phys. Lett. **13** (1964) 168.

[3] Weinberg, S., Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264.

[4] Kobayashi, M. and Maskawa, T., Prog. Theor. phys., **Vol.49,No.2** (1973) 652.

[5] Particle Data Group, Barnett, R. M. *et al.*, Phys. Rev. **D54**, 1 (1996).

[6] Glashow, S.L., Iliopoulos, J. and Maiani, L., Phys. Rev. **D2** (1970) 1285.

[7] Halzen, F. and Martin, A., *An Introductory Course in Modern Particle Physics*, John Wiley & Sons (1984).

[8] Leader, E. and Predazzi, E., *An Introduction to Gauge Theories and The New Physics*, Cambridge University Press (1982).

[9] Richman, J. D., *Proceedings of the 28th International Conference on High-Energy Physics(ICHEP 96)*, preprint UCSB-HEP-97-01 (hep-ex/9701014).

[10] Buras, A. J., Gerard, J. M. and Rückl, Nucl. Phys. **B268** (1986) 16.

[11] Gaillard, M. K. and Lee, B. W., Phys. Lett. **33** (1974) 108

[12] Altarelli, G. and Maiani, L., Phys. Lett. **52B** (1974) 351.

[13] Bauer, H., Stech, B. and Wirbel, M., Z. Phys. **C34** (1987) 103.

[14] Basdevant, J., Bediaga, I., Predazzi, E. and Tiomno, J., Nucl. Phys. **B294** (1987) 1071.

[15] Bediaga, I. and Predazzi, E., Phys. Lett. **B199** (1987) 131.

[16] Chau, L. L. and Cheng, H. K., Phys. Rev. D **36** (1987) 132.

[17] Kamal, A., Phys. Rev. **D33** 1344 (1986).

[18] Bigi, I. and Fukugita, M., Phys. lett. **B91** (1980) 121.

[19] Donoghue, J., Phys. Rev. **D33** (1986) 1515;

[20] Anjos, J. C. *et al.* (colaboração E691), Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 2892.

[21] Adomovich, M. *et al.* (colaboração WA82), Phys. Lett. B **305** (1993) 177.

[22] Frabetti, P.L. *et al.* (colaboração E687), Phys. Lett. B **363** (1995) 259.

[23] Aitala, E. M. *et al.* (colaboração E791), *The doubly Cabibbo-suppressed decay* $D^+ \to K^+\pi^-\pi^+$ , Trabalho aceito para publicação na Phys. Lett. B (1997).

[24] Frabetti, P.L. *et al.* (colaboração E687), Phys. Lett. B **359** (1995) 403.

[25] Gourdin, M., Keum, Y. Y. and Pham , X. Y., Phys. Review **D53** (1996) 3687.

[26] Kühn, J. H. and Mirkes, E., Phys. Lett. **B286** 1992; Z. PHYS. **C56** (1992) 661

[27] Raab, J.R. *et al.*, Phys. Rev. **D37** (1988) 2391.

[28] Lima, J.G.R., *Analise Experimental do Decaimento Fraco* $D^+ \to \phi K^+$*, Duplamente Suprimido por Cabibbo*, Tese de Mestrado - Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (1991).

[29] Bevington, P. and Robinson, K., *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*, McGraw-Hill, Inc. (1992).

[30] Alves, G.A. *et al.*, Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 3147.

[31] Miranda, J. M., *Características da Produção Hadrônica de Mésons* $D^{*\pm}$, Tese de Doutorado - Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (1992).

[32] Reis, A. C., *Medida da Seção de Choque da Produção de Bárion Charmoso* $\lambda_c$ *em Interações Píon-Nucleon a 250 GeV/c*, Tese de Doutorado - Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (1992).

[33] Amato, S. F., *Produção do Méson* $D^{*\pm}$ *em Seu Modo de Decaimento* $D^0\pi\pm, D^0 \to K^\pm\pi^\pm\pi^0$*, via Feixe de Hádrons*, Tese de Doutorado - Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (1992).

[34] Amato, S. *et al.*, Nucl. Inst. Meth **A324** (1992) 535.

[35] Alves, G.A., *Dependência em A para a Produção de Mésons Charmosos*, Tese de Doutorado - Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (1992).

[36] Ferbel, T., *Experimental Techniques in High Energy Physics*, Addison-Wesley (1987) 371.

[37] Fernow, R., *Introduction to Experimental Particle Physics*, Cambridge University Press (1986).

[38] Gagnon, P., *Measurement of The Form Factors in The Semileptonic Decay* $D^+ \to \bar{K}^{*0}e^+\nu_e$, PhD. Thesis - University of California, Santa Cruz (1993).

[39] Bartlett, D. *et al.*, Nucl. Inst. Meth **A260** (1987) 55.

[40] Cremaldi, L.,*A first study of the por id in the Čerenkov midplane region*, Memorando interno da E791 (1996).

[41] Bharadwaj, V. *et al.*, Nucl. Inst. Meth **228** (1985) 283.

[42] Appel, J. *et al.*, Nucl. Inst. Meth **A243** (1986) 361.

[43] Witchey, J. N., Reay, B., Nguyen, A.,*Muon Wall Efficiencies*, Memorando interno da E791 (1993).

[44] Göbel, C., *Procura por Correntes Neutras que Trocam Sabor pela Análise do Decaimento* $D^+ \to \mu^-\mu^+\pi^+$ , Tese de Mestrado - Pontifícia Universidade Cátolica do Rio de Janeiro (1994).

[45] Carvalho, H. S., *Back Muon Wall Detectors Simulation in The MC*, Memorando interno da E791 (1993).

[46] Bracker, S. *et al.*, Nucl. Sci. **NS-43** (1996) 2457.

[47] Miranda, M. S., *Um Conjunto de Ferramentas para Implementação de Processos Cooperativos*, Tese de Mestrado - COPPE/UFRJ (1989).

[48] Pythia 5.7 and Jetset 7.4 Physics and Manual, publicação interna do CERN (1993).

[49] Andersson, B. *et al.*, Phys. Rep. 97 (1983) 31.

[50] Purohit, M., *E791 Čerenkov Identification and Mis-identification Probabilities*, Memorando interno da E791 (1995).

[51] Carvalho, H. S., *E791 Čerenkov Kaon ID Efficiency Study*, Memorando interno da E791 (1995).

[52] Aitala, E. M. *et al.*, *Asymmetries between the production of* $D^+$ *and* $D^-$, Phys. Lett.**B371**, 157 (1996).

[53] Aitala, E. M. *et al.*, *Search for the Flavor-Changing Neutral-Current Decays* $D^+ \to \mu^-\mu^+\pi^+$ *and* $D^+ \to e^-e^+\pi^+$, Phys. Rev. Lett.**76**, 364 (1996);

[54] Bediaga, I. e Göbel, C. *Introduction to Charm Decay Analysis In Fixed Target Experiments*, Monografia CBPF-MO-001/96.