

1993/17
N634

Tese de
MESTRADO

O Decaimento $D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0$ no Experimento
Fotoprodução de Charme (E691)

Marcello Santo Nicola

29 de setembro de 1993

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Rio de Janeiro, setembro de 1993

O DECAIMENTO $D(0) \rightarrow \phi \bar{K}(0)$ NO
EXPERIMENTO FOTOPRODUÇÃO DE CHARM



1993/17

N634

021403

Resumo

Discutimos o decaimento $D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0$, que deve ocorrer via diagramas não es-
pectadores com troca de W. Descrevemos brevemente o experimento E691 para fo-
toprodução de charme e apresentamos os resultados obtidos na procura desse decai-
mento nos dados coletados por esse experimento. Obtivemos uma razão de ramificação
 $B(D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0) = 1,41 \pm 0,42 \%$, um valor relativamente alto que contribui para o
esclarecimento da importância dos mecanismos não-espectadores nas interações fracas.

Abstract

We discuss the decay $D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0$, which shall occur through non-spectator dia-
grams with W change. We briefly describe the experiment E691 charm photoproduction
and present the results obtained in the search for that decay with data supplied by this
experiment. We obtain a branching ratio $B(D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0) = 1.41 \pm 0.42 \%$, a rela-
tively high value which contributes for the elucidation of the importance of non-spectator
mechanisms in weak interactions.

Índice

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Introdução | 1 |
| 1.1 | A Física do Charme | 1 |
| 1.2 | Algumas definições | 2 |
| 2 | O Decaimento $D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0$ | 4 |
| 2.1 | As Interações Fundamentais | 4 |
| 2.2 | Mésons Charmosos | 6 |
| 2.3 | Decaimentos por Interação Fraca | 7 |
| 2.4 | Modelos de decaimento | 9 |
| 2.5 | Supressão de Cabibbo e Supressão de Cor | 13 |
| 2.6 | Decaimento $D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0$ e sua medida | 16 |
| 3 | O Experimento E691 | 18 |
| 3.1 | Tevatron | 19 |
| 3.2 | Feixe de Fótons Rotulados | 21 |
| 3.3 | Sistema de Rotulação | 24 |
| 3.4 | Alvo | 25 |
| 3.5 | Espectrômetro de Fótons Rotulados | 27 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| 3.5.1 | Contador B | 27 |
| 3.5.2 | Detetor de Vértice | 30 |
| 3.5.3 | Câmaras de Arrasto | 33 |
| 3.5.4 | Magnetos | 36 |
| 3.5.5 | Detetores Čerenkov | 37 |
| 3.5.6 | Contador do Plano de Pares e o Contador C | 43 |
| 3.5.7 | Calorímetro Eletromagnético | 44 |
| 3.5.8 | Calorímetro Hadrônico | 47 |
| 3.5.9 | Paredes de Múons | 49 |
| 3.6 | Coleta de Dados | 51 |
| 3.6.1 | Sistema de Gatilho | 51 |
| 3.6.2 | Sistema de Aquisição de Dados | 55 |
| 3.6.3 | Sistema de Monitoramento | 56 |
| 4 | A Reconstrução de Eventos | 59 |
| 4.1 | Sistema ACP | 60 |
| 4.2 | Passo 1 | 61 |
| 4.3 | Passo 2 | 64 |
| 4.3.1 | Rotulação de Fótons | 64 |
| 4.3.2 | Calorimetria | 64 |
| 4.3.3 | Identificação de Partículas | 66 |
| 4.3.4 | Procura de Vértices | 68 |
| 4.4 | Fitas de Sumário de Dados | 69 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 5 | A Análise de Dados | 72 |
| 5.1 | Partículas Carregadas | 72 |
| 5.2 | Monte Carlo | 73 |
| 5.3 | Parâmetros utilizados | 75 |
| 5.3.1 | Parâmetros de traço | 75 |
| 5.3.2 | Parâmetros de vértice | 77 |
| 5.3.3 | Massa invariante | 80 |
| 5.4 | Programas de Análise | 81 |
| 5.4.1 | PAW | 82 |
| 5.5 | Filtragem da Amostra de Dados | 83 |
| 5.5.1 | Subconjunto de Vértices | 83 |
| 5.5.2 | Subconjunto de ϕ | 84 |
| 5.5.3 | Subconjunto de K_S^0 | 85 |
| 5.6 | Obtenção da N-upla | 89 |
| 5.7 | Escolha de cortes | 91 |
| 5.8 | Sinal | 95 |
| 5.9 | Contribuição não-ressonante | 99 |
| 6 | Resultados e Comparações | 102 |
| 6.1 | Cálculo da Razão de Ramificação | 102 |
| 6.2 | Outros resultados | 104 |
| 7 | Conclusões | 107 |

Lista de Figuras

| | | |
|-----|---|----|
| 2.1 | Famílias de léptons e de quarks. | 5 |
| 2.2 | Diagramas das interações fracas. | 9 |
| 2.3 | Diagrama espectador. | 10 |
| 2.4 | Diagrama não-espectador | 11 |
| 2.5 | Dubletos de isospin vistos pela interação fraca. | 13 |
| 2.6 | Diagramas de decaimentos favorecido e suprimido por Cabibbo. | 14 |
| 2.7 | Decaimento $D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0$ por troca de W. | 16 |
| 2.8 | Decaimento $D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0$ com reespalhamento forte. | 17 |
| 2.9 | Decaimento $D^+ \rightarrow \phi K^+$ por aniquilação de W. | 17 |
| 3.1 | Tevatron. | 20 |
| 3.2 | Linha de feixe. | 23 |
| 3.3 | Distribuição de energia dos fótons produzidos. | 24 |
| 3.4 | Sistema de Rotulação. | 25 |
| 3.5 | Vista em perspectiva do TPS. | 29 |
| 3.6 | Visão esquemática do TPS. | 30 |
| 3.7 | Corte em um plano de SMD. | 31 |
| 3.8 | Arranjo dos planos de SMD na E691. | 32 |

| | | |
|------|---|----|
| 3.9 | Diferentes orientações dos planos de SMD. | 32 |
| 3.10 | Câmaras de Arrasto | 34 |
| 3.11 | Contadores Čerenkov. | 40 |
| 3.12 | Arranjo de espelhos nos Čerenkov. | 41 |
| 3.13 | Emissão dos fótons Čerenkov. | 42 |
| 3.14 | Contador do Plano de Pares | 43 |
| 3.15 | Vista em corte do SLIC. | 45 |
| 3.16 | Orientações do SLIC. | 45 |
| 3.17 | Vista do hadrômetro e seus canais de leitura. | 48 |
| 3.18 | Parede Traseira de Múons. | 50 |
| 3.19 | Parede Dianteira de Múons. | 50 |
| 3.20 | Distribuição da Energia Transversa. | 53 |
| 3.21 | Esquema simplificado do Gatilho. | 54 |
| 3.22 | Esquema do DA. | 55 |
| 3.23 | Esquema do Sistema de Monitoramento. | 57 |
| 4.1 | Reconstrução. | 59 |
| 4.2 | As 4 regiões do espectrômetro. | 63 |
| 4.3 | Probabilidades para π e K | 67 |
| 4.4 | Vértices em evento reconstruído. | 70 |
| 5.1 | DCA. | 77 |
| 5.2 | ISO. | 78 |

| | | |
|------|--|-----|
| 5.3 | DIP. | 78 |
| 5.4 | RATIO. | 79 |
| 5.5 | SDZ. | 80 |
| 5.6 | Amostra antes dos cortes. | 92 |
| 5.7 | Sinal e ruído. | 93 |
| 5.8 | Figura de mérito. | 94 |
| 5.9 | Sinal de Monte Carlo. | 96 |
| 5.10 | Sinal final. | 98 |
| 5.11 | Contribuição não-ressonante. | 101 |
| 6.1 | Resultados obtidos para $D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0$ | 105 |

Lista de Tabelas

| | | |
|------|---|----|
| 2.1 | Interações Fundamentais. | 5 |
| 2.2 | Principais características de quarks e léptons. | 6 |
| 2.3 | Mésons charmosos escalares. | 7 |
| 3.1 | Energias típicas dos prótons. | 20 |
| 3.2 | Características do alvo. | 26 |
| 3.3 | Detetores no Espectrômetro de Fótons Rotulados. | 28 |
| 3.4 | Funções dos detectores. | 29 |
| 3.5 | Características do SMD. | 33 |
| 3.6 | Características das Câmaras de Arrasto. | 35 |
| 3.7 | Características dos Magnetos. | 36 |
| 3.8 | Características dos Contadores Čerenkov. | 38 |
| 3.9 | Limiares de <i>momentum</i> em GeV. | 39 |
| 3.10 | Características do CPP. | 44 |
| 3.11 | Características do SLIC. | 46 |
| 3.12 | Características do Hadrômetro. | 49 |
| 4.1 | Probabilidades <i>a priori</i> | 67 |

| | | |
|------|---|-----|
| 5.1 | Razões de ramificação dos produtos do decaimento $D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0$ | 73 |
| 5.2 | Tempo médio dispendido por um evento. | 82 |
| 5.3 | Cortes da <i>Vertex Strip</i> | 84 |
| 5.4 | Cortes da ϕ <i>Strip</i> | 85 |
| 5.5 | Cortes da K_S^0/DC <i>Strip</i> | 86 |
| 5.6 | Conteúdo da K_S^0/DC <i>Strip</i> | 86 |
| 5.7 | Cortes da K_S^0/SMD <i>Strip</i> | 87 |
| 5.8 | Conteúdo da K_S^0/SMD <i>Strip</i> | 87 |
| 5.9 | Cortes da $\phi K_S^0/DC$ <i>Strip</i> | 88 |
| 5.10 | Conteúdo da $\phi K_S^0/DC$ <i>Strip</i> | 88 |
| 5.11 | Cortes do programa de n-upla | 90 |
| 5.12 | Cortes finais. | 95 |
| 6.1 | Valores conhecidos das razões de ramificação envolvidas na nossa análise. . | 103 |
| 6.2 | Resultados para o decaimento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ | 104 |
| 6.3 | Medidas do decaimento $D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0$ | 106 |

Capítulo 1

Introdução

Nesse primeiro capítulo falaremos brevemente da física do charme, do experimento E691 e do decaimento que analisamos. Falaremos também sobre os critérios utilizados na tradução de termos técnicos e na utilização de unidades.

1.1 A Física do Charme

Proposto inicialmente, por Bjorken e Glashow [1], visando estabelecer uma maior simetria entre quarks e léptons e posteriormente, por Glashow, Ilioupollos e Maiani [2], para explicar a ausência de correntes neutras com troca de sabor, o quark charme (c) teve sua primeira evidência experimental em 1974 através da observação da ressonância J/Ψ . Diversos mésons e alguns bárions contendo o quark charme foram observados desde então e através de medidas de razão de ramificação, meia vida, seção de choque, distribuições em x_F e p_T e distribuições angulares muito se aprendeu sobre essas partículas. Existem, no entanto, muitas medidas a serem realizadas de maneira a contribuir para as bases do conhecimento da física do charme. Novos canais precisam ser examinados e até mesmo descobertos para se alcançar um conhecimento mais acurado desse ramo da física. Nosso

trabalho consiste justamente na análise de um desses canais, o decaimento $D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0$, com dados do experimento E691.

Como veremos a seguir, a diferença na vida média dos mésons D^0 e D^+ nos conduz à idéia de que nos diferentes canais de decaimento dessas partículas podem ocorrer fenômenos como a interferência dos quarks no estado final ou a troca de um bóson W, ou seja, um fenômeno não espectador. No próximo capítulo trataremos mais detalhadamente desse problema.

Tendo o experimento E691 produzido uma grande quantidade de eventos com charme, é de se esperar que o uso dos dados do mesmo para a determinação da razão de ramificação do decaimento citado leve a uma informação significativa sobre o mesmo. No capítulo 3 descreveremos esse experimento, realizado no Tagged Photon Laboratory do FERMILAB entre 1984 e 1985, e no capítulo seguinte descreveremos o processo de reconstrução dos dados produzidos no mesmo. O capítulo 5 será dedicado à análise experimental dos dados desta experiência. Os resultados dessa análise serão resumidos no capítulo 6 e comparados a outros resultados. Finalmente no capítulo 7 teremos as conclusões a que esse trabalho conduziu.

1.2 Algumas definições

Dada a escassez de publicações em física experimental de altas energias editadas na nossa própria língua, entendemos que se faz necessária a minimização do uso de termos em inglês. Assim traduzimos até mesmo termos cuja forma em inglês faz parte do cotidiano daqueles que trabalham em física experimental de altas energias, tais como gatilho (*trigger*) ou

Câmara de Arrasto (*Drift Chamber*). Serão mantidas siglas de detectores, como SLIC ou SMD, cujo significado por extenso aparece oportunamente traduzido.

Utilizamos nesse trabalho as unidades $\hbar = c = 1$ e portanto tanto medidas de energia quanto de massa e *momentum* são especificadas em termos de GeV. Quantidades mais usuais como medidas de comprimento e tempo são especificadas em unidades do Sistema Internacional.

Capítulo 2

O Decaimento $D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0$

2.1 As Interações Fundamentais

Encontramos na natureza quatro tipos de interações fundamentais: fraca, forte, eletromagnética e gravitacional. Como vemos na tabela 2.1 [3], a interação gravitacional tem intensidade muito baixa se comparada com as outras interações. Assim, nas dimensões em que é realizado no presente, o estudo de partículas é praticamente indiferente à essa interação. Podemos, portanto, nesse estudo, nos restringir às interações fraca, forte e eletromagnética.

Chamamos hádrons as partículas¹ que sofrem todas as interações e léptons as que não interagem fortemente. No modelo padrão, os léptons são partículas fundamentais, enquanto que os hádrons tem estrutura interna, sendo compostos por quarks – também partículas fundamentais nesse modelo.

Os quarks já tiveram sua existência comprovada indiretamente, mas nunca foram observados individualmente na natureza. A necessidade de explicar esse confinamento acarretou no desenvolvimento da Cromodinâmica Quântica (QCD), uma teoria de in-

¹Aqui, como no decorrer de todo o presente trabalho, as partículas correspondentes a estados conjugados de carga estão implícitas.

| interação | típica vida-média (s) | intensidade relativa | alcance (m) | mediador |
|-----------------|--------------------------|-------------------------|-----------------|--------------|
| Eletromagnética | 10^{-16} | 10^{-4} | ∞ | γ |
| Forte | 10^{-23} | 1 | $\sim 10^{-15}$ | g |
| Fraca | 10^{-12} | 10^{-12} | $\sim 10^{-17}$ | W^\pm, Z^0 |
| Gravitacional | - | 10^{-40} | ∞ | gráviton |

Tabela 2.1: Interações Fundamentais [3].

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

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

Figura 2.1: Famílias de léptons e de quarks.

teração entre quarks que trabalha com o número quântico **cor** – com valores **R** (“red”), **G** (“green”) e **B** (“blue”) análogos às cores primárias *vermelho*, *verde* e *azul* e acomodado na simetria SU(3). As cores não são observáveis, de modo que apenas são possíveis estados singletos de cor. Obtemos tais estados com 3 quarks (ou antiquarks) de cores diferentes (*RGB*) ou com um par quark-antiquark onde as cores se anulam ($R\bar{R} + B\bar{B} + G\bar{G}$). Aos hádrons do primeiro caso chamamos bárions e aos do segundo mésons. Os quarks são portanto confinados nesses estados hadrônicos.

Quarks e léptons são férmions, sendo que ambos os grupos são divididos em três famílias cada – quarks por sabores e léptons pelo número leptônico. Essa divisão é mostrada na figura 2.1. Na tabela 2.2, finalmente, temos as principais características dos quarks e léptons.

| Nome | Carga | massa (MeV) |
|----------------|-------|-----------------------------|
| <i>Quarks</i> | | |
| u | +2/3 | ~ 8 |
| c | +2/3 | ~ 1.700 |
| t | +2/3 | > 91.000 |
| d | -1/3 | ~ 15 |
| s | -1/3 | ~ 300 |
| b | -1/3 | ~ 5.300 |
| <i>Léptons</i> | | |
| e | -1 | $0,51099906 \pm 0,00000015$ |
| μ | -1 | $105,658389 \pm 0,000034$ |
| τ | -1 | $1.784,1^{+2,7}_{-3,6}$ |
| ν_e | 0 | $< 0,0073$ |
| ν_μ | 0 | $< 0,27$ |
| ν_τ | 0 | < 35 |

Tabela 2.2: Principais características de quarks e léptons [4].

2.2 Mésons Charmosos

O presente trabalho trata do decaimento do méson charmoso D^0 . Existem três estados fundamentais possíveis nos quais podemos encontrar mésons charmosos: D^0 , D^+ e D_S^+ . Esses estados são chamados mésons pseudo-escalares, pois não tem spin ($J = 0$) e tem paridade negativa ($P = -1$). Suas características [4] são mostradas na tabela 2.3. Para cada estado acima há um correspondente estado excitado onde $J = 1$ e que portanto é chamado méson vetorial. Os mésons vetoriais charmosos são : D^{*0} , D^{*+} e D_S^{*+} . Embora possuam os mesmos quarks de valência² tais estados tem massas comparativamente maiores que seus correspondentes pseudo-escalares, em parte devido a interações spin-spin.

Os mésons charmosos vetoriais decaem fortemente nos seus correspondentes pseudo-

²Além dos quarks componentes do hádron, chamados de quarks de valência, existem os glúons e quarks virtuais que permeiam o hádron.

| | quarks | $I(J^P)$ | massa (GeV) | τ (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 2.3: Mésons charmosos escalares.

escalares. A interação forte conserva sabor e portanto os últimos não podem decair fortemente – não há estados mais leves de méson com os mesmos sabores. A interação fraca, por outro lado, não conserva sabor, tornando-se a única possibilidade desses mésons decaírem para estados de energia mais baixa, ou seja, com quarks de valência mais leves.

2.3 Decaimentos por Interação Fraca

Antes de prosseguirmos faz-se necessária a definição de uma série de características de fundamental importância no estudo dos decaimentos fracos. São quantidades que medimos de maneira direta ou indireta nos experimentos de física de altas energias.

Herdado da física nuclear, o conceito de **vida-média** (τ) parte do comportamento estatístico dos núcleos instáveis. Esses núcleos decaem segundo a lei

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

onde $N(t)$ é o número de núcleos que existem após um intervalo de tempo t a partir de $t=0$, quando $N(t) = N_0$. Assim, após um intervalo de tempo τ cerca de 63,2 % dos núcleos iniciais decaíram. O mesmo tipo de lei governa o decaimento das partículas instáveis mas é preciso considerar o tempo próprio da partícula, ou seja, o tempo no seu referencial de repouso.

A taxa de decaimento Γ é associada à probabilidade de ocorrência de um determinado canal. Já que Γ tem propriedade aditiva, basta somar os Γ_i 's para todos os canais

pelos quais uma partícula possa decair para obter a taxa de decaimento total Γ_T , que obedece a relação :

$$\Gamma_T = \frac{1}{\tau} \quad (2.2)$$

Temos, finalmente, a **Razão** (ou **fração**) de **Ramificação** B_i , que define a importância relativa de um determinado canal no processo de decaimento de uma partícula, e é calculada através de:

$$B_i = \frac{\Gamma_i}{\Gamma_T} = \tau \Gamma_i \quad (2.3)$$

Podemos portanto passar ao estudo dos decaimentos fracos propriamente ditos. O Modelo Padrão [3, 5] estabelece que tais processos, envolvendo troca de sabor, são efetuados através de correntes carregadas [2] – ou seja, mediados por bósons vetoriais W^\pm . Em primeira ordem, tais processos podem ser descritos por 4 tipos de diagrama de Feynmann, mostrados na figura 2.2.

Os diagramas (a) e (b) descrevem o que chamamos de processo de decaimento de sabor ou processo espectador: um dos quarks iniciais continua existindo no estado final, comportando-se portanto como mero espectador do processo. Do ponto de vista topológico o primeiro é um processo de emissão externa enquanto que o segundo descreve uma emissão interna. A diferença entre esses processos será evidenciada na seção 2.5. Os diagramas (c) e (d), por outro lado, descrevem processos de aniquilação de sabor – ou processos não-espectadores. Nesse caso nenhum dos quarks do estado inicial aparece no estado final. O

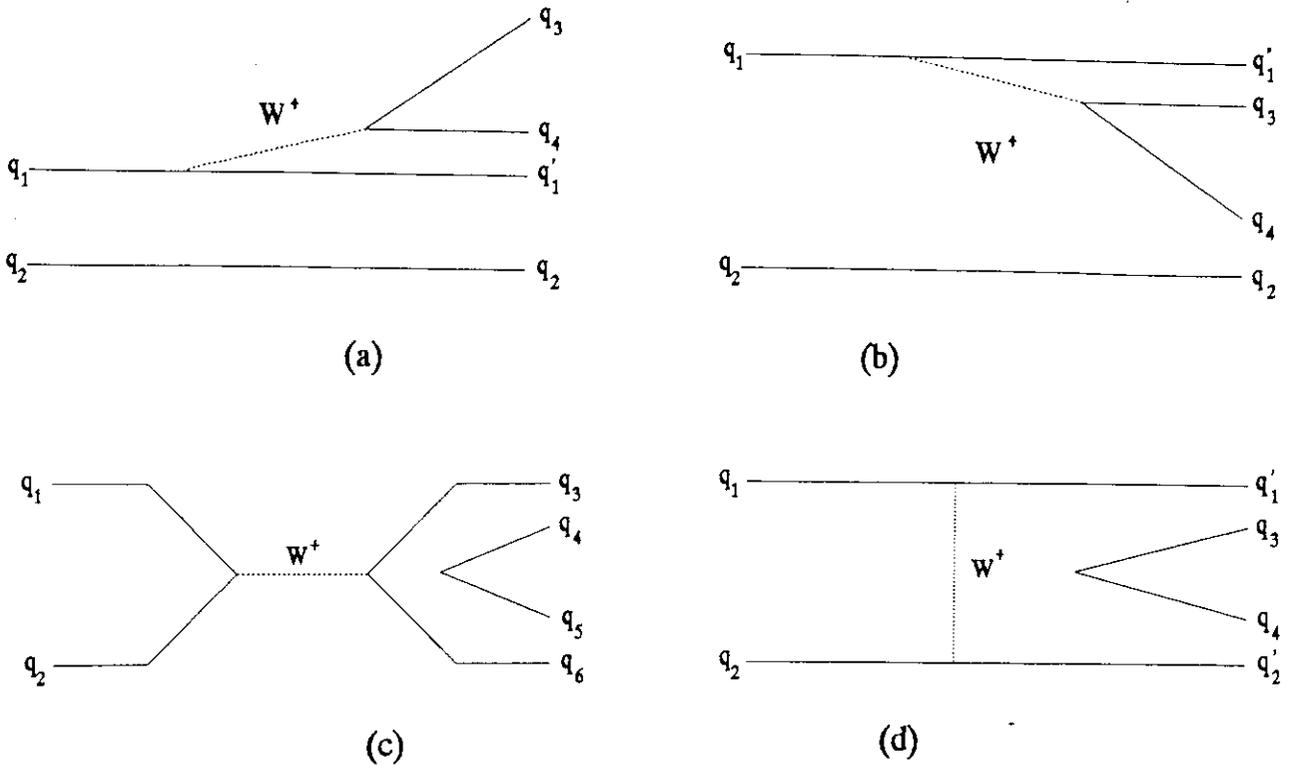


Figura 2.2: Diagramas que descrevem, em primeira ordem, os decaimentos fracos.

primeiro diagrama descreve um processo de aniquilação de W enquanto que o segundo descreve um processo de troca de W .

2.4 Modelos de decaimento

No caso de mésons charmosos os decaimentos são em geral descritos pelo Modelo Espectador. Esse modelo parte da hipótese de que, sendo c muito mais pesado do que o outro quark de valência, a presença deste pouco afeta o charme. Portanto os diagramas (a) e (b) da figura 2.2 seriam suficientes para descrever, em primeira ordem, todos os decaimentos fracos de partículas charmosas.

Além disso, pelo modelo espectador consideramos os quarks como partículas livres. Assim ambos os gráficos espectadores da fig. 2.2 podem ser descritos no diagrama da fig. 2.3. A semelhança deste gráfico com o que descreve o decaimento do múon (mostrado

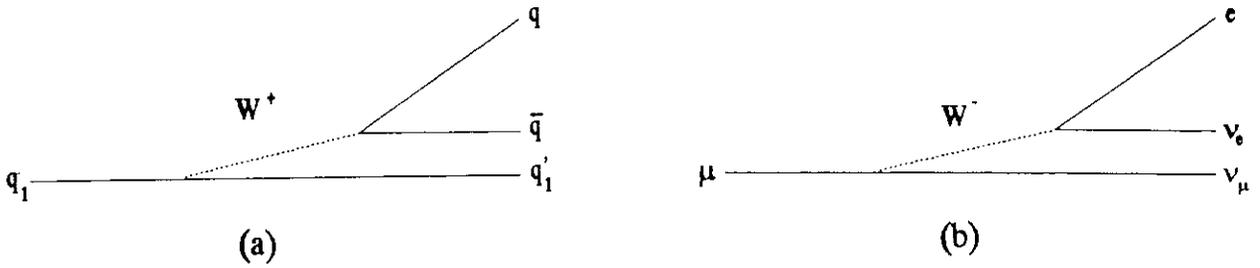


Figura 2.3: Diagrama espectador (a), claramente semelhante ao diagrama que descreve o decaimento de μ (b).

na mesma figura) é evidente e permite-nos fazer uma analogia com o cálculo – já bastante conhecido [3, 5] – desse decaimento. Podemos dessa maneira avaliar as contribuições, para o decaimento do méson D^0 (com o qual estamos trabalhando), dos canais descritos por gráficos espectadores:

$$\Gamma_E(D^0) \propto G_F^2 m_c^5 \quad (2.4)$$

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

Se seguimos a linha de raciocínio acima podemos fazer uma analogia dos diagramas (c) e (d) com o diagrama que descreve o decaimento do pión [3, 5], como mostrado na figura 2.4. Obtemos portanto a contribuição não-espectadora para o decaimento de D^0 dentro das hipóteses já consideradas:

$$\Gamma_{NE}(D^0) \propto G_F^2 |f_D|^2 (m_1 + m_2)^2 M_{D^0} \quad (2.5)$$

onde f_D é a constante de decaimento do D^0 , m_i 's são as massas dos quarks finais (ambas inferiores a $0,5 \text{ GeV}$) e $M_{D^0} \sim 1,86 \text{ GeV}$.

O fator contendo as massas dos quarks finais representa a supressão por helicidade. Assim, quanto maior a massa destes quarks, mais eles se distanciam do limite de massa

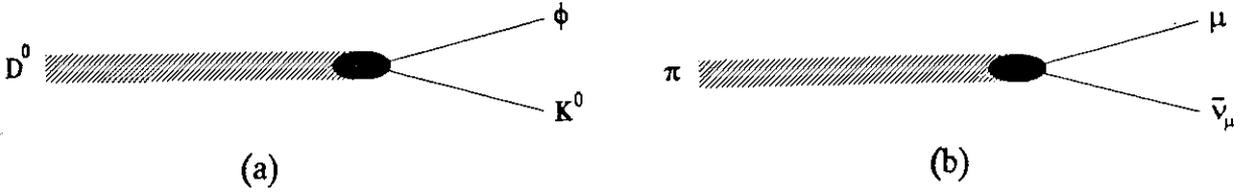


Figura 2.4: Diagrama não-espectador (a), análogo ao diagrama que descreve o decaimento do π (b).

nula, onde a conservação de helicidade no vértice de decaimento impediria a ocorrência do mesmo. Assim, uma partícula pseudo-escalar não pode decair em um par de férmions não massivos.

Observando as contribuições 2.4 e 2.5 e levando-se em conta que $m_1, m_2 \ll m_c$, devemos esperar que a contribuição dos processos espectadores para os decaimentos fracos de mésons charmosos predomine sobre a contribuição não-espectadora. Dessa maneira o chamado modelo espectador seria a primeira aproximação na descrição desses decaimentos.

Se voltarmos à analogia com o decaimento do múon, porém, deparamo-nos com um problema nesse modelo. De 2.4 podemos induzir uma relação entre as vidas médias:

$$\frac{\tau_{D^0}}{\tau_\mu} = \left(\frac{m_\mu}{m_c}\right)^5 \quad (2.6)$$

o que está em razoável acordo com a vida média inclusiva medida para mésons charmosos [6]. Por outro lado a previsão do modelo espectador – já que o tipo de quark espectador não influenciaria o processo – é que $\tau_{D^0} = \tau_{D^+} = \tau_{D_s^+}$ e que as razões de ramificação semileptônica desses três mésons charmosos devem ser as mesmas, o que está em franco desacordo com a informação experimental.

Os valores medidos [4] nos dão:

$$\frac{\tau_{D^+}}{\tau_{D^0}} = 2,52 \pm 0,09 \quad (2.7)$$

$$\frac{\tau_{D_S^+}}{\tau_{D^0}} = 1,06^{+0,09}_{-0,07} \quad (2.8)$$

Estes resultados indicam claramente que o uso dos diagramas espectadores não é suficiente para descrever detalhadamente os decaimentos de mésons charmosos.

A hipótese mais óbvia na tentativa de se explicar esta discrepância seria considerar a contribuição dos processos descritos por gráficos de aniquilação de sabor, que ocorreria nos modos mais importantes de decaimento de D^0 e D_S^+ mas não nos de D^+ – que portanto teria vida média maior que a dos dois primeiros.

Além disso a supressão, por helicidade, dos processos deste tipo pode ser eliminada pela presença de glúons que livrariam o sistema $c\bar{q}$ de seu caráter pseudo-escalar. A mesma supressão pode ser contornada [16] pela existência, na região de massa dos mésons D, de uma ressonância com os números quânticos de um káon. Isso favoreceria decaimentos de D em estado final de uma partícula pseudo-escalar e outra vetorial (como $D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0$).

Outro fator a se levar em conta e que pode favorecer também a contribuição dos processos não-espectadores é o fato de que o valor de f_D utilizado nesse cálculo foi medido em um decaimento puramente leptônico. Em geral [4], o fator de decaimento semileptônico f_D' deve ser, em módulo, maior do que f_D .

Outros modelos [7, 8, 9, 10] tentam explicar a discrepância nas vidas médias desses mésons através do aumento da importância da contribuição dos processos não-espectadores

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} ; \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix} ; \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}$$

Figura 2.5: Dubletos de isospin vistos pela interação fraca.

para o decaimento dos mésons charmosos. Dentro do modelo espectador existe a hipótese de interferência destrutiva entre os processos descritos pelos gráficos (a) e (b) da figura 2.2. Segundo tal hipótese [11] a interferência ocorreria apenas no decaimento de D^+ , aumentando assim a sua vida média.

Uma vez que já conhecemos o modelo espectador, seus problemas e as alternativas a ele apresentadas, devemos passar ao caso particular do decaimento $D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0$. Antes porém de entrarmos no mérito do referido decaimento vamos analisar duas supressões que ocorrem em decaimentos fracos deste tipo.

2.5 Supressão de Cabibbo e Supressão de Cor

Segundo o Modelo Padrão os dubletos de quarks que aparecem na figura 2.1 não são autoestados da interação fraca. Os dubletos – fig. 2.5 – de isospin aos quais se acoplam as correntes fracas carregadas são misturas dos dubletos acima citados segundo:

$$d' = d \cos \theta_c + s \sin \theta_c \quad (2.9)$$

$$s' = -d \sin \theta_c + s \cos \theta_c \quad (2.10)$$

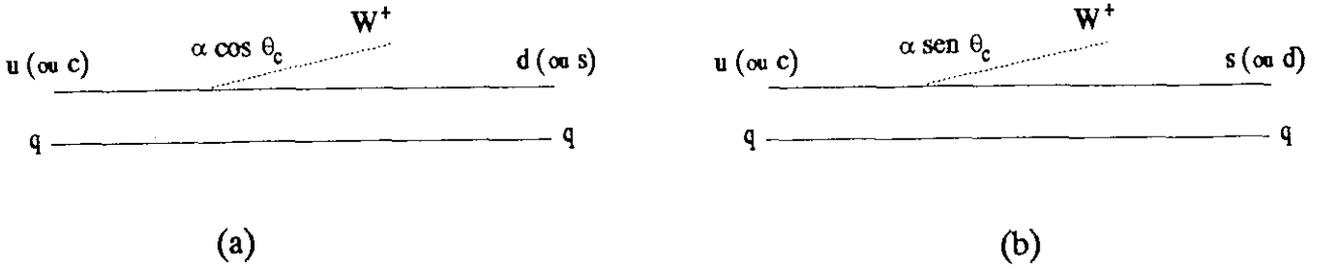


Figura 2.6: Diagramas de decaimentos (a) favorecido e (b) suprimido por Cabibbo.

onde θ_c é o ângulo de Cabibbo. As equações 2.9 e 2.10 representam uma rotação de θ_c no espaço dos sabores.

O acoplamento por interação fraca se dá unicamente entre elementos do mesmo dubleto de isospin. Contudo, cada dubleto tem componentes de d e s , de forma que as amplitudes para cada acoplamento estão sujeitas a:

$$c \rightarrow W^+ s \quad e \quad u \rightarrow W^+ d \Rightarrow \text{amplitude} \propto \cos \theta_c \quad (2.11)$$

$$c \rightarrow W^+ d \quad e \quad u \rightarrow W^+ s \Rightarrow \text{amplitude} \propto \sin \theta_c \quad (2.12)$$

e as probabilidades correspondentes são proporcionais a $\cos^2 \theta_c$ e $\sin^2 \theta_c$. Sendo θ_c um ângulo muito pequeno ($\sim 13^\circ$), os acoplamentos proporcionais a $\cos^2 \theta_c$ são favorecidos por Cabibbo enquanto que os proporcionais a $\sin^2 \theta_c$ são suprimidos – como vemos na figura 2.6. Experimentalmente:

$$P(c \rightarrow W^+ s; u \rightarrow W^+ d) \sim 20 P(c \rightarrow W^+ d; u \rightarrow W^+ s) \quad (2.13)$$

Outro fator que pode suprimir ou favorecer um decaimento está ligado ao fato de que todos os estados observados sejam singletos de cor. Assim, para que um par $q\bar{q}$ se hadronize é necessário que suas cores sejam tais que o estado ligado seja um sigleto de cor, ou seja, devem ser cor e a anticor correspondente.

Se observamos os diagramas (a) e (c) da figura 2.2 verificamos que o par quark-antiquark originado pelo decaimento de W pode ter qualquer par de cor-anticor. Por outro lado, os quarks que surgem nos diagramas (b) e (d) da referida figura hadronizam-se cada um com um dos quarks do estado inicial. Esses quarks iniciais tem cores definidas e portanto fixam as cores do par criado. Esse tipo de decaimento, por ter um número menor de maneiras de acontecer, é suprimido por cor – enquanto que os dois primeiros são favorecidos.

À primeira vista essa supressão representaria um fator de redução 3 na amplitude do diagrama correspondente. Um tratamento mais quantitativo [11], porém, leva em conta efeitos de interação forte. Esses efeitos são expressos em dois parâmetros, a_1 e a_2 , relacionados com a escala de energia do processo em questão e com a escala de energia que separa os regimes perturbativo e não perturbativo da QCD [3, 11]. Os processos de decaimento devem ser proporcionais ao parâmetros a_1 no caso favorecido por cor e a a_2 no caso suprimido por cor. Na ausência de interações fortes utiliza-se $a_1=1$ e $a_2=1/3$.

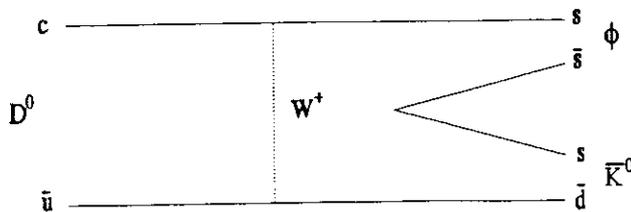


Figura 2.7: Decaimento $D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0$ por troca de W.

2.6 Decaimento $D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0$ e sua medida

O decaimento $D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0$ não pode ser descrito pelo modelo espectador em sua concepção mais simples. Afinal os quarks presentes no estado inicial não aparecem no estado final. A observação [4] desse decaimento, com uma razão de ramificação relativamente elevada - $B(D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0) \sim 0,80 \%$ - incrementa a importância da investigação dos processos não-espectadores no decaimento de mésons charmosos via interação fraca.

Essa observação constitui [6] um forte indício da importância das contribuições não-espectadoras para tais decaimentos. Em primeira ordem, $D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0$ seria descrito pelo processo de troca de W esquematizado na figura 2.7. Como vimos na última seção trata-se de um processo cuja ocorrência tem como única restrição a supressão de cor.

Outras hipóteses [12], naturalmente, podem explicar esse decaimento, que poderia ter ocorrido através do reespalhamento forte de quarks no estado final de outros decaimentos - que por sua vez ocorreriam por processos espectadores, o principal deles $D^0 \rightarrow \eta \bar{K}^{*0}$, esquematizado em 2.8.

Como podemos ver, a medida da razão de ramificação desse decaimento é fundamental

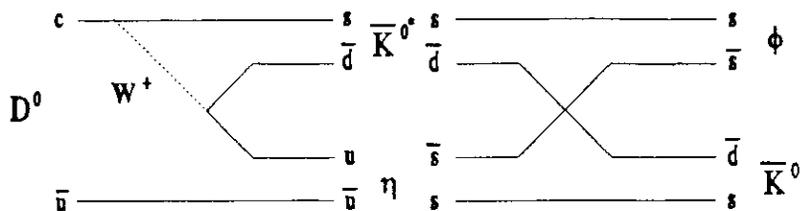


Figura 2.8: Decaimento $D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0$ com reespalhamento forte.

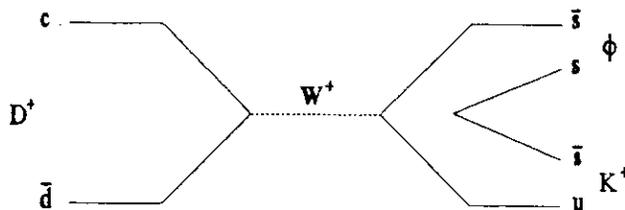


Figura 2.9: Decaimento $D^+ \rightarrow \phi K^+$ por aniquilação de W.

para a compreensão dos mecanismos de decaimento na interação fraca. Além disso, no experimento E691 observaram-se outros decaimentos raros envolvendo a contribuição de diagramas não-espectadores [16].

Um bom exemplo é o decaimento $D^+ \rightarrow \phi K^+$, duplamente suprimido por Cabibbo. Decaimentos suprimidos por Cabibbo são difíceis de se observar, e a primeira observação de decaimento duplamente suprimido por Cabibbo foi justamente $D^+ \rightarrow \phi K^+$, na experiência E691 [13], em análise realizada no LAFEX. Como esse decaimento pode ser descrito por um gráfico não-espectador, mostrado na figura 2.9, a motivação para a análise do decaimento $D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0$ no mesmo experimento é ainda maior.

Capítulo 3

O Experimento E691

Vamos descrever o experimento E691, levando em consideração que a minha participação no mesmo se dá apenas ao nível da análise de dados descrita no capítulo 5. Para isto usamos os dados recolhidos por este experimento, como será detalhado no próximo capítulo.

O experimento E691 foi realizado no TPL (*Tagged Photon Laboratory* – Laboratório de Fótons Rotulados), FERMILAB, entre 1984 e 1985. A coleta de dados durou 5 meses, terminando em setembro de 1985. Foi o primeiro de uma série de experimentos de alvo fixo dedicados à física de sabores pesados realizados nesse laboratório, e obteve grande sucesso.

O E691 foi um experimento de fotoprodução de charme. Nesse tipo de experimento, partículas charmosas são produzidas através da colisão de fótons de altas energias (da ordem de 10^2 GeV) com nucleons de um alvo fixo. As partículas produzidas atravessam o espectrômetro onde, uma vez detectadas, tem sua trajetória, *momentum* e energia medidas, sendo também “identificadas” como elétron, múon, pión, káon ou próton.

A idéia do experimento não é examinar uma determinada partícula ou canal de decaimento, mas coletar uma amostra generalizada de dados sobre partículas charmosas.

Com esta amostra fazem-se medidas de razão de ramificação, analisam-se novos canais, medem-se tempos de vida, etc. Assim, foi coletada uma quantidade de dados sem precedentes na física do charme: 100 milhões de eventos foram gravados em fita para posterior reconstrução e análise.

Três fatores concorreram com particular importância para o sucesso do experimento E691: o Tevatron, um síncrotron supercondutor [14] capaz de acelerar prótons a uma energia de 800 GeV e que foi utilizado pela primeira vez no FNAL no experimento E691; o uso, no rastreamento dos vértices formados pelas partículas produzidas, dos detectores SMD¹, cuja precisão possibilitou uma enorme rejeição de ruído (*background*); e finalmente o ACP² [15], sistema multiprocessador paralelo desenvolvido em colaboração do FNAL com o LAFEX/CBPF, cuja enorme potência de processamento reduziu a apenas alguns meses um processo que demandaria dezenas de anos utilizando-se um Vax 11/780. Isso possibilitou uma rápida produção da física estudada.

No decorrer do presente capítulo descreverei brevemente as várias partes que compõem o experimento E691: o acelerador, o feixe e seu rotulador, o alvo, o espectrômetro bem como os sistemas de gatilho, aquisição de dados e monitoramento. No final do capítulo trataremos da reconstrução dos eventos coletados.

3.1 Tevatron

O Tevatron é um acelerador de partículas do tipo síncrotron de gradiente alternado que conta com magnetos supercondutores entre seus componentes. Seu diâmetro é de 2 km.

¹Silicon Microstrip Detector

²Advanced Computer Project

| Etapa | Energia |
|--------------------|---------|
| Cockroft-Walton | 750 KeV |
| LINAC | 200 MeV |
| <i>booster</i> | 8 GeV |
| Anel Principal | 150 GeV |
| Anel Supercondutor | 800 GeV |

Tabela 3.1: Energias típicas com as quais um próton deixa cada etapa do Tevatron.

Nesse acelerador prótons são acelerados à energias em torno de 1 TeV. Antes de entrarem no Tevatron esses prótons passam por várias etapas [16] de aceleração.

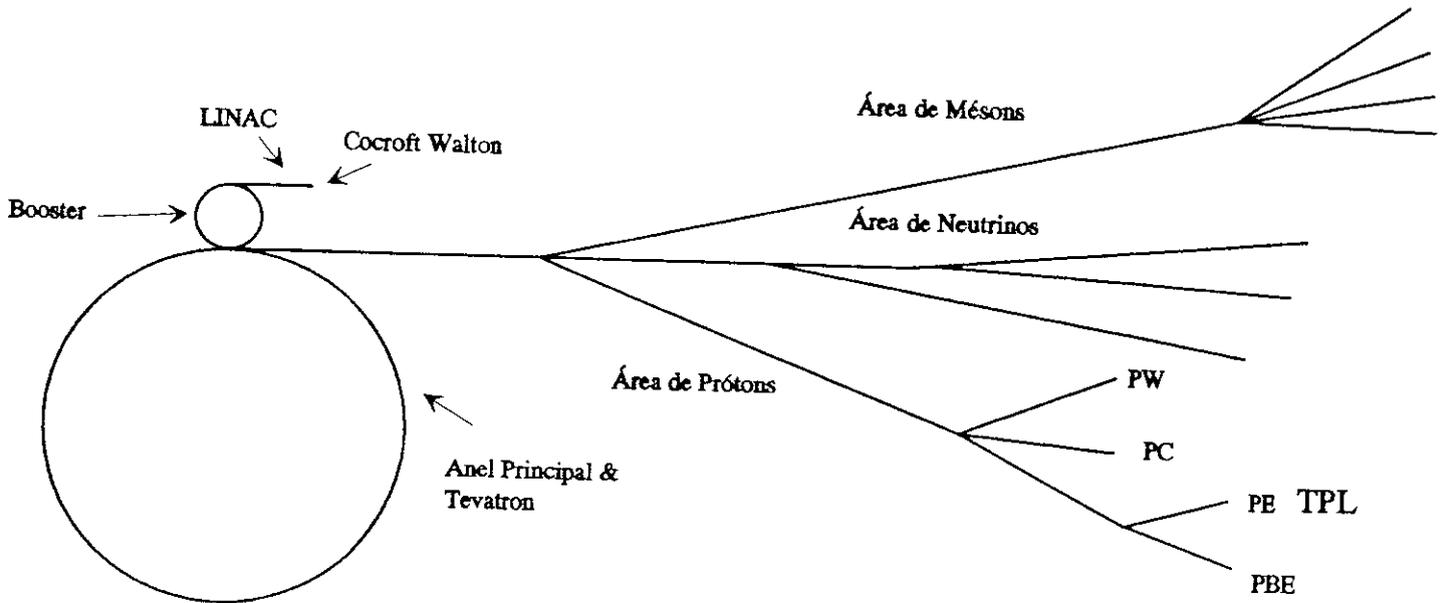


Figura 3.1: Tevatron.

Produzidos³ através de ionização de hidrogênio gasoso e acelerados em um Cockroft-Walton até energias da ordem de 750 keV, os prótons são posteriormente injetados em um LINAC (acelerador linear) de 160 m, e deste vão para o *booster* (fig 3.1). Posteriormente

³Na verdade trabalhamos com íons H^- nas primeiras etapas de aceleração, eliminando em etapas seguintes os dois elétrons e obtendo assim o H^+ que entra no Acelerador Principal.

são injetados no Anel Principal e finalmente no Tevatron, que conta com magnetos supercondutores. Na tabela 3.1 mostramos os valores de energia atingida por um próton ao final de cada passo de aceleração.

As cavidades de radiofrequência do Tevatron reúnem os prótons em grupos que tipicamente tem 2 ns de comprimento, em intervalos de 19 ns. Os prótons são extraídos do Tevatron aproximadamente 1 vez a cada minuto em “*spills*” (salvas) de 22 s. Cerca de 25 % dessas partículas vão para a área do feixe P-Leste – onde fica o TPL. Os fótons usados no nosso experimento reproduzem a estrutura de salvas de 22 segundos, sendo produzidos no túnel do TPL após uma série de seções para produção de elétrons, conforme descrito abaixo.

3.2 Feixe de Fótons Rotulados

O principal motivo para a escolha do mecanismo de fotoprodução foi a baixa multiplicidade de traços que ocorre nesse tipo de fenômeno. Além disso, toda a energia carregada por um fóton está disponível para a interação, pois este não tem estrutura interna. Isso não acontece com feixes hadrônicos, já que nesse caso a energia carregada é dividida entre os vários componentes do hádron (pártons). Em consequência, temos uma seção de choque de produção de charme muito maior:

$$\frac{\sigma(\gamma N \rightarrow c\bar{c})}{\sigma(\gamma N \rightarrow \text{hadrons})} = 5 \times \frac{\sigma(pN \rightarrow c\bar{c})}{\sigma(pN \rightarrow \text{hadrons})} \quad (3.1)$$

Como já foi dito anteriormente, o feixe produzido no Tevatron consiste de prótons

altamente energéticos. Para conseguir a partir disso um feixe de fótons de energia rotulada esses prótons interagem com um alvo de berílio de 30 cm ao longo da linha do feixe (fig 3.2). Nesse processo uma grande quantidade de partículas carregadas e neutras é produzida. Por meio de magnetos descartam-se as partículas carregadas, restando as neutras tais como π^0 , K^0 e γ .

Esse feixe neutro passa por um radiador, um alvo de chumbo de espessura 0,32 cm, onde parte dos fótons converte-se em pares e^+e^- . Os elétrons são separados e transportados através de quadropolos, focalizadores, dipolos e colimadores. Controlando-se o impulso transversal (p_t) fornecido pelos dipolos eliminam-se os píons – que tem em média p_t maior – do feixe e no final deste percurso temos apenas elétrons de energia (260 ± 18) GeV. Esse feixe monoenergético de elétrons atinge uma folha de tungstênio com 0,2 comprimentos de radiação de espessura e emite fótons via bremsstrahlung.

Os elétrons são separados dos fótons por 3 magnetos. Enquanto os elétrons rumam para o Sistema de Rotulação, os fótons vão de encontro ao alvo. A energia dos elétrons é medida e através de seu valor determinamos a energia dos fótons. O feixe de fótons rotulados é firmemente colimado e sua direção de propagação (fig 3.5) define o eixo \hat{z} . No plano perpendicular a esse eixo a direção vertical é definida como \hat{y} e a horizontal como \hat{x} . A distribuição de energia de γ aparece na figura 3.3, e o feixe tem a seguinte energia média:

$$\langle E_\gamma \rangle = 145 \text{ GeV}$$

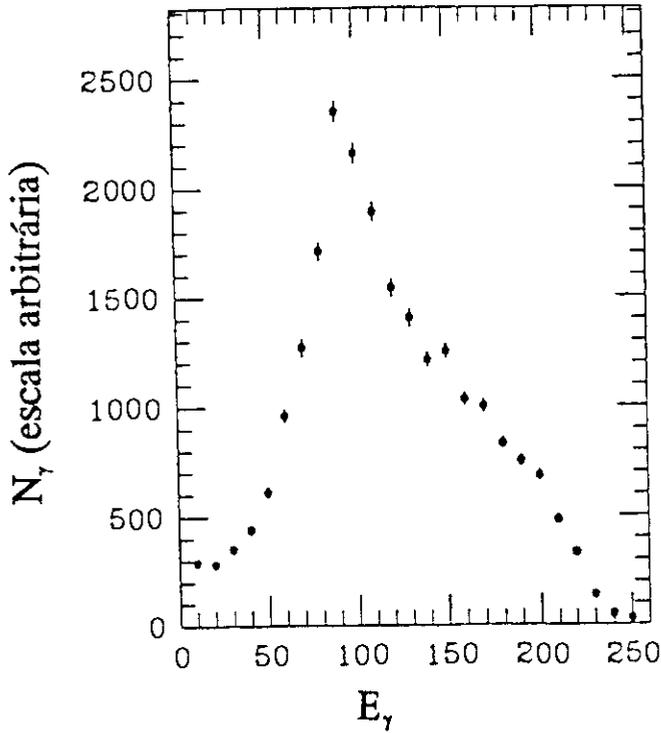


Figura 3.3: Distribuição de energia dos fótons produzidos.

3.3 Sistema de Rotulação

Este sistema consiste num conjunto de hodoscópios (fig 3.4) arranjados de modo a determinar a posição pela qual passam os elétrons após a deflexão que extrai os mesmos do feixe. Posicionado atrás dos hodoscópios há um conjunto de detectores de chuveiro eletromagnético. Sua função é medir a energia E_e de cada elétron defletido.

Como o feixe de elétrons conta apenas com partículas de ~ 260 GeV, a energia dos fótons é deduzida simplesmente por:

$$E_\gamma = E_{\text{feixe}} - E_e = 260 \text{ GeV} - E_e \quad (3.2)$$

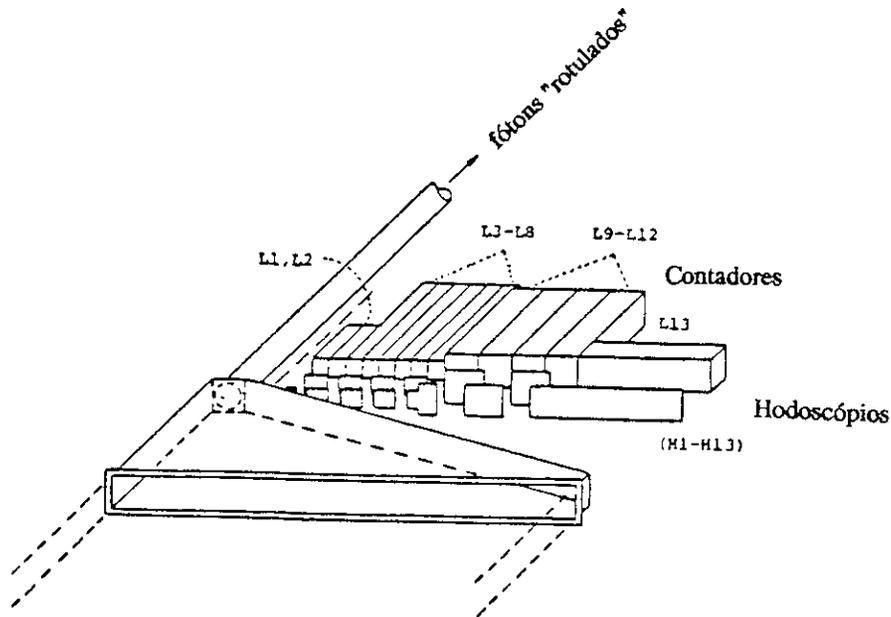


Figura 3.4: Arranjo de hodoscópios e contadores de chuva do Sistema de Rotulação.

A geometria do sistema determina o intervalo de energia dos γ s, que vai de 70 GeV a 230 GeV. Fora desse intervalo o elétron não atinge o Sistema de Rotulação e o correspondente fóton não tem sua energia rotulada.

3.4 Alvo

O alvo com o qual o feixe de fótons interage é escolhido de maneira a maximizar o efeito de interesse da experiência, ou seja, a fotoprodução de charme, e simultaneamente minimizar efeitos indesejáveis, sendo o principal deles a produção de pares e^+e^- . Em primeiro lugar é preciso considerar as seções de choque dos dois tipos de fenômeno:

$$\sigma_{HADR} \propto A\sigma_{nucleon} \quad (3.3)$$

$$\sigma_{\gamma \rightarrow e^+e^-} \propto Z^2 \quad (3.4)$$

| | |
|--------------------------|----------------|
| Dimensões X × Y × Z (cm) | 1,25 × 2,5 × 5 |
| pureza | 99,5 % |

Tabela 3.2: Características do alvo.

Devemos utilizar como alvo o material com a menor razão Z^2/A possível. Isso se traduz em um alvo com comprimento de interação nuclear suficiente para nos prover com uma elevada taxa de produção de charme e que ao mesmo tempo tenha poucos comprimentos de radiação de modo a manter baixa a produção de pares. Naturalmente que a melhor escolha seria o hidrogênio, não fosse esse um elemento cujo uso, como alvo, envolve grandes dificuldades técnicas: mantê-lo em estado líquido requereria aparato de criogenia, ainda assim a baixa densidade implicaria em um alvo de grandes dimensões, comprometendo a resolução espacial do espectrômetro. O uso de hidrogênio sempre envolve o risco de explosões e, para evitar qualquer acidente, é necessário implementar um considerável aparato destinado a alarme e controle.

O mais leve elemento em estado sólido nas CNTP é o lítio, seguido pelo berílio. Dadas as dificuldades técnicas da fabricação de uma lâmina de lítio, optamos por um alvo de berílio cujas características relevantes encontram-se na tabela 3.2.

3.5 Espectrômetro de Fótons Rotulados

O *Tagged Photon Spectrometer* (TPS) tem com principais funções o rastreamento e identificação de partículas produzidas a partir da interação γN – e seus produtos de decaimento – bem como a medida de seus *momenta*. Na tabela 3.4 estão expostas as principais funções de cada detector ou conjunto de detectores. A posição de cada detector no espectrômetro pode ser vista na tabela 3.3 e nas figuras 3.5 e 3.6.

Podemos ver o espectrômetro como duas partes distintas. Na primeira, mais próxima ao alvo, as partículas são rastreadas e identificadas basicamente através de ionização e polarização do meio por onde passam. A menos que escapem em direções transversas ao eixo \hat{z} essas partículas chegarão intactas à segunda parte⁴. Ali as partículas são destruídas por meio de interações e a energia dos chuveiros resultantes dessa destruição é coletada e medida em detectores apropriados.

Nas sub-seções seguintes faremos uma exposição mais detalhada desses detectores que compõem o TPS.

3.5.1 Contador B

Logo após o alvo, determinando a posição $z = 0$ – veja tabela 3.3 – está um cintilador fino que acusa a passagem de partículas carregadas produzidas no alvo, indicando assim a ocorrência de interação. É o Contador B, que serve basicamente para disparar as TDC (que fazem contagem de tempo) e faz parte do sistema de gatilho (*trigger*).

⁴Na verdade existe uma pequena probabilidade de interação das partículas com os detectores da primeira parte do espectrômetro.

| Detetor | posição z (cm) | área ativa x × y (cm) | Resolução |
|--------------------------|-------------------|--------------------------|---|
| Parede Frontal de Múons | -510 | 250 × 150 | |
| Alvo | -5,8 -0,8 | 1,25 × 2,5 | |
| Contador B | 0,0 | 2,5 × 2,5 | |
| SMD1 | 3,0 | 2,6 × 2,6 | 16 μm |
| SMD2 | 11,3 | 5,0 × 5,0 | |
| SMD3 | 20,3 | 5,0 × 5,0 | |
| D1A | 156 | 86 × 65 | 350 μm |
| D1B | 192 | 114 × 65 | |
| M1 centro | 286,6 | 174 × 86 | $\frac{\Delta p}{p} \cong 0,01 \% p$ |
| D2-1 | 384 | 182 × 130 | 300 μm |
| D2-2 | 426 | 182 × 130 | |
| D2-3 | 468 | 210 × 130 | |
| D2-4 | 499 | 228 × 130 | |
| M2 centro | 620,6 | 171 × 88 | $\frac{\Delta p}{p} \cong 0,05 \% p$ |
| C1 (plano de espelhos) | 1653 | 465 × 240 | |
| D3-1 | 930 | 254 × 130 | 300 μm |
| D3-2 | 972 | 254 × 130 | |
| D3-3 | 1014 | 254 × 130 | |
| D3-4 | 1046 | 302 × 130 | |
| C2 (plano de espelhos) | 1653 | 465 × 240 | |
| D4 | 1744 | 508 × 240 | 800 μm |
| CPP | 1834 | 174 × 12,5 | |
| SLIC centro | 1900 | 490 × 240 | $\frac{\Delta E}{E} \cong \frac{21 \%}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$ |
| Hadrômetro centro | 2041 | 490 × 270 | $\frac{\Delta E}{E} \cong \frac{75 \%}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$ |
| Parede Traseira de Múons | 2235 | 547 × 305 | |

Tabela 3.3: Detetores no Espectrômetro de Fótons Rotulados.

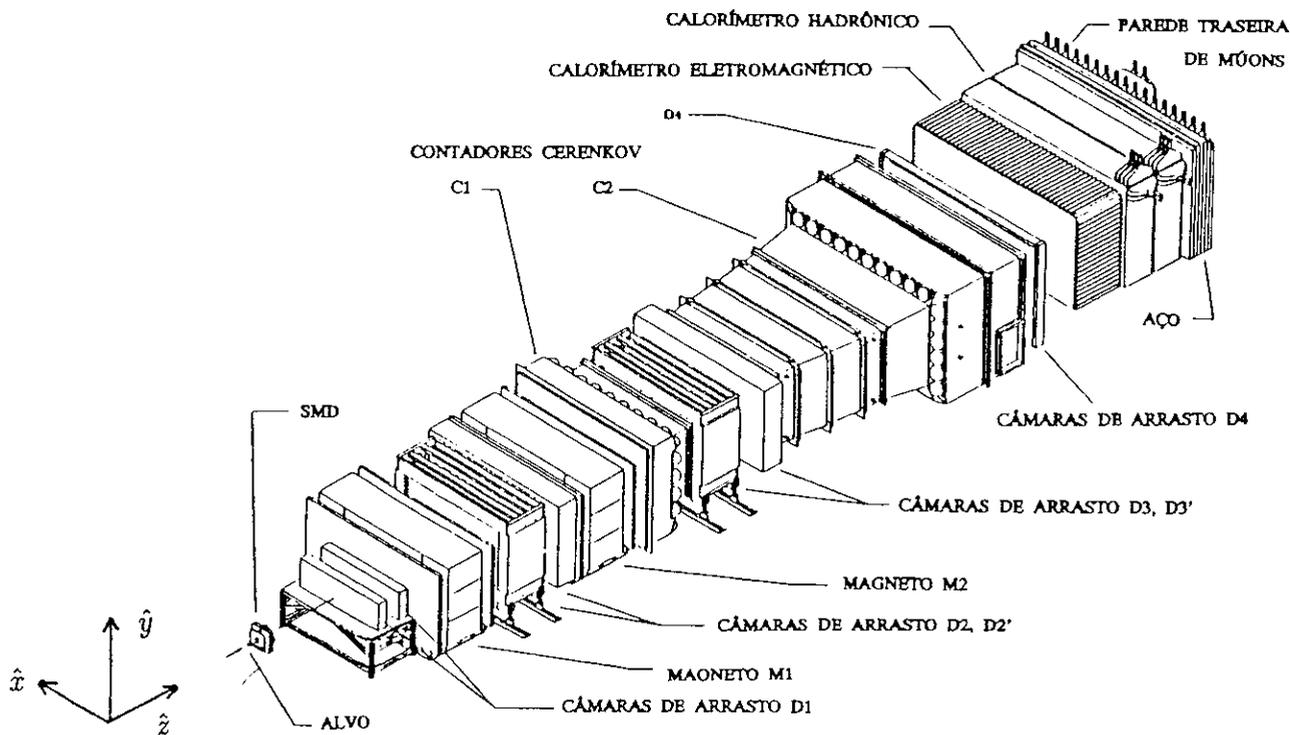


Figura 3.5: Vista em perspectiva do TPS.

| Detetor | Principal função | Outros |
|----------------------------|--|---|
| Paredes de Múons | detectar múons | veto, calibração, <i>trigger</i> Dimúon |
| Contador B | gatilho de TDC | Sistema de Gatilho |
| SMD | vértices e traços | |
| Câmaras de Arrasto | <i>momenta</i> | traços e vértices de partículas estranhas |
| Čerenkov | identificação p/K/ π | |
| Contador do Plano de Pares | bloquear pares e feixe | medir energia do plano de pares |
| SLIC | partículas neutras e energia eletromagnética | identificação lépton/hádron e gatilho |
| C. Hadrônico | energia hadrônica | identificação lépton/hádron e gatilho |

Tabela 3.4: Funções dos detectores.

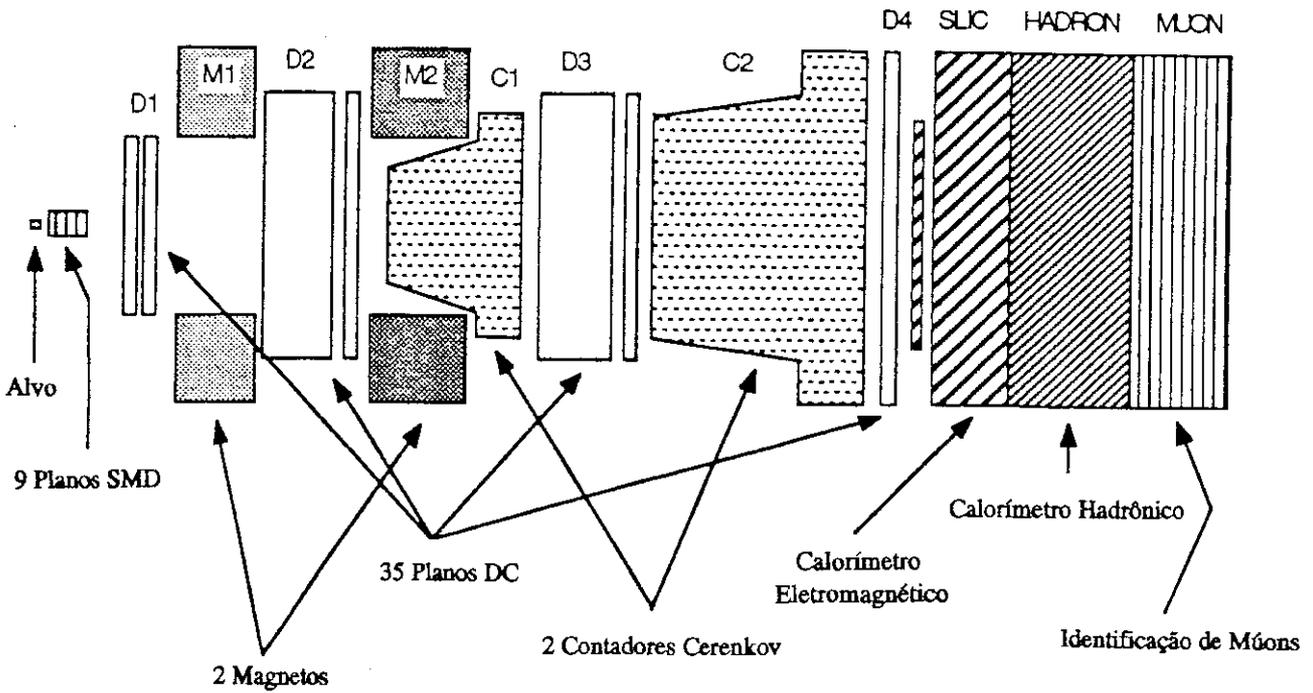


Figura 3.6: Visão esquemática do TPS.

3.5.2 Detetor de Vértice

O SMD (*Silicon Microstrip Detector* – Detetor de Microtrilhas de Silício), como já foi dito, é o grande responsável pela alta resolução espacial da E691 – resolução esta que permitiu uma boa distinção entre sinais de charme e os demais eventos hadrônicos. As partículas charmosas que decaem fracamente tem vida média [4] muito curta – tipicamente⁵ 10^{-12} s, logo $c\tau = 100 \mu m$. Portanto sem o SMD seria impossível distinguir o vértice de produção (que chamamos de vértice primário) dessas partículas do vértice de decaimento (vértice secundário) das mesmas. No caso de partículas estranhas e outras mais leves, o vértice secundário ocorre muito além dos planos de SMD, que na E691 são colocados logo depois do alvo (veja figura 3.5 e tabela 3.3).

⁵Se consideramos a vida média do charme como $\tau_{D^0} = 0,44 \times 10^{-12}$.

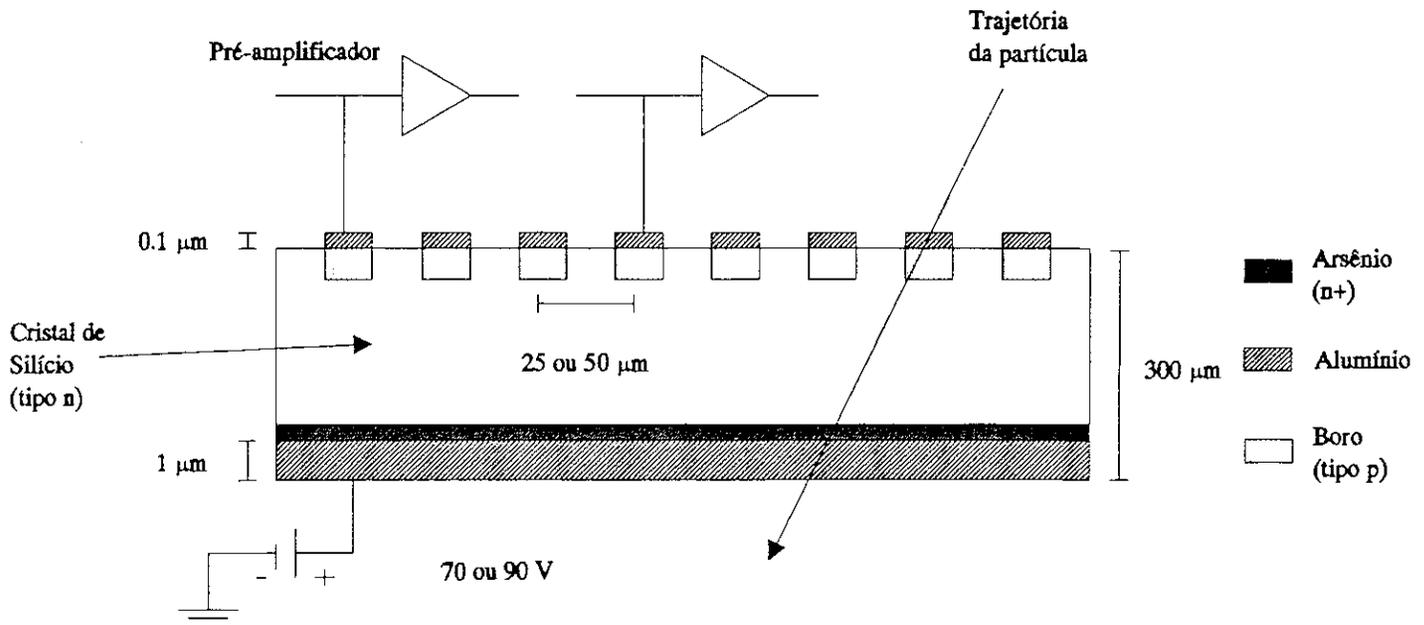


Figura 3.7: Corte em um plano de SMD.

Este detector é composto por planos, cada um dos quais é coberto de microtrilhas paralelas. Dessa maneira, quando uma partícula atravessa um plano, temos duas coordenadas do ponto de sua passagem: a coordenada z e a coordenada correspondente à microtrilha atingida.

Cada plano de SMD consiste em uma folha de silício tipo-n de espessura $\sim 300 \mu\text{m}$. Uma das faces dessa folha é dopada com arsênio, enquanto que a outra é coberta de trilhas e dopada com boro tipo-p. Cada trilha tem $30 \mu\text{m}$ de largura e a distância entre elas (*pitch*) é de $50 \mu\text{m}$. Como podemos ver na figura 3.7, ambas as faces são cobertas com alumínio, que otimiza as conexões externas.

A detecção ocorre da seguinte forma: uma partícula carregada cria, ao atravessar o Si, um mínimo de 25 mil pares elétron-buraco. Um campo elétrico age nas junções semicondutoras fazendo com que os buracos sejam atraídos para a microtrilha mais próxima.

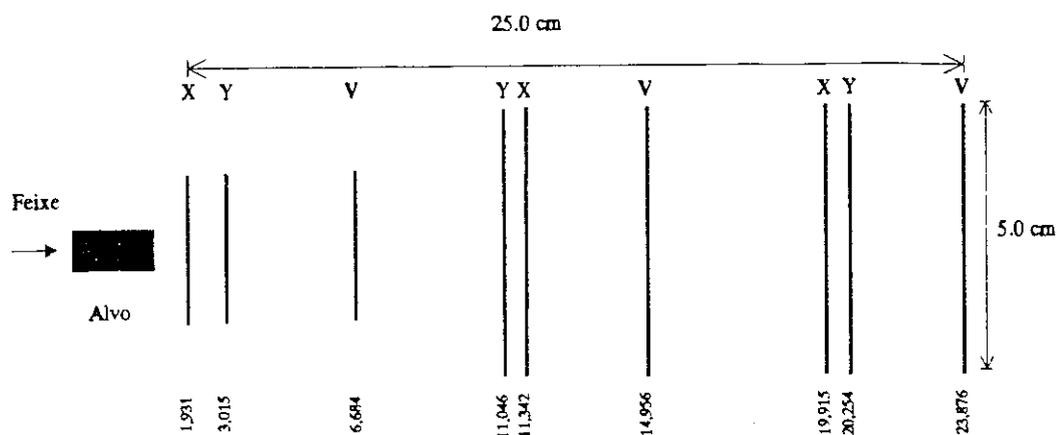


Figura 3.8: Arranjo dos planos de SMD na E691.

Da trilha o sinal de elétrons passa para um canal através de um pré-amplificador. Assim, cada plano tem um grande número de canais e cada canal corresponde a um certo valor da coordenada medida pelo plano.

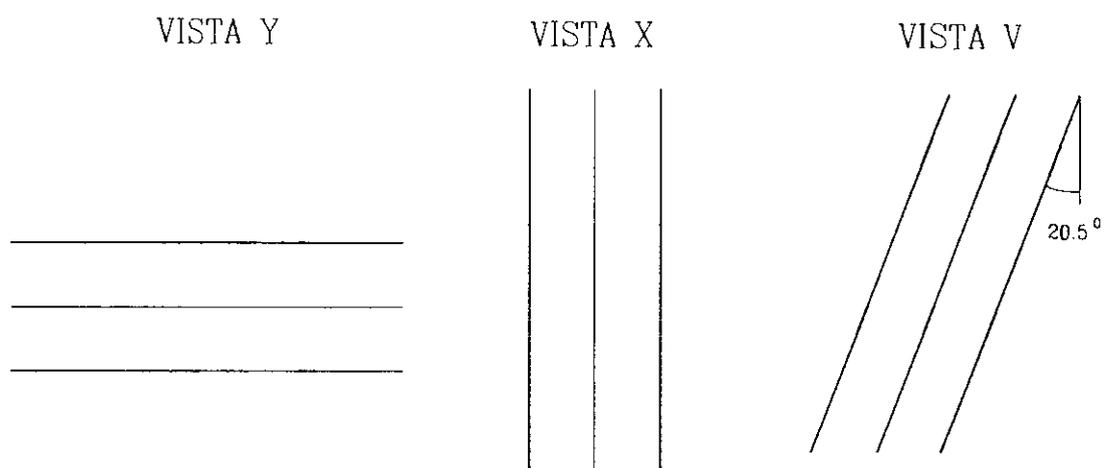


Figura 3.9: Diferentes orientações dos planos de SMD.

A quantidade de canais nos planos de SMD varia de modo a manter constante a aceitação angular em ~ 100 mrad. Na E691 foram usados 9 planos de SMD agrupados

| Tripleto | 1 | 2 | 3 |
|--|------------------|------------------|------------------|
| dimensões $x \times y$ (cm) | 2,6 \times 2,6 | 5,0 \times 5,0 | 5,0 \times 5,0 |
| espessura dos planos (μm) | 300 | 342 | 342 |
| <i>pitch</i> (μm) | 50 | 50 | 50 |
| n° trilhas ativas/plano | 512 | 768 | 1000 |
| ordem das orientações | X,Y,V | Y,X,V | X,Y,V |
| posição em z | 1,931 | 11,046 | 19,915 |
| (centros dos planos) | 3,015 | 11,342 | 20,254 |
| | 6,684 | 14,956 | 23,876 |

Tabela 3.5: Características do SMD.

em três tripletos, como mostra a figura 3.8. Cada tripleto tem três diferentes orientações de plano, medindo as coordenadas x , y e v (a $-20,5^\circ$ de \hat{y}) que aparecem na figura 3.9.

A resolução espacial no plano XY é de $16 \mu\text{m}$ e a resolução de dois traços é de $50 \mu\text{m}$.

Na tabela 3.5 temos as principais características destes detectores.

3.5.3 Câmaras de Arrasto

As Câmaras de Arrasto (“*Drift Chambers*” ou DC) são detectores bastante similares ao SMD – embora de resolução bem menor. Assim, as DC não são tão precisas na identificação de vértices, e as coordenadas de pontos por onde as partículas passam ao cruzar seus planos são em geral utilizadas no cálculo dos *momenta*. Nela também encontramos vários planos sensores, mas a obtenção dessa coordenada de “toque” da partícula no plano é feita de maneira indireta.

As DC são câmaras retangulares (fig. 3.10) dentro das quais encontramos, alternadamente, planos sensores e planos catodos. Cada fio tem um determinado potencial eletrostático e uma posição determinada. Nos planos sensores temos fios sensores alternados com fios modeladores de campo elétrico. Estes últimos servem para manter, na maior parte do interior da câmara, um campo elétrico uniforme. A câmara é preenchida com

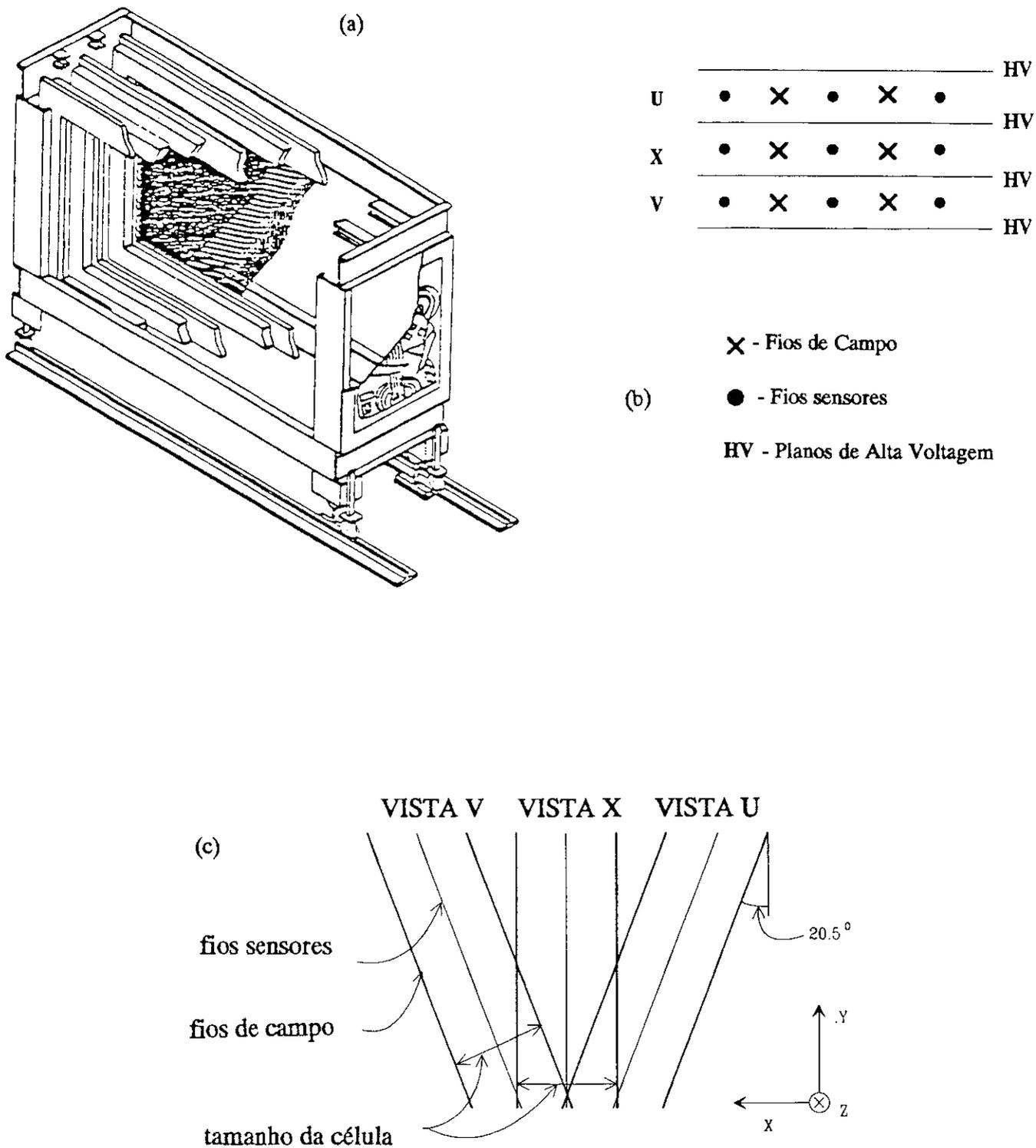


Figura 3.10: Corte de uma DC (a), arranjo interno dos cabos (b) e orientação dos mesmos (c).

| Secção | D1 | D2 | D3 | D4 |
|-------------------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|
| Dimensões $x \times y$ (cm) | 160 \times 120 | 230 \times 200 | 330 \times 200 | 550 \times 300 |
| n° de planos | 8 | 12 | 12 | 3 |
| n° de canais | 1536 | 2400 | 1952 | 416 |
| Tamanho da célula x (cm) | 0,476 | 0,953 | 1,588 | 3,180 |
| Tamanho das células u e v | 0,446 | 0,892 | 1,487 | 2,970 |
| Resolução (μm) | 350 | 300 | 300 | 800 |

Tabela 3.6: Características das Câmaras de Arrasto.

uma mistura de partes iguais de argônio e etano, e depois se acrescenta 1,5 % de etanol a fim de evitar centelhamentos que carbonizariam os fios sensores.

Ao passar através do detector, uma partícula carregada ioniza a mistura gasosa em seu interior. A nuvem de elétrons liberados viaja em direção ao fio sensor mais próximo com velocidade constante v_a (velocidade de arrasto) durante a maior parte do trajeto, entrando em “regime de cascata” apenas quando muito próxima ao fio. Através de uma TDC mede-se o tempo entre a passagem da partícula pelo Contador B e a chegada do pulso elétrico da DC. Como conhecemos o tempo que a partícula levou entre o contador e a DC, a variação possível na medida se deve ao tempo que a nuvem eletrônica leva para alcançar o fio.

Assim, um plano com fios sensores dispostos na direção \hat{y} determina a posição \hat{x} da passagem da partícula. Há uma ambiguidade “direita-esquerda” relativa à impossibilidade de se distinguir de que lado de um fio sensor vem os elétrons. Remove-se essa ambiguidade pelo uso de mais de um plano. Na figura 3.10 (c) estão espostas as três diferentes orientações nas quais encontramos os fios dos planos das câmaras. A ausência de planos dispostos na direção \hat{x} explica-se pela impossibilidade, causada pela força da gravidade, de manter os fios completamente esticados nessa direção.

| Magneto | M1 | M2 |
|------------------------------------|----------|----------|
| Posição z do centro | 286,6 | 620,6 |
| Comprimento (cm) | 165 | 208 |
| Área de entrada (cm ²) | 154 × 73 | 154 × 69 |
| Área de saída (cm ²) | 183 × 91 | 183 × 86 |
| Corrente (A) | 2500 | 1800 |
| n° de bobinas | 2 | 4 |
| $\int B_y(0, 0, z)dz$ (T-m) | -0,71 | -1,07 |
| impulso transferido (GeV) | 0,21 | 0,32 |

Tabela 3.7: Características dos Magnetos.

Na E691 utilizamos 4 câmaras espalhadas ao longo do TPS, num total de 35 planos sensores. A velocidade de arrasto típica é $v_a = 40 \mu\text{m/ns}$, e as características mais importantes desses detectores são mostrados na tabela 3.6.

3.5.4 Magnetos

A função dos magnetos do espectrômetro é defletir a trajetória das partículas carregadas para que se determine o sinal de sua carga elétrica e o seu *momentum*. Atravessando um campo magnético \vec{B} uma partícula recebe impulso

$$\vec{p}_k = q \int \vec{B} \wedge d\vec{l} \quad (3.5)$$

e é defletida de um ângulo θ . Se $\vec{p}_k \ll |\vec{p}|$,

$$p = \frac{p_k}{\theta}. \quad (3.6)$$

Assim, a resolução aumenta conforme \vec{B} fica mais intenso.

O TPS conta com 2 magnetos, M1 e M2, ambos de grande aceitação geométrica. O campo magnético é vertical (direção $-\hat{y}$) e portanto \vec{p}_k é puramente horizontal, o que simplifica bastante o processo de medida. As partículas que atravessam tais magnetos sofrem um impulso total de ~ 530 MeV; se negativas, as partículas são defletidas na direção $-\hat{x}$ – e vice-versa.

A estabilidade do campo magnético é garantida pelo monitoramento dos valores da corrente e da tensão de M1 e M2. Se houver qualquer variação desses parâmetros acima de 0,1 % de seu valor nominal um alarme é disparado. Outras informações sobre os magnetos M1 e M2 podem ser vistas na tabela 3.7. A resolução da medida do momento das partículas é dada por

$$\frac{\Delta p}{p} = \sqrt{(0,5p)^2 + (0,5)^2} \quad (3.7)$$

3.5.5 Detetores Čerenkov

Os detectores ou contadores Čerenkov, usados em conjunto com as DC, fornecem a identificação das partículas. Esse processo é baseado no fenômeno [17] de emissão de luz Čerenkov: partículas que atravessam um meio de índice de refração η com uma velocidade v superior à que a luz tem nesse meio ($c' = c/\eta$) polarizam os átomos vizinhos à trajetória de modo que estes emitem luz coerentemente num cone de semi-abertura θ_c onde

$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta\eta}; \quad \beta = \frac{v}{c}. \quad (3.8)$$

| Contador | C1 | C2 |
|-----------------------------|----------------------|-----------------------------------|
| Gás | N ₂ | He (80 %) + N ₂ (20 %) |
| Comprimento (m) | 3,7 | 6,6 |
| $\epsilon = 1 - \eta$ | 308×10^{-6} | 90×10^{-6} |
| n° de celas | 28 | 32 |
| z do plano de espelhos (cm) | 866 | 1653,4 |
| raio máx. do cone (cm) | 8,4 | 8,7 |

Tabela 3.8: Características dos Contadores Čerenkov.

Além disso, o número N_γ de fótons produzidos por unidade de comprimento de onda λ e de comprimento de trajetória l é dado por:

$$\frac{\partial^2 N_\gamma}{\partial \lambda \partial l} = \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} \sin^2 \theta_c = \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} \left(1 - \frac{p_{th}^2}{p^2}\right) ; \quad \alpha = \frac{1}{137} \quad (3.9)$$

onde p_{th} é o momento limiar de emissão Čerenkov para uma partícula de massa m segundo:

$$p_{th} = \frac{mc}{\sqrt{2\epsilon}}; \quad \epsilon = \eta - 1 \quad (3.10)$$

$$p_{th}(\pi) = \frac{m_\pi c}{\sqrt{2\epsilon}}. \quad (3.11)$$

Pode-se portanto ajustar p_{th} para os valores desejáveis ao experimento selecionando um meio com índice de refração (η) adequado. Conhecendo-se p_{th} para cada tipo de partícula e tendo a medida do momento p de cada traço é possível determinar limites para a massa de uma partícula que emita (ou não) luz Čerenkov. Da equação 3.10 vemos que se a partícula emite e seu momento é superior ao p_{th} de um pión, por exemplo:

| Partícula | e | μ | π | K | p |
|-----------|------|-------|-------|------|------|
| C1 | 0,02 | 4,2 | 5,6 | 20,0 | 37,7 |
| C2 | 0,04 | 7,9 | 10,4 | 37,0 | 69,8 |

Tabela 3.9: Limiares de *momentum* em GeV.

$$m \geq \frac{p_{th}^{pion}}{c} \sqrt{2\epsilon} \Rightarrow m \geq m_{pion} \quad (3.12)$$

Por outro lado se, além disso, p for inferior ao p_{th} de um próton:

$$m \leq m_{proton}; \text{ logo } m_{pion} \leq m \leq m_{proton} \quad (3.13)$$

É possível portanto determinar a natureza de uma partícula que atravessa um conjunto de 2 ou mais contadores Čerenkov observando-se em que detectores ocorre a emissão. No TPS são utilizados dois contadores Čerenkov, C1 e C2, cujos parâmetros mostramos na tabela 3.8. Na figura 3.13 mostramos o n° de fótons produzidos em função de p para C1 e C2. Os valores de p onde o número de fótons é zero são justamente os momentos de limiar de cada partícula.

Em uma análise mais quantitativa (tabela 3.9) vemos que com momento entre 6 GeV e 20 GeV apenas píons irradiam; os káons são singularmente identificáveis na faixa de 20 GeV a 37 GeV; finalmente, entre 37 GeV e 70 GeV, é possível separar os prótons das outras partículas. Além de 70 GeV qualquer uma dessas partículas irradia em C1 e C2, requerendo portanto esquemas mais elaborados para atribuir identidade aos traços. Isso será descrito no capítulo seguinte.

Na figura 3.11 mostramos os contadores Čerenkov da E691. A luz Čerenkov produzida eventualmente dentro dos detectores é refletida por um conjunto de espelhos (fig. 3.12)

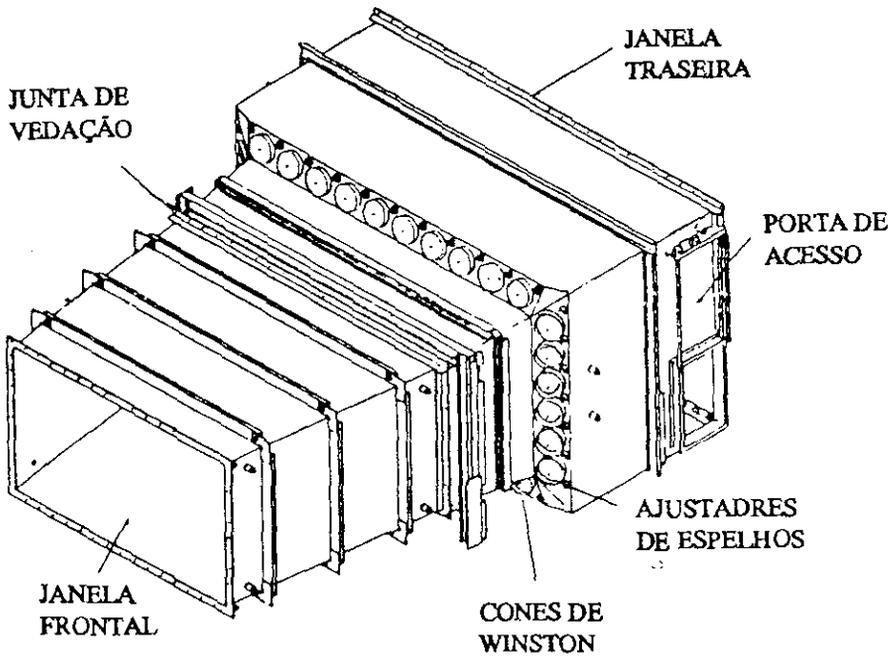
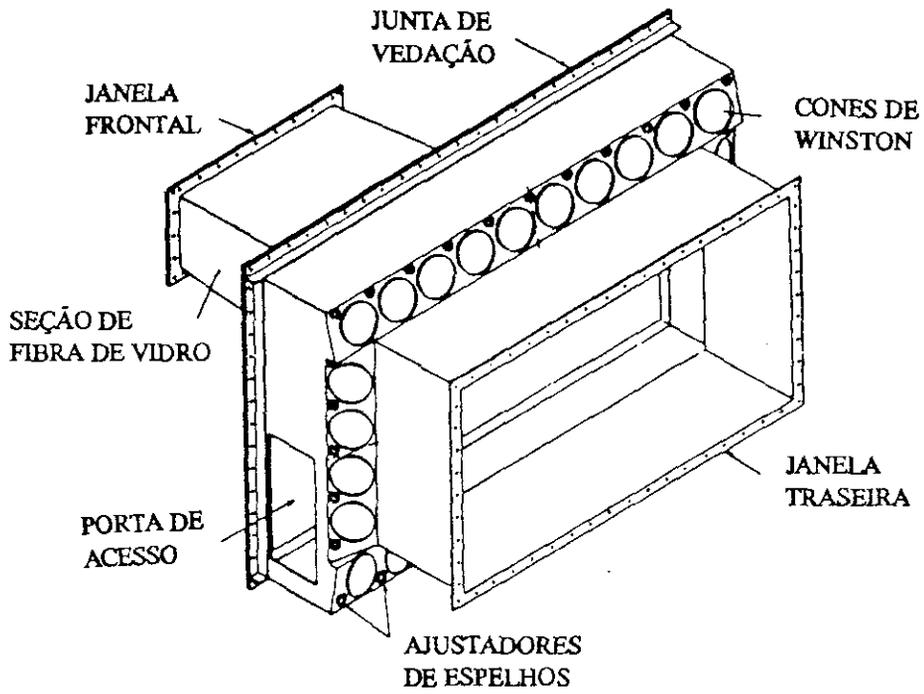
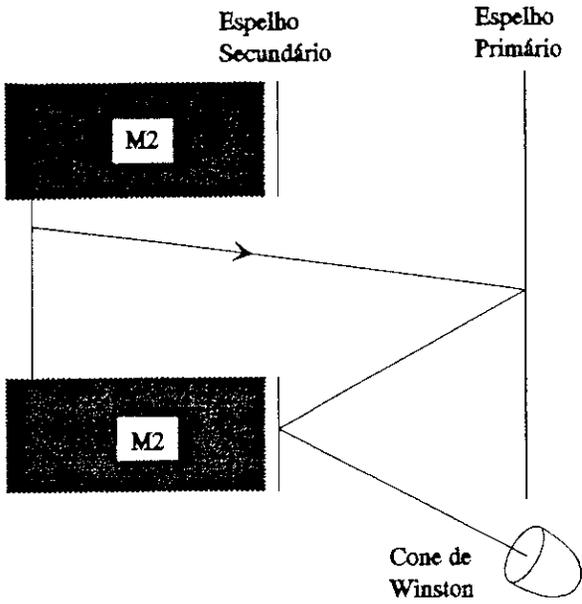
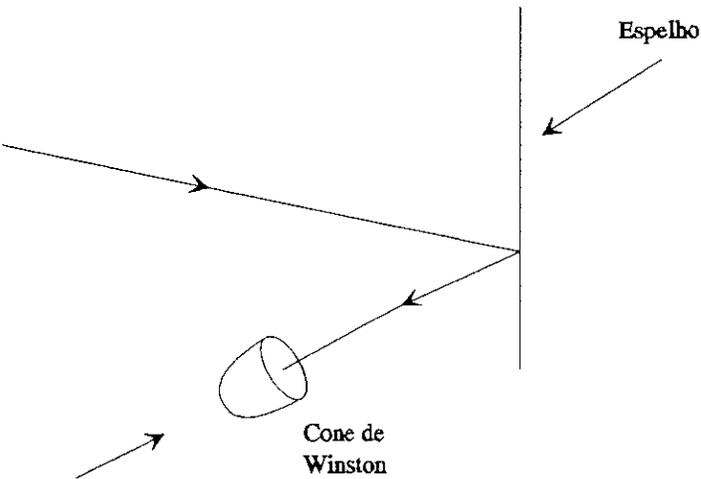


Figura 3.11: Contadores Čerenkov.



| | | | | | | | | |
|----|----|----|----|----|----|----|----|----|
| 13 | 9 | 2 | | 10 | | 14 | | |
| 11 | 7 | 5 | 3 | 1 | 4 | 6 | 8 | 12 |
| 25 | 21 | 19 | 17 | 15 | 18 | 20 | 22 | 26 |
| 27 | 23 | 16 | | 24 | | 28 | | |



| | | | | | | | | | | |
|----|----|----|----|----|----|----|----|----|----|----|
| 15 | 11 | 2 | | 12 | | 16 | | | | |
| 13 | 9 | 7 | 5 | 3 | 1 | 4 | 6 | 8 | 10 | 14 |
| 29 | 25 | 23 | 21 | 19 | 17 | 20 | 22 | 24 | 26 | 30 |
| 31 | 27 | 18 | | 28 | | 32 | | | | |

Figura 3.12: Arranjo de espelhos em C1 e C2.

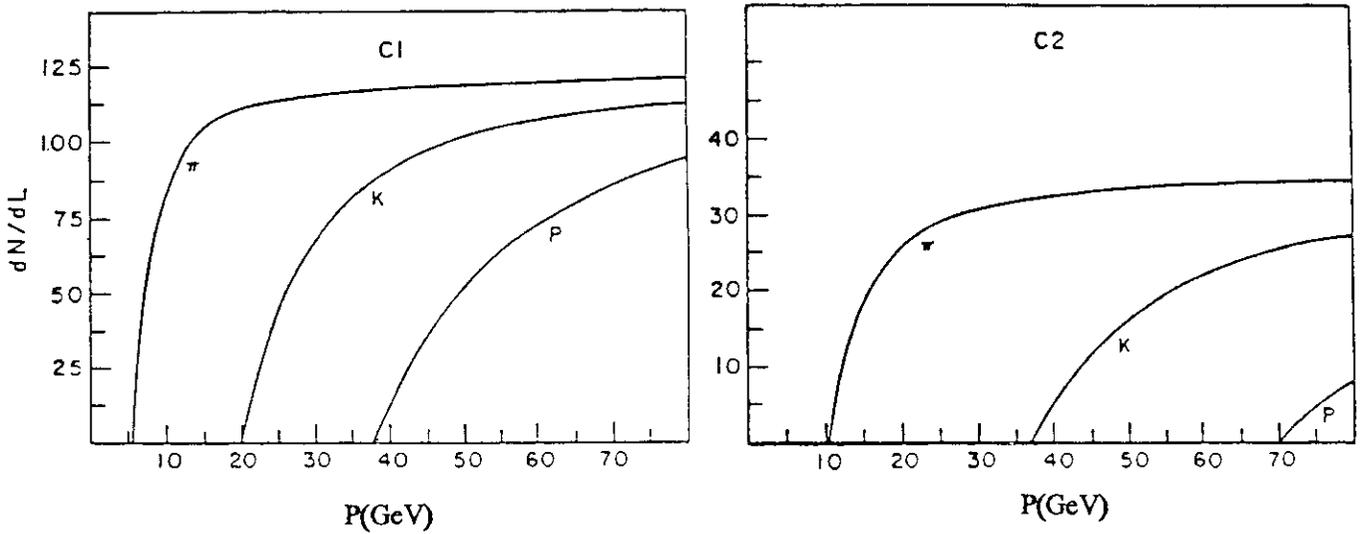


Figura 3.13: Previsão teórica da emissão (n° /metro percorrido) de fótons Čerenkov pelas diferentes partículas em C1 e C2.

esféricos dispostos em um plano e dirige-se a fototubos através de Cones de Winston. A distribuição dos espelhos e suas dimensões foram otimizadas por um Monte Carlo de modo que houvesse apenas 1 fóton Čerenkov por espelho – para cada espelho existe um conjunto Cone de Winston/Fototubo (28 em C1 e 32 em C2). No caso de C1 é feita dupla reflexão devido a limitações espaciais impostas pelo fato (vide tabela 3.3) de que este detector está parcialmente colocado dentro do magneto M2. Os fototubos ainda são protegidos do campo magnético por coberturas de ferro fundido e bobinas. A face frontal dos fototubos é coberta com uma película de “*waveshifter*” – uma substância que desvia o comprimento de onda da luz de modo a aumentar a eficiência na faixa do ultravioleta.

O número médio de fotoelétrons coletado por traço é

$$\langle N_{f.e.} \rangle = \begin{cases} 11 & \text{para C1;} \\ 13 & \text{para C2} \end{cases} .$$

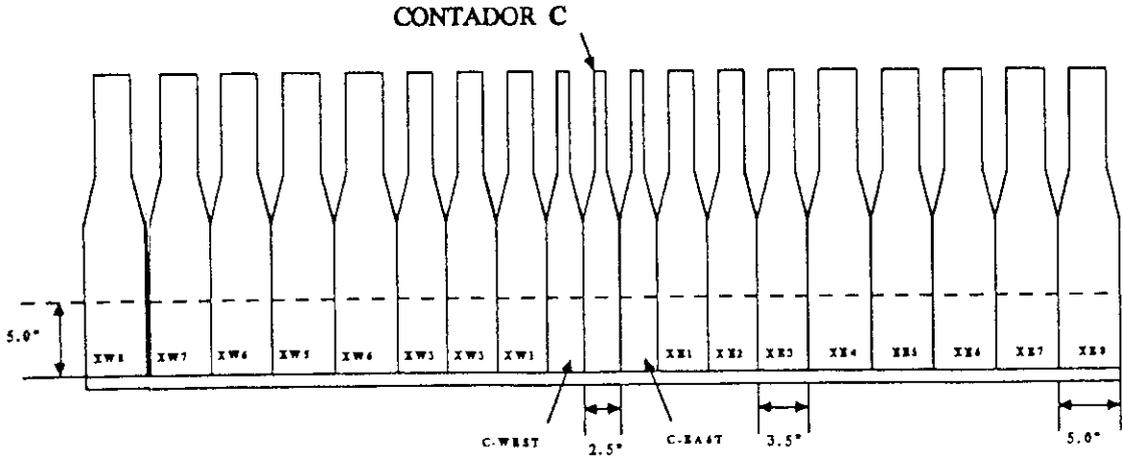


Figura 3.14: Contador do Plano de Pares e, ao centro, Contador C.

3.5.6 Contador do Plano de Pares e o Contador C

Fótons do feixe e pares e^-e^+ criados nos detectores provocariam um ruído muito grande se atingissem o SLIC (o calorímetro eletromagnético, que descreveremos na seção 3.5.7). Felizmente os pares são criados com abertura bem pequena (um ângulo da ordem de μrad) e sofrem deflexões apenas na direção horizontal, pois como já vimos os campos magnéticos que agem no TPS são exclusivamente verticais. Assim tanto os pares como os fótons remanescentes do feixe estão contidos numa região plana (plano ZX) que chamamos Plano de Pares.

O Contador do Plano de Pares (CPP) tem a finalidade de deter essas partículas e medir a energia contida nesse plano. Localizado imediatamente à frente do SLIC esse aparato consiste num conjunto de 19 contadores de chuva eletromagnética seguidos de uma parede de tijolos de chumbo. Os contadores mais próximos ao eixo do feixe são de tungstênio e acrílico e tem 6,35 cm de largura; os mais laterais são de chumbo e acrílico e sua largura é de 12,7 cm. Todo o conjunto mede 174 cm de largura e 12,5 cm de altura,

| Características | Contador plano de pares |
|--------------------------------------|--|
| Dimensões $x \times y$ (cm) | $174 \times 12,5$ |
| n° de canais | 19 |
| Contadores com acrílico + tungstênio | Contador C, C_{east} , C_{west} , XE1 – XE3, XW1 – XW3 |
| Contadores com Acrílico + Chumbo | XE4 – XE8, XW4 – XW8 |
| Comprimento de radiação | 30 |
| Comprimento de interação | 1,1 |

Tabela 3.10: Características do CPP.

como descrito na tabela 3.10.

Na porção central do CPP fica o Contador C, idêntico aos contadores vizinhos, que serve para medir a energia E_γ dos fótons que não interagem com o alvo. A espessura do conjunto em comprimentos de radiação é de 20 para os contadores e 10 para os tijolos.

Os pulsos do CPP são digitalizados em ADC mas não são utilizados na reconstrução devido ao congestionamento causado pelo excesso de entradas. Assim, o CPP acaba não medindo a energia dos pares e^-e^+ e serve apenas para proteger o SLIC do congestionamento que estes causariam.

3.5.7 Calorímetro Eletromagnético

SLIC é a abreviatura de *Segmented Liquid Ionization* – ou *Scintillator Lead Interleaved – Calorimeter* (Calorímetro de Ionização Líquido Segmentado ou de Alternância Chumbo-Cintilador). É projetado para maximizar a produção de chuviros eletromagnéticos em seu interior, isto é, as partículas são detectadas após uma interação destrutiva. Sua função principal é detectar partículas que interagem eletromagneticamente, principalmente e^\pm e γ – estes últimos invisíveis aos detectores já descritos – e medir sua energia eletromagnética⁶.

⁶Definida justamente como a energia depositada por chuviros eletromagnéticos no SLIC.

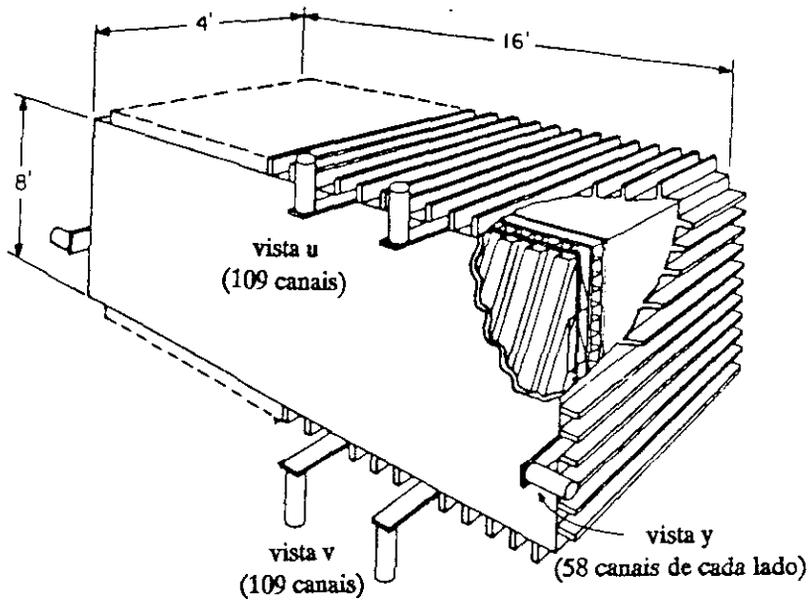


Figura 3.15: Vista em corte do SLIC.

Além disso é utilizado no gatilho de E_T e na identificação de partículas, como será descrito na próxima seção e no capítulo seguinte.

O SLIC (figura 3.15) é composto de 60 camadas de alumínio cobertas de teflon e separadas por folhas de chumbo, todo esse conjunto imerso em um tanque de cintilador líquido (um óleo mineral). As camadas de alumínio são dobradas – figura 3.16 – retangularmente de forma que cada uma delas é dividida em vários canais, permitindo a determinação da

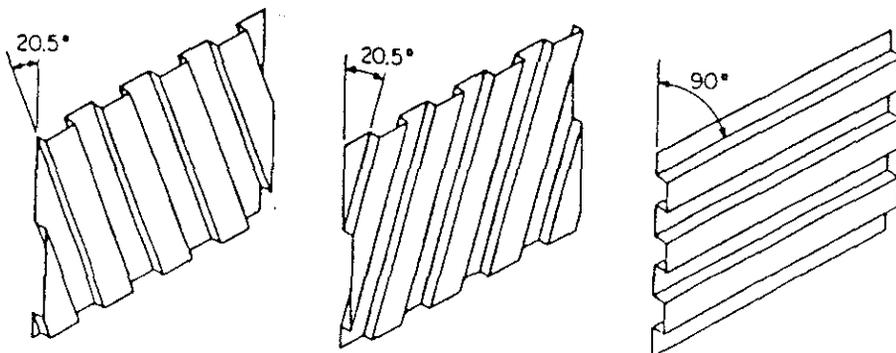


Figura 3.16: Diferentes orientações das camadas corrugadas do SLIC.

| Características | SLIC |
|--|-----------------------------|
| Dimensões $x \times y \times z$ | $488 \times 244 \times 122$ |
| z do centro (cm) | 1900 |
| n° de camadas | 60 |
| n° de canais | 334 |
| Espessura das camadas de Pb (mm) | 3,18 |
| Espessura das camadas de Al (mm) | 0,11 |
| Espessura das camadas de Cintilador (mm) | 12,7 |
| Largura das faixas (mm) | 31,8 |
| comprimento de radiação | 21,5 |
| comprimento de interação | 2,1 |
| Aceitação vertical | ± 66 mrad |
| Aceitação horizontal | ± 133 mrad |

Tabela 3.11: Características do SLIC.

posição dos chuveiros. A direção desses canais se alterna em \hat{u} , \hat{v} e \hat{y} . São 116 canais y , sendo a leitura das saídas feita para 58 em cada lado. Os canais u e v (109 de cada) são lidos respectivamente por cima e por baixo do SLIC. Outros parâmetros do detector são mostrados na tabela 3.11.

A detecção procede da seguinte forma: ao penetrar no SLIC a partícula dá origem a um chuveiro eletromagnético que provoca por sua vez o aparecimento de pulsos de luz no cintilador por onde passa. Dentro de um canal a luz se propaga por reflexão total nas paredes de teflon, pois $\eta_{teflon} < \eta_{cintilador}$ de modo que para ângulos maiores do que 20° ocorre reflexão total. Na saída do canal a luz, na faixa ultravioleta, é coletada por uma barra de acrílico dopada com BBQ que absorve-a e emite na faixa do visível – para a qual os fototubos são mais eficientes. Na região central do detector, mais atingida por chuveiros, essas barras tem 3,2 cm de largura enquanto nas regiões periféricas tem largura de 6,4 cm, recolhendo luz de dois canais.

Reconstrói-se os centróides dos chuveiros com uma resolução $\Delta_{centr.} = 3$ mm e a

resolução da energia medida é dada por:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{1}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \times 21 \%. \quad (3.14)$$

Como podemos ver na figura 3.15, cada barra coleta saídas de 20 canais paralelos no plano ZY. Essas saídas são integradas e digitalizadas em ADC. O SLIC é calibrado por uso do mesmo feixe monoenergético de elétrons que durante o experimento gera os fótons rotulados. Verifica-se que em um canal está contida $\sim 60 \%$ da energia de um elétron, e que em cinco canais é coletada praticamente toda essa energia.

3.5.8 Calorímetro Hadrônico

Como o SLIC, o Calorímetro Hadrônico – ou Hadrômetro – coleta os resultados de interações destrutivas de uma partícula com a matéria. Por isso mesmo os dois detectores guardam semelhanças de design (na geometria dos canais) e operação (na leitura de fototubos). A diferença fundamental é que o Hadrômetro, como o próprio nome indica, coleta a energia de chuveiros hadrônicos. Além disso o sinal desse detector é utilizado na identificação de múons, no veto de identificação de elétrons – apenas 1 % da energia eletromagnética ultrapassa o SLIC – e no gatilho de E_T .

O Hadrômetro é composto de 2 módulos separados por um *gap* de ar de 5 cm de espessura. Ao longo do eixo \hat{z} se alternam 36 camadas de aço com igual número de camadas de cintilador, divididas em vistas x e y – como pode ser visto na figura 3.17. A vista x é dividida em 38 canais de leitura; a y em 33. Em ambos os casos a largura dos canais é 14,5 cm. Os parâmetros físicos do detector são mostrados na tabela 3.12.

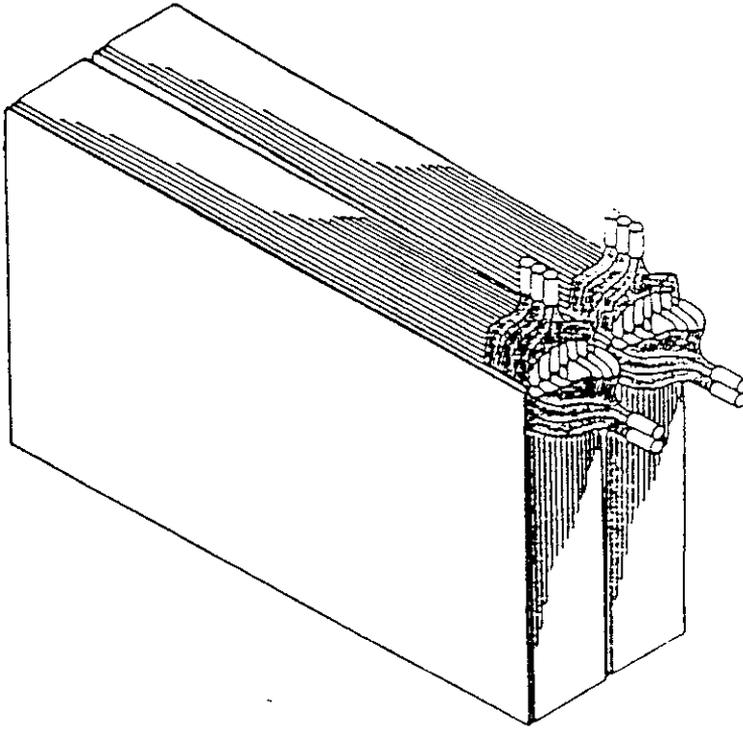


Figura 3.17: Vista do hadrômetro e seus canais de leitura.

Em processo semelhante ao que ocorre no SLIC, as partículas interagem destrutivamente com as camadas de aço gerando chuviros hadrônicos. Estes produzem, nos cintiladores, pulsos de luz que são desviados para a faixa do visível – novamente para melhorar a eficiência dos fototubos. Como no SLIC, os 18 sinais de uma mesma coordenada x (ou y) são integrados no mesmo guia de luz, indo posteriormente para uma ADC de ganho 20 contagens/GeV. A resolução fracional de energia é:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{1}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \times 75 \% \quad (3.14)$$

| Características | Hadrômetro |
|--------------------------------------|-------------------------------|
| Dimensões $x \times y \times z$ (cm) | 490 \times 270 \times 158 |
| n° de camadas | 36 |
| n° de canais x | 66 |
| n° de canais y | 76 |
| Espessura das camadas de aço | 2,54 |
| Espessura das camadas de cintilador | 0,95 |
| Largura das faixas | 14,48 |
| Comprimento de radiação | 52,8 |
| Comprimento de interação | 5,9 |

Tabela 3.12: Características do Hadrômetro.

3.5.9 Paredes de Múons

Depois do Hadrômetro existe uma parede de aço com 1 m de espessura. Dentre as partículas carregadas apenas múons com energia superior a 5 GeV conseguem ultrapassar tal barreira. Para detectar tais partículas é montado atrás da parede de aço um conjunto de 15 cintiladores (figura 3.18) verticais de largura 46 cm – 61 cm no centro – que recebe o nome de Parede Traseira de Múons. A posição do cintilador atingido fornece a coordenada x do traço de um múon, enquanto que a posição y é determinada através de TDC.

A eficiência desse detector é medida exigindo-se tripla coincidência entre o contador e 2 cintiladores colocados atrás dele. Essa eficiência, em média, está em torno de 94 %.

É preciso também detectar e identificar os múons que vem de fora do experimento E691, tendo sido gerados em outras áreas experimentais. Para isso, na entrada do hall experimental, fica a Parede Dianteira de Múons – que aparece na figura 3.19. A coincidência de sinal das duas paredes de *múons* é usada na calibração das DC e como veto de eventos contendo partículas estranhas ao experimento; a anticoincidência aciona o *trigger* Dimúon para o estudo de J/Ψ .

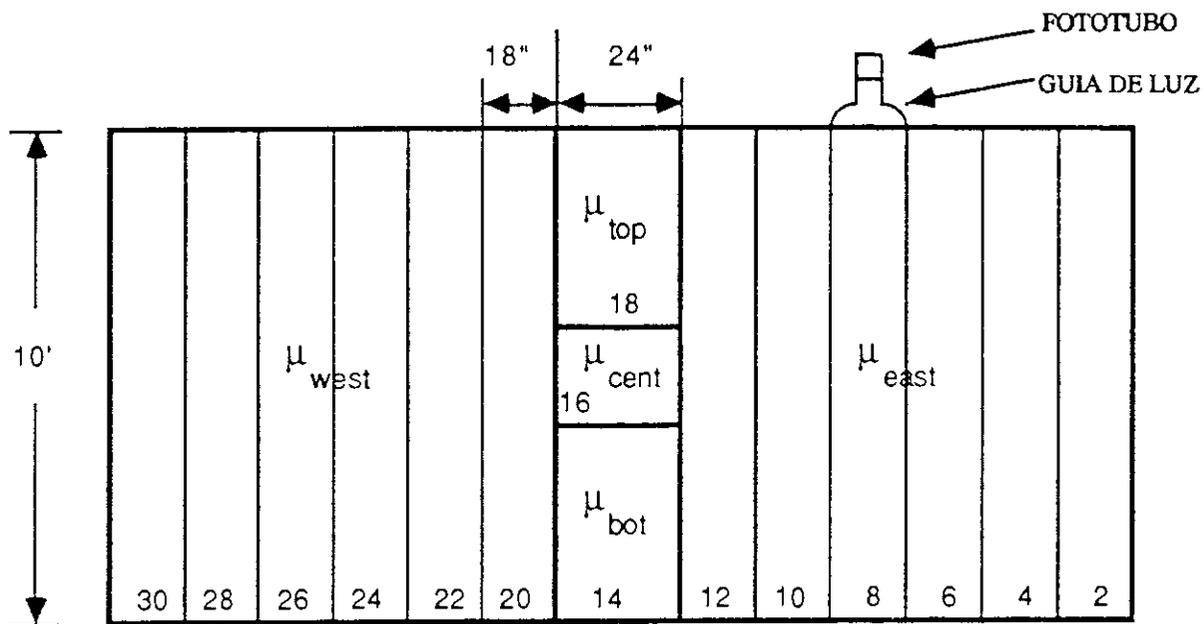


Figura 3.18: Parede Traseira de Múons.

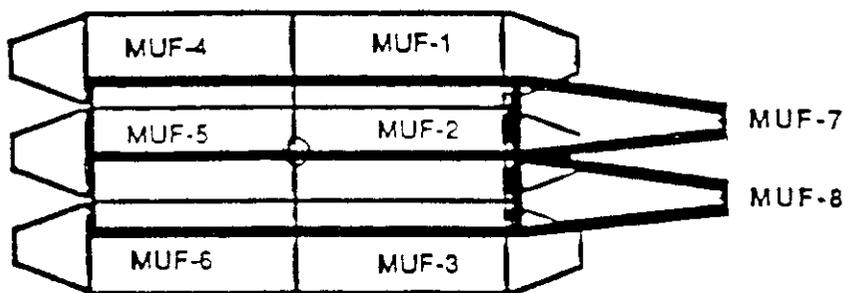


Figura 3.19: Parede Dianteira de Múons.

3.6 Coleta de Dados

Como pode-se perceber após a descrição do espectrômetro, a coleta de dados de um único evento envolve milhares de canais de leitura provenientes de diferentes tipos de detectores. A interpretação dos sinais eletrônicos de todo esse aparato é uma tarefa complexa que exige tamanha quantidade de processamento que impossibilitaria um tratamento *on line* dos mesmos.

É preciso, portanto, armazenar esses dados em fitas para posterior reconstrução. Essa é a tarefa do Sistema de Aquisição de Dados - ou DA (*Data Acquisition*). Por outro lado, a gravação de um evento pelo DA envolve um tempo morto durante o qual o sistema está ocupado processando os dados referentes ao mesmo e preparando-se para receber o evento seguinte. O DA é “cego” aos eventos que ocorrem durante esse tempo, o que torna impossível simplesmente gravar todos os eventos para posterior seleção. Além do mais devemos evitar que o sistema grave dados que não nos interessam sob o risco de estar “cego” para os eventos relevantes aos objetivos da experiência. Com a finalidade de selecionar previamente os dados de interesse existe o Sistema de Gatilho (*Trigger*), que seleciona esses eventos e aciona o DA, que por sua vez grava os mesmos.

3.6.1 Sistema de Gatilho

Embora todo o aparato do experimento E691 seja voltado à produção de partículas charmosas e detecção das partículas provenientes de seus decaimentos, esse fenômeno tem uma taxa de ocorrência cerca de mil vezes menor do que a taxa de produção de pares elétron-pósitron e cem vezes menor do que a produção de hádrons de sabores mais leves.

O Sistema de Gatilho é portanto projetado de maneira a realizar um julgamento rápido (algumas dezenas de μs) para descartar imediatamente a maior parte dos eventos não-charmosos e acionar (disparar) o Sistema de Aquisição de Dados para eventos que são bons candidatos a conterem charme.

Fisicamente, o *trigger* consiste de um conjunto de módulos eletrônicos lógicos – padrão NIM – recebendo entrada dos detectores e com saída para o DA. Logo que um evento ocorre o *trigger* recebe os dados dos detectores e realiza um julgamento lógico, verificando se o evento ocorrido satisfaz ou não um conjunto de critérios necessários para que possa ser gravado. Uma vez que tais critérios sejam satisfeitos o Sistema de Gatilho envia um sinal que aciona o DA, que por sua vez grava o evento.

Vários conjuntos diferentes de critérios foram usados ao longo da tomada de dados do experimento E691. Na maior parte do tempo, porém, o Sistema de Gatilho consistiu em uma combinação de dois tipos de critério: o *trigger* TAGH e o *trigger* de E_T . O primeiro é destinado a evitar a gravação de eventos de produção de pares e o segundo a selecionar, entre os eventos hadrônicos, aqueles que contém charme.

O gatilho TAGH (TAG vem de *Tagging System*, Sistema de Rotulação e H vem de *Hadrometer*, o Calorímetro Hadrônico) recebe entradas do Sistema de Rotulação, do Contador B e do Calorímetro Hadrônico. Para que o evento satisfaça o TAGH é preciso que a sua energia hadrônica⁷ seja maior ou igual a 40 GeV, desde que em coincidência com um sinal positivo do Sistema de Rotulação e do Contador B – que indica ter havido interação no alvo. Isso garante o caráter hadrônico do evento. Para fótons cuja energia seja superior

⁷Energia que as partículas produzidas no evento depositam no Calorímetro Hadrônico.

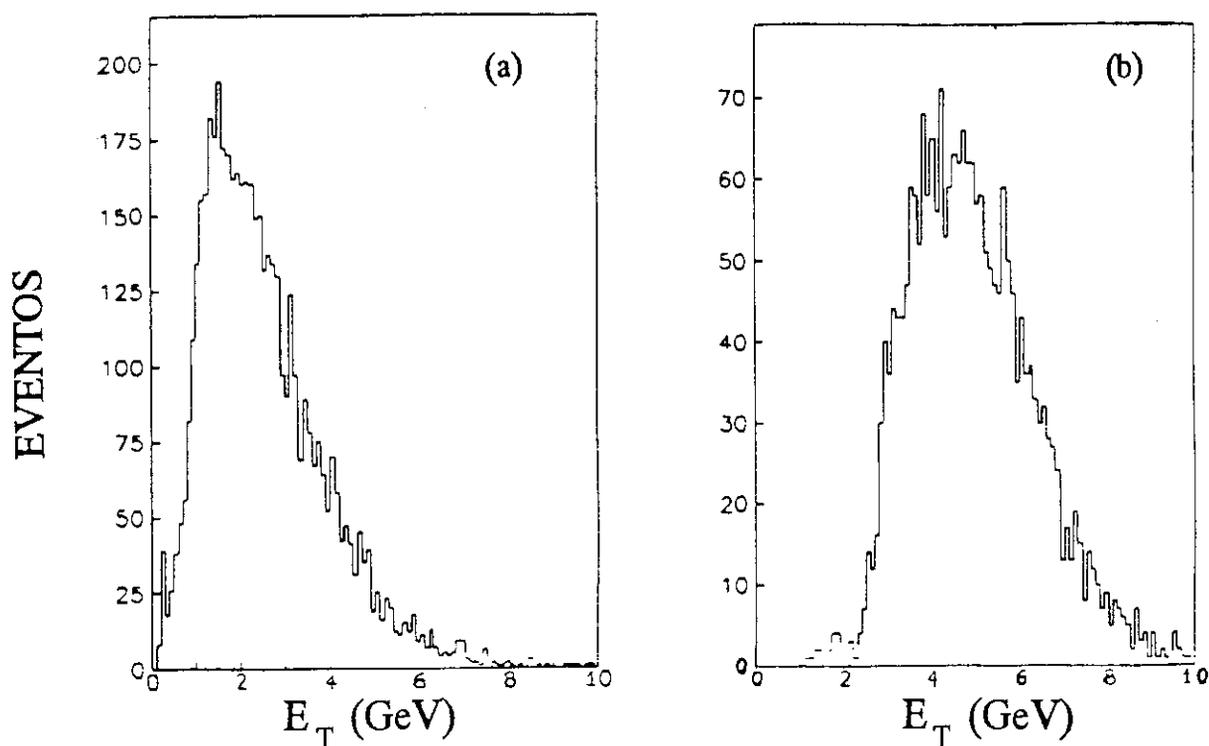


Figura 3.20: Distribuição da Energia Transversa [19], no experimento E691, para eventos Hadrônicos (a) e eventos com Charme (b).

a 230 GeV o Sistema de Rotulação é ineficiente, não enviando sinais para o Sistema de Gatilho. Assim, para evitar a perda de dados nessa faixa, eventos de energia hadrônica superior a 70 GeV são aceitos pelo TAGH sem necessidade de coincidência. O gatilho TAGH rejeita 99,9 % [18] dos eventos de produção de par elétron-pósitron mantendo virtualmente todos os eventos hadrônicos.

O gatilho de E_T parte da informação já conhecida [19] de que a produção de hádrons charmosos ocorre com um momento transversal médio superior ao da produção de hádrons mais leves. Para melhor aproveitar esse aspecto da produção de charme, é feita no nível do gatilho de E_T uma soma balanceada (pesos maiores para canais mais externos em relação ao eixo \hat{z}) da energia proveniente dos canais do Calorímetro Hadrônico e do SLIC. O resultado dessa soma recebe o nome de Energia Transversa (E_T), em analogia

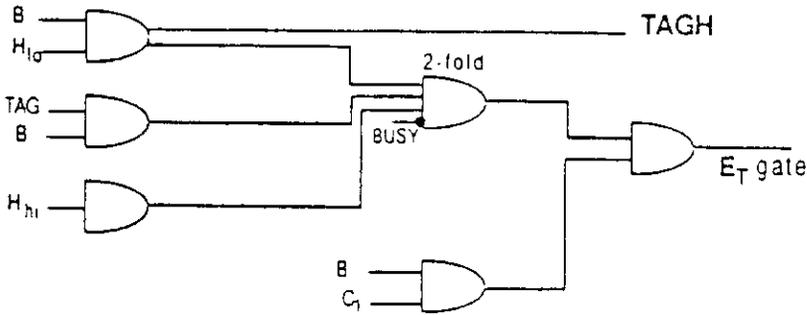


Figura 3.21: Esquema simplificado do Gatilho.

ao momento transverso. A distribuição de E_T no experimento E691 é mostrada na figura 3.20, com os seguintes valores médios:

$$\langle E_T \text{ (charme)} \rangle = 4,5 \text{ GeV}$$

$$\langle E_T \text{ (leves)} \rangle = 1,5 \text{ GeV}$$

O gatilho de E_T aciona o DA sempre que a energia transversa de um evento ultrapassar 2,4 GeV. A escolha desse valor foi feita buscando-se um compromisso entre a otimização do valor de R – eq. 3.16 – e a minimização do tempo “morto” do DA (durante o qual o gatilho de E_T não aceita nenhum evento).

$$R = \frac{\text{eficiência p/ charme}}{\text{eficiência p/ hádrons}} \quad (3.16)$$

Utilizando esse critério conseguimos reduzir o ruído hadrônico para aproximadamente 30 % do valor inicial ao mesmo tempo que mantemos 68 % do sinal de charme.

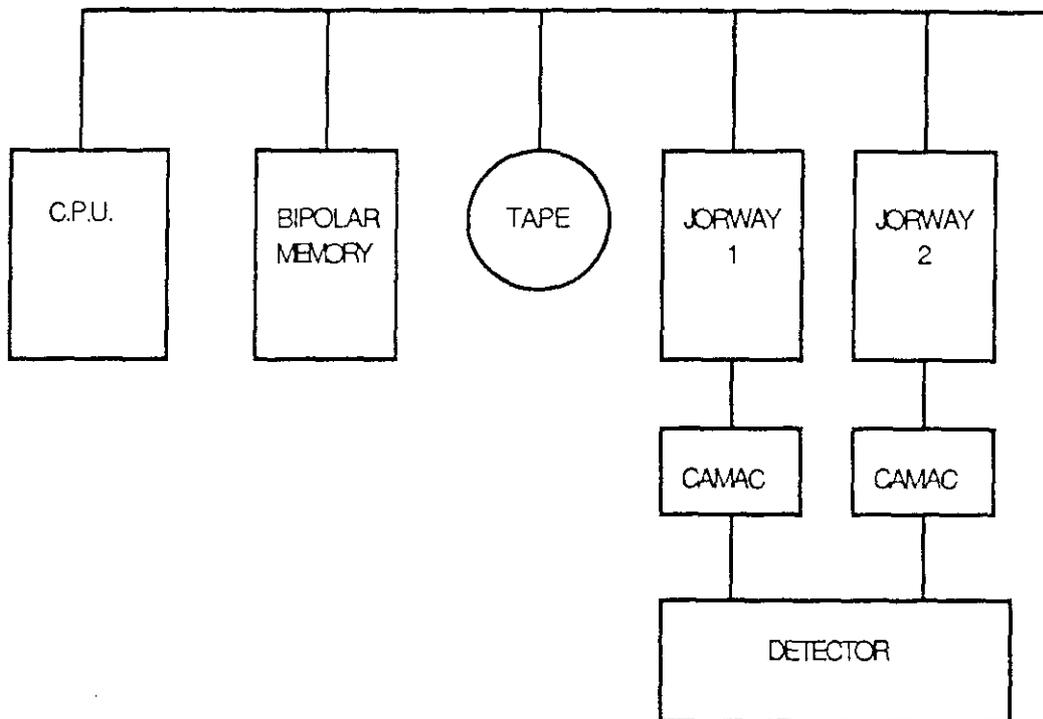


Figura 3.22: Esquema do DA.

3.6.2 Sistema de Aquisição de Dados

O Sistema de Aquisição de Dados, esquematizado na figura 3.22, foi composto por: um computador PDP 11/55, que gerencia o processo através do programa RSX-11, do Fermilab; 7 módulos CAMAC, distribuídos em dois bastidores gerenciados por um Jorway 411 cada e conectados por um barramento UNIBUS; 2 unidades de fita STC 1921, que fazem a gravação dos eventos em fitas magnéticas de 9 trilhas; um *buffer* de 128 KBytes.

Uma vez que um evento satisfaz todas as condições para gravação e o DA está pronto para receber seus dados, o Sistema de Gatilho envia um sinal de disparo, acionando o DA. Recebendo o disparo, o PDP 11/55 cria o estado *ocupado* (*BUSY*), que inibe qualquer outro disparo. A aquisição começa então com a digitalização dos dados – enviados pelos

detectores – nos módulos CAMAC. Em seguida os dados são transferidos desses módulos para o *buffer*. Quando todos os dados referentes ao evento foram guardados no *buffer* o PDP reinicializa as TDC e ADC e suspende o estado *ocupado*, deixando o DA pronto para o próximo evento aprovado pelo gatilho.

No *buffer* os dados são formatados em palavras de 16 bits, onde cada evento usa da ordem de 10^3 palavras. Finalmente esses dados são escritos em fitas chamadas RDT (*Raw Data Tapes*) a 6250 BPI (bits/polegada) e 75 IPS (polegadas/segundo).

Foram necessárias cerca de 2500 fitas para gravar os eventos acumulados em cinco meses de tomada de dados. A taxa de aquisição obtida com a otimização do DA foi de 100 eventos por segundo, com cerca de 30 % de tempo morto.

3.6.3 Sistema de Monitoramento

Conhecida a complexidade da E691 torna-se clara a necessidade de um acompanhamento cerrado sobre todo o processo de produção e armazenamento de dados durante esse experimento. O Sistema de Monitoramento faz esse acompanhamento⁸ utilizando uma parte dos eventos que o DA grava.

O sistema de monitoramento consiste em um Vax 11/780 onde opera o OLMS (*On Line Monitoring System*). Aproximadamente 1 % dos dados coletados pelo DA seguem diretamente do PDP 11/55 para o Vax, onde são armazenados em uma área da memória que recebe o nome de *Event Pool* (Reservatório de Eventos) ou EP. Essa área é criada e atualizada continuamente pelo mecanismo chamado EPB (*Event Pool Builder*) e contém sempre cerca de 800 eventos.

⁸Há também inspeções locais do espectrômetro. Realizadas no mínimo a cada 8 horas, essas inspeções consistem na verificação de misturas de gases, temperatura, etc...

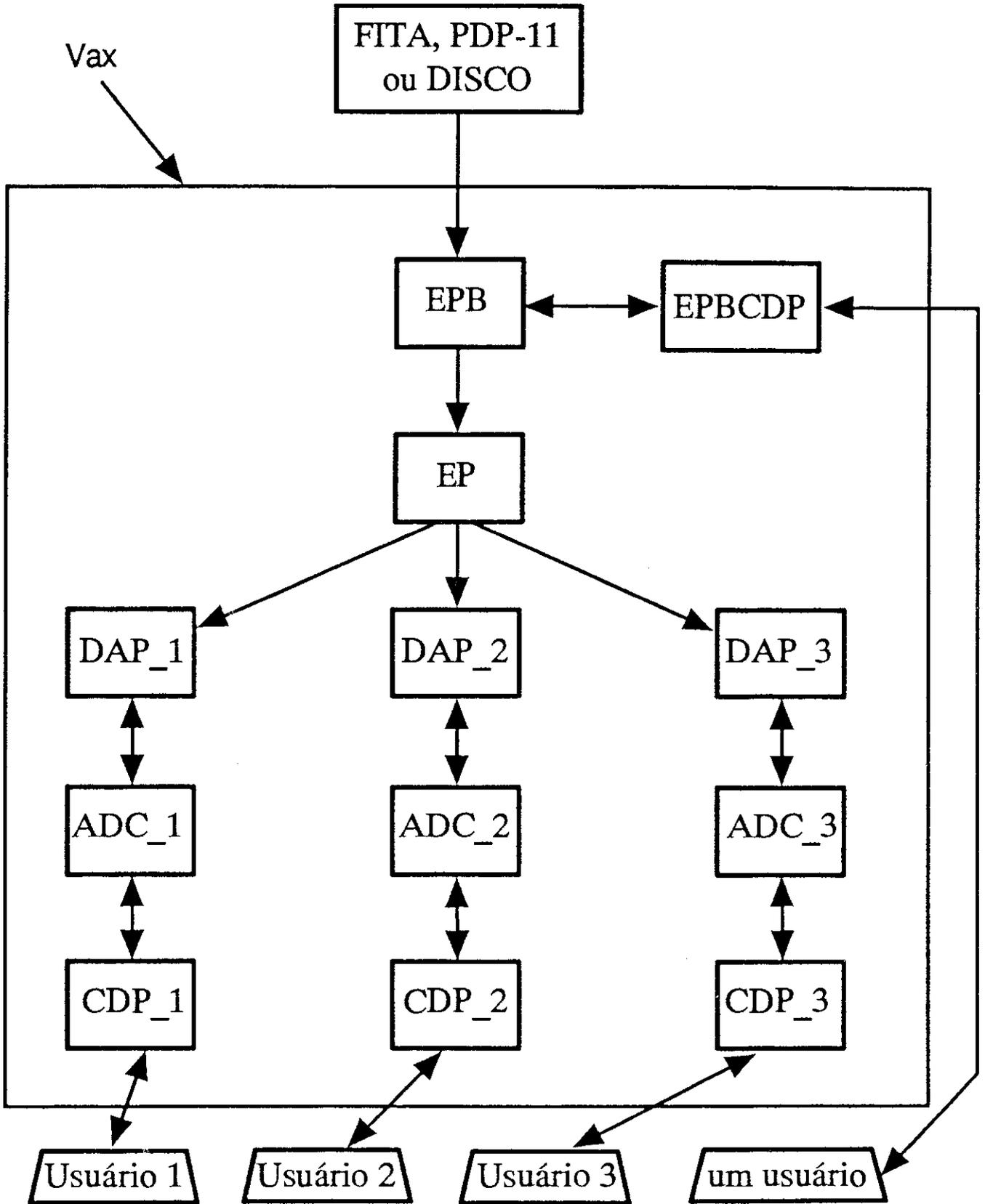


Figura 3.23: Esquema do Sistema de Monitoramento.

Uma vantagem do uso do Vax para esse sistema é que nesse computador podemos ter áreas de memória global, acessíveis simultaneamente a um número ilimitado de processos – e a EP é uma dessas áreas. Além disso no Vax é possível executar processos desconectados – independentemente do fato do usuário estar ou não usando sua conta. Dessa maneira trabalham os DAP (*Detached Analysis Program*), programas que acessam os eventos da EP e calculam variáveis relevantes ao acompanhamento da experiência. Cada DAP armazena os resultados de seus cálculos em uma área global específica das variáveis calculadas, chamada ADC (*Analyzed Data Common*).

Os usuários – especialistas em partes do espectrômetro – acessam essas variáveis através de CDP (*Control/Display Program*), com os quais podem contruir histogramas e gráficos, monitorando diretamente o funcionamento de vários componentes e do espectrômetro como um todo. As variáveis mais críticas são acompanhadas pelos próprios DAP, que disparam alarmes quando estas variam acima de um valor previamente estipulado.

O sistema de monitoramento também é usado para eventos de calibração, antes da tomada de dados, para ajustar tensões, *timing* das DC, etc... Nesse caso todos os eventos devem ser analisados, o que pode ser feito por que o Vax tem unidade de fita e disco rígido, onde os eventos podem ser armazenados até o momento de serem processados. O esquema do monitoramento com suas diversas DAP, ADC e CDP aparece na figura 3.23.

Capítulo 4

A Reconstrução de Eventos

Terminada a fase de coleta de dados, temos cerca de 10^8 eventos gravados em fitas magnéticas de 9 trilhas. As informações contidas nestas fitas são simplesmente as saídas dos diversos canais dos detectores, e para que possamos realizar uma análise desses eventos é preciso converter tais dados em quantidades de sentido físico claro, mais adequadas à análise, tais como quadri-momenta, carga, etc... O processo que realiza tal conversão é denominado reconstrução de eventos (figura 4.1).

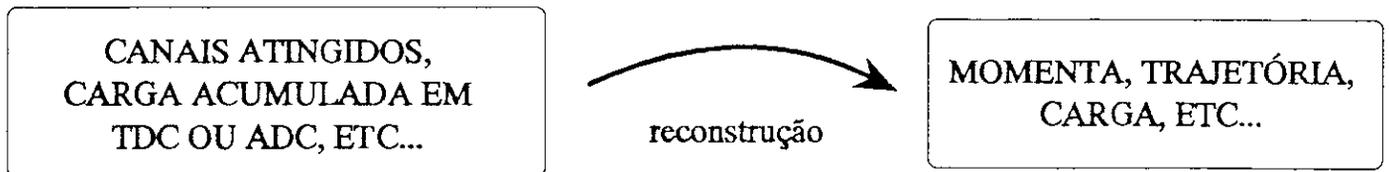


Figura 4.1: A reconstrução transforma os sinais de saídas dos detectores em quantidades físicas analisáveis.

Devido a problemas relativos à memória dos computadores da época (1984-5), a reconstrução foi dividida em duas partes: o Passo 1 e o Passo 2. No Passo 1 são reconstruídas as trajetórias e *momenta* das partículas carregadas utilizando informação do SMD e das Câmaras de Arrasto. Além disso é feito o mapeamento detalhado dos campos magnéticos gerados no espectrômetro pelos magnetos analisadores. O Passo 1 envolve a parte mais

complexa e demorada da reconstrução, levando 0,7 segundos por evento.

O Passo 2, que consome cerca de 0,25 segundos por evento, reconstrói a energia dos fótons incidentes sobre o alvo, faz a identificação das partículas carregadas e ainda procura por possíveis vértices. Nas seções seguintes descreveremos detalhadamente esses passos da reconstrução bem como alguns dos aparatos utilizados.

4.1 Sistema ACP

Na reconstrução, portanto, transformamos as informações das RDT em características físicas relevantes à nossa análise. Isso foi feito inicialmente em um computador CYBER 175, que contudo demandaria cerca de 3 anos de CPU para realizar toda a tarefa. Esse tempo foi dramaticamente reduzido graças ao uso do sistema ACP (*Advanced Computer Program*).

O Sistema ACP é um sistema computacional de alto desempenho (processamento paralelo) desenvolvido no Fermilab, em colaboração com o LAFEX, para uso em física de altas energias, e que estava em sua fase final de testes quando se iniciou a reconstrução da E691. Este sistema consiste, basicamente, em um conjunto de nós que trabalham sem dependência mútua, gerenciados por um μ Vax. Esses nós ficam conectados a uma plataforma VME e comunicam-se com o μ Vax através de um barramento do tipo *Q-bus*. Cada nó tem capacidade de processamento equivalente¹ a 0,7 Vax 11/780.

Problemas de física de altas energias caracterizam-se justamente por uma quantidade enorme de eventos que podem ser processados, independentemente uns dos outros, pelo

¹informações mais detalhadas sobre a primeira geração do ACP e as seguintes podem ser encontradas em [15].

mesmo conjunto de operações. Isso torna o processamento paralelo a maneira mais adequada de tratar os mesmos. Além disso foram fundamentais para a decisão de usar esse sistema as seguintes vantagens apresentadas por ele:

- Alta taxa desempenho/custo, bem superior à de computadores convencionais quando usados em problemas típicos de física de altas energias
- Modularidade: facilidade no aumento da capacidade do sistema de acordo com as necessidades e substituição ou remoção de componentes defeituosos sem prejuízo grave na performance

Após um período de conversão do *software* da forma sequencial para a forma paralela e um longo período de depuração, a reconstrução foi implementada no Sistema ACP. Foi usada uma configuração de 60 nós, o que tornou possível a conclusão dessa tarefa em pouco menos de um ano. Na verdade, se o ACP estivesse completamente operacional no início da reconstrução esse processo consumiria apenas cerca de 3 meses.

4.2 Passo 1

O Passo 1, que consiste basicamente na reconstrução de traços e *momenta*, é realizado por três programas: S1234, ESTR e SESTR. O programa SESTR faz a reconstrução a partir de informação do SMD e segue extrapolando os traços feixe abaixo. O normal é fazer essa extrapolação feixe acima. Na E691, entretanto, a alta resolução dos planos de SMD e a grande redundância nas vistas – 3 planos para cada – torna a eficiência da reconstrução feixe abaixo maior do que de maneira inversa. Além disso as DC tem ambiguidade direita-esquerda e um nível de ruído bem superior ao do SMD. O mais importante porém é que

começando pelo SMD – que tem reconstrução de traços mais rápida do que as DC – sobram menos traços para serem reconstruídos só nas DC.

O programa S1234 inicia-se procurando traços que deixem 6 marcas em duas das vistas – 6 planos portanto – do SMD. Não é um corte radical como possa parecer, já que cerca de 80 % dos traços deixam marcas em 8 ou 9 planos. Os traços que satisfazem tal critério são selecionados em ordem de qualidade segundo o número de marcas deixadas na 3ª vista: 3, 2 ou 1 (9, 8 ou 7 marcas no total). Em seguida são examinados os traços com menos marcas na seguinte ordem: 3-2-2, 3-2-1 e 2-2-2. Sempre que o (candidato a) traço deixa menos do que 3 marcas em uma vista qualquer ele é projetado na câmara D1 para corroboração.

Definidos todos os candidatos a traço com marcas na região 1 (veja figura 4.2) estes são projetados, através dos magnetos analisadores M1 e M2, na câmara D3-X (menos congestionada do que a D2). Essa projeção é feita considerando-se a deflexão causada pelos campos magnéticos como tendo ocorrido num único ponto (*single bend point approximation*). Utilizamos a combinação das vistas U e V de D3 para formar a vista Y nesse plano, pois os campos magnéticos não provocam deflexão considerável na direção \hat{y} . Nesse momento ajustam-se os tripletos espaciais – conjunto de coordenadas x , u e v que definem um ponto no espaço dentro da DC. A posição x do tripleto mede o desvio causado pelos campos magnéticos na trajetória da partícula. Aqui ainda temos um número enorme – de 10 a 100 por tripleto – de traços “fantasmas” criados por combinações aleatórias de marcas. Na verdade mais traços são perdidos devido a esse ruído combinatório do que por ineficiência dos planos.

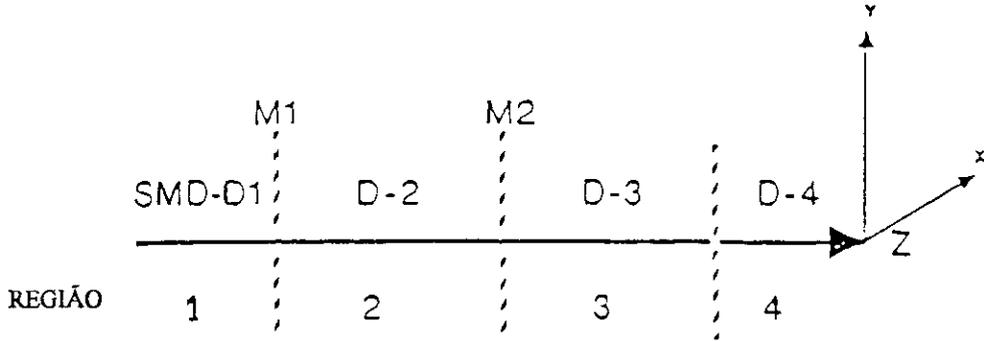


Figura 4.2: As 4 regiões do espectrômetro.

Projetando o traço através de todo o espectrômetro temos a determinação de todos os tripletos nas DC. Os *momenta* são então completamente ajustados utilizando-se esses tripletos e a parametrização dos campos magnéticos no TPS.

Finalmente são aplicados cortes de qualidade, descartando-se traços com poucas marcas no SMD, traços que tenham $\chi^2/(\text{número de graus de liberdade})$ muito grande – qualidade do ajuste de *momentum* – e traços com muitas marcas em comum com outros traços de melhor qualidade (segundo esses mesmos critérios). A eficiência desse processo de rastreamento é maior do que 90 %, e em média o programa S1234 leva 0,5 segundos de CPU (no CYBER) por evento.

O programa ESTR realiza essencialmente a mesma tarefa que o S1234, no entanto ele lida apenas com as marcas nas DC deixadas de lado pelo S1234. Sendo voltado à detecção de partículas neutras estranhas, de meia-vida mais longa ($K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$; $\Lambda \rightarrow p \pi^-$), esse programa tem a vantagem de lidar com um número bem menor de traços. Cerca de 15 % dos eventos reconstruídos pela E691 o são por esse programa.

Eventos charmosos típicos tem ~ 10 traços carregados, utilizando ~ 1 segundo de

CPU (CYBER). Eventos hadrônicos sem charme gastam $\sim 30\%$ menos.

4.3 Passo 2

O Passo 2 envolve os vários detectores do espectrômetro em suas diferentes funções: rotulação de fótons, calorimetria, identificação de partículas e procura de vértices. Analisamos cada etapa separadamente.

4.3.1 Rotulação de Fótons

Uma rotina utiliza a informação do Sistema de Rotulação para estimar a energia dos fótons que atingem o alvo produzindo interação. Essa estimativa tem eficiência em torno de 77%. As fontes de ineficiência são, entre outras, a existência de mais de um elétron em alguns eventos e a possibilidade de conversões $\gamma \rightarrow e^+e^-$.

4.3.2 Calorimetria

A enumeração de chuveiros hadrônicos e eletromagnéticos e a atribuição de energia aos mesmos é realizada por um algoritmo bastante complicado, que pode ser visto com maiores detalhes em [21]. Esse algoritmo realiza-se em basicamente 4 etapas, começando por encontrar chuveiros nos contadores do SLIC. Em geral os maiores problemas da calorimetria no SLIC devem-se aos chuveiros hadrônicos, que são muito largos tornando difícil identificar eventuais chuveiros satélites ou chuveiros eletromagnéticos superpostos a eles. A superposição de chuveiros ocorre principalmente na região central do SLIC.

Qualquer grupo de contadores vizinhos com uma energia depositada acima de 75 MeV cada é denominado uma célula. O valor da energia depositada nos contadores é obtido

a partir da informação das ADC através de curvas de ganho calculadas na etapa de calibração. Dentro de uma célula podemos ter um ou mais chuveiros, que delimitamos em diferentes setores. Um setor é especificado procurando-se contadores com mais energia que seus vizinhos imediatos – uma célula pode ter até 80 setores – e que presumivelmente estariam associados a partículas. Seu centróide é calculado a partir de 3 contadores, levando-se em conta a forma esperada para os chuveiros eletromagnéticos.

Uma vez estabelecida a lista de candidatos a setores é realizado um ajuste nas energias dos contadores para determinar quais os setores estatisticamente importantes. Isso é feito marcando-se aqueles para os quais estejam apontando traços de partículas carregadas (análise por regressão passo a passo) e exigindo um mínimo de energia no centróide dos setores. Essa exigência é maior para setores não apontados por traços. Esse ajuste divide a energia total de cada célula entre os setores e encontra a distribuição de E_T para cada um ajustando o chuveiro a uma forma prevista por Monte Carlo, determinando assim se o chuveiro é eletromagnético ou hadrônico. A cada chuveiro é atribuída uma probabilidade de ser gerado por elétron, múon, fóton ou hádron (neutro ou carregado), de acordo com traços encontrados no Passo 1, sinais das Paredes de Múons e do Calorímetro Hadrônico. A baixa resolução do Hadrômetro não permite que este seja muito útil na identificação dos hádrons.

Gera-se então uma lista de partículas candidatas na forma de tripletos UVY (exigindo-se que com as coordenadas V e Y possa se prever o valor da coordenada U) através de um ajuste que além disso determina a energia de cada chuveiro, bem como sua incerteza. No caso de chuveiros hadrônicos, além de compararmos a forma com a prevista por Monte

Carlo, verificamos se há a correspondente deposição de energia no Calorímetro Hadrônico.

Finalmente reconstruímos a trajetória de π^0 a partir de dois fótons, exigindo a massa correta e $E_\gamma \geq 2 \text{ GeV}$, passando por um corte de probabilidade no SLIC. A eficiência de tal reconstrução é de $\sim 15 \%$.

4.3.3 Identificação de Partículas

Na identificação através do Čerenkov é feita a suposição de que apenas elétrons, múons, píons, káons e prótons atingem tais detectores. Assim, a soma das probabilidades associadas a cada uma dessas hipóteses deve ser igual a um para cada traço carregado. O programa começa lendo as informações das Paredes de Múons, verificando se o traço é de um múon. Em seguida verifica com o SLIC a possibilidade de tratar-se de um elétron. Se em um desses dois casos a probabilidade for bem alta encerra-se nesse ponto a reconstrução de Čerenkov para o traço. Caso contrário o programa continua.

Com base na frequência com que cada partícula foi encontrada em experimentos anteriores [20] são estabelecidas probabilidades *a priori* para cada traço em relação a cada hipótese de partícula (vide tabela 4.1). Cada traço carregado então recebe essas probabilidades, para em seguida sofrer um ajuste relacionado a identificação hádron/lépton da calorimetria. Caso a partícula seja um hádron as probabilidades leptônicas (elétron e múon) são descartadas, e a identificação hadrônica é realizada pelos detectores Čerenkov, como descrito a seguir.

Como foi visto no capítulo anterior, as partículas que atravessam os Čerenkovs emitem fótons num ângulo θ que depende, para um *momentum* fixo, da massa das mesmas (equação 3.8). Essa luz é coletada por um conjunto de espelhos e a quantidade de

| partícula | probabilidade |
|-----------|---------------|
| elétron | 0,02 |
| múon | 0,01 |
| píon | 0,81 |
| káon | 0,12 |
| próton | 0,04 |

Tabela 4.1: Probabilidades *a priori* referentes às várias partículas.

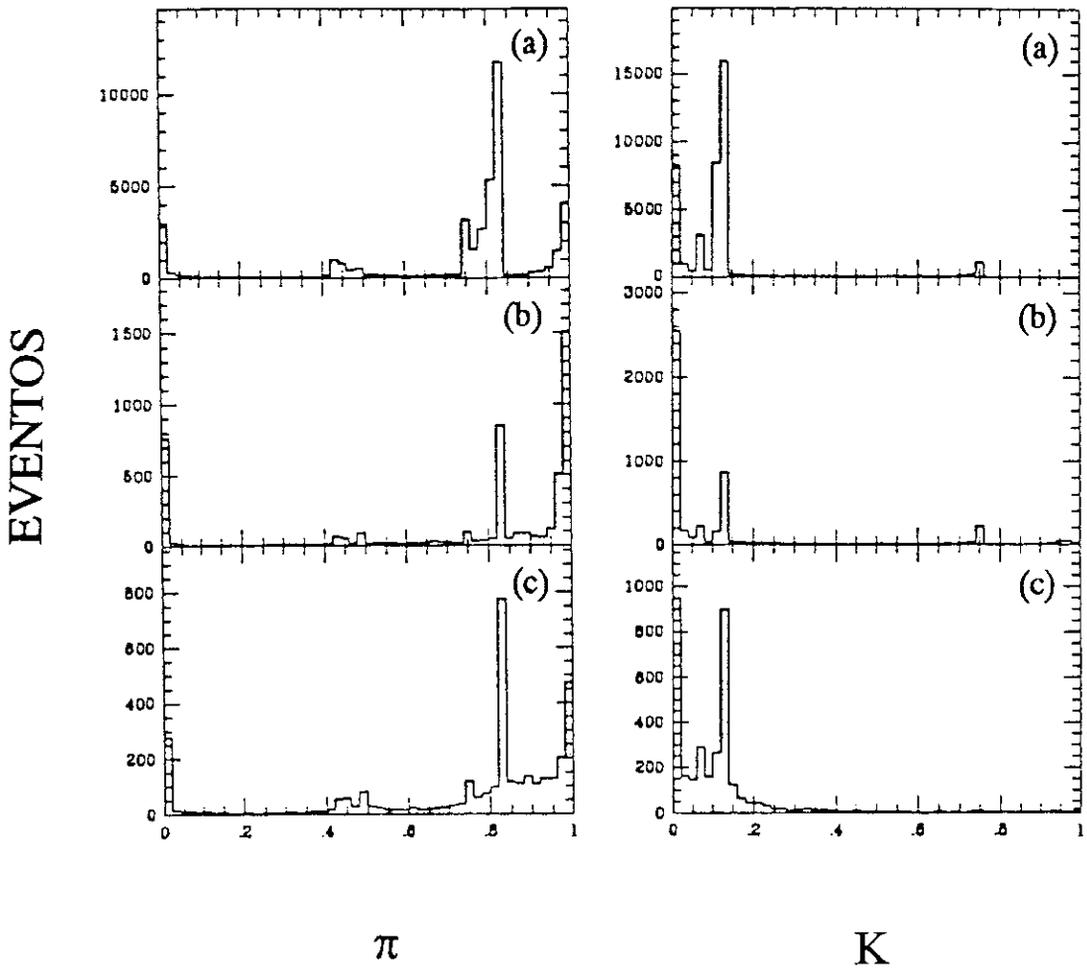


Figura 4.3: Probabilidades normalizadas para π e K com momento nas faixas: (a) $0 < p < 20$; (b) $20 < p < 37$; (c) $p > 37$.

luz coletada em cada espelho é dada pelo produto da fração ali coletada pelo número total N de fótons Čerenkov gerados pela partícula. O número médio de fótons por comprimento de onda por unidade de comprimento percorrida pela partícula é dado pela eq. 3.9 e aparece na figura 3.13.

Ao compararmos o número de fótons observados com o número esperado para cada hipótese de massa extraímos um conjunto de probabilidades normalizadas correspondente a cada hipótese. Na figura 4.3 temos distribuições dessas probabilidades em diferentes intervalos de *momentum*. Nota-se que há picos nos valores correspondentes às probabilidades *a priori*; isso por que há traços que se confundem nos mesmos espelhos, não sendo portanto identificáveis e recebendo assim essas probabilidades.

4.3.4 Procura de Vértices

Essa etapa final da reconstrução lida apenas com traços da região 1, ajustando-os novamente e fazendo combinações em busca de vértices. De início são tentadas combinações simples de dois traços. Feita uma combinação, o algoritmo calcula a posição do vértice no espaço, a elipse de erro associada a essa posição e a qualidade do candidato a vértice através do método dos mínimos quadrados. Faz-se a exigência mostrada na equação 4.1, onde *d.o.f.* é o número de graus de liberdade do traço, como é definido no capítulo seguinte. Se o candidato passa por esse teste é guardado como “semente” para a etapa seguinte.

$$\frac{\chi^2}{d.o.f.} < 3 \quad (4.1)$$

Listadas todas as “sementes”, voltamos à primeira destas e adicionamos novos traços ao vértice. Todos os cálculos são repetidos para cada traço acrescentado e a mesma exigência de qualidade é feita para cada um. Os traços aceitos passam a fazer parte deste vértice e passa-se então ao próximo traço candidato. Esse procedimento é repetido até que todos os traços reconstruídos tenham sido testados. Finalmente o vértice é armazenado com as informações sobre quantos e quais traços podem pertencer a ele, e o programa passa à “semente” seguinte.

No final os vértices são ordenados de acordo com sua coordenada z e armazenados com as suas coordenadas, a elipse de erro associada a elas, traços envolvidos, d.o.f. e χ^2 . Vértices cujas elipses de erro estão superpostas são tratados como um único vértice. Na figura 4.4 vemos um conjunto de vértices reconstruídos na E691, com as respectivas elipses de erro.

4.4 Fitas de Sumário de Dados

Vimos como os dados brutos enviados pelos detectores e gravados pelo DA nas *Raw Data Tapes* são transformados em informações físicas. Ao final do processo de reconstrução a informação anteriormente contida em 2500 RDT está gravada em 4000 fitas magnéticas de 6250 BPI. Esse aumento no espaço ocupado pelos eventos é explicado pelo fato de que cada evento, na reconstrução, é acrescido de informações sobre o número, qualidade, categoria, inclinação, *momentum*, carga e identificação de cada traço nele contido, além do número de fótons, chuveiros e características a eles associadas, vértices, etc...

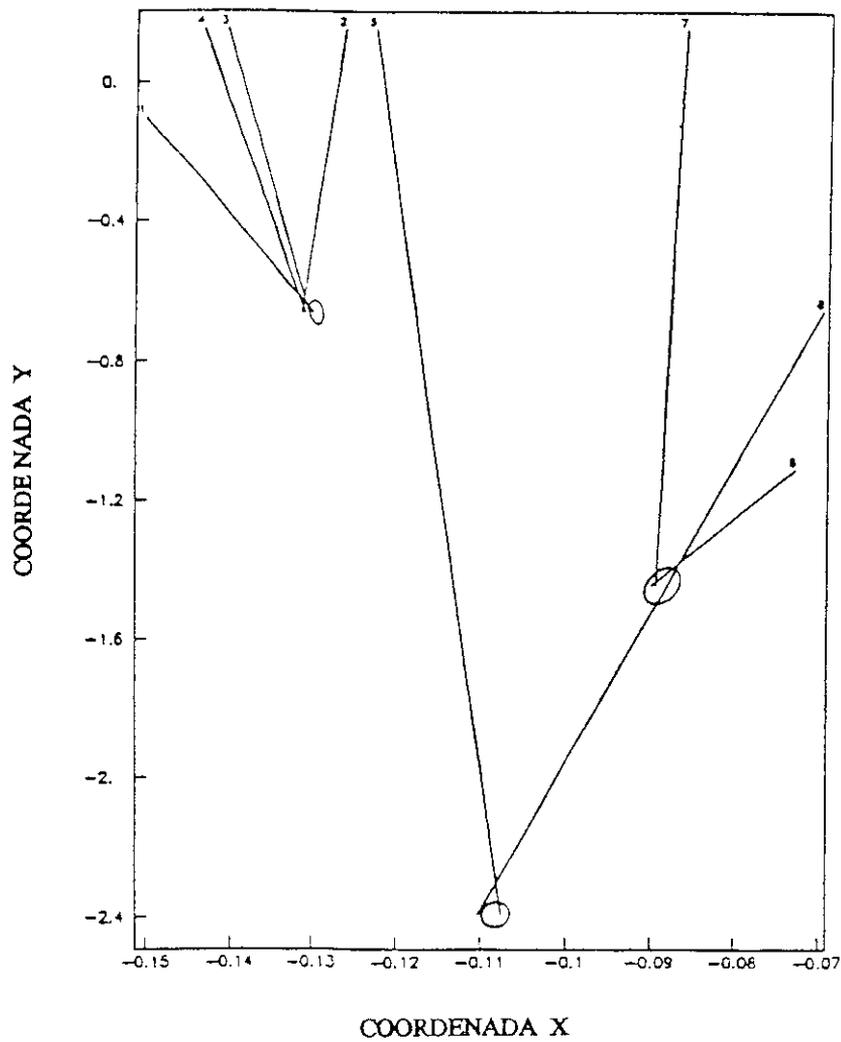


Figura 4.4: Vértices em evento reconstruído.

Grande parte dessa informação, que foi utilizada no próprio processo de reconstrução, não tem utilidade em nenhuma das etapas seguintes do nosso trabalho. Assim, o primeiro passo em direção a etapa de análise é dado pela redução da amostra de dados. Descartamos qualquer informação que não seja absolutamente necessária para a análise como por exemplo dados sobre cada canal de leitura do TPS.

Ao final desse processo os eventos estão armazenados em 400 DST (*Data Summary Tapes*), o que representa uma redução de 90 % no volume de dados. A redução da amostra de dados foi efetuada no computador CYBER do FERMILAB.

Capítulo 5

A Análise de Dados

Uma vez que temos todos os eventos reconstruídos e estocados em fitas DST, o próximo passo é trabalhar com as diversas variáveis que surgiram nessa reconstrução – e com outras a serem calculadas no processo de análise – no sentido de obtermos uma amostra significativa de eventos nos quais possam ser identificados decaimentos $D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0$. Esse processo de sucessivas reduções e análises teve etapas realizadas tanto no FERMILAB, para uso geral da colaboração, quanto no LAFEX, para o estudo a que se dedica esta tese.

5.1 Partículas Carregadas

Uma primeira análise do decaimento $D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0$ deixa claro que não podemos procurar diretamente os traços dos produtos do mesmo. Sendo ambas, ϕ e \bar{K}^0 , partículas neutras, precisamos procurar os traços de produtos carregados dos decaimentos dessas partículas, o que nos abre um leque muito grande de possibilidades. Felizmente a escolha desses subprodutos torna-se óbvia quando observamos as razões de ramificação já bem conhecidas (tabela 5.1) de ϕ e de \bar{K}^0 .

| | |
|---------------------------------|-----------------------|
| $K_S^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$ | $(68,61 \pm 0,28) \%$ |
| $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ | $(31,39 \pm 0,28) \%$ |
| $\phi \rightarrow K^- K^+$ | $(49,1 \pm 0,8) \%$ |
| $\phi \rightarrow K_S^0 K_S^0$ | $(34,4,1 \pm 0,7) \%$ |
| $\phi \rightarrow \rho \pi$ | $(12,9 \pm 0,7) \%$ |

Tabela 5.1: Razões de ramificação dos principais decaimentos dos produtos de $D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0$ [4].

O \bar{K}^0 tem dois componentes: K_L^0 (“ K longo”) e K_S^0 (“ K curto”). Uma vez que a vida-média do K_L^0 – que representa 50 % dos \bar{K}^0 – é relativamente alta ($c\tau = 15,50$ m), o nosso espectrômetro não é capaz de detectá-lo. Trabalhamos então com o K_S^0 , cujo principal decaimento [4] é $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Para identificar ϕ utilizamos o seu decaimento em $K^+ K^-$. Logo, buscamos evidências da ocorrência do decaimento $D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0$ através de traços de π^+ , π^- , K^+ e K^- .

5.2 Monte Carlo

Em um experimento de física de altas energias é praticamente impossível dispensar, ao estudar um fenômeno qualquer, os programas de simulação através do método de Monte Carlo – ou, simplesmente, programas de Monte Carlo. Esse tipo de programa faz uma simulação completa de todos os processos envolvidos na observação dos eventos em estudo, reproduzindo detalhes como os mecanismos de produção, espalhamentos múltiplos, etc... Essa amostra artificial de dados é utilizada não apenas na análise dos dados obtidos pela experiência mas também no planejamento da própria experiência.

O programa de Monte Carlo utilizado no experimento E691 compõe-se de três elementos:

- Simulação do processo de produção do par $c\bar{c}$ através do modelo de fusão fóton-

glúon [22, 23].

- Simulação, pelo programa LUND [24] de fragmentação hadrônica, dos processos de hadronização. Nessa etapa é produzida a chamada Tabela-Verdade dos eventos de Monte Carlo.
- Simulação detalhada, pelo programa *DIGITIZER* [19], dos elementos do espectrômetro de fótons rotulados. Essa simulação cobre a aceitação geométrica do TPS, as ineficiências do mesmo e problemas como a interferência entre canais do SMD, a existência de canais inativos e de canais “quentes” – onde sempre aparecem sinais, ainda que não haja partícula – e outros problemas específicos dos detectores. O *DIGITIZER* grava os eventos no formato RDT.

Temos portanto amostras puras de eventos artificiais, eventos estes com todas as características que julgamos possuírem os eventos reais. As fitas RDT de Monte Carlo passam pelos mesmos processos de reconstrução e análise que servem para processar os dados, tornando razoável supor que os eventos simulados representam bem os eventos reais. Como esses eventos simulados tem a vantagem de não possuir ruído¹, eles são bastante úteis no processo de otimização dos cortes utilizados para melhorar os sinais procurados na análise. Além disso os eventos de Monte Carlo são utilizados no cálculo das eficiências e de outras informações relevantes para a análise.

Utilizei na minha análise uma amostra de Monte Carlo com 16.615 eventos reconstruídos. Cada um desses eventos tem um D^0 produzido, e este decai obrigatoriamente em

¹Eventos que não são do decaimento desejado mas entram na amostra por erro de identificação, massa invariante na região da massa da partícula, etc...

ϕ e \bar{K}^0 ; o ϕ , por sua vez, é obrigado a decair em $K^- K^+$, enquanto que o \bar{K}^0 é obrigado a ter apenas a componente K_S^0 . Assim, temos uma amostra de Monte Carlo onde os decaimentos de D^0 e ϕ , bem como a componente de \bar{K}^0 , são obrigados a ocorrer exatamente na forma que procuramos, a menos da liberdade que resta ao decaimento de K_S^0 . Isso facilita a obtenção do sinal de Monte Carlo, mas no cálculo da eficiência é preciso compensar essas distorções.

5.3 Parâmetros utilizados

Nas fitas DST uma série de quantidades define as características de cada evento e dos traços nele contidos. Outras variáveis podem ser calculadas a partir dessas primeiras. Listamos abaixo as principais variáveis utilizadas na seleção e análise de dados da E691:

- **NTRK**: número de traços reconstruídos no evento.
- **IERPM2**: indica o número de traços reconstruídos com informação do SMD. Os IERPM2 primeiros traços listados em um evento deixaram, portanto, traço nesse detector.

5.3.1 Parâmetros de traço

A qualidade da determinação de trajetória das partículas, bem como da identificação das mesmas, pode ser medida por uma série de parâmetros. Listamos aqui os mais importantes:

- **JCATSG**: a categoria de um traço. É uma palavra em cujos bits está contida a informação de quais os planos de DC atingidos pelo mesmo. Assim, se

$$JCATSG = 15 = 2^0 + 2^1 + 2^2 + 2^3$$

temos um traço que deixou marcas em todos os planos de Câmaras de Arrasto. Por outro lado, se

$$JCATSG = 3 = 2^0 + 2^1$$

trata-se de um traço que só deixou marcas em D1 e D2.

- **DOF:** o número de graus de liberdade (*Degrees Of Freedom*) no ajuste de cada traço é dado por

$$D.O.F. = n_{plan}^{\circ} - n_{par}^{\circ}$$

onde n_{plan}° é o número de planos de SMD e DC atingidos pelo traço e n_{par}° representa o número de parâmetros livres do ajuste realizado. Assim, cada plano onde o traço deixa de ser reconstruído diminui o valor de D.O.F. em um.

- **Probabilidades Cerenkov:** em geral supomos que um certo traço foi deixado por uma das partículas que procuramos, e então avaliamos a verossimilhança dessa suposição. O parâmetro utilizado nessa estimativa é a probabilidade que os detectores Cerenkov atribuem, a um certo traço, de que o mesmo seja devido à passagem de um certo tipo de partícula. Dessa maneira, por exemplo, avaliamos a probabilidade $PPI(\pi)$ do traço que associamos a um pión ser realmente a trajetória de um pión bem como a probabilidade $PPI(K)$ do mesmo ser devido à passagem de um káon pelo espectrômetro. Em alguns eventos, o programa de reconstrução é incapaz de determinar a identidade da partícula. Nesse caso, atribui-se à partícula probabilidades *a priori*, de acordo com o que vimos na subseção 4.3.3.

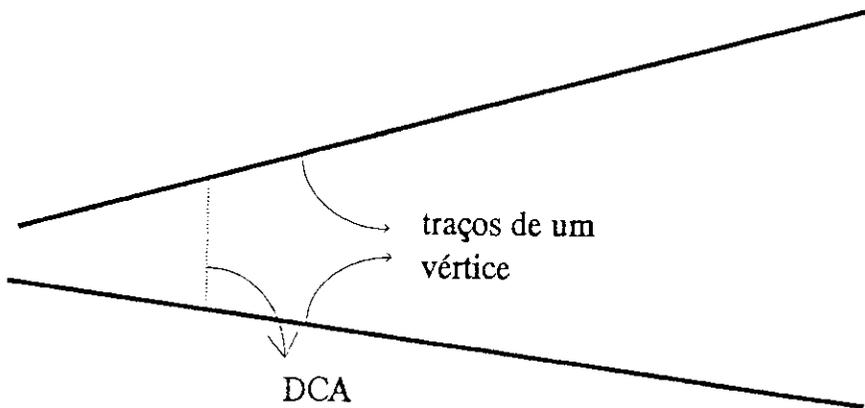


Figura 5.1: DCA.

5.3.2 Parâmetros de vértice

Os vários vértices presentes em cada evento são determinados tanto na reconstrução quanto na análise. Os parâmetros a seguir indicam a confiabilidade do ajuste de cada vértice.

- **DCA:** projeção, no plano XY, da distância entre dois traços (*Distance of Closest Approximation*) supostamente pertencentes ao mesmo vértice (fig. 5.1). O valor ideal, portanto, tende a zero.
- **ISO:** distância entre o centro de um vértice (fig. 5.2) e o ponto onde o plano XY que contém o mesmo é atravessado pelo traço mais próximo do vértice que não faça parte do mesmo. Mede portanto o isolamento do vértice, devendo assim, idealmente, ter valores altos.
- **PRC e CHIDOF:** variáveis que indicam a qualidade do ajuste dos vértices primário e secundário, respectivamente. São obtidas através da divisão de χ^2 pelo número

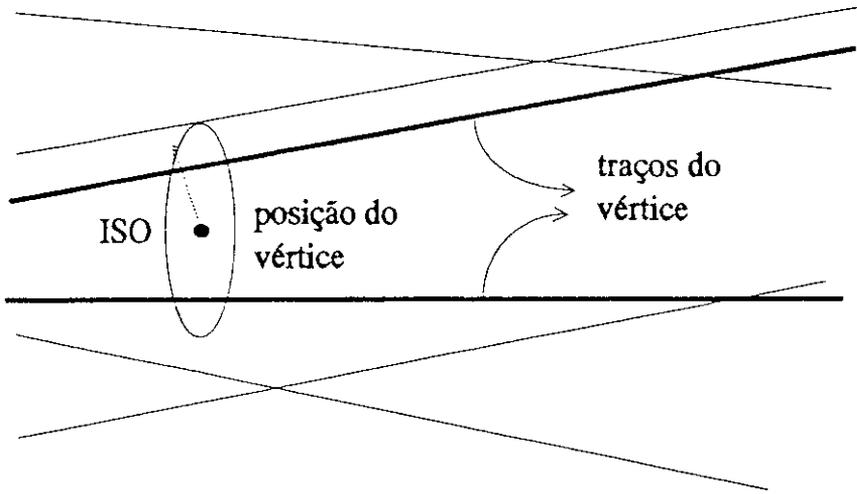


Figura 5.2: ISO.

de graus de liberdade do ajuste do vértice, e seu valor deve ser o menor possível.

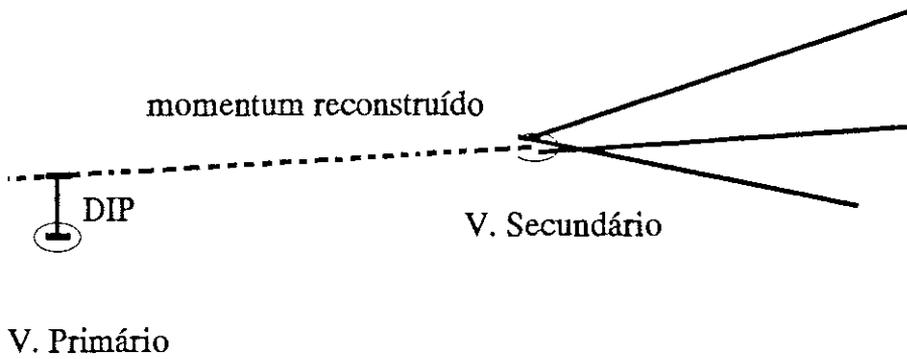


Figura 5.3: DIP.

- **DIP:** embora possa ser confundido com um parâmetro de impacto, o DIP (*Distance of Impact Point*) é na verdade a distância entre um suposto vértice primário e um ponto particular no plano XY definido por esse vértice. Esse ponto é a intersecção do plano com a trajetória reconstruída de um traço a partir de seu hipotético vértice secundário (fig. 5.3). Em geral medimos o DIP do traço da partícula charmosa sobre

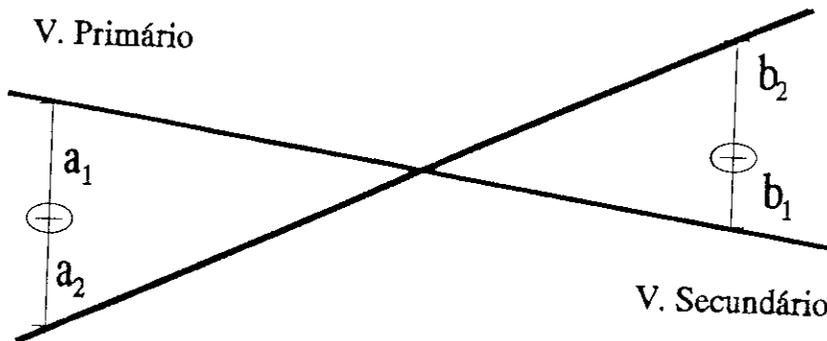


Figura 5.4: RATIO.

o vértice primário, e naturalmente o valor desse parâmetro deve ser o mais próximo de zero possível.

- **RATIO e RATMAX:** para garantir que os traços identificados como sendo originários do vértice secundário não sejam na verdade traços oriundos do vértice primário, exigimos que estes traços passem mais perto do seu suposto vértice de origem. Para tal calculamos a distância – no plano XY que contém cada vértice – de cada traço i a ambos os vértices (a_i em relação ao primário e b_i ao secundário), e definimos a razão

$$R_i = b_i/a_i$$

RATMAX é o R_i de maior valor entre os traços do vértice secundário e RATIO é o produto (fig. 5.4) de todos os R_i do vértice. Fica claro da definição que nenhum dos dois parâmetros deve ter valor superior a 1.

- **SDZ:** significância estatística da medida da separação entre o vértices de produção e de decaimento de uma partícula. Usada em geral para avaliar a separação entre

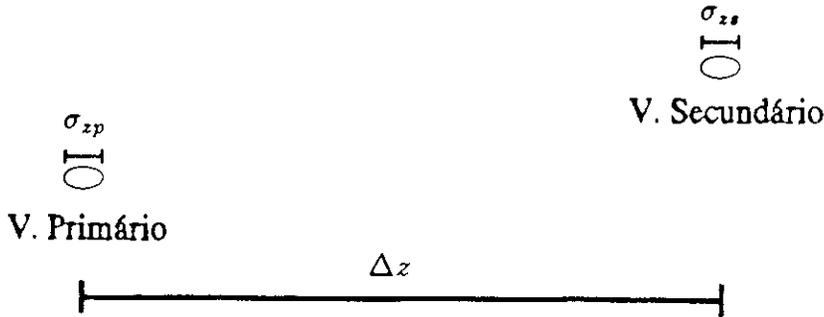


Figura 5.5: SDZ.

os vértices primário e secundário, é definida como

$$SDZ = \frac{\Delta z}{(\sigma_{zp}^2 + \sigma_{zs}^2)^{\frac{1}{2}}}$$

onde Δz é a separação em z entre os vértices e σ_{zi} o erro na medida da posição z dos mesmos, como vemos na figura 5.5.

5.3.3 Massa invariante

Uma vez identificadas as partículas responsáveis pelos traços que se originam em um vértice, fazemos a reconstrução da massa invariante da partícula que decai naquele vértice. Para tal atribuímos a cada traço a massa nominal da partícula à qual ele está relacionado e efetuamos a soma dos *quadri-momenta* associados a todos os traços do decaimento. A massa invariante M da partícula “mãe” é dada por

$$M = \sqrt{E_{TOT}^2 - P_{TOT}^2} \tag{5.1}$$

e a energia e *momentum* totais são dados pelas somas das energias e *momenta* das

partículas. A energia de cada partícula é dada por

$$E_i = \sqrt{m_i^2 + p_i^2} \quad (5.2)$$

No nosso caso fazemos esse cálculo para obter a massa dos candidatos a K_S^0 e a ϕ . No cálculo da massa do candidato a D^0 fazemos as somas de energia e *momentum* das quatro partículas carregadas envolvidas e então aplicamos a equação 5.1.

5.4 Programas de Análise

Todos os programas utilizados na análise dos dados fornecidos pelo experimento E691 foram escritos em linguagem FORTRAN e, apesar de serem executados nas mais diversas máquinas e com inúmeros objetivos diferentes, esses programas guardam entre si enorme semelhança estrutural. As tarefas específicas de cada estudo são definidas na maneira com que cada usuário utiliza cortes e subrotinas.

Os programas trabalham basicamente na seguinte ordem:

- receber, do usuário, instruções sobre a fonte de entrada de dados, número de eventos a serem processados, tipo de saída, etc...
- inicializar a execução criando histogramas, lendo o arquivo de cortes, abrindo arquivos de entrada e de saída de dados.
- executar a parte principal do programa, que processa os dados dos eventos lidos.

| Computador | tempo |
|---------------------------|--------|
| μ Vax – DIGITAL | 230 ms |
| VaxStation 3100 – DIGITAL | 70 ms |
| SPARCstation SLC – SUN | 23 ms |
| ACP I (17 nós) | 52 ms |

Tabela 5.2: Tempo médio dispendido por um evento.

- finalizar, fechando e gravando histogramas, fechando arquivos, fazendo a estatística do processamento e imprimindo os resultados.

No formato DST, reproduzido por todas as amostras de dados utilizadas na análise, os eventos ficam agrupados em conjuntos chamados *records*. Nesses *records* as informações sobre os eventos estão colocadas de forma sequencial e bastante compactada, o que dá origem ao termo “empacotado”, que descreve conjunto de eventos. Cada *record* tem em média 32 KBytes e nele estão empacotados entre 28 e 38 eventos, dependendo da quantidade de informação referente a cada um.

A parte principal do programa lê um *record* e faz o desempacotamento do mesmo, extraindo as variáveis nele contidas e verificando a ausência de erros de desempacotamento. Em seguida ocorre o processamento dos dados evento a evento. O tempo médio dispendido por cada evento nas diferentes máquinas utilizadas na colaboração E691 aparece na tabela 5.2.

5.4.1 PAW

No estágio final do tratamento de dados – bem como durante a seleção de cortes para filtragem das amostras de dados – quando buscamos obter e otimizar os sinais relativos ao processo em estudo, os programas de análise tem como saída arquivos denominados

n-uplas. Esses arquivos estruturam-se como matrizes onde cada coluna corresponde a uma variável de interesse no estudo do usuário enquanto que cada linha é ocupada por um evento.

Esse tipo de arquivo é adequado à análise através do programa PAW (*Physics Analysis Workstation*), da CERNLIB. Com esse pacote a criação de histogramas, gráficos e tabelas envolvendo as variáveis de análise ganha maior agilidade, possibilitando, por exemplo, traçar o histograma de uma variável qualquer impondo-se condições sobre outras variáveis gravadas na n-upla. O pacote possibilita também o ajuste de histogramas por funções através de vários métodos estatísticos.

5.5 Filtragem da Amostra de Dados

Os programas de análise que utilizamos tornam-se mais lentos na medida em que o volume de dados processados aumenta. Na verdade seria virtualmente impossível utilizarmos o PAW sobre n-uplas contendo toda a amostra de dados obtida pelo experimento E691. Por outro lado, uma tal análise faria muito pouco sentido na medida em que essa amostra é extremamente ampla, e em geral o objeto de uma certa análise envolve um único tipo de decaimento ou um pequeno conjunto de decaimentos semelhantes. Dessa maneira, visando reduzir, em número de eventos, a amostra de dados a ser analisada, são feitas diversas filtragens (*stripping*) na amostra total.

5.5.1 Subconjunto de Vértices

Uma primeira redução da amostra a ser utilizada na análise é obtida através da exigência da existência de no mínimo um vértice secundário em cada evento – além do vértice

| |
|---|
| $SDZ \geq 5$ |
| $DIP < 200 \mu\text{m}$ |
| $-6 \text{ cm} \leq Z_p \leq -1 \text{ cm}$ |

Tabela 5.3: Cortes da *Vertex Strip*.

primário, naturalmente. Esse é um critério bastante versátil que serve para todos os estudos que tem por objeto partículas charmosas.

Além disso, fazemos exigências sobre os valores de SDZ, DIP e da posição Z_p do vértice identificado como primário. É esse expediente, de apenas selecionar eventos que satisfaçam um critério ligado ao valor de uma certa variável, que chamamos **corte**. Os cortes citados acima estão na tabela 5.3.

As fitas magnéticas contendo os eventos que satisfazem esse conjunto de cortes recebem o nome de *Vertex Strip*². Das 400 fitas DST obtivemos 69 fitas de *Vertex Strip* (cerca de 11 milhões de eventos), portanto uma redução em torno de 80 %. Posteriormente essa *strip* foi copiada em 8 fitas de 8 mm, que utilizamos em nossa análise no LAFEX.

5.5.2 Subconjunto de ϕ

Outra filtragem realizada diretamente sobre as 400 fitas de DST é a seleção de eventos contendo um bom candidato a ϕ . Exigimos para tal a presença de dois traços com as características mostradas na tabela 5.4. Uma tal amostra é útil para inúmeros tipos de análise e tem a vantagem de poder ser completamente armazenada em uma única fita de 8 mm. São cerca de 2 milhões de eventos.

²O nome *Strip* é dado a todas as fitas que contém um certo tipo especial de evento. Assim, como veremos a seguir, o conjunto de fitas onde cada evento possui no mínimo um K_S^0 é chamado K_S^0 *Strip*.

| |
|---|
| $DCA < 0,5 \text{ cm}$ |
| $PK1 \times PK2 > 5\%$ |
| massa reconstruída $< 1,05 \text{ GeV}$ |

Tabela 5.4: Cortes da ϕ Strip.

5.5.3 Subconjunto de K_S^0

Como vimos na seção 5.1, a procura de eventos contendo o decaimento $D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0$ é feita através da seleção daqueles que contenham, no mínimo, um par de píons com razoável possibilidade de ser produto do decaimento de um K_S^0 bem como um par de káons com possibilidade de ser produto do decaimento de um ϕ . Se tomarmos a vida-média do K_S^0 como $\tau_{K_S^0} = (4,28 \pm 0,11) \times 10^{-13} \text{ s}$ e considerarmos que o caminho médio percorrido por essa partícula é dado por

$$d_{K_S^0} = c \tau_{K_S^0} \gamma_{K_S^0} = (2,675) \gamma_{K_S^0} \text{ cm} \tag{5.3}$$

com $\gamma_{K_S^0}$ variando entre 1 e $\sim \infty$ e $\langle \gamma_{K_S^0} \rangle \sim 30$ na E691, verificamos que é razoável a possibilidade de tais partículas decaírem antes do SMD, deixando assim traços neste detector.

Por outro lado, as variáveis envolvidas na reconstrução de traços através do SMD tem características diferentes daquelas usadas na reconstrução através das DC, sem falar na qualidade do sinal que se pode obter nos dois casos. Resolvemos portanto tratar separadamente essas duas maneiras de decaimento, usando assim duas amostras: a *strip* de K_S^0 no SMD e a *strip* de K_S^0 nas Câmaras de Arrasto.

Subconjunto K_S^0 /DC: Programas FORTRAN executados nas estações de trabalho Sun realizam a seleção de eventos contendo candidatos a K_S^0 que decaem em posição z

| | |
|---------------------|---|
| traco adequado | $3 \leq JCATSG \leq 15$ $DOF \geq 11.5$ $ITRK > IERPM2$ |
| n° tracos adequados | $NGTRK \geq 2$ |
| píons | cargas opostas $0,480 \text{ GeV} \leq m(\pi^+\pi^-) \leq 0,514 \text{ GeV}$ |
| vértice | $DCA \leq 0,7 \text{ cm}$ |

Tabela 5.5: Cortes da $K_S^0/DC \text{ Strip}$.

| | |
|------------|---------|
| n° eventos | 645.424 |
| n° records | 19.968 |

Tabela 5.6: Conteúdo da $K_S^0/DC \text{ Strip}$.

posterior ao último plano de SMD, ou seja, pares de píons reconstruídos apenas nas DC. As primeiras exigências feitas sobre os eventos dizem respeito à adequação dos traços às características que julgamos necessárias: serem reconstruídos apenas nas Câmaras de Arrasto, terem um certo número de graus de liberdade e estarem numa certa faixa de categorias.

Em seguida exigimos um mínimo de dois traços adequados, sem os quais não faria sentido procurar dois píons. Inicia-se então a fase combinatória, onde os traços adequados são combinados em pares segundo todas as possibilidades, desde que respeitando certos cortes. É calculada a massa invariante do par com a suposição de que trata-se de um par de píons e exige-se que esta massa esteja na faixa da massa do K_S^0 . Uma subrotina calcula a posição do vértice formado pelos candidatos a π^- e π^+ e é feita então um corte no DCA, exigindo-se um valor mínimo para a aproximação entre os dois traços. Os cortes aqui citados estão explicitamente mostrados na tabela 5.5.

Quando, durante o processamento de um evento, o programa encontra um par de traços que satisfaça as condições acima, este evento é gravado e o programa passa ao

| | |
|---------------------|---|
| n° tracos | $IERPM2 \geq 4$ |
| traco adequado | $3 \leq JCATSG \leq 15$ $DOF \geq 11.5$ $ITRK \leq IERPM2$ |
| n° tracos adequados | $NGTRK \geq 4$ |
| píons | cargas opostas $0,480 \text{ GeV} \leq m(\pi^+\pi^-) \leq 0,514 \text{ GeV}$ |
| vértice K_S^0 | $DCA \leq 0,7 \text{ cm}$ |
| káons | cargas opostas $5 \leq JCATSG \leq 15$ |
| ϕ | $1,008 \text{ GeV} \leq m(K^+K^-) \leq 1,032 \text{ GeV}$ |
| D^0 | $1,6 \text{ GeV} \leq m(K^+K^-\pi^+\pi^-) \leq 2,2 \text{ GeV}$ |

Tabela 5.7: Cortes da $K_S^0/SMD Strip$.

| | |
|------------|-----------|
| n° eventos | 1.239.259 |
| n° records | 42.931 |

Tabela 5.8: Conteúdo da $K_S^0/SMD Strip$.

evento seguinte. Dessa maneira, a partir das 8 fitas de *Vertex Strip*, obtivemos a $K_S^0/DC Strip$, contendo cerca de 650 mil eventos - como mostrado na tabela 5.6.

Subconjunto K_S^0/SMD : Devido ao enorme congestionamento de píons no SMD é preciso usar nessa *strip* cortes mais apertados do que na anteriormente descrita. Além de exigir a presença, nos eventos, de bons candidatos a K_S^0 , exigimos aqui a presença de bons candidatos a ϕ e também a D^0 . Além disso exigimos que os traços adequados sejam reconstruídos pelo SMD.

Os cortes utilizados são mostrados na tabela 5.7. Partindo das *Vertex Strip* obtivemos uma $K_S^0/SMD Strip$ com cerca de 1,2 milhões de eventos, como mostrado na tabela 5.8. É preciso lembrar que esses dois subconjuntos são construídos pelo uso de dois programas diferentes que, embora semelhantes em estrutura, tem diferentes eficiências. Assim, a proporção entre os números dos dois tipos de evento nas duas *strips* não reproduz a

proporção real na qual eles ocorrem.

| | |
|---------------------|---|
| n° tracos | $NTRK \geq 4$ $IERPM2 \geq 2$ |
| traco adequado | $3 \leq JCATSG \leq 15$ $DOF \geq 11.5$ |
| n° tracos adequados | $NGTRK \geq 4$ |
| píons | cargas opostas $NPIi > IERPM2$ $0,480 \text{ GeV} \leq m(\pi^+\pi^-) \leq 0,514 \text{ GeV}$ |
| vértice K_S^0 | $DCA \leq 0,7 \text{ cm}$ |
| káons | cargas opostas $NKi \leq IERPM2$ $JCATSG \geq 5$ $PCK \geq 2\%$ $1,008 \text{ GeV} \leq m(K^+K^-) \leq 1,032 \text{ GeV}$ |
| D^0 | $1,6 \text{ GeV} \leq m(K^+K^-\pi^+\pi^-) \leq 2,2 \text{ GeV}$ |

Tabela 5.9: Cortes da $\phi K_S^0/DC \text{ Strip}$.

| | |
|------------|--------|
| n° eventos | 16.014 |
| n° records | 550 |

Tabela 5.10: Conteúdo da $\phi K_S^0/DC \text{ Strip}$.

Subconjunto $\phi K_S^0/DC$ A partir dos dois subconjuntos já citados, iniciamos a análise do decaimento para cada um dos dois casos. Entretanto, a análise na amostra cujos K_S^0 provinham do SMD mostrou-se mais difícil do que se poderia esperar inicialmente. Embora o SMD tenha uma precisão muito melhor do que as DC na determinação de trajetórias, esse detector recebe uma quantidade muito grande de píons, a maior parte dos quais nada tem a ver com o decaimento em análise. Na verdade, foi justamente esse ruído gerado no SMD que nos levou à separação das amostra de K_S^0 em dois subconjuntos. Ainda que tenhamos conseguido obter alguma evidência de sinal proveniente dessa amostra, optamos por negligenciar esse resultado dada a sua baixíssima significância estatística.

Trabalhamos então somente com o subconjunto K_S^0/DC . Uma vez obtida uma primeira estimativa do conjunto de cortes a ser utilizado, realizamos uma nova filtragem de maneira a tornar o trabalho de análise mais ágil. Exigimos então a presença de no mínimo um ϕ por evento, como mostra a tabela de cortes 5.9.

5.6 Obtenção da N-upla

O programa utilizado na obtenção da n-upla tem a mesma estrutura dos programas utilizados na filtragem de dados. A diferença básica é que, enquanto os programas de filtragem selecionam bons eventos e gravam-nos em uma amostra de saída, os programas de n-upla fazem o mesmo tipo de seleção mas gravam, no arquivo de n-upla, todas as variáveis pertinentes à análise.

Nos programas de filtragem fazemos sucessivas combinações entre os traços de cada evento, calculando então várias quantidades físicas referentes a cada combinação e, quando uma combinação satisfaz os critérios por nós estabelecidos, o evento é gravado. O programa de n-upla, por outro lado, deve gravar justamente as quantidades calculadas durante esse processo de combinação. Num evento onde mais de uma combinação satisfaz os critérios estabelecidos é preciso utilizar um critério suplementar para se escolher qual a combinação a ser utilizada. Uma solução possível é, uma vez que um evento tem mais de uma combinação satisfazendo os critérios estabelecidos, gravar a combinação que fornece o menor valor de DIP. Outros critérios suplementares são possíveis.

Na nossa análise, optamos por simplesmente não escolher entre diferentes combinações satisfatórias dos traços de um mesmo evento; de fato, gravamos na n-upla todas as com-

| | |
|---------------------|--|
| n° tracos | $NTRK \geq 4$ $IERPM2 \geq 2$ |
| traco adequado | $3 \leq JCATSG \leq 15$ $DOF \geq 11.5$ |
| n° tracos adequados | $NGTRK \geq 4$ |
| píons | cargas opostas $NPI_i > IERPM2$ $0,480 \text{ GeV} \leq m(\pi^+\pi^-) \leq 0,514 \text{ GeV}$ |
| vértice K_S^0 | $DCA \leq 0,7 \text{ cm}$ |
| káons | cargas opostas $NK_i \leq IERPM2$ $JCATSG \geq 5$ $PCK \geq 5\%$ $1,008 \text{ GeV} \leq m(K^+K^-) \leq 1,032 \text{ GeV}$ |
| vértice K_S^0 | $DCA \leq 0,5 \text{ cm}$ |
| D^0 | $1,6 \text{ GeV} \leq m(K^+K^-\pi^+\pi^-) \leq 2,2 \text{ GeV}$ |
| vértice D^0 | $CHIDOF \leq 40$ $DIP < 0,05 \text{ cm}$ $ZVK \geq ZVD$ $ZVD \geq ZVU$ $-7 \leq ZVU \leq 1.5$ $SDZ \geq 0$ |

Tabela 5.11: Cortes do programa de n-upla

binacões que satisfaçam os critérios inicialmente estabelecidos. Qualquer aumento no número de eventos que esse procedimento possa causar é compensado pelo uso do mesmo método sobre os eventos de Monte Carlo.

Os cortes utilizados no programa de n-upla são mostrados na tabela 5.11. A variável ZVU é a posição , no eixo \hat{z} , do vértice de produção de D^0 ; ZVK e ZVD são, respectivamente, as posições dos vértices de decaimento de K_S^0 e de D^0 (vértice secundário). Esse programa foi executado sobre o subconjunto de $\phi K_S^0/DC$ e sobre a amostra de Monte Carlo, gerando n-uplas de, respectivamente, 801 e 343 eventos.

5.7 Escolha de cortes

A escolha dos cortes a serem utilizados na obtenção do sinal é a parte central do trabalho de análise. Essa escolha é feita visando a obtenção de um sinal com a melhor qualidade possível. Para ilustrar a importância desses cortes, mostramos na figura 5.6 um histograma de massa de todos os candidatos a D^0 gravados na n-upla. Já é possível, nesse histograma, verificar a existência de um pequeno pico na região de massa do D^0 ; para que esse pico possa ser transformado em um sinal de significância estatística, porém, é preciso melhorar muito a sua qualidade.

Em nossa análise, utilizamo-nos do critério de maximização do fator de mérito, definido como

$$f_m = \frac{SINAL}{\sqrt{RUIDO}} \quad (5.4)$$

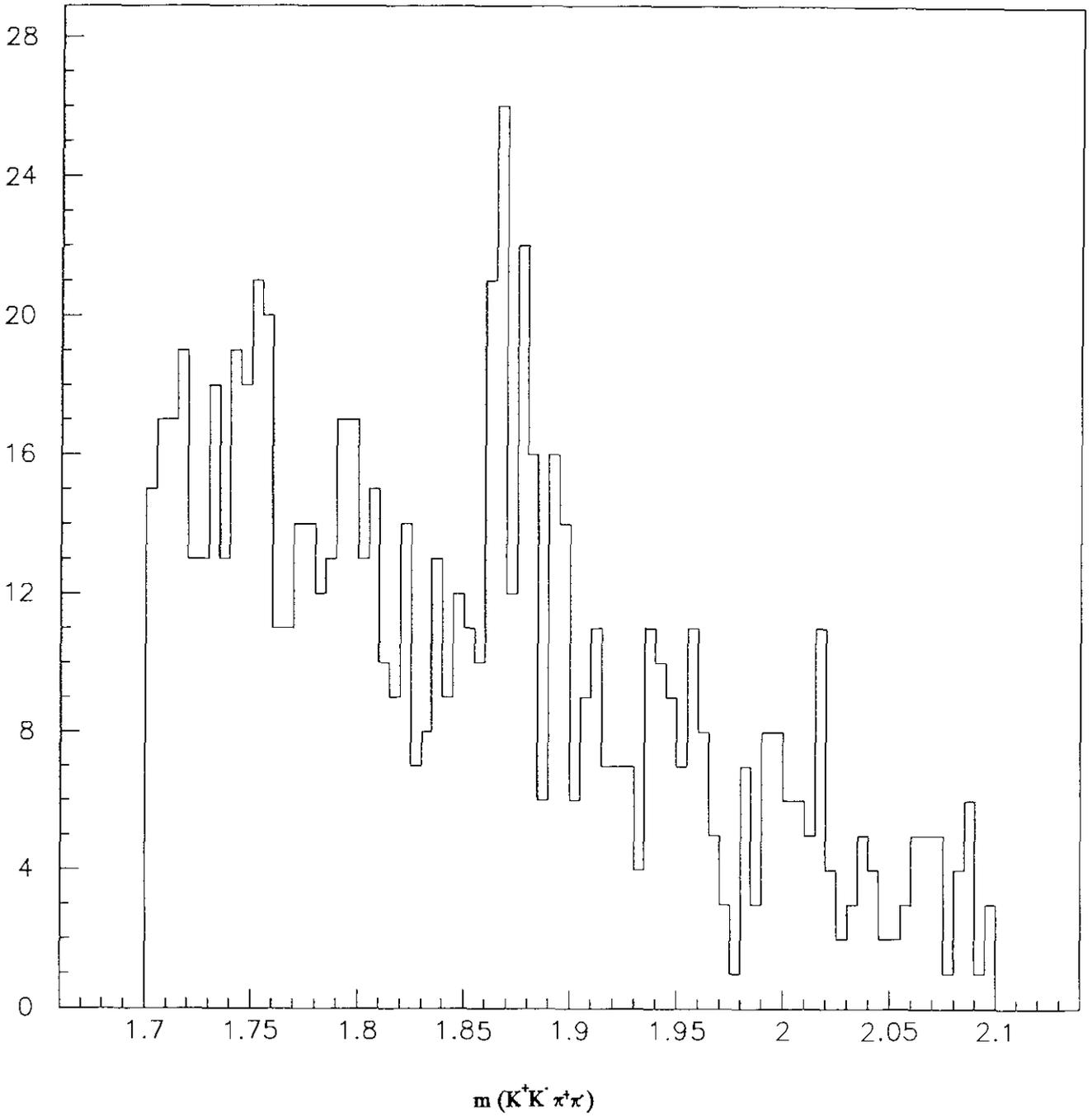


Figura 5.6: Amostra contida na n-upla antes da escolha de cortes.

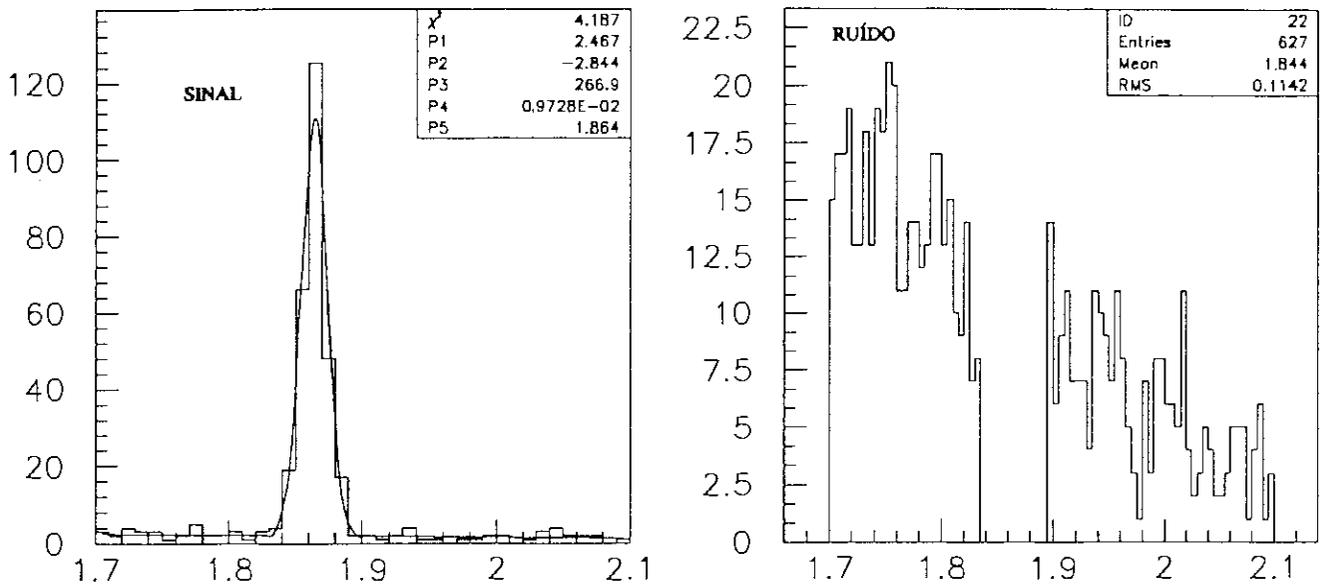


Figura 5.7: Obtenção dos valores de sinal e ruído para um dado corte.

onde o valor do sinal é obtido através do ajuste, por uma gaussiana, do sinal no histograma de Monte Carlo e o ruído é simplesmente o número de eventos no histograma de dado real, excluída uma faixa de 60 MeV em torno do valor nominal da massa de D^0 (figura 5.7). Esse método, conhecido como figura de mérito, consiste na observação da variação do fator de mérito à medida em que variamos o valor do corte em estudo. O aumento no valor do fator de mérito indica que o corte aplicado elimina uma maior quantidade de eventos de ruído sem contudo implicar numa perda grande de sinal.

Ao mesmo tempo em que procuramos escolher para corte o valor que represente um máximo na curva de mérito (figura 5.8) precisamos evitar a escolha de um corte que comprometa demais a eficiência da nossa análise. A escolha de cortes é então um processo que tem certa subjetividade, na medida em que esse compromisso entre o máximo na figura de mérito e um valor razoável na eficiência não pode ser expresso em um parâmetro ou

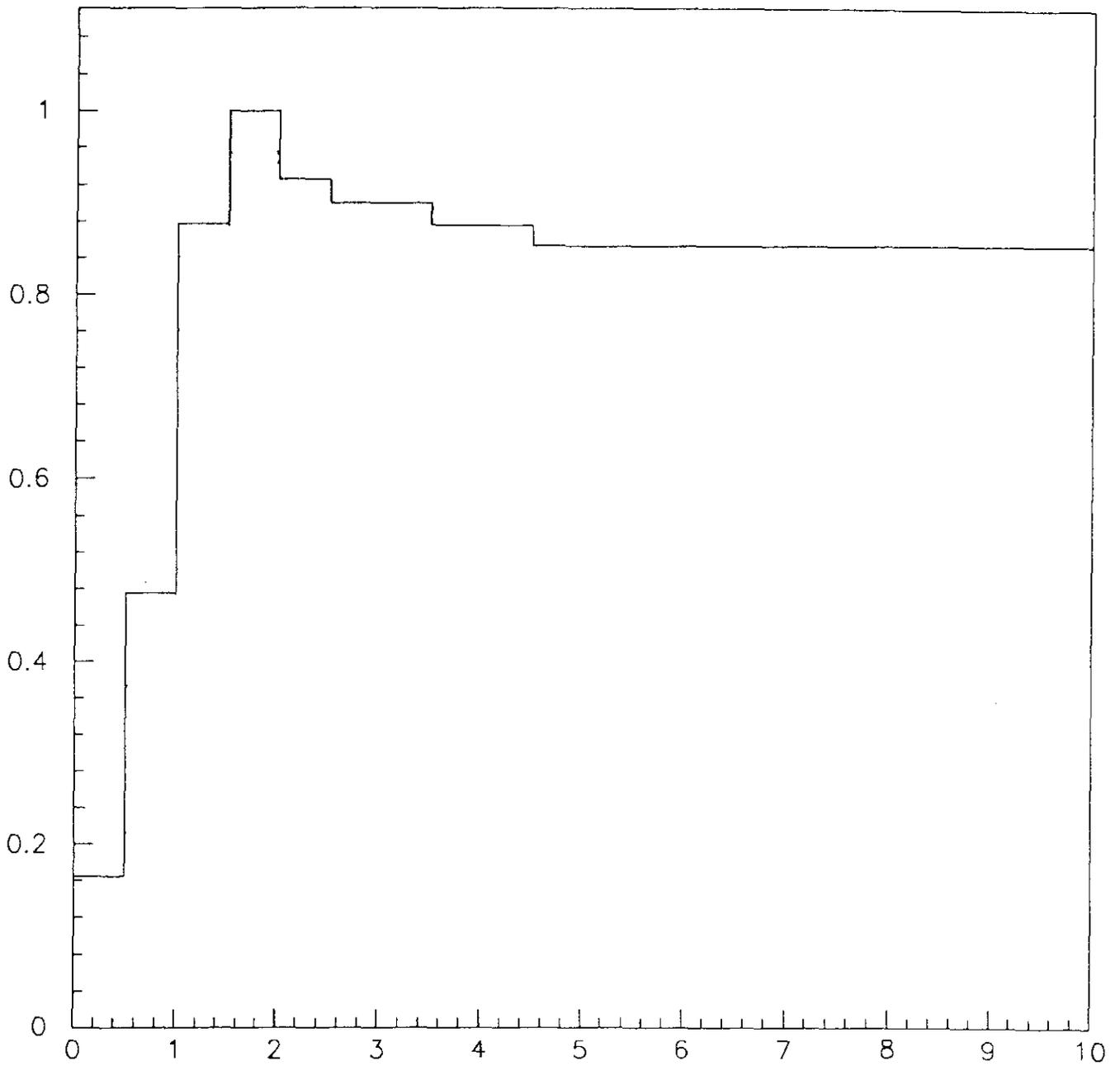


Figura 5.8: Figura de mérito para o corte de CHIDOF.

| |
|--|
| $1.015 \text{ GeV} \leq m(K^+K^-) \leq 1.025 \text{ GeV}$ $SDZ > 6,5$ $DIP < 0,012 \text{ cm}$ $DCAK < 0,28 \text{ cm}$ $DCAP < 0,01 \text{ cm}$ $CHIDOF < 3,5$ $RATMAX < 0,5$ |
|--|

Tabela 5.12: Cortes finais.

equação.

Por outro lado, é preciso assegurar que a escolha de um certo corte – CHIDOF, por exemplo – não afete o mérito de um corte selecionado anteriormente – digamos, o SDZ. Evitamos esse problema realizando *loops* sucessivos onde todos os parâmetros de corte são estudados mais de uma vez, até que haja convergência dos valores obtidos. Ou seja, se começamos pelo estudo da massa de ϕ , varremos em seguida todas as variáveis passíveis de corte, incorporando a cada passo os cortes selecionados. Então, uma vez que todos os parâmetros foram estudados, reiniciamos o estudo a partir do corte em m_ϕ , tomando o cuidado de retirar da lista de cortes o corte anteriormente selecionado para m_ϕ . Quando os valores obtidos para cada corte começam a se repetir, consideramos encerrado o processo.

O conjunto de cortes obtido na nossa análise é mostrado na tabela 5.12, onde DCAP e DCAK são respectivamente os DCA dos vértices $\phi \rightarrow K^+K^-$ e $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$.

5.8 Sinal

Com o conjunto final de cortes (tabela 5.12) obtemos, a partir da amostra de Monte Carlo, um sinal (figura 5.9)

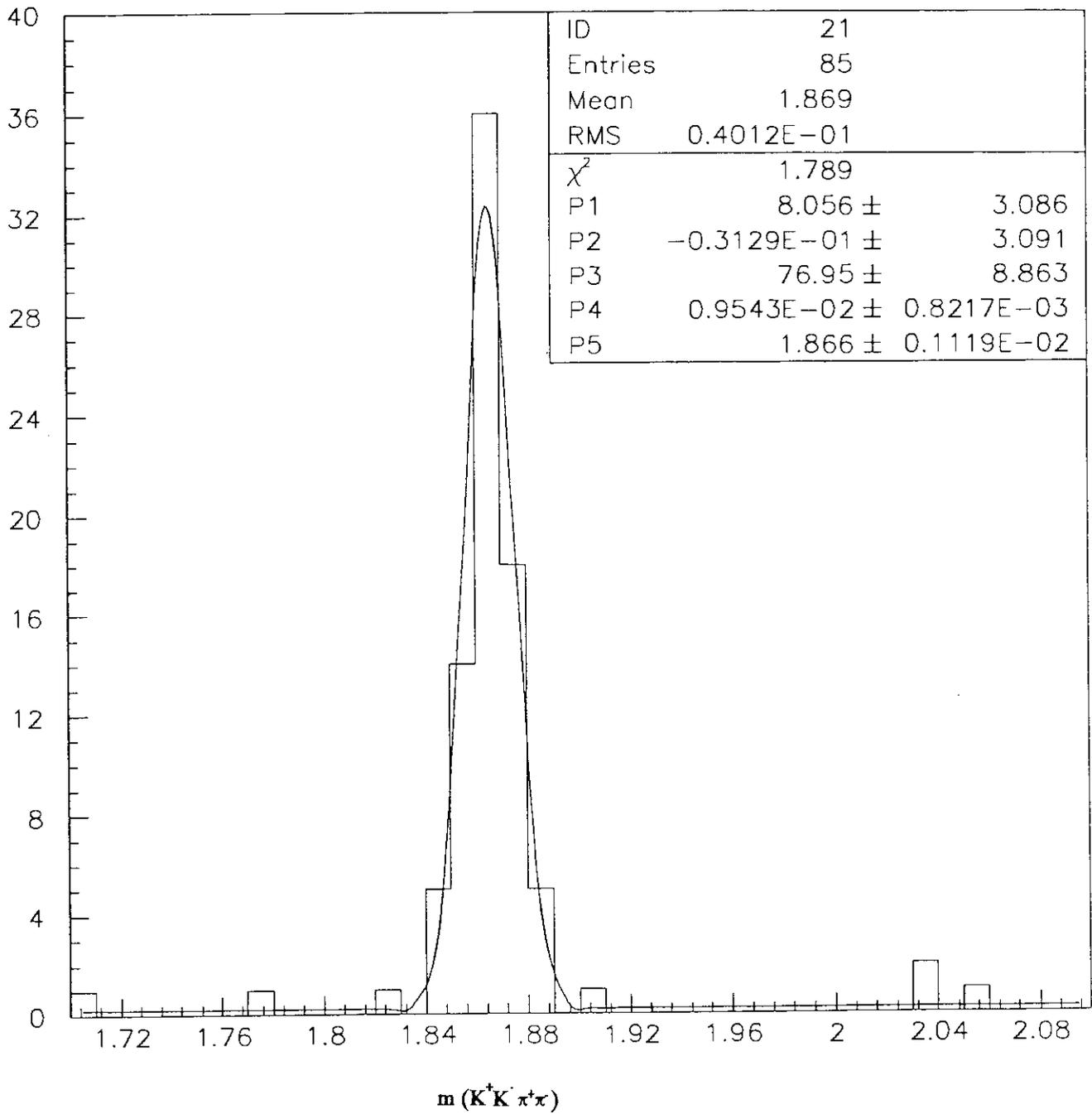


Figura 5.9: Sinal obtido da amostra de Monte Carlo.

$$S_{MC} = (76,95 \pm 8,86) \text{ eventos} \quad (5.5)$$

O ajuste desse sinal é feito através de uma gaussiana de largura livre, pelo método de máxima verossimilhança [25] do programa MINUIT. O ruído é parametrizado como uma função exponencial, mais adequada à faixa do espaço de fase de π^+ , π^- , K^+ e K^- onde encontramos a massa de D^0 .

Ajustamos o sinal (figura 5.10) obtido a partir da amostra real de dados fixando a largura da gaussiana e o valor da massa. A largura é fixa no valor estabelecido pelo ajuste do Monte Carlo, enquanto que a massa é fixa no valor conhecido da massa do D^0 [4]. Temos finalmente o número de eventos obtidos pelo ajuste:

$$S_{DADOS} = (18,10 \pm 4,83) \text{ eventos.} \quad (5.6)$$

De posse desse sinal, da eficiência e dos dados referentes ao decaimento de D^0 melhor medido pelo experimento E691 ($D^0 \rightarrow K^- \pi^+$), estamos finalmente prontos para calcular a razão de ramificação do decaimento $D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0$. Antes de passar a esse cálculo, porém, examinemos a questão da contribuição não-ressonante para o sinal que acabamos de mostrar.

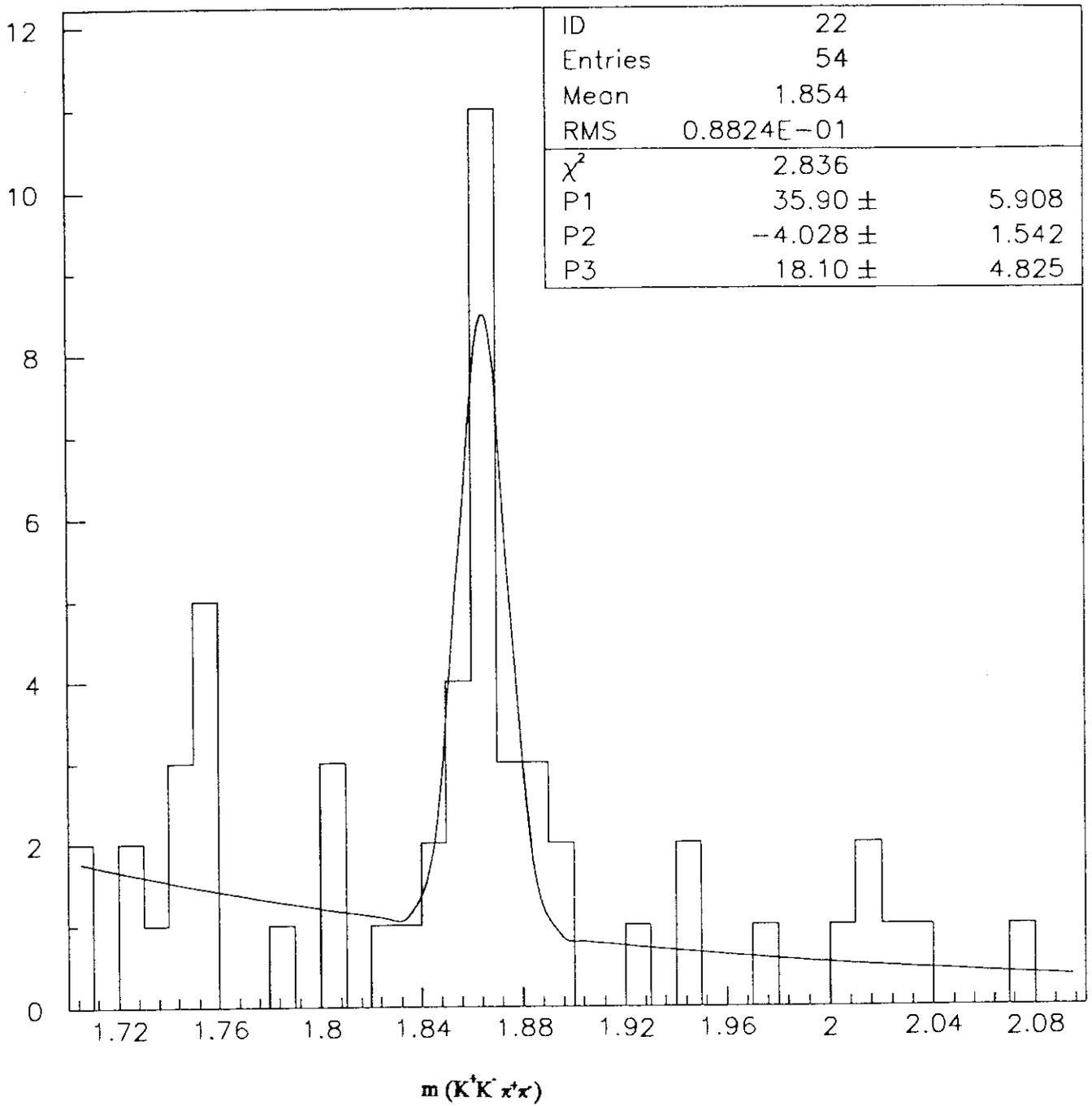


Figura 5.10: Sinal obtido da amostra real de dados.

5.9 Contribuição não-ressonante

Uma possível fonte de erro na análise aqui realizada é a contribuição de eventos não ressonantes $D^0 \rightarrow K^0 K^+ K^-$ cujo par de káons carregados estaria na massa do ϕ . Para estimar essa contribuição, que aumentaria o valor do sinal e conseqüentemente a razão de ramificação através deste obtida, fizemos uma análise desse decaimento fora da região de massa do ϕ .

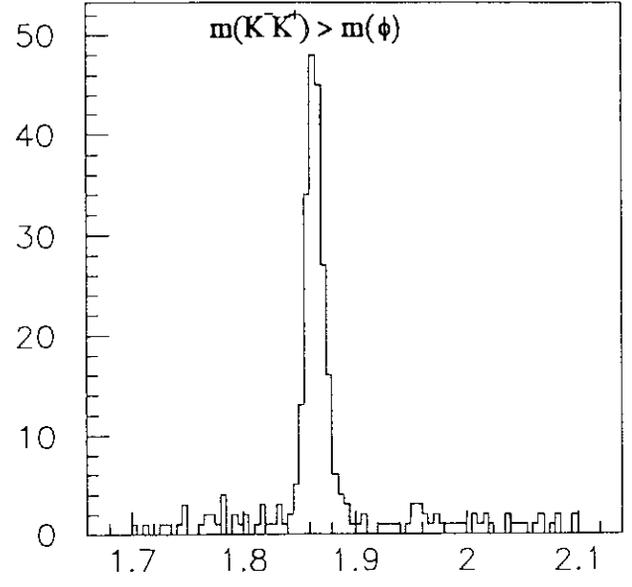
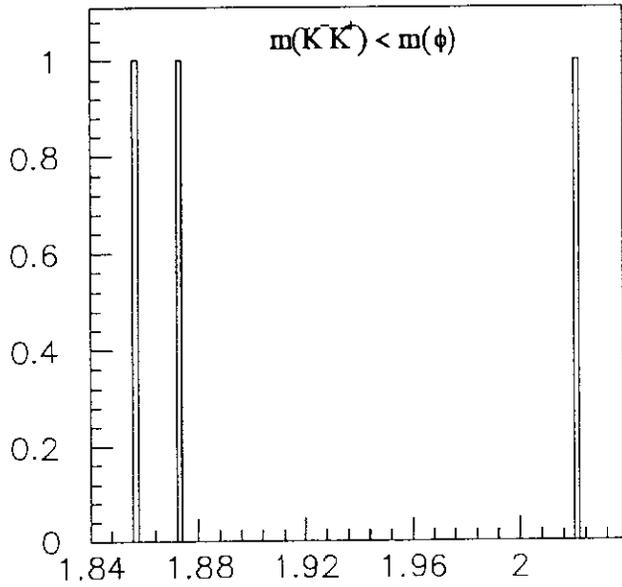
Usamos uma n-tupla obtida a partir do Subconjunto K_S^0/DC (subseção 5.5.3), usando o mesmo procedimento descrito na seção 5.6 e os cortes da tabela 5.11, exceto pelo corte de $m(K^+K^-)$. Utilizamos também a amostra de dados gerados por Monte Carlo referente ao decaimento $D^0 \rightarrow K^0 K^+ K^-$. Separamos a amostra em duas de acordo com o valor de $m(K^+K^-)$: abaixo da massa de ϕ ($m(K^+K^-) < 1,008 \text{ GeV}$) e acima da massa de ϕ ($m(K^+K^-) > 1,032 \text{ GeV}$).

Finalmente, com os mesmos cortes utilizados na obtenção do sinal de $D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0$ (tabela 5.12, exceto, novamente, pelo corte em $m(K^+K^-)$), obtivemos as amostras finais. Na região abaixo da massa de ϕ a amostra de Monte Carlo (figura 5.11 (a)) simplesmente não mostra nenhum sinal compatível com a massa do D^0 , e os dados reais (figura 5.11 (c)) apresentam sinais que podem ser considerados mera flutuação estatística. Esses dois resultados, portanto, impossibilitam de forma complementar a análise de $D^0 \rightarrow K^0 K^+ K^-$ nessa região.

Na região acima da massa de ϕ , a amostra de Monte Carlo (figura 5.11 (b)) mostra uma clara evidência do sinal de D^0 , permitindo a continuidade da análise. Contudo, o espectro obtido a partir dos dados reais (figura 5.11 (d)) contém uma enorme quantidade

de eventos de ruído que não foram eliminados através dos cortes utilizados. Assim, com os cortes que utilizo na obtenção do sinal de $D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0$, não é possível distinguir um sinal de $D^0 \rightarrow K^0 K^+ K^-$, e podemos portanto desprezar a contribuição não-ressonante.

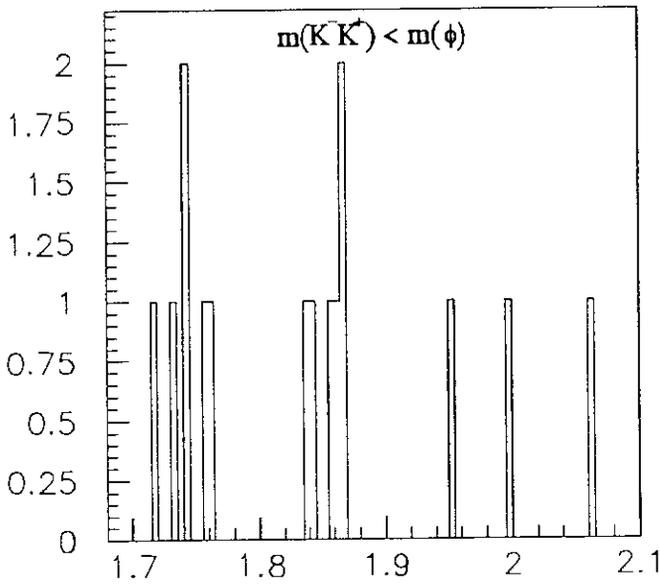
A título de complemento, realizamos um estudo de cortes na tentativa de encontrar alguma evidência desse decaimento na amostra da E691. Os resultados foram idênticos aos já descritos, e um estudo mais profundo se faz necessário. Isso será feito em um trabalho dedicado a este problema.



(a)

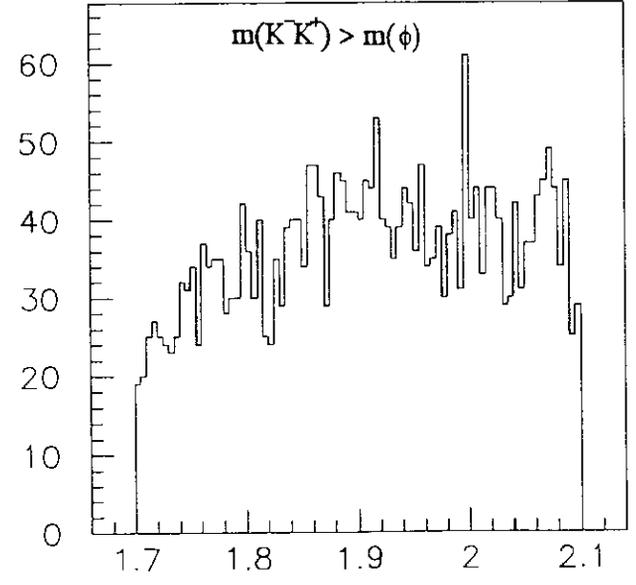
Monte Carlo

(b)



(c)

Dado Real



(d)

Figura 5.11: Amostras de Monte Carlo - (a) e (b) - e de dados reais - (c) e (d) - com $m(K^+K^-) < 1,008 \text{ GeV}$ - (a) e (c) - e $m(K^+K^-) > 1,032 \text{ GeV}$ - (b) e (d).

Capítulo 6

Resultados e Comparações

6.1 Cálculo da Razão de Ramificação

Eficiência A partir do sinal obtido no ajuste de Monte Carlo, calculamos a eficiência dividindo o mesmo pelo número de eventos reconstruídos. Contudo, como vimos na seção 5.2, o nosso MC não representa exatamente a realidade no que diz respeito ao decaimento de ϕ e à composição de \bar{K}^0 . Precisamos portanto dividir o número de eventos reconstruídos pela razão de ramificação de $\phi \rightarrow K^- K^+$ e pela fração de K_S^0 no \bar{K}^0 , ou seja:

$$\epsilon = \frac{S_{MC}}{N_{MC}} \times \frac{K_S^0}{\bar{K}^0} \times B(\phi \rightarrow K^- K^+) \quad (6.1)$$

Utilizando os valores conhecidos [4] – mostrados na tabela 6.1 – para essas razões de ramificação obtemos a eficiência de nosso tratamento:

$$\epsilon = (1,137 \pm 0,132) \times 10^{-3} \quad (6.2)$$

ou seja, temos uma eficiência em torno de 0,1 %.

| | |
|-------------------------------------|----------------------|
| $B(D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0)$ | $(0,88 \pm 0,12) \%$ |
| $B(\phi \rightarrow K^- K^+)$ | $(49,1 \pm 0,8) \%$ |
| $B(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$ | $(3,65 \pm 0,21) \%$ |
| fração K_S^0 / K^0 | 50 % |

Tabela 6.1: Valores conhecidos das razões de ramificação envolvidas na nossa análise.

Número corrigido A partir do sinal obtido pelo tratamento utilizado ao longo do presente trabalho e da eficiência desse tratamento calculamos o número corrigido de eventos de $D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0$ ocorridos no experimento E691.

$$N_C(D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0) = \frac{S_{DADOS}}{\epsilon} = (15.919 \pm 4.633) \text{ eventos} \quad (6.3)$$

Esse, porém, ainda não é o resultado final para o número corrigido, uma vez que uma pequena parte do Subconjunto de Vértices original não aparece na cópia utilizada no LAFEX. O subconjunto produzido no FERMILAB tem 11.485.012 eventos, contra 10.587.519 contados na cópia utilizada no presente trabalho. Resolvemos esse problema através da simples multiplicação do valor mostrado na equação 6.3 pela razão $\frac{N_{FINAL}}{N_{LAFEX}}$. Temos finalmente:

$$N_C(D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0) = \frac{S_{DADOS}}{\epsilon} = (17.268 \pm 5.025) \text{ eventos} \quad (6.4)$$

O número corrigido [26] de eventos de $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, juntamente com a razão de ramificação desse decaimento, fornece o número de mésons D^0 produzidos no experimento. Esses resultados são mostrados na tabela 6.2. Calculamos o número corrigido do

| | |
|--|--------------------------------|
| $\epsilon(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$ | $(9,7 \pm 0,2) \times 10^{-2}$ |
| $\bar{S}_{DADOS}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$ | (4.322 ± 97) |

Tabela 6.2: Resultados da E691 para o decaimento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$.

decaimento de referência:

$$N_C(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) = (44.556 \pm 1.358) \quad (6.5)$$

e

$$N(D^0) = \frac{N_C(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)}{B(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)} = (1.220.712 \pm 81.903). \quad (6.6)$$

Razão de Ramificação Finalmente calculamos a razão de ramificação do decaimento $D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0$ dividindo o número de eventos ocorridos pelo número de D^0 produzidos:

$$B(D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0) = \frac{N_C(D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0)}{N(D^0)} = (1,41 \pm 0,42) \% \quad (6.7)$$

6.2 Outros resultados

Podemos comparar mais facilmente o nosso resultado com outros [27, 28, 29, 30] observando a tabela 6.3, bem como a figura 6.1, onde são mostrados os resultados mais recentes para o decaimento $D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0$:

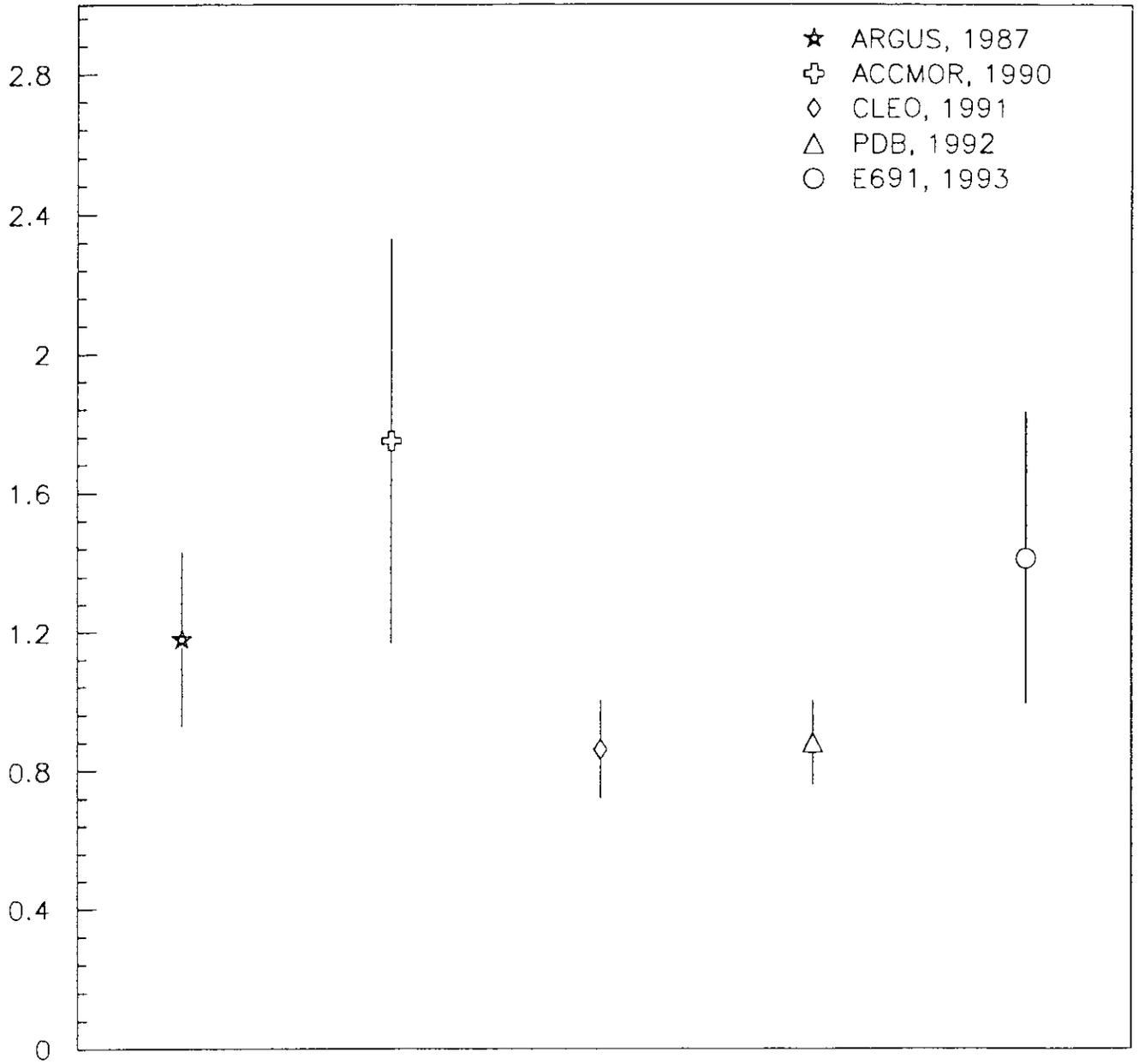


Figura 6.1: Resultados obtidos para a razão de ramificação do decaimento $D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0$.

| experimento | feixe/alvo | energia | razão de ramificação |
|-----------------------------------|--------------------|-----------|-------------------------------|
| ARGUS (1987) | e^+e^- | 10 GeV * | $(1,18 \pm 0,25 \pm 0,17) \%$ |
| ACCMOR (1990) | π^+/Cu | 230 GeV † | $(1,75 \pm 0,58) \%$ |
| CLEO (1991) | e^+e^- | 10 GeV * | $(0,86 \pm 0,14) \%$ |
| <i>Particle Data Group</i> (1992) | – | – | $(0,88 \pm 0,12) \%$ |
| presente trabalho | γ/Be | 150 GeV † | $(1,41 \pm 0,42) \%$ |

Tabela 6.3: Medidas da razão de ramificação do decaimento $D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0$. O valor atribuído ao *Particle Data Group* é do ajuste realizado por aquele grupo (* \equiv energia no referencial do centro de massa; † \equiv energia do feixe no referencial do laboratório).

O experimento ACCMOR obteve um sinal de $(5,3 \pm 2,5)$ eventos, trabalhando com um feixe negativo, composto basicamente de píons (96% de π^- e 4% de K^-) de aproximadamente 230 GeV. Nesse caso, a razão de ramificação do decaimento aqui abordado foi calculada através de comparação com o decaimento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$.

O ARGUS obteve um sinal de mais estatística, $(55,9 \pm 8,5)$ eventos, produzindo dados a partir de colisões e^+e^- a 10 GeV no CM, no anel de estocagem DORIS II, DESY. O decaimento utilizado como referência no cálculo da razão de ramificação foi o $D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+ \pi^-$.

O CLEO, finalmente, tem o sinal de maior estatística para o nosso decaimento: (63 ± 9) eventos. Este também foi obtido por colisões e^+e^- , com energias na faixa de 10 GeV e, comparado com o sinal de $D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+ \pi^-$, forneceu a razão de ramificação mostrada na tabela acima.

Obtivemos uma razão de ramificação de valor mais elevado do que a do ajuste realizado pelo *Particle Data Group* [4]. Contudo, uma observação do gráfico, levando em consideração as barras de erro, mostra que nosso resultado é compatível com as três medidas registradas.

Capítulo 7

Conclusões

O experimento E691 forneceu importantes contribuições para a física do charme. Isso se deu particularmente – como pudemos verificar em artigos publicados [13] com importante participação do grupo do LAFEX, bem como em outras teses aqui defendidas [16, 31] – no tocante aos mecanismos de decaimento de partículas charmosas através de interações fracas. É nesse mesmo contexto que o trabalho por nós desenvolvido e exposto nessa tese representa uma nova contribuição para esse ramo da física.

Como foi dito no capítulo 2, o decaimento $D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0$ é suprimido por cor e não sofre nenhuma supressão por Cabibbo. É um decaimento particularmente interessante no estudo dos decaimentos por interações fracas, pois deve ocorrer fundamentalmente através de um processo não-espectador. Já vimos também que existem modelos que explicam tal decaimento dentro do modelo espectador, sendo o principal deles o que utiliza o estado intermediário $\bar{K}^{0*} \eta$. Por outro lado, a razão de ramificação desse decaimento, recentemente medida [32, 33], é $B(D^0 \rightarrow \bar{K}^{0*} \eta) = (3,3 \pm 1,9) \times 10^{-3}$. Esse é um valor muito baixo para permitir a ocorrência de $D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0$ com uma razão de ramificação como a que medimos, sendo inferior a todos os resultados mostrados no último capítulo.

Outros modelos utilizam como estados intermediários $\rho^+ K^-$ ou $K^{*-} \pi^+$, mas em ambos os casos seriam necessários processos de aniquilação-criação de quarks, tornando o processo muito mais complexo que aquele mostrado na figura 2.8.

Assim, utilizando os recursos do LAFEX e programas desenvolvidos ou adaptados ao longo desse trabalho, analisamos os dados fornecidos por esse experimento e obtivemos, para razão de ramificação do decaimento $D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0$, o valor

$$B(D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0) = (1,41 \pm 0,42) \% \quad (7.1)$$

Além de estar de acordo com as medidas mais recentes, esse resultado é próximo do valor calculado em trabalhos [8] que consideram a hipótese do decaimento não-espectador.

Embora nos tenha sido impossível estimar a contribuição não-ressonante, para o nosso sinal, do decaimento $D^0 \rightarrow K^+ K^- \bar{K}^0$, a não observação do mesmo na amostra fornecida pela E691 indica que essa contribuição é muito pequena, da mesma ordem do ruído do sinal. De qualquer maneira, o presente trabalho está longe de encerrar essa questão dos decaimentos de partículas charmosas. Esperamos que o experimento E791, que produziu cerca de 200 vezes mais partículas charmosas que o nosso experimento, possa fornecer informações mais precisas acerca do decaimento por nós estudado. Esse experimento, de hadroprodução de charme, também foi realizado no TPL/FERMILAB, com a participação de membros do LAFEX, encontrando-se atualmente em fase de reconstrução¹ e análise. Esperamos alguns resultados já no início do próximo ano. Além disso, outro experimento – o E687 – de fotoprodução está se realizando atualmente no FERMILAB, e deve fornecer importantes contribuições para a física do charme.

¹Parte dessa reconstrução está sendo realizada no próprio LAFEX, com participação de toda a equipe do laboratório.

Referências

- [1] Bjorken, J. and Glashow, S., “Elementary Particles and SU(4)”, Phys. Lett. **11**, 255, 1964.
- [2] Glashow, S. L., Iliopoulos, J., and Maiani L., “Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry”, Phys. Rev. **D2**, 1285, 1970.
- [3] Halzen, F. and Martin, A.D., “Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics”, John Wiley and Sons, Inc. Singapore, 1984.
- [4] Particle Data Group, J.J. Hernández *et al.*, Phys. Rev. **D45**, 1, 1992.
- [5] Commins, E. D., Bucksbaum, P. H., “Weak Interaction of Leptons and Quarks”, Cambridge University Press, Cambridge, 1983.
- [6] Bigi, I., “On Charm Decays – Present Status and Future Goals”, Proceedings of the Charm Physics Symposium, 1987.
- [7] Basdevant, J., Bediaga, I., Predazzi, E. and Tiomno, J., “A New Hadronization Scheme: the Case of the Explicit Charm Decay”, Nucl. Phys. **B294**, 1071, 1987.
- [8] Bediaga, I. and Predazzi, E., “ $D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0$ Decay”, Phys. Lett. **B199**, 131, 1987.
- [9] Chau, L., “Quark Mixing in Weak Interactions”, Phys. Rep. **95**, 1 , 1983.

- [10] Kamal, A., “Cabibbo-angle-favored $D \rightarrow PP$ and $D \rightarrow VP$ Decays: a Dispersion Approach”, Phys. Rev. **D33**, 1344, 1986.
- [11] Ruckl, R., “Weak Decays of Heavy Flavors”, Habilitationsschrift Universität München, CERN print, 1982.
- [12] Donogue, J., “Is $D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0$ Really a Clear Signal For the Annihilation Diagram?”, Phys. Rev. **D33**, 1516, 1986.
- [13] Lima, J. G., “Análise Experimental do Decaimento Fraco $D^+ \rightarrow \phi K^+$, Duplamente Suprimido por Cabibbo”, Tese de Mestrado - Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, 1991.
- [14] E691 Collaboration, “Study of the Doubly Cabibbo-Supressed Decay $D^+ \rightarrow \phi K^+$ and the Singly Cabibbo-Supressed Decay $D_s^+ \rightarrow \phi K^+$ ”, Phys. Rev. Lett. **69**, 2892, 1992.
- [15] Alves, G., “Dependência em A para a Produção de Mésons Charmosos”, Tese de Doutorado - Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, 1992.
- [16] Gaines, I. *et al*, “The ACP Multiprocessor System at Fermilab”, Comp. Phys. Comm. **45**, 323, 1987.
- [17] Jackson, J. D., “Classical Eletrodynamics”, John Wiley and Sons, New York, 1962.
- [18] Raab, J. R., “Lifetime Measurements of the Three Charmed Pseudoscalar D-Mesons”, PhD. Thesis, University of California, 1987.

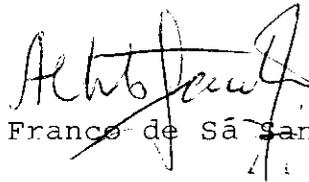
- [19] Menary, S., “A Study of the Transverse Momentum Distributions of Photoproduced Charged and Neutral D Mesons”, M.Sc. Thesis, University of Toronto, 1986.
- [20] Bartlett, D. *et al*, “Performance of the Cherenkov Counters in the Fermilab Tagged Photon Spectrometer Facility”, N.I.M. **A260**, 55, 1987.
- [21] Summers, D., “Reconstruction of a Step Geometry Calorimeter using Stepwise Regression”, Nucl. Instr. Meth. **228**, 290, 1985.
- [22] Jones, L. and Wyld, H., “Charmed-particle production by photon-gluon fusion”, Phys. Rev. **D17**, 759, 1978.
- [23] Shifman, M., Vainstein, A. and Zakharov, V., “Photoproduction of Charmed Particles and Asymptotically Free Field Theories”, Phys. Lett. **B65**, 255, 1976.
- [24] Sjöstrand, T., “The Lund Monte Carlo for Jet Fragmentation and e^+e^- Physics – JET SET version 6.2”, LU TP 85 – 10, University of Lund, Sölvegatan 14A, S-223 62, Lund, Sweden.
- [25] Eadie, W. T., Drijard, D., James, F. E., Ross, M. and Sadoulet, B., “Statistical Methods in Experimental Physics”, North Holland, Amsterdam and London, 1971.
- [26] Ross, W., “Measurement of the Decays of the Neutral D to Two Charged Pions and Two Charged Kaons”, PhD. Thesis, University of Yale, 1992.
- [27] Kumar, R., Memo interno da Colaboração E691, FNAL, 1988.
- [28] Ammar, R. *et al.*, “Unusual decay modes of D^0 and D^+ mesons”, Physical Review **D44**, 3383, 1991.

- [29] Albrecht, H. *et al.*, “The Decay $D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0$ ”, *ZPhy C***33**, 359, 1987.
- [30] Barlag, S. *et al.*, “Measurement of various decay modes of charmed particles D^0 , D^+ , D_s^+ and Λ_c^+ ”, *ZPhy C***48**, 29, 1990.
- [31] Carvalho, W. P., “Análise Experimental do Modo de Decaimento $D^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ com Troca de Sabor do Quark c por Corrente Neutra”, Tese de Mestrado - Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, 1993.
- [32] Kinoshita, K. *et al.*, “Study of D^0 decays into final states with a π^0 or η ”, *Phys. Rev. D***43**, 2836, 1991.
- [33] E691 Collaboration, “Experimental results on the decays $D \rightarrow K 4 \pi$ ”, *Phys. Rev. D***42**, 2414, 1990.

"O DECAIMENTO $D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0$ NO EXPERIMENTO FOTOPRODUÇÃO DE CHARME (E691)"

MARCELLO SANTO NICOLA

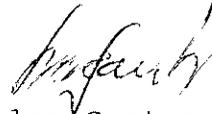
Tese de Mestrado apresentada no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, fazendo parte da banca examinadora os seguintes professores:



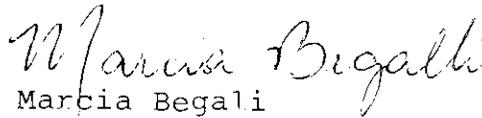
Alberto Franco de Sá Santoro - Presidente



Gilvan Augusto Alves - Co-orientador



Luiz Carlos Santos Oliveira



Marcia Begali



Ignácio Alfonso de Bediaga e Hickman - Suplente

Rio de Janeiro, 27 de outubro de 1993