JOSÉ GUILHERME ROCHA DE LIMA

ANÁLISE EXPERIMENTAL DO DECAIMENTO FRACO $D^+ \to \phi K^+$ DUPLAMENTE SUPRIMIDO POR CABIBBO

Tese de

MESTRADO

FERMILAB
LIBRARY

CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS

Rio de Janeiro, março de 1991

À minha princesa
Eliane,
com muito amor
e carinho.

A G R A D E C I M E N T O S

Ao Prof. Alberto Santoro, mestre e amigo, pela orientação e acompanhamento durante o difícil período da elaboração deste trabalho, bem como pela calorosa acolhida no LAFEX quando de minha chegada ao Rio de Janeiro.

Ao Prof. Ignácio Bediaga, pela co-orientação deste trabalho, pelas valiosas e frutíferas discussões sobre a Física de Partículas, e também pela grande amizade.

A outro mestre e amigo, Prof. Moacyr Souza, responsável por várias tarefas difíceis, e que foram fundamentais para este trabalho, além de me apresentar algumas técnicas não triviais de processamento de dados e depuração.

Aos Profs. Francisco Caruso Neto e Arthur Maciel, pelas discussões e esclarecimentos em vários tópicos de importância para minha formação.

Aos colegas Gilvan Alves, Alberto Reis, Jussara Miranda, e João de Mello Neto, pela amizade e companheirismo em inúmeras horas dentro e fora do laboratório, além de discussões e sugestões valiosas sobre este trabalho.

Aos demais membros do LAFEX, João dos Anjos, Isaías, Sandra, Hélio, Míriam, Nicola, Régio, Alexandre, Wagner, Mário, Mariano, Carla, Bruno, Valois, Carmem, Marcelo, Eliane, Raquel, Simone, Jussara Ferreira, Ricardo, Cícero, Ludmila e outros, que fazem do LAFEX mais que um grupo, quase uma família.

À todos os membros da Colaboração TPS (quase quarenta pessoas), responsáveis pelo experimento E691, cujos

dados foram também fundamentais para este trabalho.

A Myriam Coutinho, pela amizade e atenção dispensadas, especialmente nos difíceis primeiros meses de minha estadia no Rio de Janeiro, e também pela seriedade e carinho que sempre dedicou à pós-graduação do CBPF.

Aos colegas Odivaldo Alves, Fernando Carvalho e José Tadeu Paes, pelo companheirismo ao longo de várias horas de estudo durante as etapas de obtenção de créditos nos primeiros períodos do mestrado.

Ao grande mestre e amigo Henrique Antunes, com quem tive o prazer de passar inúmeras horas em saudáveis e alegres discussões em meus tempos de UFPa. Sua presença ficará para sempre em minha memória.

Também aos Profs. José Bassalo e Paulo Alencar, da UFPa, pela sugestão de fazer pós-graduação na área de Física de Partículas, no LAFEX/CBPF.

A meus pais e irmãos, pela compreensão e estímulo intermináveis, fundamentais para minha permanência nesta carreira difícil e pouco valorizada no Brasil.

A minha grande companheira Eliane Ávila, por tantos momentos felizes, e por todo amor, carinho, compreensão e paciência que me dedicou, tornando mais amena a tarefa de finalizar este trabalho. Também pela ajuda com as figuras e com a edição final da tese.

A tantos outros, não citados explicitamente aqui, mas que tenham contribuído a esta tese de alguma forma.

Finalmente, agradeço o apoio financeiro recebido da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior, através da Pró-Reitoria de Pesquisa e Pós-Graduação da UFPa;

RESUMO

Fazemos uma estimativa fenomenológica para a razão de ramificação do decaimento fraco $D^+ \to \phi K^+$, o qual não pode ser explicado apenas através de processos espectadores, e que é um processo raro por ser duplamente suprimido por ângulo de Cabibbo. Descrevemos o experimento E691, para fotoprodução de charme, e apresentamos os resultados obtidos na procura deste decaimento nos dados coletados pela E691. Estes resultados sugerem uma contribuição significativa de processos de aniquilação de W para o decaimento do méson charmoso D^+.

ABSTRACT

We make a phenomenological estimate of the branching fraction of the weak decay $D^+ \to \phi K^+$, which cannot be explained only through spectator processes, and which is a rare process because it is a doubly Cabibbo suppressed decay. After describing the Charm Photoproduction Experiment E691, we present the results obtained in the search for this decay in the data collected by E691. These results suggest a significant contribution from W annihilation processes for the decays of the charmed meson D^+.

SUMÁRIO

	Pág.
AGRADECIMENTOS	iii
RESUMO	v
LISTA DE FIGURAS	viii
LISTA DE TABELAS	x
CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO	1
1.1 - Generalidades	1
1.2 - Algumas Convenções	3
CAPÍTULO 2 - REVISÃO TEÓRICA EM TORNO DO DECAIMENTO $D^+ \to \phi K^+$	4
2.1 - Decaimentos	4
2.2 - Os Processos de Decaimento Fraco	7
2.2.1 - A Supressão de Cabibbo	13
2.2.2 - A Supressão por Acoplamento de Cores	16
2.3 - O Decaimento $D^+ \to \phi K^+$	20
2.4 - Perspectivas de Observação do Decaimento $D^+ \to \phi K^+$	25
CAPÍTULO 3 - O EXPERIMENTO E691	27
3.1 - O Feixe de Fótons Rotulados	28
3.1.1 - O Sistema de Rotulação	30
3.2 - O Alvo e o Contador B	31
3.3 - O Espectrômetro de Fótons Rotulados	33
3.3.1 - O Detetor de Vértice SMD	37
3.3.2 - Câmaras de Deriva	40
3.3.3 - Os Magnetos Analisadores	43
3.3.4 - Os Detetores Cerenkov	44
3.3.5 - O Contador do Plano de Pares e o Contador C	48
3.3.6 - Calorímetro Eletromagnético (SLIC)	50
3.3.7 - Calorímetro Hadrônico	53
3.3.8 - As Paredes de Múons	55

3.4 - A Coleta de Dados 57
3.4.1 - Gatilho 58
3.4.2 - O Sistema de Aquisição de Dados 59
3.4.3 - O Sistema de Monitoramento 62
3.5 - A Reconstrução de Eventos 63
3.5.1 - A Reconstrução no Sistema ACP 65
3.5.2 - Passo 1 67
3.5.3 - Passo 2 69
3.5.4 - As Fitas de Sumário de Dados 74
3.6 - Subconjuntos de Dados 75
3.6.1 - Subconjunto de Vértices 76

CAPÍTULO 4 - A ANÁLISE EXPERIMENTAL DO DECAIMENTO FRACO $D^+ \to \phi K^+$ 78

4.1 - Os Cortes Usados na Análise de Dados 78
4.1.1 - Cortes na Qualidade de Traços 79
4.1.2 - Cortes nas Probabilidades Cerenkov 80
4.1.3 - Cortes de Massa Invariante 81
4.1.4 - Cortes de Vértice 82
4.1.5 - Distribuição Angular 83
4.2 - Os Programas de Análise 85
4.3 - A Simulação Monte Carlo 89
4.4 - Reduções da Amostra de Dados 91
4.4.1 - O Subconjunto de ϕ's 91
4.4.2 - O Subconjunto de ϕK^+ 92
4.5 - A Otimização dos Cortes 94
4.6 - Reflexões 96
4.7 - Ajustes Finais 100
4.7.1 - Evidências Adicionais da Qualidade do Sinal Observado 105
4.8 - Resultados 109

CAPÍTULO 5 - CONCLUSÕES 111

APÊNDICE A - AJUSTES PELO MÉTODO DE MAXIMUM LIKELIHOOD 115

A.1 - Discussão do Método 115
A.2 - Aplicação do Método aos Ajustes de Histogramas 117

BIBLIOGRAFIA 120

LISTA DE FIGURAS

Figura		Pag.
2.2-1	Diagramas de Decaimento dos Mésons Charmosos	8
2.2-2	Acoplamentos Fracos	15
2.2-3	Diagramas de Acoplamento Fraco do Charme	16
2.3-1	O Decaimento $D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0$ pelo Diagrama de Troca de W	21
2.3-2	O Decaimento $D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0$ através de Interações do Estado Final	21
2.3-3	Diagramas para o Decaimento $D^+ \rightarrow \phi K^+$	22
3.1-1	O Acelerador TEVATRON e as Diversas Áreas Experimentais	29
3.1-2	Visão Esquemática do Sistema de Rotulação	31
3.1-3	Distribuição de Energias do Feixe de Fótons Usado pela E691	32
3.3-1	Vista em Perspectiva do Espectrômetro TPS	36
3.3-2	Vista Esquemática do Espectrômetro TPS	37
3.3-3	Seção Transversal de um Plano Detetor SMD	38
3.3-4	Visão Esquemática do Posicionamento dos Planos de SMD em relação ao Alvo	40
3.3-5	Os Detetores Cerenkov Usados na E691	46
3.3-6	Arranjos de Espelhos e Ótica dos Detetores Cerenkov	47
3.3-7	Visão Esquemática do Contador do Plano de Pares e do Contador C	50
3.3-8	Seção Transversa do Calorímetro Eletromagnético SLIC	52
3.3-9	Visão em Perspectiva do SLIC	52
3.3-10	Visão em Perspectiva do Calorímetro Hadrônico	54
3.3-11	Visão Esquemática da Parede de Múons Traseira	56
3.4-1	Distribuições de E_T para eventos hadrônicos e eventos charmosos	60

3.4-2 Visão Esquemática do Sistema On-Line de Monitoramento 64
3.5-1 Distribuições Teóricas de Números de Fótons Cerenkov para as Diferentes Hipóteses Hadrônicas 72
3.5-2 Distribuições de Probabilidades Cerenkov para Píons e Kaons 73

4.1-1 Definição do Corte DIP 84
4.1-2 Definição do Corte SDZ 84
4.1-3 Definição do Corte DCA 84
4.2-1 Diagramas Esquemáticos dos Programas de Análise Sequencial e Paralelizado 88
4.4-1 Espectro de Massa dos Eventos Selecionados pelo Subconjunto de ϕK^+ 93
4.6-1 Exemplo de Reflexão por Má Identificação de Traços 97
4.6-2 Espectro de Massa KKK das Amostras de Monte Carlo para $D^+ \rightarrow \phi \pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$ 99
4.7-1 Espectro de Massa Final 100
4.7-2 Espectro de Massa KKπ dos Eventos Selecionados pelos Cortes Finais 101
4.7-3 Ajuste do Histograma Final 104
4.7-4 Distribuições de $|\cos \theta_{GJ}|$ para Eventos Selecionados pelos Cortes Finais 106
4.7-5 Distribuições de Tempos de Decaimento para Eventos Selecionados pelos Cortes Finais 107
4.7-6 Estabilidade do Sinal por Variações nos Cortes de Vértice 108

LISTA DE TABELAS

Tabela		Pág.
2.1	Comparação das Principais Características das Interações Fundamentais	5
2.2	Variação do Coeficiente de Cor c_- e da Razão a_1/a_2 com os Parâmetros Livres μ e Λ	19
2.3	Números Quânticos dos Mésons Charmosos Estáveis	20
2.4	Dependência de $(a_1/a_2)^2$ e $B(D^+ \to \phi K^+)$ com o Coeficiente de Cor c_-, e Deste com a Escala de Energias μ	23
3.1	Sumário dos Componentes do Espectrômetro TPS	35
3.2	Propriedades do Detetor SMD utilizado na E691	40
3.3	Algumas Características do Sistema de Câmaras de Deriva Usado na E691	42
3.4	Características dos Magnetos da E691	44
3.5	Características dos Detetores Cerenkov de Limiar Usados na E691	47
3.6	Limiares de Momentum para os Detetores Cerenkov da E691	48
3.7	Características do Contador do Plano de Pares Usado na E691	50
3.8	Características do Calorímetro Eletromagnético SLIC Utilizado na E69	53
3.9	Características do Calorímetro Hadrônico	55
4.1	Características do Subconjunto de ϕ's	92
4.2	Características do Subconjunto de ϕK^+	94
4.3	Conjunto Final de Cortes Usados na Análise Para o Decaimento $D^+ \to \phi K^+$	96
4.4	Resultados dos Ajustes às Reflexões de $D^+ \to \phi\pi^+$ e $D_s^+ \to \phi \pi^+$ no Espectro de Massa KKK	102

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

Neste primeiro capítulo colocaremos o objetivo global do presente trabalho, após falarmos brevemente sobre a Física do Charme e sua importância dentro da Física de Partículas. Seguem-se alguns comentários sobre o experimento E691 e sobre o LAFEX, encerrando o capítulo com algumas convenções usadas ao longo do trabalho.

1.1) GENERALIDADES:

A descoberta em 1974 de ressonâncias muito estreitas[1,2], chamadas ψ, abriu um novo capítulo dentro da Física de Partículas Elementares: a Física de Sabores Pesados. Isto porque as ressonâncias ψ eram compostas por um novo quark, chamado **charme** (c), mais pesado que os demais, e que havia sido proposto por Glashow *et.al.*[3] para explicar a supressão de correntes neutras com troca de sabor e, mais ainda, permitir uma relação simétrica entre quarks e léptons[4].

Desde então muito já se aprendeu sobre o charme; vários mésons charmosos e também alguns bárions charmosos já

foram observados e tiveram catalogados vários de seus modos de decaimento[5]. Entretanto existem alguns modos de decaimento muito raros, mas que possuem um particular interesse, pois constituem uma forma indireta de se estudar algumas propriedades do charme que ainda hoje não são bem conhecidas, tais como a importância de processos não-espectadores para o decaimento do charme, sobre os quais falaremos mais adiante.

Um exemplo típico de tais processos raros é o modo de decaimento $D^+ \to \phi K^+$, que ainda não havia sido observado anteriormente, pois além de ser um decaimento duplamente suprimido por ângulo de Cabibbo, pode ocorrer apenas através de processos não-espectadores. A observação experimental deste decaimento é o objeto central deste trabalho. Os detalhes teóricos relevantes do mesmo são discutidos no capítulo 2, onde obtém-se uma estimativa fenomenológica para o mesmo através da comparação com outro decaimento muito parecido, $D^0 \to \phi \overline{K}^0$.

No capítulo 3 discute-se o feixe, o alvo e o espectrômetro utilizados pelo experimento E691 — um experimento de alvo fixo para fotoprodução de partículas charmosas. Também discute-se os sistemas de aquisição de dados e de monitoramento, além da etapa de reconstrução dos eventos.

No capítulo 4 descrevemos todos os procedimentos de análise dos dados do experimento E691 em busca do decaimento $D^+ \to \phi K^+$, desde reduções da amostra de dados, passando por simulação Monte Carlo e otimizações de cortes, que possibilitaram nossa observação do modo de decaimento $D^+ \to \phi K^+$. Para esta fase de análise de dados contamos com a capacidade com-

putacional existente em nosso Laboratório de Física Experimental de Altas Energias (LAFEX/DRP/CBPF), em especial um μVAX 11/780, um sistema multiprocessador paralelo ACP I com 21 nós, estações de trabalho VAXStation 3100 com tela de alta resolução, unidades de fita magnética de 1600 e 6250 BPI e unidades de fita magnética tipo Exabyte.

No quinto capítulo comentamos acerca dos resultados obtidos e a partir destes tecemos algumas conclusões.

1.2) ALGUMAS CONVENÇÕES:

Algumas das palavras usadas neste trabalho não possuem uso freqüente em português. Nestes casos, as palavras traduzidas literalmente do idioma inglês serão seguidas, quando de sua primeira aparição, pela expressão de origem, entre parênteses e em *itálico*.

Em geral, medidas de comprimento e tempo são dadas usando as unidades do Sistema Internacional, com múltiplos e submúltiplos, enquanto que em medidas de grandezas mais específicas da Física de Partículas, tais como massa, energia e momentum, unidades tais que $\hbar = c = 1$ são mais convenientes. Neste ramo da física, o uso destes dois sistemas é tão comum que isto não chega a causar nenhuma dificuldade para aqueles que já estão familiarizados.

Finalmente, ao longo dos capítulos subseqüentes, os estados conjugados de carga estarão implicitamente incluídos.

CAPÍTULO 2

REVISÃO TEÓRICA EM TORNO DO DECAIMENTO $D^+ \to \phi K^+$

Neste capítulo comentamos porque e como estudar decaimentos de partículas em geral, com especial atenção aos processos de decaimento fraco. Em seguida fazemos uma comparação entre os modos de decaimento $D^0 \to \phi \bar{K}^0$ e $D^+ \to \phi K^+$, visando obter uma estimativa fenomenológica deste último e comparando com as expectativas de alguns modelos. Terminamos este capítulo ilustrando as razões que nos motivaram a procurar o decaimento $D^+ \to \phi K^+$ nos dados do experimento E691.

Nossa exposição neste capítulo não vai além de descrever os elementos essenciais para o entendimento do contexto no qual se insere o presente trabalho. A bibliografia existente sobre a Física do Charme é muito vasta, como pode ser verificado nas referências [6,7].

2.1) DECAIMENTOS:

O número de partículas já observadas atualmente pela Física de Altas Energias é bastante grande e a maioria delas sofre processos de interações fundamentais que as levam a decair em duas ou mais partículas mais leves. Ao estudarmos

estes processos de decaimento estamos investigando algumas das principais características dessas partículas.

Existem três tipos básicos de decaimento — chamados forte, fraco ou eletromagnético, dependendo da interação fundamental que induz o processo; algumas características destes diferentes tipos de interações fundamentais estão indicadas na Tab. 2.1. Devido a sua baixa intensidade relativa, da ordem de 10^{-40}, a interação gravitacional em princípio não compete com as demais interações nas medidas realizadas quando estudamos os decaimentos na escala de energias hoje disponível, e apenas por este motivo, não a incluímos na Tab. 2.1.

Interação	Vida Média Típica (s)	Intensidade Relativa	Alcance	Mediador
Eletro-magnética	10^{-16}	10^{-4}	∞	γ
Forte	10^{-23}	1	$\sim 10^{-15}$ m	g
Fraca	10^{-12}	10^{-12}	$\sim 10^{-17}$ m	$W^{\pm}, Z^{0}$

Tab. 2.1 - *Comparação das principais características das interações fundamentais.*

No estudo de decaimentos, as quantidades importantes são a **vida-média** τ, as **taxas de decaimento** Γ e as **razões de ramificação** B.

O conceito de vida-média foi herdado da Física Nuclear. Podemos definir a vida-média τ de uma determinada partícula a partir da lei exponencial de decaimento de núcleos, que também é válida para decaimentos de partículas:

$$N(t) = N_0 \exp(-\frac{t}{\tau}) \tag{2.1}$$

e com isso a vida-média τ de uma partícula é o intervalo de tempo* dentro do qual 63,2% destas partículas decaem, em qualquer um dos diversos modos de decaimento possíveis. Talvez fosse oportuno recordar que a eq. (2.1) é uma lei estatística que se obtém supondo que cada uma das partículas se desintegra independentemente das demais e, além disso, que a probabilidade de que uma partícula existente no instante t decaia no intervalo de tempo sucessivo Δt seja independente do tempo.

As taxas de decaimento Γ estão associadas à probabilidade absoluta de que ocorra um determinado decaimento. Uma característica importante das taxas de decaimento é o fato de serem grandezas aditivas, isto é, a taxa total Γ_{tot} de decaimento de uma partícula é igual à soma das diversas larguras de decaimento Γ_i, desde que sejam incluídos todos os modos de decaimento possíveis para a partícula. Além disso, a taxa total Γ_{tot} de decaimento de uma partícula é igual ao inverso de sua vida-média τ.

Finalmente, as razões de ramificação B_i (*Branching Ratios*) dão a importância absoluta de um determinado modo para o decaimento da partícula. São definidas como:

$$B_i = \frac{\Gamma_i}{\Gamma_{tot}} = \tau \, \Gamma_i \tag{2.2}$$

---

* A determinação de vidas-médias é feita usando o tempo próprio da partícula que decai, ou seja, o tempo medido em seu referencial de repouso.

As razões de ramificação também são usualmente chamadas de fração de ramificação.

2.2) Os Processos de Decaimento Fraco:

Neste trabalho estudaremos o decaimento de uma partícula charmosa em estado final não-charmoso. De acordo com o Modelo Padrão[8-10], a interação fraca é a única dentre as interações fundamentais que não conserva sabor. Como os processos de troca de sabor envolvendo correntes fracas neutras (Z^0) são fortemente suprimidos[3], os bósons vetoriais intermediários $W^{\pm}$ são os mediadores dos processos que envolvem mudança de sabor.

Assim, existem quatro diagramas de quarks que contribuem aos processos de decaimento das partículas charmosas, os quais podem ser vistos na Fig. 2.2-1. Uma diferença marcante entre estes processos é que em (a) e (b) o antiquark inicial $\bar{q}$ é um mero espectador do processo, e continua existindo no estado final, o que não ocorre nos diagramas (c) e (d), onde o $\bar{q}$ participa diretamente do processo, e assim não está presente entre os produtos do decaimento. Por isso, os processos (a) e (b) são chamados **decaimento de sabor**, **processos de quark espectador** ou simplesmente **processos espectadores**, enquanto (c) e (d) são chamados **aniquilação de sabor**, **processos de quark não-espectador** ou apenas **processos não-espectadores**. Entre os processos não-espectadores, existe uma distinção adicional entre processos de **aniquilação de W**

(*W Annihilation*) e de troca de W (*W Exchange*), respectivamente para os diagramas (c) e (d) da Fig. 2.2-1.

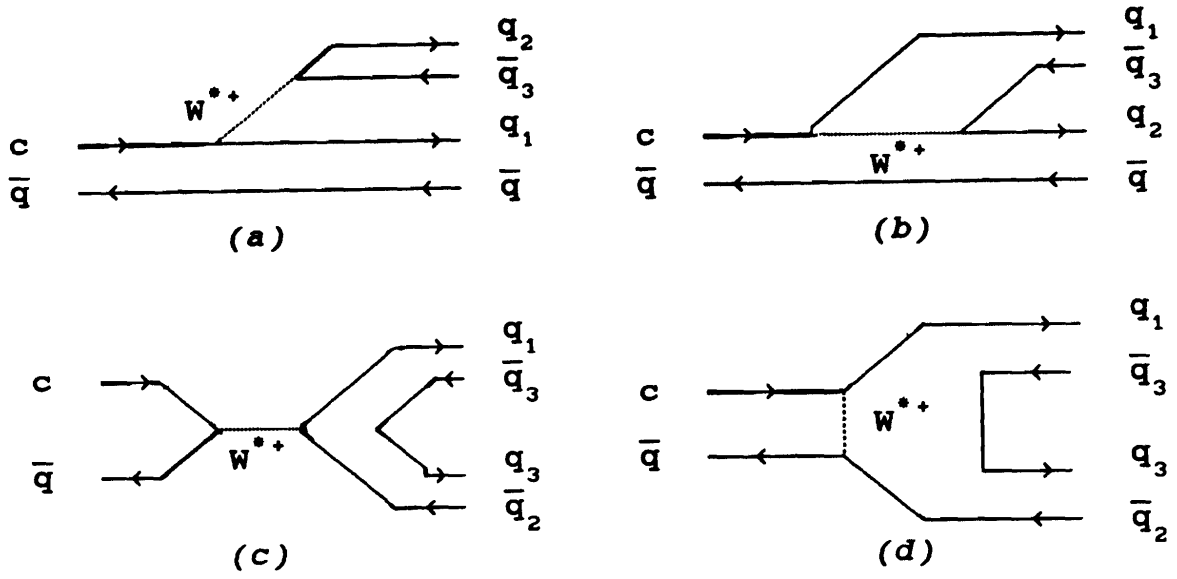
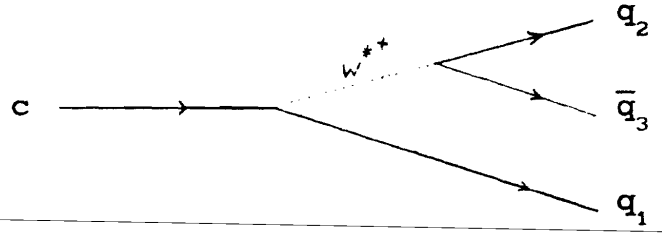


Fig. 2.2-1 - *Diagramas de decaimento dos mésons charmosos: (a) Emissão externa de W; (b) Emissão interna de W; (c) Aniquilação de W; (d) Troca de W. No caso de bárions, substitui-se a linha de antiquarks por duas linhas de quarks.*

Vamos agora estimar as contribuições dos diversos processos da Fig. 2.2-1. Por simplicidade e clareza, restringir-nos-emos aos processos de decaimento dos mésons D^+ ($c\bar{d}$) e D^0 ($c\bar{u}$). Para os processos espectadores usamos a hipótese de que o quark charmoso é muito mais pesado que o quark espectador, de forma que a presença de $\bar{q}$ não altere o comportamento do quark c. Isto nos permite substituir os diagramas (a) e (b) da Fig. 2.2-1 pelo diagrama

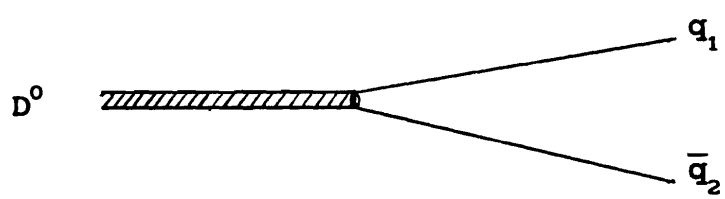


Com a hipótese adicional de que os quarks envolvidos neste decaimento podem ser considerados livres, podemos fazer aqui uma analogia com o decaimento do múon, $\mu^- \to e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$, cujo cálculo é bastante conhecido[8-10], para avaliar as contribuições espectadoras (a) e (b) da Fig. 2.2-1[11]:

$$\Gamma_{esp}(D^+) = \Gamma_{esp}(D^0) \propto G_F^2 M_c^5 \tag{2.3}$$

onde G_F é a constante de Fermi e M_c é a massa do quark c, estimada em torno de 1,5 GeV.

No caso dos processos envolvendo aniquilação de sabor, a mesma hipótese de quarks livres nos permite aproximar os diagramas (c) e (d) da Fig. 2.2-1 pelo diagrama



e comparar este diagrama com o diagrama de decaimento do píon, $\pi^- \to \mu^- \nu_\mu$, também bastante conhecido. Adaptando o resultado do píon para o caso dos mésons charmosos obtemos o resultado[11]:

$$\Gamma_{ns}(D^0) \propto G_F^2 \, |f_D|^2 \, (m_1^2 + m_2^2) \, M_D \tag{2.4}$$

onde f_D é a constante de decaimento do méson D, proporcional ao valor da função de onda do méson D na origem (experi-

FERMILAB
LIBRARY

mentalmente $|f_D| < 200$ MeV), m_1 e m_2 são as massas dos quarks do estado final ($m_1, m_2 < 0,5$ GeV) e $M_D \approx 1,86$ GeV é a massa do D^0†. O fator $m_1^2 + m_2^2$ representa a chamada supressão por helicidade, que surge da exigência de conservação de helicidade no vértice fraco de quarks leves (acoplamento V-A) e que impede que uma partícula pseudoescalar decaia em dois férmions não-massivos[8-10]. No caso do decaimento do píon, por exemplo, a supressão por helicidade favorece o decaimento $\pi^- \to \mu^- \nu_\mu$ em relação a $\pi^- \to e^- \nu_e$, apesar do maior espaço de fase disponível neste último caso.

Como f_D, m_1, m_2 são muito menores que M_c, M_D, esperaríamos que as contribuições espectadoras fossem muito mais importantes para os decaimentos fracos dos mésons charmosos pseudoescalares do que as contribuições que envolvam aniquilação de sabor, e desta forma uma primeira aproximação para descrever os decaimentos de partículas charmosas é o chamado modelo espectador, que considera apenas as contribuições provenientes dos diagramas (a) e (b) da Fig. 2.2-1, desprezando as contribuições não-espectadoras.

Novamente em analogia ao decaimento do múon, o modelo espectador sugere que a vida-média destes mésons é maior que a vida-média do múon por um fator da ordem de $(m_\mu/M_c)^5$, o que representa uma extrapolação por mais de seis ordens de grandeza, em bom acordo com a vida-média inclusiva para os mésons charmosos[11]. Mas o modelo espectador prevê também

---

† Uma expressão semelhante é válida para as contribuições não-espectadoras do D^+, porém estas contribuições são suprimidas por ângulo de Cabibbo (v. seção 2.2.1).

mesmas vidas-médias e mesmas razões de ramificação semileptônicas para os mésons charmosos pseudoescalares D^+, D^0 e D_s^+, desta vez em franco desacordo com a experiência, visto que os valores medidos são[5]:

$$\frac{\tau(D^+)}{\tau(D^0)} = 2,52 \pm 0,09 \qquad (2.5a)$$

$$\frac{\tau(D_s^+)}{\tau(D^0)} = 1,06 \begin{smallmatrix} +0,09 \\ -0,07 \end{smallmatrix} \qquad (2.5b)$$

e de maneira análoga, as razões de ramificação semileptônicas do D^+ são cerca de 2,5 vezes maiores que as do D^0. Estes resultados claramente indicam[11] que os diagramas espectadores por si só não são capazes de descrever detalhadamente as características dos decaimentos dos mésons charmosos, e em particular a razão dada em (2.5a).

Retornando à Fig. 2.2-1, a hipótese mais óbvia que surge para explicar aquela razão está exatamente em levar em conta os diagramas de aniquilação de sabor, os quais contribuem aos modos de decaimento mais importantes dos mésons D^0 e D_s^+, mas não contribuem aos principais decaimentos do D^+. Isso poderia explicar facilmente os resultados de vidas-médias e razões de ramificação semileptônicas mencionadas no parágrafo anterior. A supressão por helicidade pode ser eliminada pela presença de glúons (spin 1) no estado inicial — que tiraria o caráter pseudoescalar do sistema $c\bar{q}$ —, ou contornada pela existência, na região de massa do D, de uma ressonância com os números quânticos de kaon, a qual favore-

ceria decaimentos do tipo $D \to PV$, onde P (V) representa um méson pseudoescalar (vetorial); O decaimento $D^+ \to \phi K^+$ é do tipo $D \to PV$. Outro argumento em defesa dos processos não-espectadores seria que a constante de decaimento f_D, sendo medida no decaimento puramente leptônico $D^+ \to \ell^+ \nu$, pode não ser adequada na Eq. (2.4), devendo ser substituída por outra constante f'_D que leve em conta as componentes hadrônicas sempre presentes em processos semileptônicos. Neste caso, existem argumentos[11] indicando que $|f'_D| > |f_D|$.

Outro modelo, proposto por Basdevant *et. al.*[12], representa a função de onda dos quarks por funções de onda de partículas livres moduladas por uma gaussiana de largura x_0, simulando o confinamento dos quarks fora da região esférica de raio x_0. Dentro desta região os quarks se comportam como partículas livres, de acordo com a liberdade assintótica. Este modelo leva naturalmente a um aumento da importância das contribuições não-espectadoras no decaimento dos mésons charmosos[13]. Temos ainda as propostas de Chau & Cheng[14] e de Kamal *et.al.*[15], que obtêm em seus modelos contribuições significativas de processos não-espectadores.

Em contrapartida, outros mecanismos foram propostos para explicar as relações (2.5a,b) sem levar em conta os diagramas não-espectadores. Vários destes modelos foram muito bem discutidos por Rückl[16], e dentre estes modelos destaca-se o modelo de interferência destrutiva, segundo o qual os diagramas espectadores (a) e (b) podem interferir apenas no caso do D^+ (a nível de decaimentos favorecidos por ângulo de Cabibbo, v. seção 2.2.1). O cálculo das ampli-

tudes daqueles diagramas sugere que esta interferência seria destrutiva devido ao sinal contrário dos coeficientes a_1 e a_2 (v. seção 2.2.2), e isso contribuiria para o aumento da vida-média do D^+, diminuindo sua taxa de decaimento.

Nas seções a seguir discutiremos os mecanismos de supressão por ângulo de Cabibbo e por acoplamento de cores, que introduzem fatores adicionais na determinação teórica das taxas de decaimento e das razões de ramificação, e que serão importantes para a comparação entre os decaimentos $D^+ \to \phi K^+$ e $D^0 \to \phi \bar{K}^0$, que será feita na seção 2.3.

2.2.1) A Supressão de Cabibbo:

De acordo com o Modelo Padrão das Interações Eletrofracas, as correntes fracas carregadas acoplam apenas estados pertencentes ao mesmo dubleto de isospin fraco, nunca acoplando estados de isodubletos diferentes[8-10]. Os dois isodubletos relevantes para o decaimento do charme são:

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

onde os estados fracos d′ e s′ relacionam-se aos estados de sabor d e s através de:

$$\begin{cases} d' = d \cos\theta_c + s \operatorname{sen}\theta_c \\ s' = -d \operatorname{sen}\theta_c + s \cos\theta_c \end{cases} \tag{2.7}$$

As Eqs. (2.7) equivalem a uma rotação por um ângulo θ_c no espaço de sabores, que leva os estados s,d nos estados s′,d′. O ângulo de rotação θ_c é chamado ângulo de Cabibbo.

Como as correntes fracas carregadas acoplam apenas estados dentro de um mesmo isodubleto, o quark charmoso pode se acoplar fracamente apenas com s′, o que significa que o processo $c \to W^{*+}s$ possui amplitude de probabilidade proporcional a $\cos\theta_c$, enquanto que $c \to W^{*+}d$ possui amplitude de probabilidade proporcional a $\operatorname{sen}\theta_c$. Em termos de probabilidades de acoplamento:

$$\begin{cases} P(c \to W^{*+}s) \propto \cos^2\theta_c \\ P(c \to W^{*+}d) \propto \operatorname{sen}^2\theta_c \end{cases} \tag{2.8}$$

Relações semelhantes também valem para o outro isodubleto fraco, ou seja:

$$\begin{cases} P(W^{*+} \to u\bar{d}) \propto \cos^2\theta_c \\ P(W^{*+} \to u\bar{s}) \propto \operatorname{sen}^2\theta_c \end{cases} \tag{2.9}$$

Experimentalmente, mede-se a razão entre $\cos^2\theta_c$ e $\operatorname{sen}^2\theta_c$ (v. Ref. [5], pág. III.61 para detalhes) como sendo:

$$\frac{\cos^2\theta_c}{\operatorname{sen}^2\theta_c} = 19{,}53 \pm 0{,}23 \tag{2.10}$$

ou seja, de (2.8), (2.9) e (2.10), temos que:

$$\begin{cases} P(c \to W^{*+}s) \cong 20\ P(c \to W^{*+}d) \\ P(W^{*+} \to u\bar{d}) \cong 20\ P(W^{*+} \to u\bar{s}) \end{cases} \tag{2.11}$$

e por isso dizemos que os acoplamentos fracos entre c,s ou entre u,d (v. Fig. 2.2-2a) são **favorecidos por Cabibbo**, enquanto que os acoplamentos entre c,d ou entre u,s (v. Fig. 2.2-2b) são ditos **suprimidos por Cabibbo**.

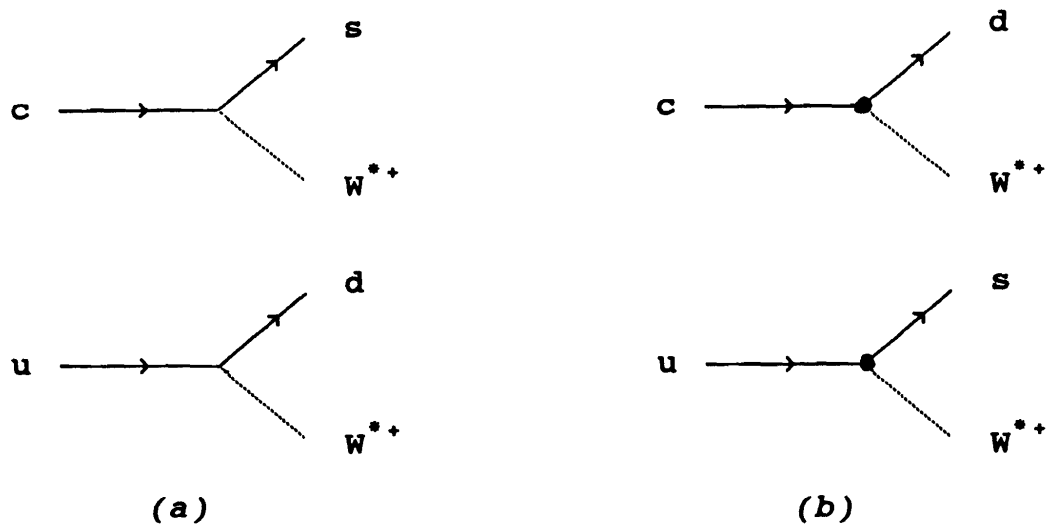


Fig. 2.2-2 - *Acoplamentos fracos: (a) favorecidos por Cabibbo e (b) suprimidos por Cabibbo. Bolinhas pretas indicam vértices suprimidos por Cabibbo.*

Juntando-se os diagramas de criação e aniquilação do bóson virtual W^{*+} obtemos quatro combinações possíveis, sendo a mais provável $c \to su\bar{d}$, que não possui acoplamentos suprimidos por Cabibbo. A combinação menos provável é $c \to du\bar{s}$, pois possui os dois acoplamentos suprimidos por Cabibbo (v. Fig. 2.2-3). Dizemos que o processo $c \to su\bar{d}$ é **favorecido por Cabibbo**, os processos $c \to su\bar{s}$ e $c \to du\bar{d}$ são **simplesmente suprimidos por Cabibbo** e $c \to du\bar{s}$ é **duplamente suprimido por**

Cabibbo. Como a cada supressão de Cabibbo está associado um fator 20, um decaimento simplesmente suprimido por Cabibbo é 20 vezes mais provável do que um decaimento duplamente suprimido por Cabibbo, e este por sua vez é cerca de 400 vezes mais improvável que o correspondente decaimento favorecido por Cabibbo, se levamos em conta apenas a dependência com o ângulo de Cabibbo.

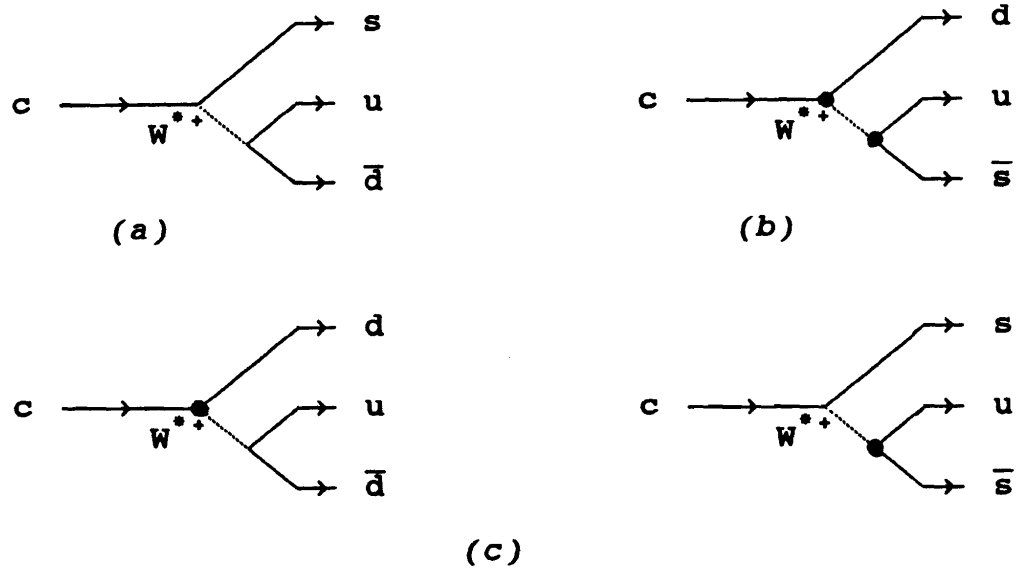


Fig. 2.2-3 - *Diagramas de decaimento: (a) favorecidos por Cabibbo, (b) duplamente suprimidos por Cabibbo, e (c) simplesmente suprimidos por Cabibbo. Os pontos pretos indicam os vértices suprimidos por Cabibbo*

2.2.2) A Supressão por Acoplamento de Cores:

A supressão por acoplamento de cores (ou supressão de cor) surge devido à exigência de que os estados observáveis sejam singletos de cor. Cada quark possui um número quântico de cor, o qual pode assumir três estados possíveis — R, G e B — obedecendo uma simetria exata SU(3) de cor.

Da mesma forma, cada antiquark também possui três estados possíveis — $\bar{R}$, $\bar{G}$ e $\bar{B}$. Mas o número quântico de cor não é observável[8-10], e por isso as combinações de quarks que não formem singletos de cor não podem ser observadas. Os hádrons necessariamente possuem uma estrutura de cor dada por $R\bar{R} + B\bar{B} + G\bar{G}$ para mésons, RGB para bárions e $\bar{R}\bar{G}\bar{B}$ para antibárions.

Assim, para que um par quark-antiquark possa se hadronizar em um méson é necessário que ambos possuam cores opostas (por exemplo R e $\bar{R}$), de modo que a combinação possa ser um singleto de cor. Observando-se os diagramas (a) a (d) da Fig. 2.2-1, pode-se ver que em (a) e (c) os quarks provenientes do decaimento do W podem ter qualquer cor, o que não acontece em (b) e (d) onde a cor dos quarks iniciais não dão liberdade para as cores dos quarks componentes dos hádrons do estado final sem destruir o acoplamento de cores.

À primeira vista, esta exigência de acoplamento de cores introduz um fator 3 nas amplitudes dos diagramas (a) e (c), devido às três diferentes combinações de cores possíveis para os quarks no estado final destes diagramas. Um tratamento quantitativo (v. ref. [16] para maiores detalhes) parte da Lagrangeana fraca efetiva para decaimentos charmosos favorecidos por Cabibbo com correções de glúons duros:

$$\mathcal{L}(\Delta C = 1) \propto \frac{c_+ + c_-}{2} \bar{s}_L \gamma_\mu c_L \bar{u}_L \gamma^\mu d_L + \\ + \frac{c_+ - c_-}{2} \bar{u}_L \gamma_\mu c_L \bar{s}_L \gamma^\mu d_L \qquad (2.12)$$

com os chamados coeficientes de cor c_+ e c_- dados por

$$c_\pm = \left[\frac{\alpha_s(M_W^2)}{\alpha_s(\mu^2)} \right]^{\gamma_\pm} \tag{2.13}$$

e

$$\gamma_+ = \frac{-\gamma_-}{2} = \frac{2}{11 - (2\, n_F / 3)} \tag{2.14}$$

Aqui $\alpha_s(Q^2)$ é o valor da constante de acoplamento forte para um momentum transferido Q[8-10], M_W é a massa do bóson W e n_F é o número de diferentes sabores de quarks (usualmente tomamos $n_F = 6$, apesar da ausência de evidências experimentais para o sexto sabor de quark, o top). Não é difícil verificar a partir de (2.13) que

$$c_+^2 . c_- = 1 \tag{2.15}$$

Podemos então mostrar[17] que as amplitudes dos diagramas de quarks (a) e (c) da Fig. 2.2-1 são proporcionais a $a_1 \equiv (2c_+ + c_-)/3$, sendo por isso chamados **diagramas tipo** a_1, enquanto que os diagramas (b) e (d) possuem amplitudes proporcionais a $a_2 \equiv (2c_+ - c_-)/3$ e por isso são chamados **diagramas tipo** a_2. Desta forma, no que concerne à supressão por acoplamento de cores, as amplitudes dos diagramas tipo a_1 são mais importantes do que as dos diagramas tipo a_2 por um fator igual à razão entre estes coeficientes. Na ausência de interações fortes ($c_+ = c_- = 1$) reproduzimos o fator 3 mencionado no princípio desta seção, obtido simplesmente pela contagem do número de diferentes cores que os quarks podem

transportar. Vale ressaltar também que é exatamente o sinal negativo da razão a_1/a_2 que provoca a interferência destrutiva entre as amplitudes dos diagramas tipo a_1 e tipo a_2, levando ao modelo de interferência destrutiva citado na introdução da seção 2.2.

Os valores dos coeficientes de cor $c_\pm$ dependem de dois parâmetros livres: a escala de energias μ envolvidas no processo (em nosso caso $\mu \cong M_c$) e a escala de energias Λ que separa os regimes perturbativo e não perturbativo da QCD (ver Refs. [8,9,16] para maiores detalhes). Na Tab. 2.2 podemos ver a variação do coeficiente de cor c_- e da razão a_1/a_2 em função destes dois parâmetros livres, na região física importante para os decaimentos fracos de partículas charmosas. Em nossas estimativas, usaremos os valores[13]:

$$\begin{cases} c_+ = 0{,}66 \\ c_- = 2{,}3 \end{cases} \tag{2.16}$$

que correspondem a $|a_1/a_2| \cong 3{,}69$.

μ (GeV)	Λ = 200 MeV		Λ = 250 MeV		Λ = 300 MeV	
	c_-	a_1/a_2	c_-	a_1/a_2	c_-	a_1/a_2
0,8	2,31	-3,65	2,50	-3,05	2,70	-2,63
0,9	2,20	-4,14	2,36	-3,44	2,53	-2,97
1,0	2,12	-4,67	2,26	-3,86	2,41	-3,31
1,1	2,05	-5,26	2,18	-4,31	2,30	-3,67
1,2	1,99	-5,89	2,11	-4,79	2,22	-4,06

Tab. 2.2 - *Variação do coeficiente de cor c_- e da razão a_1/a_2 com os parâmetros livres μ e Λ.*

2.3) O DECAIMENTO $D^+ \to \phi K^+$:

Em sua configuração fundamental o méson D^+ é formado pelo par $c\bar{d}$, o que lhe confere os números quânticos $C = 1$, $S = 0$, $I = 1/2$ e $I_3 = +1/2$, formando um isodubleto com o estado D^0. É um estado pseudoescalar, de massa $M = (1869,3 \pm 0,4)$ MeV e vida-média $\tau = (1,062 \pm 0,028)$ ps[5]. Os principais números quânticos dos mésons charmosos estáveis estão reunidos na Tab. 2.3.

	M (MeV)	τ (ps)	C	S	I	I_3
D^+	1869,3 ± 0,4	1,062 ± 0,028	1	0	1/2	+ 1/2
D^0	1864,5 ± 0,5	0,421 ± 0,010	1	0	1/2	- 1/2
D_s^+	1968,8 ± 0,7	$0,445 {}^{+0,035}_{-0,029}$	1	1	0	0

Tab. 2.3 - *Números quânticos dos mésons charmosos estáveis. Os valores de M e τ foram extraídos de [5].*

Vamos agora ver de que maneira o estudo do decaimento $D^0 \to \phi \bar{K}^0$ está contribuindo para elucidar a polêmica sobre a importância dos diagramas não-espectadores para o decaimento dos mésons charmosos. Bigi e Fukugita[18] apontaram o decaimento $D^0 \to \phi \bar{K}^0$ não apenas como prova indiscutível da presença de contribuição não-espectadora, mas também como uma medida de tal contribuição, visto que o mesmo poderia ocorrer apenas através do processo não-espectador de troca de W (Fig. 2.3-1). Assim, a observação experimental daquele decaimento com $B \cong 0,80\%$[5] foi interpretada como clara indicação de que as contribuições dos diagramas de aniquilação de sabor não são desprezíveis.

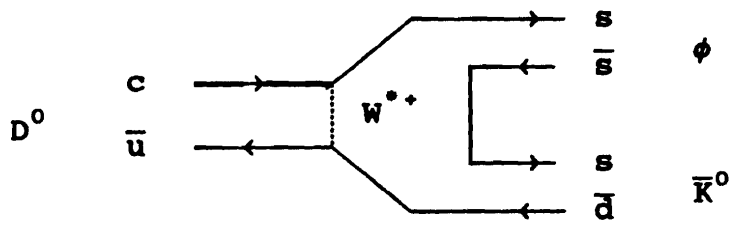


Fig. 2.3-1 - *O decaimento $D^0 \to \phi\, \bar{K}^0$ pelo diagrama de troca de W.*

Posteriormente Donoghue afirmou[19] que o decaimento $D^0 \to \phi\, \bar{K}^0$ não necessariamente indica uma contribuição de troca de W, sugerindo que o mesmo pode ocorrer através de reespalhamento forte dos quarks no estado final de outros decaimentos espectadores, principalmente de $D^0 \to \bar{K}^{*0}\, \eta$ (v. Fig. 2.3-2). Este argumento foi muito usado desde então para justificar a negligência dos processos não-espectadores, apesar da observação experimental do decaimento $D^0 \to \phi\, \bar{K}^0$. Bauer *et.al.*[17], por exemplo, concordam com o argumento de Donoghue, embora discordem sobre o canal que mais contribuiria para o estado final $\phi\bar{K}^0$, sugerindo os canais intermediários favorecidos por cor ρ^+K^- e $K^{*-}\pi^+$ no lugar de $\bar{K}^{*0}\eta$ proposto por Donoghue.

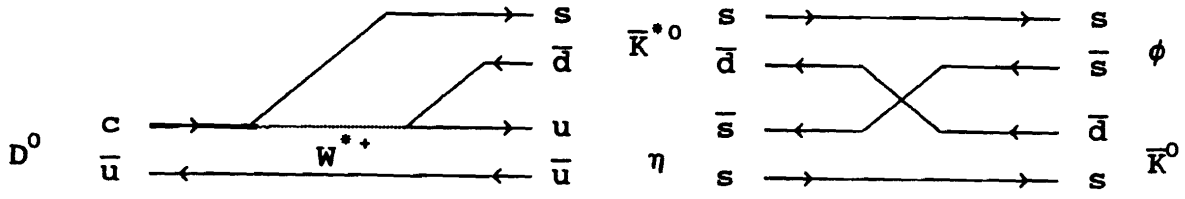


Fig. 2.3-2 - *O decaimento $D^0 \to \phi\, \bar{K}^0$ através de Interações do Estado Final*

Em princípio, o decaimento $D^+ \to \phi\, K^+$ faz parte do contexto da discussão acima, pois é um processo muito pare-

cido com o $D^0 \to \phi\, \bar{K}^0$, só que muito mais raro do que este. Ambos possuem a mesma estrutura de correntes fracas, e fatores de espaço de fase praticamente idênticos. Suas diferenças se limitam aos termos de cor e de ângulo de Cabibbo, como podemos observar pelas Figs. 2.3-1 a 2.3-3, de modo que, tomando as amplitudes dos processos não-espectadores, podemos escrever[20]:

$$\left| \frac{\mathcal{A}(D^+ \to \phi\, K^+)}{\mathcal{A}(D^0 \to \phi\, \bar{K}^0)} \right|^2 = \frac{a_1^2}{a_2^2} \frac{\mathrm{sen}^4\theta_c}{\cos^4\theta_c} \tag{2.17}$$

e sabendo-se que as taxas de decaimento são proporcionais ao quadrado da amplitude, podemos usar a Eq. (2.2) para escrever a razão entre as razões de ramificação como:

$$\frac{B(D^+ \to \phi\, K^+)}{B(D^0 \to \phi\, \bar{K}^0)} = \frac{a_1^2}{a_2^2} \frac{\mathrm{sen}^4\theta_c}{\cos^4\theta_c} \frac{\tau(D^+)}{\tau(D^0)} \tag{2.18}$$

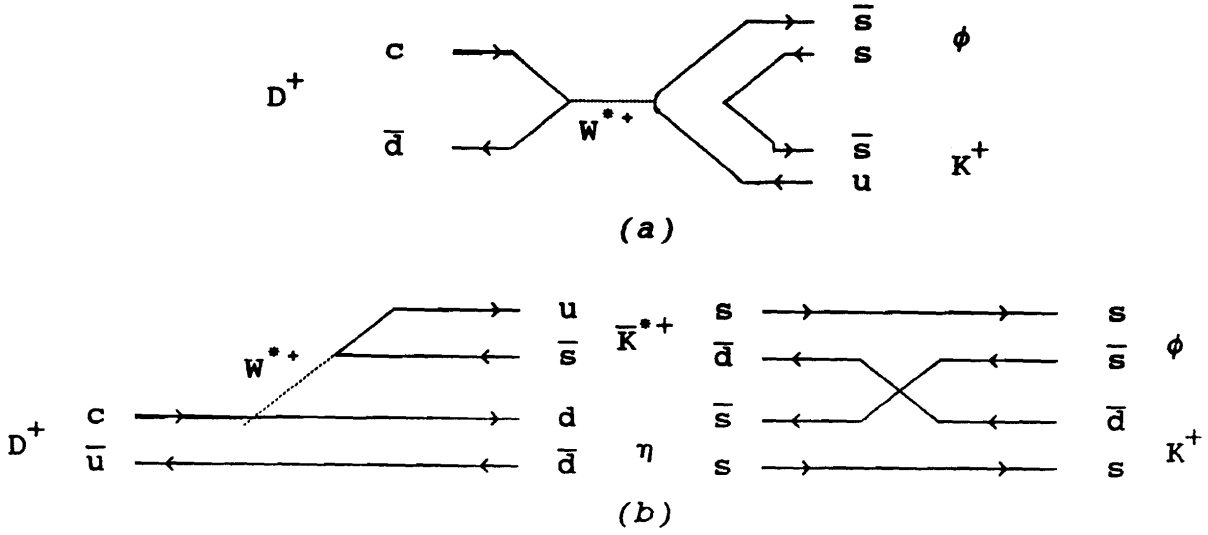


Fig. 2.3-3 - *Diagramas para o decaimento $D^+ \to \phi\, K^+$, através de (a) aniquilação de sabor; (b) Interações de Estado Final.*

Usando (2.5), (2.10), (2.16) e a definição dos coeficientes $a_{1,2}$ em termos de $c_{\pm}$ (v. seção 2.2.2), chegamos a:

$$\frac{B(D^+ \to \phi\, K^+)}{B(D^0 \to \phi\, \overline{K}^0)} \cong 0{,}090 \qquad (2.19)$$

que nos dá a razão de ramificação esperada para o modo de decaimento $D^+ \to \phi\, K^+$ a partir da razão de ramificação medida para o modo $D^0 \to \phi\, \overline{K}^0$. Tomando-se esta última igual a 0,80%[5], obtemos

$$B\ (D^+ \to \phi\, K^+) = 0{,}072\% \qquad (2.20)$$

Esta previsão depende fortemente dos parâmetros $c_{\pm}$ escolhidos em (2.16), como pode ser observado na Tab. 2.4.

μ	c_-	$(a_1/a_2)^2$	$B\ (D^+ \to \phi\, K^+)$
0,80	2,50	9,3	0,049 %
0,90	2,36	11,9	0,063 %
1,00	2,26	14,9	0,079 %
1,10	2,18	18,5	0,098 %
1,20	2,11	22,9	0,12 %

Tab. 2.4 - *Dependência de $(a_1/a_2)^2$ e $B(D^+ \to \phi K^+)$ com o coeficiente de cor c_-, e deste com a escala de energias μ, tomando-se Λ = 250 MeV.*

Finalmente devemos ressaltar que a previsão dada em (2.20) foi feita com a hipótese de que tanto $D^+ \to \phi\, K^+$ quanto $D^0 \to \phi\, \overline{K}^0$ ocorrem através de processos não-espectadores. Com

as hipóteses de Donoghue e Bauer, a comparação entre as taxas destes dois decaimentos não é trivial de ser feita e, além do mais, traria consigo vários parâmetros empíricos, tais como diferenças de fase entre amplitudes de reespalhamento forte, e cujos valores não se conhece até o presente com uma precisão experimental capaz de fornecer estimativas confiáveis.

O modo de decaimento $D^+ \to \phi K^+$ foi também estimado por Chau & Cheng[21], que predizem uma razão de ramificação de 0,005%, e por Kamal & Verma[22], que também mencionam este modo de decaimento. Vale ressaltar que nestes dois casos os autores afirmam que em seus modelos o decaimento $D^+ \to \phi K^+$ possuiria a maior contribuição proveniente de diagramas não-espectadores, mesmo considerando a possibilidade de reespalhamento forte entre os quarks do estado final.

Resumindo, o decaimento $D^+ \to \phi K^+$ está tão envolvido na polêmica a respeito da importância dos processos de aniquilação de sabor quanto o $D^0 \to \phi \bar{K}^0$, que foi o primeiro modo a ser incluído nesta controvérsia. Mas por ser um decaimento duplamente suprimido por ângulo de Cabibbo, e por isso muito raro, nenhuma investida séria com intenção de observá-lo havia sido reportada até hoje. Apenas recentemente surgiram algumas previsões teóricas sobre o mesmo, porém pouco encorajadoras. Entretanto, usando a hipótese de uma significativa contribuição de processos de aniquilação de sabor, chegamos à Eq. (2.20), que representa uma razão de ramificação relativamente alta, em se tratando de um processo duplamente suprimido por Cabibbo.

2.4) PERSPECTIVAS DE OBSERVAÇÃO DO DECAIMENTO $D^+ \to \phi K^+$:

Como veremos no Capítulo 3, o experimento E691 conseguiu coletar uma enorme amostra de dados, rica em eventos charmosos, a qual permitiu à Colaboração TPS a observação de alguns processos simplesmente suprimidos por Cabibbo[23], como também colocar limites superiores para a ocorrência de alguns processos duplamente suprimidos por Cabibbo[24].

Do ponto de vista experimental, o decaimento fraco $D^+ \to \phi K^+$ possui algumas características que favorecem sua observação. Primeiro, o ϕ decai 50% das vezes em K^+K^-. Sendo a massa do ϕ um pouco maior que a soma das massas dos dois kaons, temos uma quantidade pequena de *background* K^+K^- não-ressonante devido ao pequeno espaço de fase disponível. Segundo, o ϕ é uma ressonância de largura menor que 5 MeV, o que nos permite reduzir ainda mais o *background* não-ressonante através de cortes na massa invariante do sistema K^+K^-.

Finalmente, a quantidade de píons produzidos é cerca de sete vezes maior do que de kaons, por isso a procura de eventos contendo píons no estado final está sujeita a um nível de *background* combinatorial muito maior (v. Cap. 4). Ao contrário, a ausência de píons no estado final $K^+K^-K^+$ permite uma enorme rejeição deste tipo de *background*, favorecendo com isso a observação deste modo de decaimento.

Assim, o grande número de partículas charmosas existentes nos dados do experimento E691, a facilidade de rejeição do *background* combinatorial e o valor relativamente alto da razão de ramificação que esperamos para o decaimento

$D^+ \to \phi K^+$, dado em (2.20), sugeriu-nos a procura deste modo de decaimento, que até então nunca havia sido mencionado na literatura.

CAPÍTULO 3

O EXPERIMENTO E691

O experimento FERMILAB E691 – **Fotoprodução de Charme** foi o segundo de uma série de experimentos de alvo fixo dedicados ao estudo da Física de Sabores Pesados, que teve início com o experimento E516. Estes dois experimentos utilizaram o Espectrômetro de Fótons Rotulados, ou TPS (*Tagged Photon Spectrometer*) para coleta de eventos* contendo quarks de sabores pesados.

No experimento E691, partículas charmosas foram produzidas a partir da colisão de fótons de altas energias (entre 90 e 260 GeV) com nucleons de um alvo de berílio. As partículas produzidas nestas colisões atravessam o espectrômetro, onde são detetadas, rastreadas, têm seus momenta medidos e são identificadas. Durante um período de três meses de coleta de dados, 100 milhões de eventos foram gravados em fitas magnéticas, para posterior reconstrução e análise.

Três fatores foram particularmente importantes para o sucesso do experimento E691: O acelerador Tevatron, acelerando prótons a energias de 800 GeV; O detetor de vértices

---

* Chamamos de evento à ocorrência de uma interação entre um fóton do feixe e um nucleon do alvo, produzindo novas partículas.

SMD, descrito na seção 3.3.1, que permitiu uma grande rejeição de *background;* O sistema multiprocessador paralelo ACP[25], que forneceu à E691 uma enorme potência de processamento, que foi fundamental durante a fase de reconstrução dos eventos (v. seção 3.5), pois que esta exigia o equivalente a algumas centenas de milhares de horas de CPU em um μVAX 11/780. Graças ao sistema ACP, esta etapa pôde ser concluída em poucos meses.

Nas próximas seções deste capítulo damos uma breve descrição do feixe, do alvo e do espectrômetro utilizado no experimento E691. Em seguida apresentamos uma descrição dos sistemas de aquisição de dados e de monitoramento, bem como da etapa de reconstrução de eventos. Encerramos o capítulo descrevendo detalhes da etapa de reconstrução dos eventos.

3.1) O Feixe de Fótons Rotulados:

O experimento E691 utilizou um feixe de fótons, visando reduzir a multiplicidade de traços carregados no espectrômetro em relação a outros tipos de feixe comumente usados, visto que a multiplicidade média de partículas carregadas é maior quando se usa feixes hadrônicos. Por outro lado, por ser uma partícula fundamental, toda a energia carregada pelo fóton está disponível para a produção de novas partículas na interação, o que não ocorre com feixes de hádrons, onde apenas a energia carregada pelos componentes envolvidos na interação forte está disponível. Como a seção

de choque aumenta com a energia, temos uma taxa fracional de produção de charme maior para feixes de fótons, a uma dada energia, do que para hádrons.

O feixe de fótons utilizado na E691 foi gerado por vários estágios consecutivos. Numa primeira etapa, prótons foram acelerados no acelerador Tevatron, de magnetos supercondutores, até a energia de 800 GeV, e foram extraídos e eletrostaticamente divididos entre as várias áreas experimentais (v. Fig. 3.1-1).

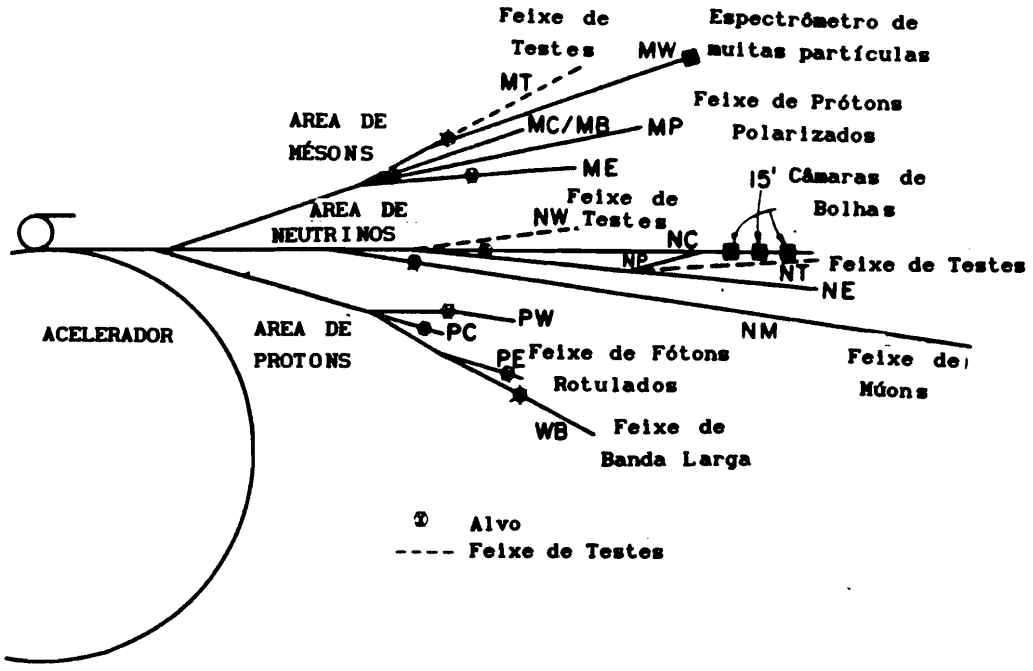


Fig. 3.1-1 - *O acelerador TEVATRON e as diversas áreas experimentais (adaptada de [26]).*

O feixe de prótons destinado ao laboratório TPL interagiu com um alvo de berílio de 30 cm de comprimento ao longo da linha do feixe, gerando uma grande quantidade e variedade de partículas carregadas e neutras. Enquanto as

partículas carregadas eram descartadas, o feixe neutro, composto principalmente de nêutrons, kaons e fótons provenientes de decaimentos de píons neutros, passava por um radiador, que convertia os fótons em pares elétron-pósitron. Destes, apenas os elétrons com energia em torno de 260 GeV foram aproveitados, os quais depois de colimados eram levados a atravessar uma folha de tungstênio, radiando fótons.

Em seguida os elétrons e fótons eram separados por três magnetos, que desviavam os elétrons em direção ao sistema de rotulação, enquanto os fótons seguiam direto de encontro ao alvo.

3.1.1) O Sistema de Rotulação:

O sistema de rotulação (*Tagging System*) tem como função deduzir a energia dos fótons do feixe, os quais interagem no alvo de berílio produzindo as partículas charmosas. Este sistema consiste em um arranjo de hodoscópios (H1 a H13) para detetar a posição dos elétrons depois que estes foram extraídos do feixe de fótons por um campo magnético e assim direcionados a este sistema de rotulação, e um conjunto de detetores de chuveiro eletromagnético (L1 a L13), que medem as energias E_e dos elétrons (v. Fig. 3.1-2).

A energia E_γ do fóton incidente no alvo de berílio é facilmente deduzida a partir da energia do elétron E_e, medida no sistema de rotulação, já que o feixe de elétrons era aproximadamente monoenergético ($E_{beam} \cong 260$ GeV). Ou seja:

$$E_\gamma = E_{beam} - E_e \qquad (3.1)$$

O intervalo de energias E_γ medidas é fixado pela geometria do sistema, e vai de 70 GeV, para elétrons com pequena deflexão (grande E_e), até 230 GeV, para os elétrons mais defletidos pelos magnetos de rotulação (pequena E_e). Fora deste intervalo de energias, os elétrons não atingem os detetores do sistema de rotulação. A energia média dos fótons é de 130 GeV, e sua distribuição de energia está mostrada na Fig. 3.1-3.

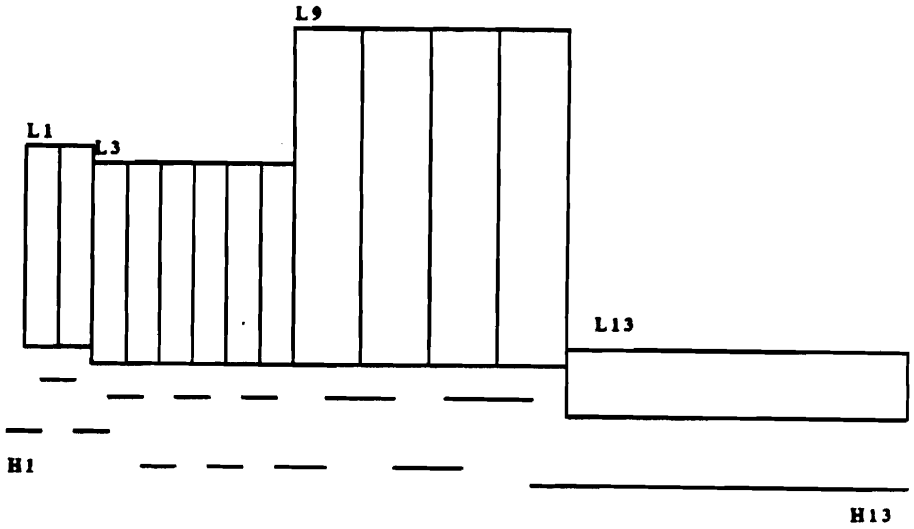


Fig. 3.1-2 - *Visão esquemática do arranjo de hodoscópios e contadores de chuveiro componentes do sistema de rotulação (adaptado de [26]).*

3.2) O Alvo e o Contador B:

A escolha do alvo a ser utilizado deve levar em conta os processos envolvidos, visando maximizar o efeito

procurado, no caso a interação forte produzindo charme, e ao mesmo tempo minimizando efeitos indesejáveis, principalmente a conversão dos fótons em pares e^+e^-.

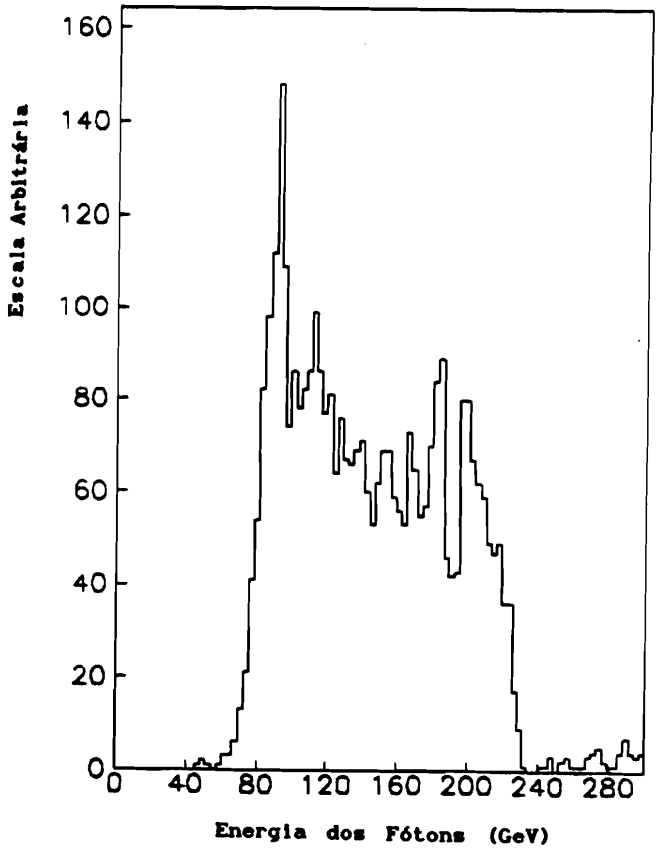


Fig. 3.1-3 - *Distribuição de energias do feixe de fótons usado pela E691 (extraída de [26]).*

Enquanto a seção de choque hadrônica varia linearmente com A, a seção de choque para produção de pares e^+e^- é proporcional a Z^2, de modo que o material mais indicado é aquele que possui a menor razão Z^2/A. Isto equivale a procurar um alvo que tenha um comprimento de interação nuclear suficiente para manter elevada a taxa de produção de charme, e ao mesmo tempo tenha poucos comprimentos de radiação, para manter baixos os níveis de conversão de fótons em pares e^+e^-.

Apesar de satisfazer melhor estas exigências, o hidrogênio líquido torna-se inviável em virtude de sua densidade muito baixa, que exigiria mais de 150 centímetros de alvo ao longo da linha do feixe para alcançar as taxas de interação pretendidas pela E691, além dos demais problemas técnicos que tal alvo exigiria, tais como criogenia, sistemas de segurança contra explosão, etc. Como se não bastasse, a resolução espacial dos detetores de vértice SMD (v. seção 3.3.1) ficaria comprometida com um alvo tão longo.

Levando em conta todas estas variáveis, optou-se por um alvo de berílio com 5 cm de comprimento ao longo do feixe, 1,25 cm de largura e 2,5 cm de altura. Imediatamente após o alvo de berílio foi colocado um fino cintilador, chamado contador B, de dimensões 2,5 x 2,5 cm^2 transversais ao feixe. Seu objetivo é acusar a passagem de partículas carregadas produzidas no alvo, por isso é utilizado no gatilho e como disparador na contagem de tempo para as câmaras de deriva (*drift chambers*).

3.3) O Espectrômetro de Fótons Rotulados:

O espectrômetro utilizado na E691 é conhecido como Espectrômetro TPS (*Tagged Photon Spectrometer*). Este nome surgiu em função de ser conhecida a energia dos fótons do feixe, de acordo com o que foi descrito na seção 3.1.

As principais funções do espectrômetro são:

- rastreamento das partículas;

- medição de momentum;
- identificação das partículas;

Cada um dos detetores que compõem o espectrômetro é cuidadosamente escolhido visando a melhor performance deste na execução de cada uma das funções acima, levando em consideração os tipos de partículas e os intervalos de energia que se pretende observar.

O rastreamento das partículas carregadas é feito pelo detetor de vértice SMD, mais as câmaras de deriva (*drift chambers*). As partículas neutras não deixam traços nestes detetores, por isso apenas são vistas nos calorímetros. Os magnetos M1 e M2, juntamente com as câmaras de deriva D2 e D3 que respectivamente os sucedem (v. Figs. 3.3-1 e 3.3-2), são os componentes do espectrômetro encarregados de medir os momenta dos traços carregados, através da medida precisa das deflexões destes traços pelos campos magnéticos produzidos pelos dois magnetos. Para identificar as partículas que atravessam o espectrômetro, foram combinadas as informações dos detetores Cerenkov, dos calorímetros e da parede de múons.

Um diagrama esquemático do espectrômetro TPS pode ser visto nas Figs. 3.3-1 e 3.3-2. Na Tab. 3.1 temos um sumário das características dos detetores componentes do espectrômetro TPS como usado na E691. Nas seções a seguir descreveremos brevemente cada um destes detetores, e maiores detalhes sobre eles podem ser encontrados em vários lugares (v. refs. *[26-30]*).

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

Tab. 3.1 - *Sumário dos componentes do espectrômetro TPS (adaptado de [27]).*

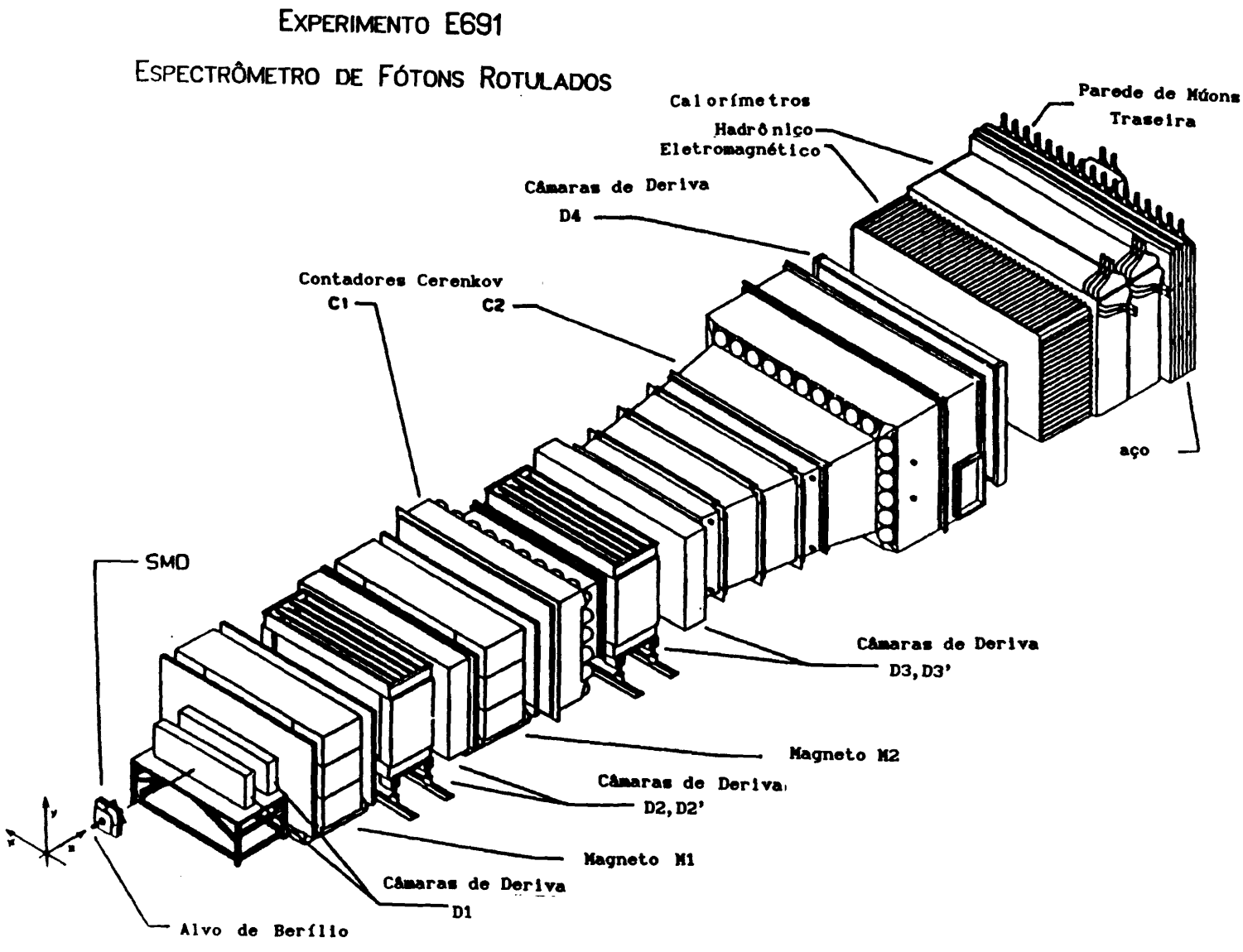


Fig. 3.3-1 - *Vista em perspectiva do espectrômetro TPS (adaptado de [26]).*

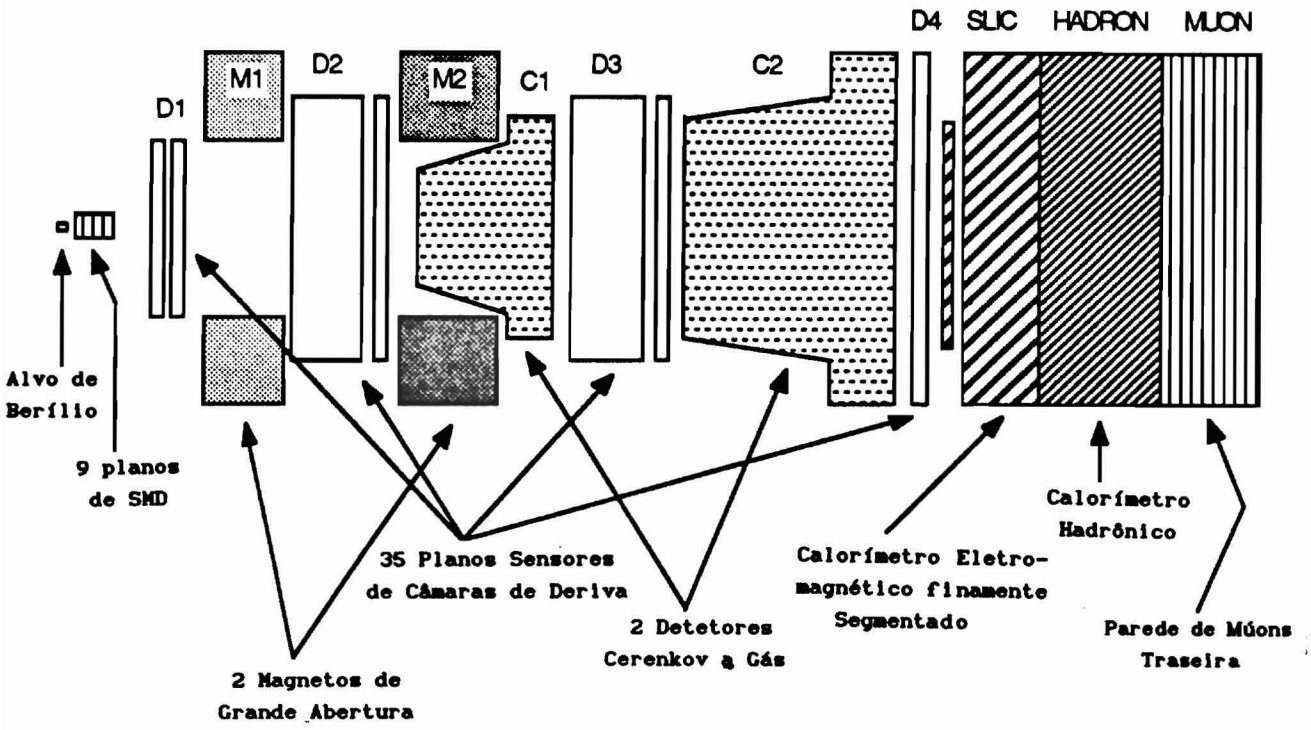


Fig. 3.3-2 - *Vista esquemática do espectrômetro TPS (adaptado de [26]).*

3.3.1) O DETETOR DE VÉRTICE SMD:

O detetor de vértice SMD (*Silicon Microstrip Vertex Detector*) é um dos principais responsáveis pelo sucesso do experimento E691, pois com sua excelente resolução espacial, permite uma boa distinção entre o sinal de charme e os demais eventos hadrônicos. Isto porque as partículas charmosas que decaem fracamente possuem vidas-médias tais que permitem que ambos os vértices de produção e de decaimento sejam claramente distinguidos entre si, usando a informação fornecida pelo detetor SMD. No caso de decaimentos fracos de partículas estranhas, em geral o vértice de decaimento está fora do alcance do detetor SMD utilizado na E691.

O detetor SMD é composto de vários planos, pois cada plano fornece apenas duas coordenadas da trajetória da partícula que o atravessa, uma referente à posição do plano no espaço (coordenada z, no caso da E691) e a outra referente à microtrilha que acusa a passagem da partícula. A combinação de vários planos SMD em diferentes orientações é capaz de fornecer informação suficiente para reconstruir a trajetória da maioria das partículas carregadas que os atravessam.

Cada plano é constituído basicamente (v. Fig. 3.3-3) de uma camada de silício tipo-n, com cerca de 300 μm de espessura. Em uma das faces é feita uma forte dopagem com arsênio, enquanto na face oposta são feitas pequenas trilhas de 30 μm de largura com dopagem de boro, tipo-p. A distância

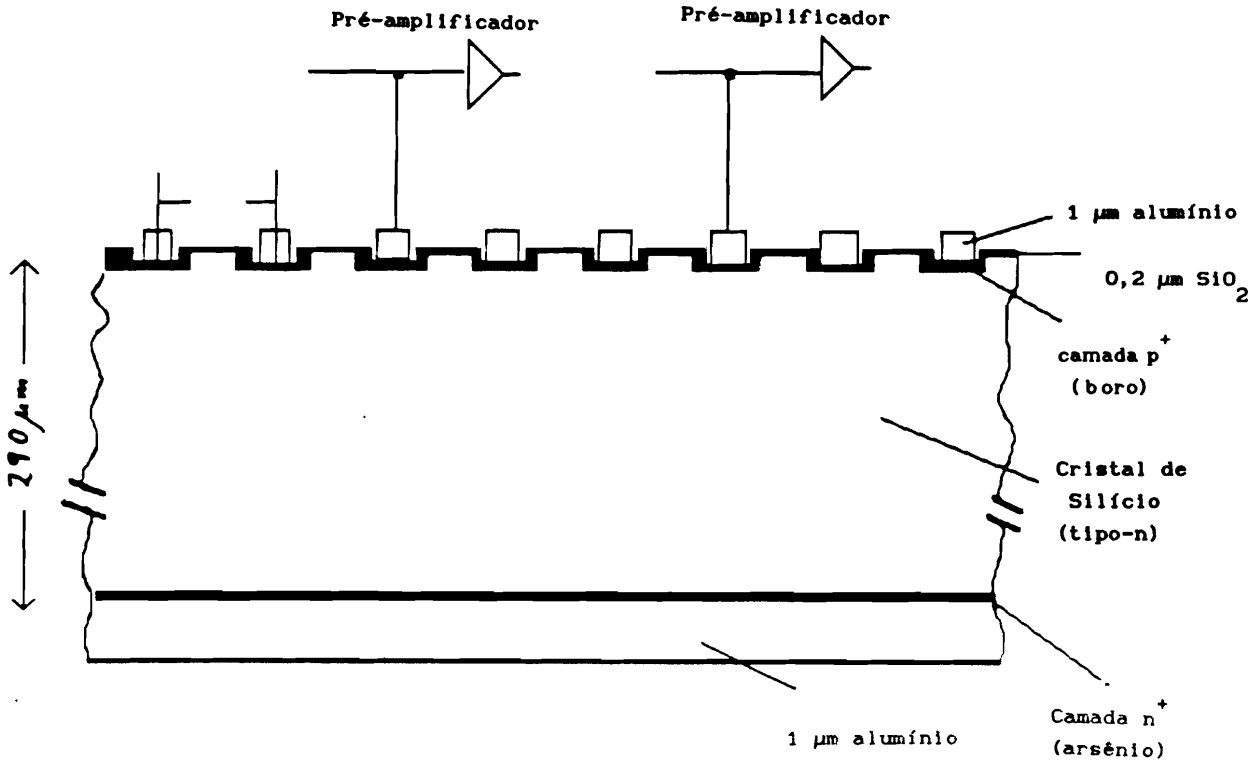


Fig. 3.3-3 - *Seção transversal de um plano detetor SMD (adaptado de [27]).*

entre os centros de trilhas adjacentes, chamada *pitch*, é de cerca de 50 μm. Finalmente, temos uma fina cobertura de alumínio nas trilhas tipo-p e na face oposta tipo-n, para otimizar as conexões externas.

Ao atravessar o plano de SMD, uma partícula de ionização mínima cria cerca de 25000 pares elétron-buraco ao longo da camada de silício, os quais sofrem a ação do campo elétrico aplicado às junções semicondutoras do detetor, sendo atraídos e produzindo um sinal eletrônico na microtrilha mais próxima à passagem da partícula ionizante. Cada trilha tem o seu canal de leitura, o que faz com que sejam necessários uma grande quantidade de canais de leitura para cada plano de SMD.

A E691 usa nove planos de SMD, divididos em três tripletos, como pode ser visto na Fig. 3.3-4. Cada tripleto possui um plano em cada uma das três orientações usadas, X, Y e V, onde a orientação V corresponde a um ângulo de -20,5° em relação ao eixo Y. Alcançou-se uma resolução espacial de 16 μm transversal à linha do feixe, e uma resolução de dois traços de 50 μm, devida ao espaçamento entre microtrilhas consecutivas. Um sumário das propriedades dos planos de SMD pode ser visto na Tab. 3.2. Maiores detalhes sobre o SMD usado na E691 pode ser encontrado em outros lugares (v. refs. [28,31]).

Tripleto	1	2	3
Dimensões (cm)	2,6 x 2,6	5,0 x 5,0	5,0 x 5,0
Espessura dos planos (μm)	300	342	342
N° de trilhas ativas/plano	512	768	1000
Ordem das orientações	X,Y,V	Y,X,V	X,Y,V
Posições dos centros dos planos (cm)	1,931 3,015 6,684	11,046 11,342 14,956	19,915 20,254 23,876

Tab. 3.2 - *Propriedades do detetor SMD utilizado na E691 (adaptado de [27]).*

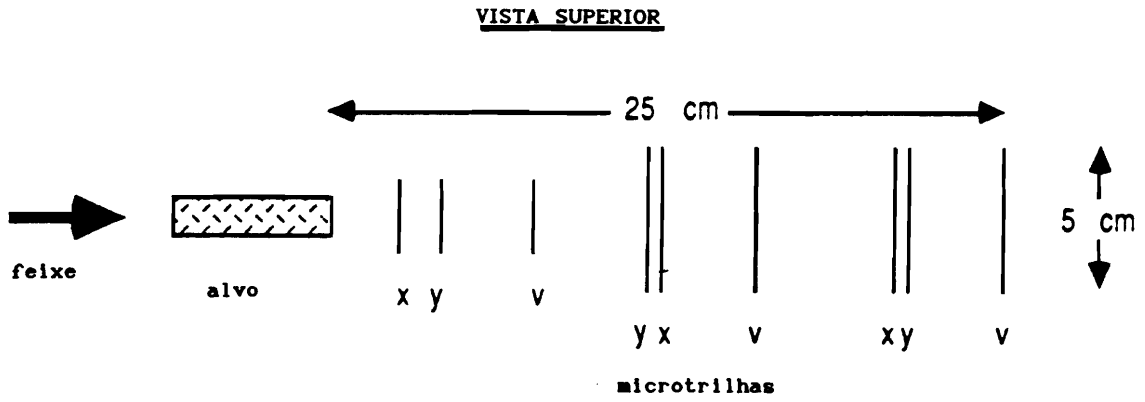


Fig. 3.3-4 - *Visão esquemática do posicionamento dos planos de SMD em relação ao alvo (adaptado de [28]).*

3.3.2) CÂMARAS DE DERIVA:

Como o SMD, as câmaras de deriva (*drift chambers*) também são detetores para rastreamento de partículas, formados por vários planos sensores, cada plano com uma orientação

espacial. A diferença fundamental reside na maneira de se obter a trajetória da partícula a partir do sinal eletrônico observado. Enquanto no SMD, a coordenada é extraída diretamente da posição da microtrilha que recebeu o pulso, nas câmaras de deriva o que importa é o tempo gasto para os elétrons de ionização alcançarem o fio sensor.

Cada plano sensor é formado por um certo número de fios sensores (*sense wires*) paralelos, alternados com fios modeladores de campo (*field shaping wires*), ou simplesmente fios de campo. Cada plano sensor está inserido entre dois planos de fios de catodo, de modo que temos uma alternância entre planos de fios de catodo e planos sensores. Cada fio no interior da câmara fica numa determinada posição e num determinado potencial eletrostático, de modo que tenhamos um campo elétrico uniforme na maior parte da câmara. Com isso, os elétrons resultantes da ionização das moléculas do gás viajam em direção aos fios sensores com uma velocidade v_d constante, chamada **velocidade de deriva**, durante a maior parte do trajeto, entrando em regime de avalanche apenas na região vizinha do fio sensor. Assim, medindo-se o tempo gasto para os elétrons alcançarem o fio sensor mais próximo, podemos deduzir a que distância deste fio passou a partícula ionizante. Observe que o sinal em um único fio não nos dá informação sobre de que lado do fio sensor a partícula passou. Esta é a chamada **ambigüidade direita-esquerda**, que somente pode ser resolvida combinando-se as informações de mais de um plano sensor.

Na E691 foram usadas 4 câmaras (D1 a D4), num total de 35 planos sensores com orientações X, U, V e X'. As orientações U e V estão a ± 20,5° da orientação X, vertical. X' também é vertical, mas horizontalmente deslocada em relação a X, para resolver as ambigüidades direita-esquerda na região central das primeiras câmaras. As câmaras são preenchidas com quantidades iguais de argônio e etano, com uma inclusão de 1,5% de etanol para reduzir centelhamentos, que carbonizam os fios sensores, reduzindo a eficiência das câmaras com o passar do tempo.

O tempo que o elétron leva para chegar até o fio sensor é chamado **tempo de deriva**. O tempo de deriva é determinado a partir do tempo medido pelas TDC's, que tomam como sinal de partida o impulso proveniente do contador B (v. seção 3.2) e como parada o sinal eletrônico recebido pelo fio sensor. Algumas características das câmaras de deriva usadas na E691 podem ser vistas na Tab. 3.3, e maiores detalhes podem ser encontrados em vários lugares (v. refs. [26-30]).

Características	D1	D2	D3	D4
Dimensões (cm)	160 x 120	230 x 200	330 x 200	550 x 300
N° de planos	8	12	12	3
N° de canais	1536	2400	1952	416
Posição z (cm)	154-195	382-501	928-1048	1738-1749
Resolução (μm)	350	300	300	800

Tab. 3.3 - *Algumas características do sistema de câmaras de deriva usado na E691 (adaptado de [29]).*

3.3.3) Os Magnetos Analisadores:

Os magnetos analisadores têm como função defletir as trajetórias das partículas carregadas, para que suas cargas elétricas e momenta possam ser medidos. Esta técnica de medida é largamente empregada e experimentalmente bem estabelecida[32]. Na prática, ao atravessar cada magneto, as partículas carregadas recebem um impulso $p_k = q \int B \times dl$, sofrendo uma deflexão de um ângulo θ em sua trajetória. Medindo-se θ podemos determinar o momentum p, que na aproximação $p_k \ll p$, é dado por $p = p_k / \theta$. A resolução de momentum será tanto melhor quanto mais intenso for o campo magnético B.

O espectrômetro TPS possui dois magnetos, M1 e M2, de grande aceitação geométrica, que geram campos elétricos verticais no sentido negativo do eixo y. Sendo verticais, estes campos magnéticos eliminam a possibilidade de componentes verticais no impulso p_k, o que facilita bastante a reconstrução dos traços (v. seção 3.5.2). Os campos de M1 e M2 foram cuidadosamente mapeados com precisão de 0,1%, e sua estabilidade é rigorosamente acompanhada pelo monitoramento das correntes e tensões de M1 e M2. Um alarme é disparado sempre que qualquer destas ultrapasse 0,1% acima ou abaixo de seus valores nominais. Os parâmetros relevantes de M1 e M2 estão mostrados na Tab. 3.4. A resolução de momentum, para traços que atravessaram ambos os magnetos, é dada por

$$\frac{\Delta p}{p} = \sqrt{(0,05\ p)^2 + (0,5)^2}\ \% \qquad (3.2)$$

FERMILAB

Características	M1	M2
Pos. centro (cm)	286,6	620,6
Comprimento (cm)	165	208
Entrada (cm x cm)	154 x 73	154 x 69
Saída (cm x cm)	183 x 91	183 x 86
Corrente (A)	2500	1800
N° de bobinas	2	4
p_k (MeV/c)	212,4	320,7

Tab. 3.4 - *Características dos magnetos da E691 (adaptado de [30]).*

3.3.4) Os Detetores Cerenkov:

Para distinguir os hádrons carregados entre si, a E691 usou dois contadores Cerenkov de limiar (*threshold Cerenkov counters*). Estes detetores utilizam o fato de que se uma partícula viaja em um certo meio com velocidade superior à velocidade da luz nesse meio, $c' = c/n$, os átomos vizinhos à trajetória da partícula tornam-se polarizados e coerentemente emitem fótons segundo um ângulo ϑ, conhecido como **ângulo de Cerenkov**, que é dado por:

$$\cos \vartheta = \frac{1}{\beta\, n} \tag{3.3}$$

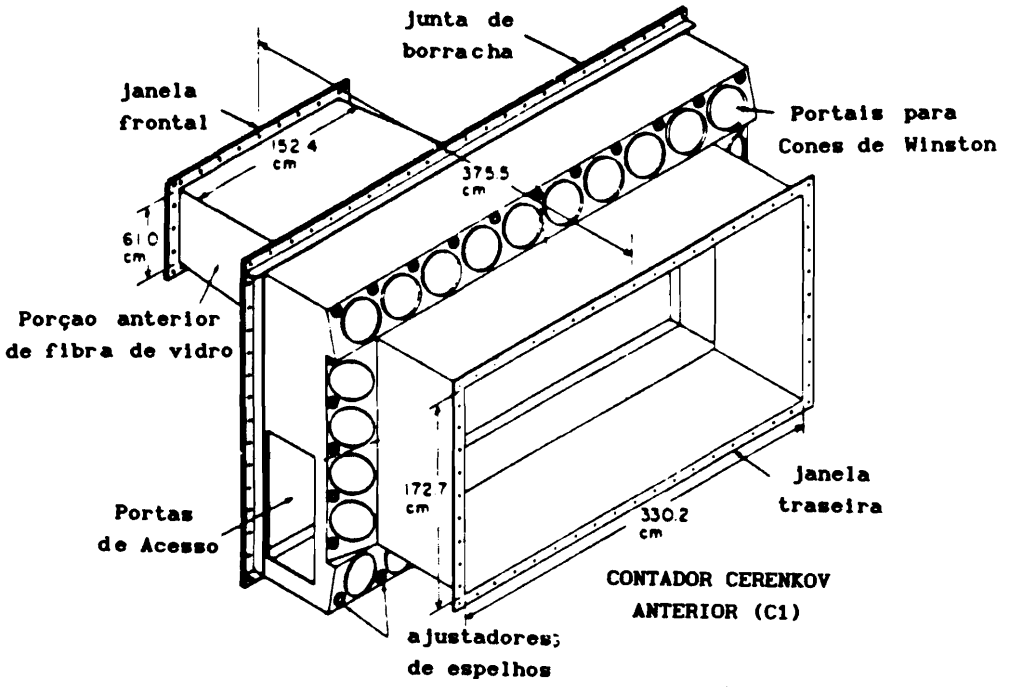
onde $\beta = v/c$. Portanto a velocidade da luz nesse meio é a **velocidade de limiar** v_{th}, acima da qual qualquer partícula induzirá a emissão de luz Cerenkov. Este limiar de velocidade corresponde a um limiar de momentum dado por:

$$p_{th} \cong \frac{m\,c}{\sqrt{2\varepsilon}} \tag{3.4}$$

onde $\varepsilon = n - 1$. Isto impõe um limite na massa m da partícula, e este limite será superior, $m < \sqrt{2\varepsilon}\ p/c$, se houver emissão Cerenkov, e inferior, $m > \sqrt{2\varepsilon}\ p/c$, se não houver emissão.

A Fig. 3.3-5 ilustra os detetores Cerenkov C1 e C2 usados na E691. A luz Cerenkov produzida no interior dos contadores é refletida por espelhos curvos, e assim direcionada até os cones de Winston de ~20° de aceitação angular, que por sua vez levam a luz coletada até as fotomultiplicadoras. Existe um espelho curvo, um cone de Winston e uma fotomultiplicadora para cada cela, sendo que o tamanho e o número de celas é otimizado visando minimizar a superposição de dois ou mais traços numa mesma cela, e ao mesmo tempo evitar que o cone de luz Cerenkov de uma única partícula seja refletido por mais de um espelho. Assim, temos uma maior segmentação das celas na região central do detetor, onde há uma maior multiplicidade de traços. Por problemas de espaço, a geometria de C1 é um pouco mais complicada, exigindo duas reflexões antes de atingir os cones de Winston (v. Fig. 3.3-6), para proteger as fotomultiplicadoras do campo magnético produzido por M2.

As características dos detetores Cerenkov usados na E691 estão mostrados na Tab. 3.5. A partir dos índices de refração dos gases usados nos detetores, podemos determinar



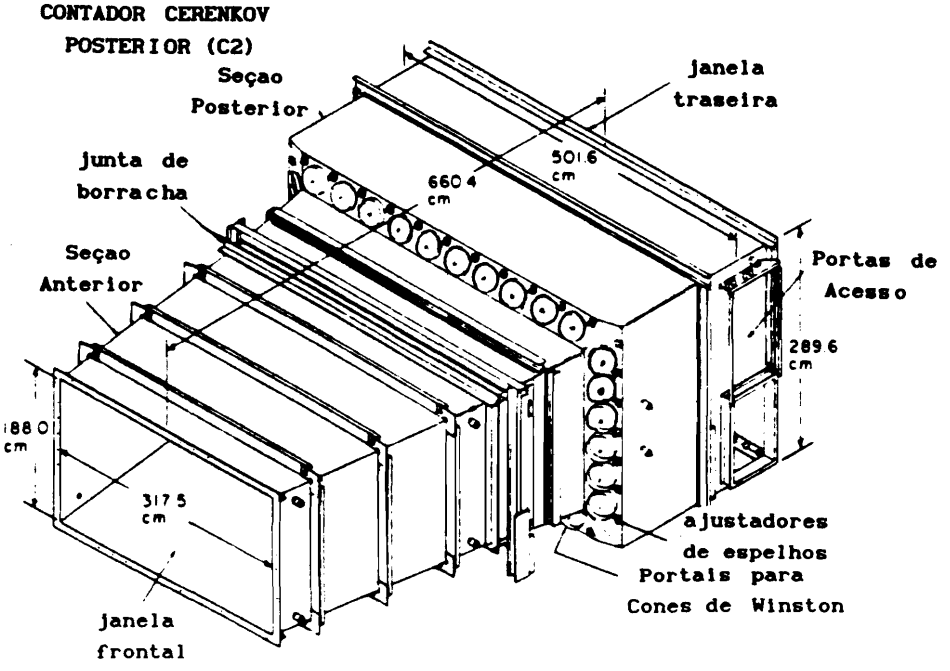


Fig. 3.3-5 - *Os detetores Cerenkov usados na E691 (adaptado de [26]).*

as velocidades limiares para cada partícula, as quais são mostradas na Tab. 3.6. Com estes dados podemos concluir que píons são bem identificados entre 6 e 37 GeV, kaons entre 20 e 37 GeV e prótons entre 37 e 70 GeV. Abaixo de 6 ou acima de 70 GeV, atribui-se a cada possibilidade de identificação o valor *a priori* de probabilidade, baseado na freqüência com que cada tipo de partícula é encontrada no espectrômetro. Para mais detalhes sobre estes detetores, ver refs. [26-29].

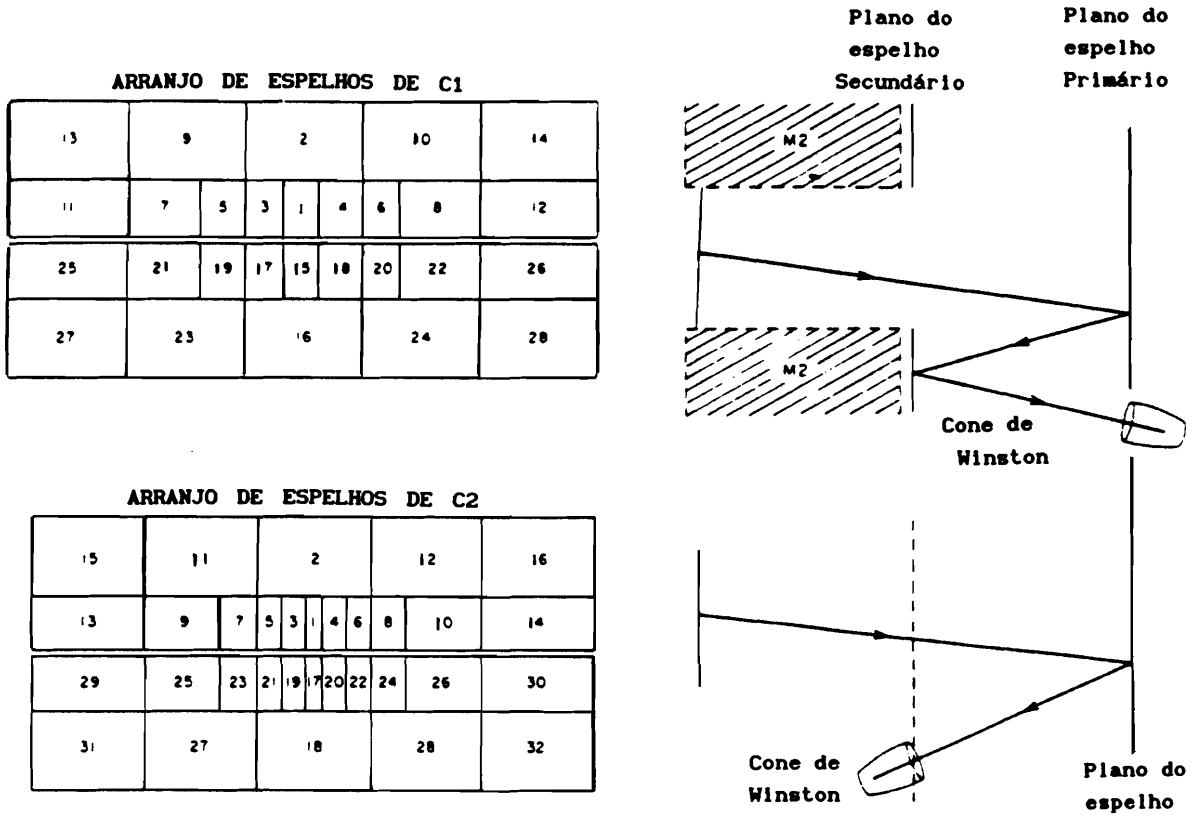


Fig. 3.3-6 - *Arranjos de espelhos e ótica dos detetores Cerenkov (adaptado de [26]).*

Características	C1	C2
Gás usado	100% N_2	80% He + 20% N_2
Comprimento (m)	3,7	6,6
$\varepsilon = n-1$	308×10^{-6}	90×10^{-6}
N° de celas	28	32
Pos. z do plano de espelhos (cm)	866	1653,4

Tab. 3.5 - *Características dos detetores Cerenkov de limiar usados na E691 (adaptado de [28]).*

	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

Tab. 3.6 - *Limiares de momentum, em GeV/c, para os detetores Cerenkov da E691.*

3.3.5) O Contador do Plano de Pares e o Contador C:

No experimento E516, que antecedeu a E691 no uso do espectrômetro TPS, foi verificado que a eficiência do calorímetro eletromagnético SLIC (seção 3.3.6) foi seriamente comprometida pela existência de uma grande quantidade de pares e^+e^- e fótons criados nos detetores que o antecediam, bem como no próprio alvo de berílio. Aproveitando a característica muito particular dos efeitos de produção de pares e de *bremsstrahlung*, que ocorrem a ângulos de poucos miliradianos, e que estes ângulos somente são alterados horizontalmente pelos magnetos analisadores, tentou-se reduzir este efeito prejudicial colocando o chamado **contador do plano de pares**

imediatamente à frente do SLIC, cobrindo a área de incidência destes fótons e pares. Este detetor teria como função medir a energia contida neste plano, bem como evitar que estas partículas atingissem o SLIC. Entretanto, a grande quantidade de partículas neste plano o tornou tão congestionado, que impediu que qualquer reconstrução de calorimetria fosse feita nestes detetores.

O contador do plano de pares consiste em 19 contadores de chuveiro, feitos de camadas alternadas de acrílico e tungstênio ou chumbo, num total de 20 comprimentos de radiação. Após esta camada de detetores, mais 10 comprimentos de radiação de chumbo impedem que qualquer partícula neste plano atinja o calorímetro eletromagnético.

A porção central do contador do plano de pares constitui o chamado contador C. Além das funções dos demais contadores do plano de pares, o contador C mede a energia dos fótons que não interagem no alvo, visando fornecer uma correção à determinação da energia dos fótons do feixe pelo sistema de rotulação (seção 3.1.1). Pelos mesmos motivos de congestionamento já comentados para o contador do plano de pares, esta correção não se mostrou eficiente, e a equação (3.1) foi mesmo aplicada sem nenhuma correção devida ao contador C.

A Fig. 3.3-7 ilustra o contador do plano de pares e o contador C, e a Tab. 3.7 mostra as principais características destes detetores.

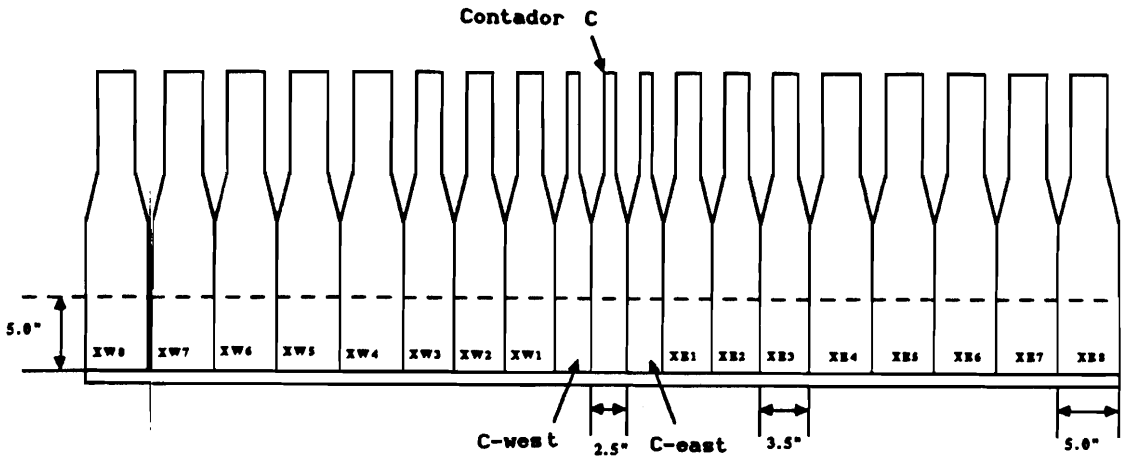


Fig. 3.3-7 - *Visão esquemática do Contador do Plano de Pares e do Contador C (adaptada de [26]).*

Características	Contador do plano de pares
Dimensões (x,y)	174 x 12,5 cm^2
N° de canais	19
Contadores com Acrílico+Tungstênio	*Cont. C*, C_{east}, C_{west} XE1 - XE3, XW1 - XW3
Contadores com Acrílico + Chumbo	XE4 - XE8, XW4 - XW8
Compr. de radiação	30
Compr. de interação	1,1

Tab. 3.7 - *Características do Contador do Plano de Pares usado na E691 (adaptado de [28]).*

3.3.6) CALORÍMETRO ELETROMAGNÉTICO (SLIC):

Especialmente construído para otimizar a produção de chuveiros eletromagnéticos em seu interior, o calorímetro eletromagnético SLIC* (*Scintillator Lead Interleaved Calori-*

---

* Esta sigla é, às vezes, interpretada como *Segmented Liquid*

meter) tem como suas principais funções no espectrômetro:

- detetar a presença de partículas neutras (γ, n, K_L^0, etc.), bem como medir a energia transportada por estas partículas;
- contribuir, em conjunto com o calorímetro hadrônico (v. seção 3.3.7), para a identificação de partículas carregadas, como sendo léptons ou hádrons (v. seção 3.5.3);
- medir a energia transversa E_T dos eventos, usada no gatilho de E_T (v. seção 3.4.1).

O SLIC[29,33] é basicamente composto de 60 camadas de chumbo, alternadas com 60 camadas de cintilador líquido. Como o chumbo destrói o cintilador, uma fina lâmina de alumínio foi colocada entre cada interface chumbo-cintilador, evitando o contato direto entre estes materiais. Para informar também a posição dos chuveiros eletromagnéticos, cada camada de cintilador foi dividida em faixas paralelas, por corrugações em forma de onda quadrada, em uma das três orientações diferentes — Y (horizontal), U e V ($\pm$ 20,5° com a vertical, v. seção 3.3.2). As 60 camadas de cintilador alternavam-se entre estas três orientações, ou vistas (v. Fig. 3.3-8), num total de 20 camadas para cada vista.

As vistas U e V possuem 109 canais de leitura cada, enquanto que a vista Y possui 116 canais. Cada canal agrupa todas as 20 camadas de uma mesma faixa (em cada vista) na região central, ou de duas faixas, nas regiões mais externas do detetor (v. Fig. 3.3-9).

Ionization Chamber.

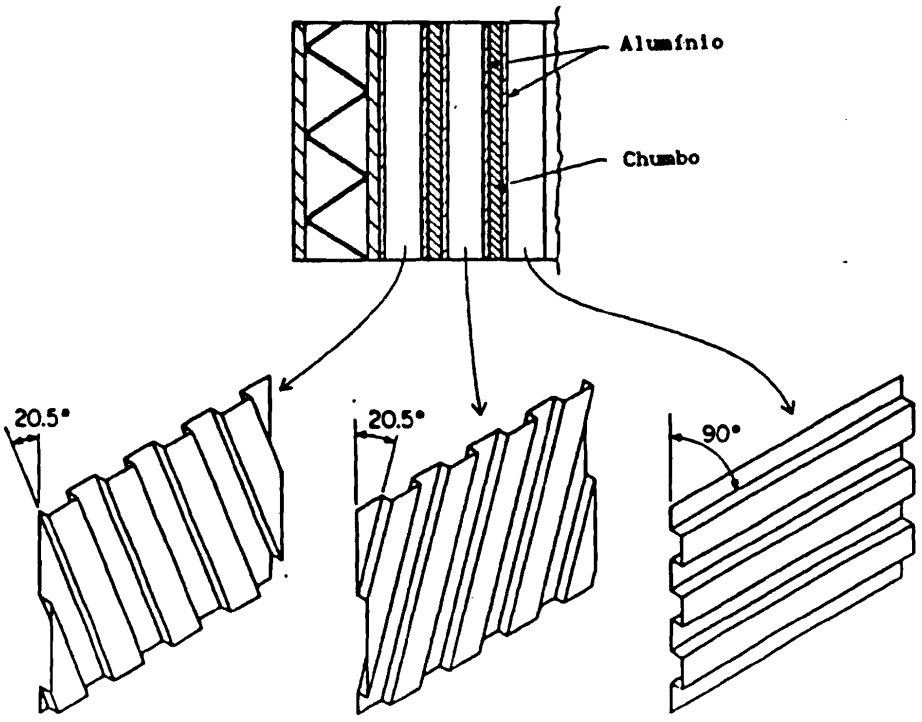


Fig. 3.3-8 - *Seção transversa do calorímetro eletromagnético SLIC, mostrando no detalhe as orientações das corrugações com as diferentes vistas (adaptado de [33]).*

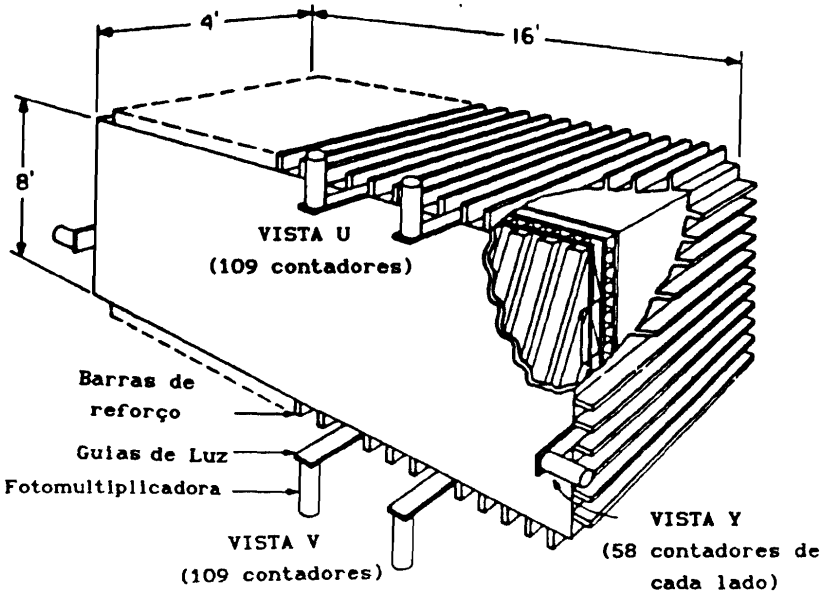


Fig. 3.3-9 - *Visão em perspectiva do SLIC (adaptado de [33]).*

A resolução fracional σ_E/E obtida na medida da energia eletromagnética E pelo SLIC foi bem representada por $\sigma_E / E = 21\% / \sqrt{E\ (GeV)}$. A Tab. 3.8 contém as características mais importantes do calorímetro eletromagnético SLIC, e maiores detalhes podem ser obtidos na Ref. [30].

Características	SLIC
Dimensões (x,y,z)	488 x 244 x 122 cm^3
Posição z (centro)	1900 cm
N° de camadas	60
N° de canais	334
Espessura das camadas de Pb (mm)	3,18
Espessura das placas de Al (mm)	0,11
Espessura das cam. de cintilador (mm)	12,7
Larg. faixas (mm)	31,8
Compr. de radiação	21,5
Compr. de interação	2,1
Aceitação vertical	± 66 mrad
Aceitação horizontal	± 133 mrad

Tab. 3.8 - *Características do calorímetro eletromagnético SLIC utilizado na E691 (adaptado de [28]).*

3.3.7) CALORÍMETRO HADRÔNICO:

O calorímetro hadrônico[34], ou **Hadrômetro**, mede a energia hadrônica contida nos eventos, razão pela qual foi usado principalmente nos gatilhos TAGH e E_T (v. seção 3.4.1). Sua estrutura é muito semelhante à do SLIC (v. seção 3.3.6).

O hadrômetro é longitudinalmente dividido em duas metades, chamadas módulos, separadas por uma pequena distância (v. Fig.3.3-10). Os chuveiros hadrônicos, muitas vezes iniciados no interior do SLIC, desenvolvem-se ao longo das 18 camadas de aço existentes em cada um dos módulos do hadrômetro, e são detetados nas 18 camadas do cintilador que alternam-se às camadas de aço. Duas vistas, X e Y, alternam-se a cada camada de cintilador. Similarmente ao SLIC, cada canal de leitura agrupa as 9 camadas de cada faixa (em cada vista), havendo um total de 33 canais em X e 38 em Y, para cada módulo. Maiores detalhes sobre este detetor podem ser vistas na Tab. 3.9, ou na ref. [34].

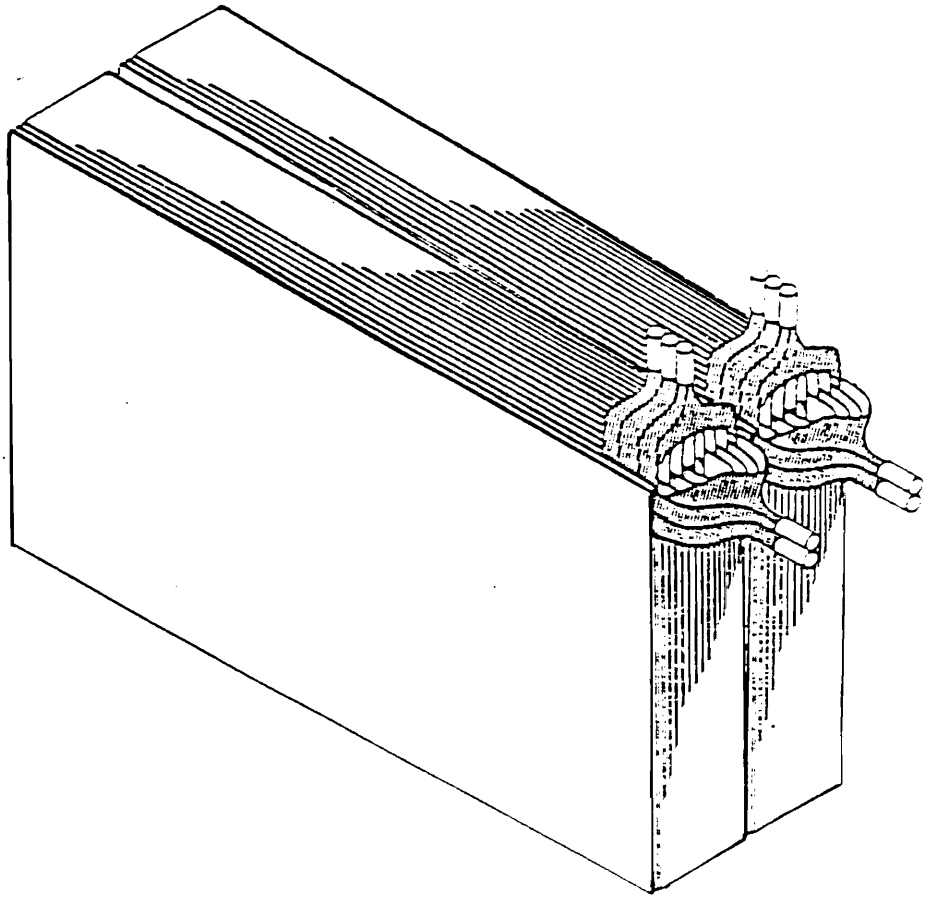


Fig. 3.3-10 - *Visão em perspectiva do calorímetro hadrônico (adaptado de [34]).*

As informações do hadrômetro são usadas também na identificação de múons (sinal fraco, mas constante) e como veto para uma identificação de elétrons (apenas 1% da energia eletromagnética ultrapassa o SLIC e alcança o hadrômetro). Devido à pequena segmentação do hadrômetro, a resolução fracional σ_E / E obtida na medida na energia hadrônica E é dada por σ_E / E = 75% / $\sqrt{E\ (GeV)}$.

Características	Hadrômetro
Dimensões (x,y,z)	270 x 490 x 158 cm^3
N° de camadas	36
N° de canais	142
Esp. das camadas de aço (cm)	2,54
Esp. das camadas de cintilador (cm)	0,95
Larg. das faixas (cm)	14,48
Comp. de radiação	52,8
Comp. de interação	5,9
Pos. z (centro) (cm)	2041

Tab. 3.9 - *Características do Calorímetro Hadrônico*

3.3.8) As Paredes de Múons:

Imediatamente após o Hadrômetro foi colocada uma parede de aço de pouco mais que um metro de espessura. As únicas partículas carregadas capazes de atravessar uma parede como esta são múons com mais de 5 GeV. Com o objetivo de detetar estes múons, um plano de cintiladores conhecido como **Parede de Múons Traseira** (*Back Muon Wall*) está situado após a

parede de aço.

A parede de múons traseira é composta por 15 cintiladores dispostos em faixas verticais (61 cm de largura no centro e 40,6 cm de largura nas demais posições da parede) fornecendo diretamente a coordenada X dos múons, como pode ser visto na Fig. 3.3-11. Os fótons produzidos nos cintiladores eram coletados por guias de luz de acrílico e conduzidos até as fotomultiplicadoras. Os sinais foram usados como sinal de parada de TDC's, fornecendo informação sobre a coordenada y do múon, e também para acionar o gatilho *dimuon*, dedicado ao estudo do J/ψ através de seu decaimento em um par de múons[27].

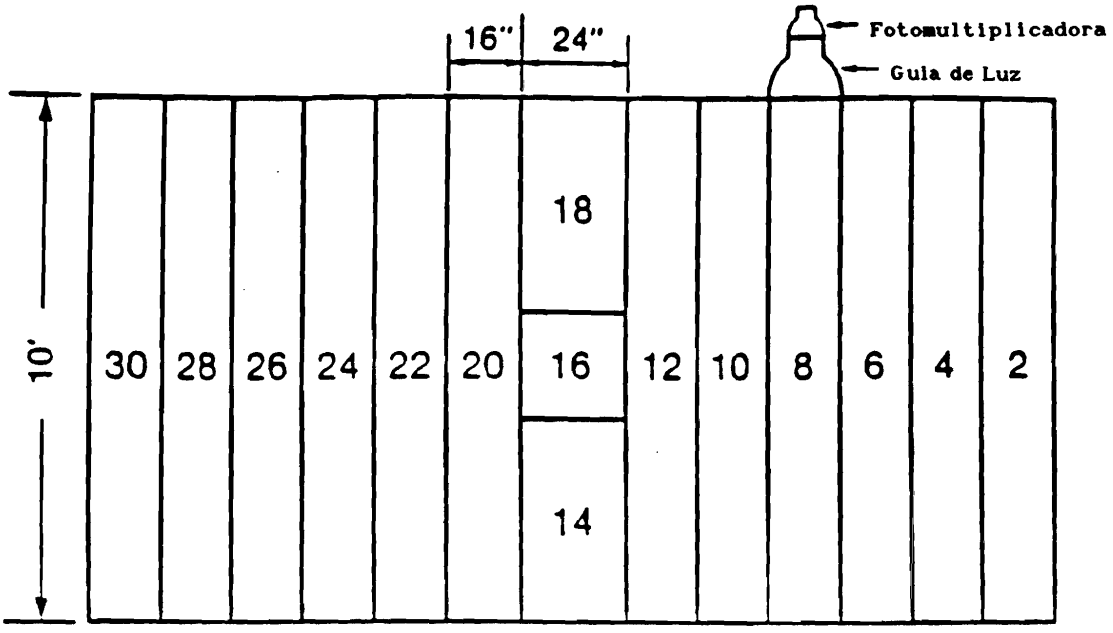


Fig. 3.3-11 - *Visão esquemática da parede de múons traseira (adaptado de [28]).*

Um outro plano de cintiladores, conhecido como **Parede de Múons Dianteira** (*Front Muon Wall*), está situado dentro de uma parede de concreto, localizada cerca de cinco metros antes do alvo de berílio, e tem como função detetar a possível presença no espectrômetro de múons externos, especialmente os produzidos em um outro experimento (P_{centro}), localizado feixe-acima em relação ao espectrômetro TPS.

3.4) A Coleta de Dados:

Num espectrômetro tão complexo como o descrito na seção 3.3, a análise de um único evento envolve a interpretação de sinais eletrônicos provenientes de milhares e milhares de canais de leitura, o que sem dúvida requer uma grande quantidade de processamento, e torna impraticavel um tratamento *on-line* dos sinais provenientes do espectrômetro. Para que os eventos possam então ser detalhadamente reconstruídos e analisados em modo *off-line*, um complexo sistema de aquisição de dados acionado por um gatilho (*trigger*) grava nas chamadas RDT's (*Raw Data Tapes*) todas as informações fornecidas sobre um certo evento, por cada um dos elementos que compõem o espectrômetro.

Nas seções a seguir vamos descrever sucintamente os elementos envolvidos neste processo de coleta de dados.

3.4.1) GATILHO:

Apesar de ser planejado para evidenciar a produção de partículas charmosas, minimizando a conversão de fótons em pares e^+e^-, ainda assim este processo de produção de pares é cerca de 1000 vezes mais freqüente do que os processos de produção de charme. É importante, portanto, que exista uma forma eficiente de distinguir estes dois processos antes que o sistema de aquisição de dados seja acionado para gravar o evento, evitando desta forma que o sistema de aquisição perca seu tempo gravando eventos que não tenham interesse para o experimento, e por causa disto deixe de gravar eventos realmente importantes.

A função do gatilho consiste em fazer uma seleção *on-line* daqueles eventos que potencialmente contém charme, e acionar o sistema de aquisição de dados para registrá-lo, armazenando em fitas magnéticas todas as informações que os detetores do espectrômetro fornecerem sobre o mesmo. Para julgar se um evento é candidato a ser gravado, o gatilho funciona de acordo com uma lógica, ou um conjunto de critérios, os quais devem ser satisfeitos para que o evento seja considerado.

Vários gatilhos diferentes foram usados ao longo do período de coleta de dados da E691[26,27]. Entretanto, o gatilho usado na maior parte dos dados consistiu em uma combinação dos gatilhos TAGH e E_T, descritos a seguir.

O gatilho TAGH consiste em aceitar os eventos que contivessem uma energia hadrônica maior que 40 GeV em coinci-

dência com um sinal positivo do sistema de rotulação e do contador B. Além deste critério, como o sistema de rotulação é ineficiente para E_γ maiores que 230 GeV, aceita-se também eventos que possuam energia hadrônica acima de 70 GeV, mesmo sem coincidência do sistema de rotulação. O gatilho TAGH rejeita cerca de 99,9% dos eventos de produção de pares e^+e^-, mantendo virtualmente todos os eventos hadrônicos.

O gatilho E_T, por sua vez, baseia-se no fato de que a produção de partículas charmosas ocorre com um momento transverso médio bem maior que nas interações hadrônicas sem produção de partículas charmosas. Isto faz com que a energia transversa média de eventos charmosos seja bem maior do que nos eventos não-charmosos (4,5 GeV contra 1,5 GeV[26]), como pode ser constatado na Fig. 3.4-1. Assim, o gatilho E_T apenas aciona o sistema de aquisição de dados para registrar eventos com $E_T > 2,4$ GeV, e desta forma reduz por um fator 3 o *background* hadrônico, mantendo cerca de 68% do sinal de charme.

3.4.2) O Sistema de Aquisição de Dados:

O sistema de aquisição de dados, ou DA (*Data Acquisition System*), tem a função de armazenar em fitas magnéticas as informações fornecidas pelos detetores a respeito de cada evento, para permitir que os mesmos sejam detalhadamente analisados posteriormente. Assim, o DA é a interface entre o *hardware* (espectrômetro, detetores) e o *software* (programas

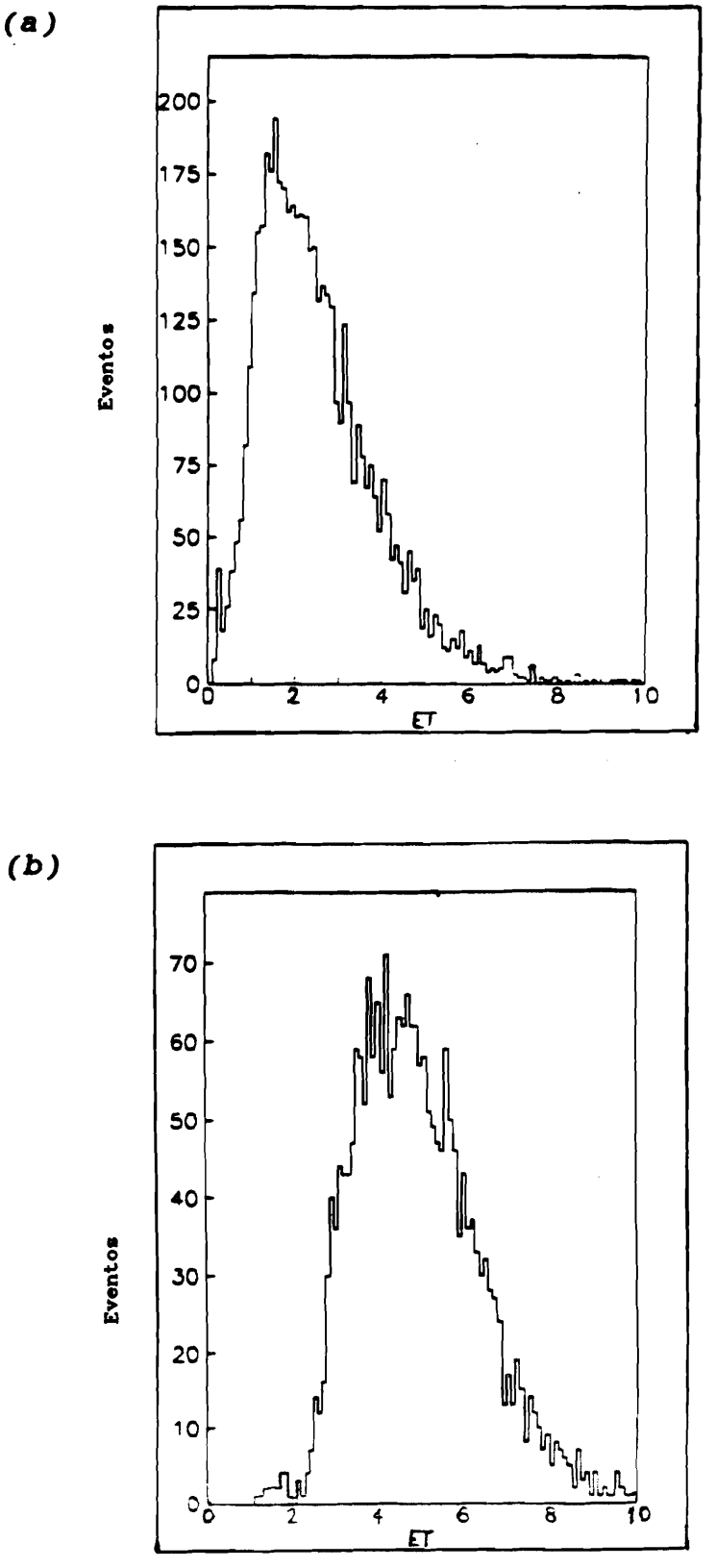


Fig. 3.4-1 - *Distribuições de E_T para (a) eventos hadrônicos e (b) eventos charmosos (adaptada de [26]).*

de reconstrução e análise física dos eventos) do experimento. Seus componentes básicos são um computador PDP11/55 que gerencia o processo, sete módulos CAMAC que servem de interface entre o DA e a eletrônica de digitalização, e duas unidades de fita que gravam os eventos em fitas magnéticas.

O processo de aquisição de um evento inicia-se no gatilho (v. seção 3.4.1), que decide em algumas dezenas de microsegundos se o evento deve ou não ser gravado e, em caso positivo, aciona o DA. Ao receber o sinal do gatilho, o PDP11/55 cria o estado ocupado, que impede um novo disparo do gatilho, e inicia a digitalização das ADC's e das TDC's. Depois que todos os dados são transferidos dos módulos CAMAC para um *buffer* de 128 KBytes, o PDP reinicializa as TDC's e ADC's e suspende o estado ocupado, preparando o sistema para a coleta de um novo evento.

Do *buffer*, os dados são formatados em pedaços de aproximadamente 16 KBytes contendo de 6 a 8 eventos, e esses pedaços são escritos em fitas magnéticas chamadas RDT's (*Raw Data Tapes*) a 6250 BPI (Bytes por polegada) e 75 IPS (polegadas por segundo), tendo sido necessário um total de aproximadamente 2500 fitas. Com o sistema otimizado, conseguiu-se uma taxa de aquisição de 100 eventos/segundo, com cerca de 30% de tempo morto.

3.4.3) O Sistema de Monitoramento:

Cada detetor componente do espectrômetro possui sua função, de modo que o mal funcionamento de qualquer deles pode vir a comprometer toda a reconstrução dos eventos adquiridos durante o período de funcionamento inadequado. Para minimizar estes problemas, todo o espectrômetro é mantido em forte acompanhamento durante todo o período de coleta de dados. Pelo menos uma vez a cada 8 horas, todas as dependências experimentais são percorridas, sendo visualmente verificadas variáveis tais como misturas de gases, temperaturas, tensões e correntes de operação, etc. Claramente, este procedimento não é suficiente para garantir o funcionamento adequado de um espectrômetro com milhares de canais de leitura, coletando cerca de 100 eventos a cada segundo. Tornou-se imprescindível a existência de um monitoramento mais eficiente e completo.

Assim, cerca de 1% dos dados coletados pelo DA são também enviados diretamente do PDP para um computador μVAX 11/780, dedicado ao monitoramento do espectrômetro através de um elegante programa de monitoramento chamado OLMS (*On-Line Monitoring System*). Estes eventos são armazenados em uma área de memória que contém sempre cerca de 800 eventos, sendo constantemente atualizada com novos eventos. Nesta área de memória os eventos podem ser lidos simultaneamente por um número qualquer de processos.

O monitoramento propriamente dito dos diversos componentes do espectrômetro é realizado por vários processos,

chamados DAP's (*Detached Analysis Program*), que calculam as variáveis relevantes em sua tarefa e as colocam em áreas chamadas ADC's (*Analyzed Data Common*). Nas ADC's, as variáveis podem ser consultadas por qualquer processo, em particular pelos CDP's (*Control/Display Program*), com os quais os especialistas em certas partes do espectrômetro podem construir gráficos ou histogramas, e através deles monitorar diretamente o funcionamento de vários componentes e do espectrômetro como um todo. Além disso, os próprios DAP's fazem o acompanhamento permanente de algumas variáveis críticas, emitindo alarmes sempre que qualquer destas variáveis ultrapasse valores predeterminados. Um diagrama esquemático do OLMS pode ser visto na Fig. 3.4-2.

3.5) A Reconstrução de Eventos:

Após o armazenamento das informações dos detetores nas RDT's, estas informações foram submetidas à etapa de reconstrução de eventos. O processo de reconstrução de eventos consiste na conversão das informações contidas nas RDT's em quadrivetores momentum-energia, que efetivamente descrevem as características físicas relevantes para a análise dos eventos. Em outras palavras, a etapa de reconstrução converte os sinais eletrônicos dos detetores em quantidades físicas familiares à análise dos eventos.

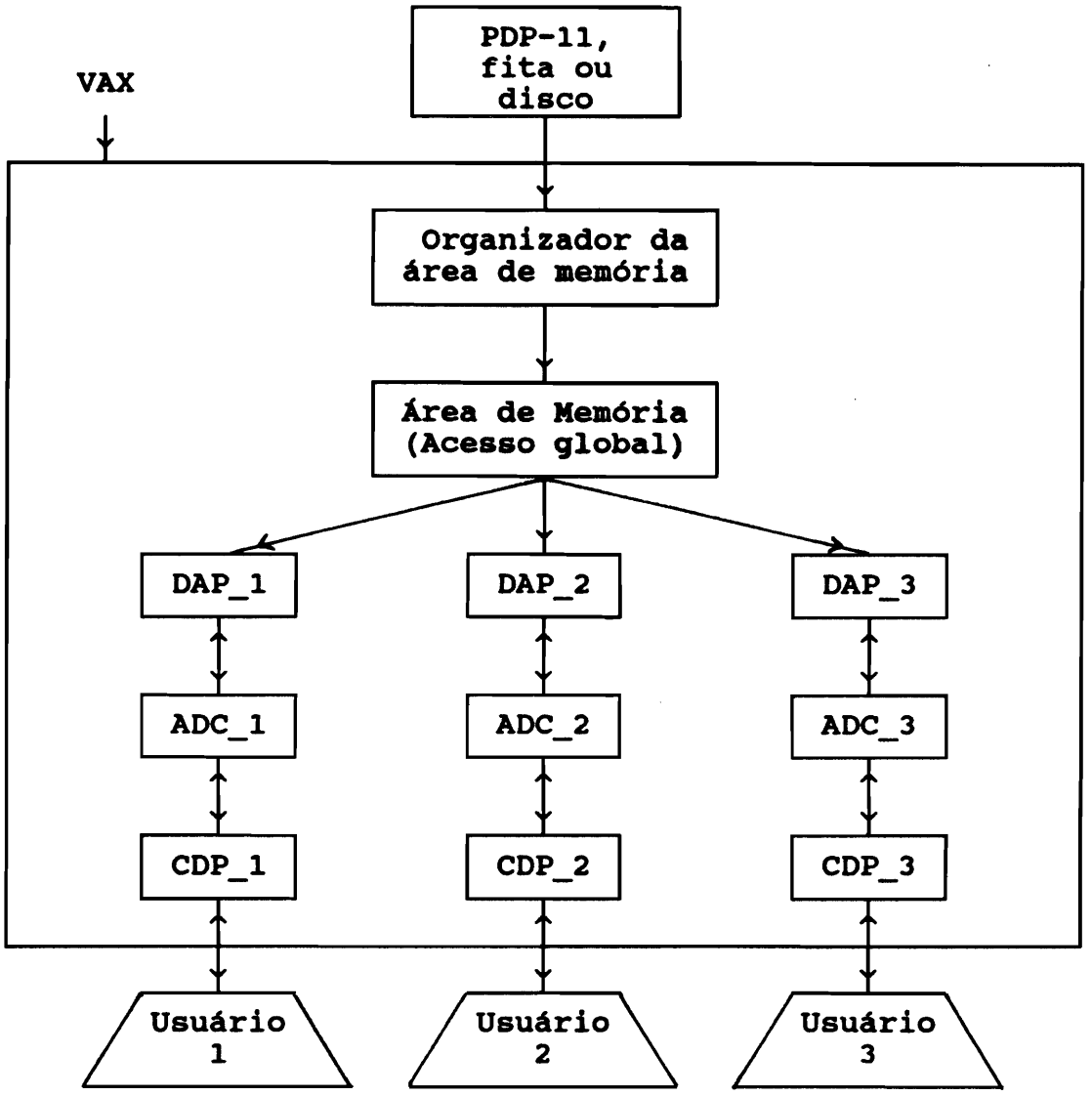


Fig. 3.4-2 - *Visão esquemática do Sistema On-Line de Monitoramento (adaptado de [26]).*

A fase de reconstrução foi dividida em duas partes, chamadas Passo 1 e Passo 2, devido a problemas de pouca memória disponível no computador CYBER 175, que foi usado em parte da reconstrução de eventos. No Passo 1 é feita a reconstrução das trajetórias e dos momenta das partículas carregadas, usando as informações dos planos de SMD e das câmaras de deriva, bem como o mapeamento detalhado do campo

magnético gerado pelos magnetos analisadores. No Passo 2 são reconstruídos a energia do fóton incidente no alvo de berílio, os chuveiros detetados nos calorímetros e as identificações das partículas carregadas, além de procurar possíveis vértices existentes nos eventos.

3.5.1) A RECONSTRUÇÃO NO SISTEMA ACP:

Se realizada num computador CYBER 175, a reconstrução de cada evento ocuparia em média 1 segundo de CPU, sendo assim necessários cerca de 3 anos para a reconstrução de todos os eventos da E691, com a hipótese otimista de ter boa parte da capacidade computacional de grande porte do FERMILAB à disposição da reconstrução de eventos da E691. Com o objetivo de reduzir este tempo de reconstrução, foram tentadas outras alternativas[28]. A melhor delas foi usar o Sistema Multiprocessador Paralelo ACP (*Advanced Computer Program*).

O sistema ACP[25] foi desenvolvido especificamente para solucionar problemas de Física de Altas Energias, onde tarefas típicas exigem uma grande capacidade de processamento. Como cada evento é completamente independente dos demais, e deve ser processado pelo mesmo programa de reconstrução ou análise, não é difícil a paralelização de tais tarefas (v. seção 4.1), e assim aproveitar as vantagens do sistema ACP, dentre as quais destacamos:

- Alta razão desempenho/custo, muito superior aos computa-

dores convencionais quando usado em problemas típicos da Física de Altas Energias;

- Modularidade, permitindo fácil aumento da capacidade do sistema de acordo com as necessidades, e ao mesmo tempo facilitando o conserto ou mesmo eliminação de componentes defeituosos, com pequena degradação da performance do sistema.

A primeira geração do sistema ACP estava em fase final de testes à época em que o experimento E691 estava iniciando a etapa de reconstrução. Após um período de conversão dos programas seqüenciais para programas paralelos adequados ao ACP, e um longo período de depuração, os programas de reconstrução foram implementados com sucesso, e o uso da configuração de 120 nós existente no FERMILAB tornou possível a conclusão de toda a etapa de reconstrução em pouco menos que um ano. Estivesse o sistema ACP completamente operacional no início da reconstrução, esta fase teria durado apenas três meses. O sistema ACP foi também fundamental em algumas tarefas da análise dos dados descrita no Capítulo 4 desta tese.

Encontra-se no momento em fase de testes a segunda geração do sistema ACP, que usa a tecnologia RISC[35]. Esta segunda geração tem mostrado um grande número de vantagens com relação à primeira geração, especialmente na velocidade de processamento, entre 20 e 30 vezes maior do que os processadores da primeira geração, e na eliminação do computador mestre que gerencia o processamento nos nós, cujo papel era desempenhado por um computador μVAX 11/780 na primeira gera-

ção, e que na segunda geração pode ser desempenhado por qualquer um dos nós, desta forma reduzindo sensivelmente o custo para implementação de um multiprocessador paralelo ACP.

3.5.2) PASSO 1:

No Passo 1 é feita a reconstrução das trajetórias de partículas carregadas e ajustes para determinação dos momenta destas partículas.

A reconstrução de traços é feita usando a informação dos SMD's e das câmaras de deriva (DC's). Para ser aceito, um traço deve ter informação positiva em pelo menos seis dos nove planos de SMD. O número de falsos traços era muito maior que o número de traços verdadeiros, mesmo para traços formados por 8 dos 9 planos, razão pela qual tais traços são descartados se não encontram corroboração na câmara de deriva D1, anterior ao primeiro magneto.

Depois de aceitos, os traços são projetados em D3, e depois em D2, levando em consideração a deflexão horizontal devida aos campos magnéticos no interior dos magnetos analisadores, aproximando estas deflexões como se ocorressem em um único ponto, na posição de cada magneto (*single bend point approximation*). Este procedimento é muito eficiente pelo fato de não haver deflexão vertical, o que ajuda na associação dos segmentos de traço antes e depois dos magnetos. A próxima etapa consiste em fazer um ajuste detalhado das deflexões de cada trajetória para determinar seus momenta,

levando em consideração a variação espacial dos campos magnéticos no interior dos magnetos e em suas imediações, e associando a cada um deles um valor χ^2 do ajuste. Traços com alto χ^2 por grau de liberdade no ajuste são descartados.

O algoritmo de procura de traços partindo dos SMD's, e só depois partindo para as DC's feixe-abaixo, mostrou-se mais eficiente do que o convencional, que parte das últimas DC's e faz extrapolações feixe-acima, por várias razões:

- Os SMD's possuem muito melhor eficiência e resolução de dois traços do que as câmaras de deriva, mesmo estando aqueles em uma região muito mais congestionada de traços do que estas;
- As DC's possuem um nível de ruído maior que os planos do SMD, além da ambigüidade direita-esquerda que afeta apenas as DC's;
- A reconstrução dos SMD's é muito mais rápida do que a reconstrução das DC's, o que acaba dando mais tempo para que as DC's gastem reconstruindo traços não vistos nos SMD's;
- A combinação SMD/D1, localizada antes do primeiro magneto, possui uma redundância muito maior do que qualquer outra região do espectrômetro, livre de campos eletromagnéticos;
- A extrapolação feixe-abaixo possui precisão muito maior do que no sentido inverso, pois é feita em direção a uma região menos congestionada.

Numa próxima etapa, todos os canais de DC's que ainda não tenham sido usados nos traços já encontrados são usados na procura de novos traços, principalmente provenientes de decaimentos de partículas estranhas neutras de longa

vida-média (tais como $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ou $\Lambda \rightarrow p\,\pi^-$). Esta etapa foi responsável por cerca de 15% dos traços encontrados. No final, uma variável conhecida como *categoria*, JCATSG, guarda em seus bits a informação de quais estações de DC's registraram a passagem de cada um dos traços (v. seção 4.1.1).

Eventos charmosos típicos contém em média 10 traços carregados, e levam cerca de 1,0 segundo de CPU (CYBER 175) nesta fase de reconstrução, enquanto eventos hadrônicos não charmosos gastam em média um tempo 30% menor.

3.5.3) PASSO 2:

Esta segunda parte da reconstrução foi responsável pela determinação da energia dos fótons do feixe, pela calorimetria, pela identificação das partículas e pela procura de vértices.

O programa do Passo 2 começa com uma rotina que usa a informação proveniente do sistema de rotulação para estimar a energia do fóton que interagiu com o alvo, produzindo o evento (v. seção 3.1.1). Esta estimativa foi eficiente em cerca de 77% dos eventos. A existência de pacotes contendo mais de um elétron e a possibilidade de conversão do fóton em um par e^+e^- contribuem para a ineficiência no processamento das informações do sistema de rotulação[29].

Em seguida são feitas as reconstruções dos calorímetros. Uma rotina procura chuveiros, isto é, depósitos de energia maiores que um certo valor, em faixas adjacentes de

cada uma das três vistas — U, V e Y. Os maiores problemas aqui são os chuveiros hadrônicos no SLIC que, sendo mais largos, podem esconder chuveiros eletromagnéticos, ou chuveiros hadrônicos satélites, que imitam chuveiros eletromagnéticos. As informações das diversas vistas são combinadas, determinando as posições dos chuveiros. Em seguida, marca-se os chuveiros que possuem traços carregados apontando em sua direção, e uma análise de regressão por passos tenta associar uma identificação a cada chuveiro, com base nas informações da parede de múons e do Hadrômetro, e também comparando larguras e formas entre os chuveiros observados e simulações de chuveiros produzidos pelas várias partículas.

Assim, a cada chuveiro é atribuída uma probabilidade de que seja um elétron, múon, fóton ou hádron neutro. Múons são identificados por um sinal na parede de múons traseira, corroborado por chuveiros pequenos e estreitos nos dois módulos do Hadrômetro. Um chuveiro eletromagnético é caracterizado por um estreito chuveiro no SLIC, o qual não chega a alcançar o Hadrômetro. Elétrons (e pósitrons) são identificados por um chuveiro eletromagnético cuja posição no SLIC estivesse em concordância com uma trajetória reconstruída no Passo 1, e mais a comparação entre a energia medida no SLIC e o momentum medido nas câmaras de deriva, compatível com a hipótese de ser um elétron. Na ausência desta concordância, temos a hipótese de fóton. De forma análoga, um chuveiro hadrônico associado à trajetória de uma partícula carregada indica um hádron carregado, caso contrário temos um hádron neutro. Entretanto, as baixas resoluções em energia e po-

sição do Hadrômetro, devidas à pequena segmentação deste, não permitem que sua utilidade vá mais adiante na identificação do hádron.

A próxima fase do Passo 2 faz a reconstrução das informações provenientes dos detetores Cerenkov, refinando a identificação feita na reconstrução de calorimetria. Aqui foi suposto que apenas elétrons, múons, píons, kaons e prótons atingem os detetores Cerenkov, de modo que a soma das probabilidades associadas a cada uma destas hipóteses deve ser igual a 1, para cada traço carregado.

Primeiramente, a cada traço carregado foi atribuída uma probabilidade *a priori*, baseada na freqüência com que cada tipo de partícula foi encontrada em experimentos anteriores. Esta probabilidade foi de 0,81 para píons, 0,12 para kaons, 0,04 para prótons, 0,02 para elétrons e 0,01 para múons. Em seguida estas probabilidades de lépton ou hádron são ajustadas de acordo com a reconstrução de calorimetria. Caso tenhamos um hádron, as hipóteses de elétron ou múon são descartadas, e as informações dos detetores Cerenkov são usadas para refinar as probabilidades das hipóteses hadrônicas, como descrito a seguir.

Para cada hipótese de massa (π,K,p), a trajetória da partícula dentro do detetor é simulada por partes, e em cada parte são emitidos N fótons sob um ângulo ϑ dado pela equação (3.3). Como ϑ depende de β, os ângulos variam de acordo com as diferentes hipóteses de massa, para o mesmo momentum p. Muitas vezes, mais de um espelho coleta a luz proveniente de uma mesma partícula, de modo que a quantidade de luz coletada

em cada espelho é dada pelo produto da fração de luz coletada naquele espelho pelo número N de fótons Cerenkov gerados no interior do detetor. O número médio N de fótons gerados por unidade de comprimento de onda λ e por unidade de comprimento ℓ percorrido pela partícula no detetor é dado por:

$$\frac{d^2N}{d\lambda\, d\ell} = \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2}\, \mathrm{sen}^2\vartheta = \frac{2\,\pi\,\alpha}{\lambda^2\, p^2}\left(1 - \frac{p_{th}^2}{p^2}\right) \qquad (3.5)$$

onde $\alpha \approx 1/137$ é a constante de estrutura fina e ϑ é o ângulo de Cerenkov. A Fig. 3.5-1 mostra o comportamento da dis-

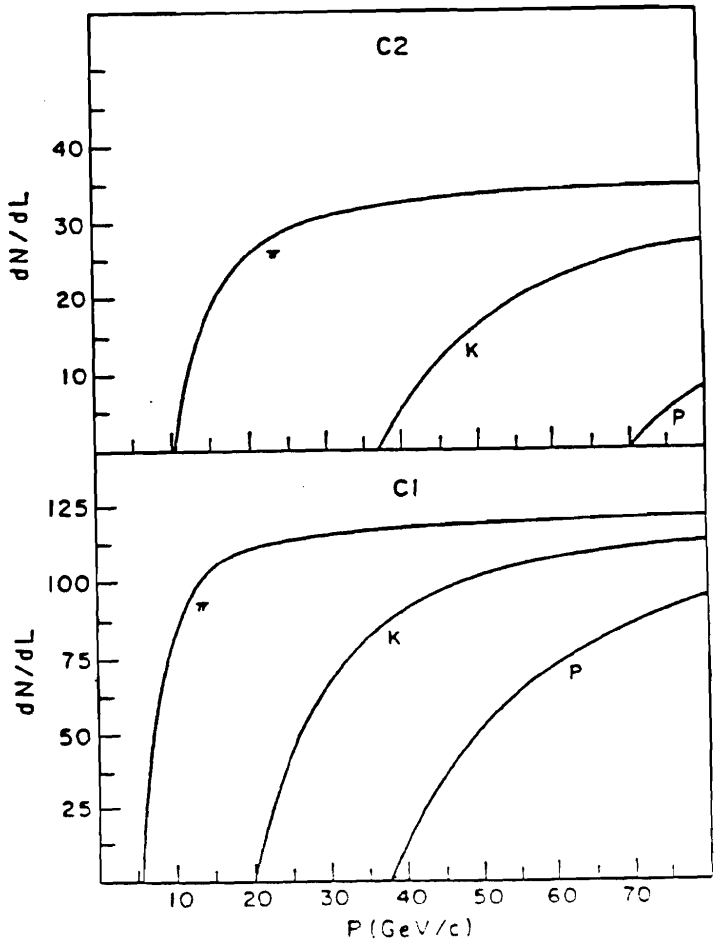


Fig. 3.5-1 - *Distribuições teóricas de números de fótons Cerenkov por metro percorrido, como função do momentum, para as diferentes hipóteses hadrônicas (extraído de [27]).*

tribuição (3.5) em C1 e C2, para cada uma das hipóteses de massa, como função do momentum p.

Comparando-se o número de fótons observados contra os números esperados para as diferentes hipóteses de massa, podemos extrair um conjunto de probabilidades normalizadas, correspondentes a cada uma das hipóteses de massa. Na Fig. 3.5-2 podemos ver o comportamento destas probabilidades para kaons e píons em diferentes intervalos de momentum, verificando o que foi dito na seção 3.3.4 sobre a eficiência da identificação de hádrons nestes intervalos.

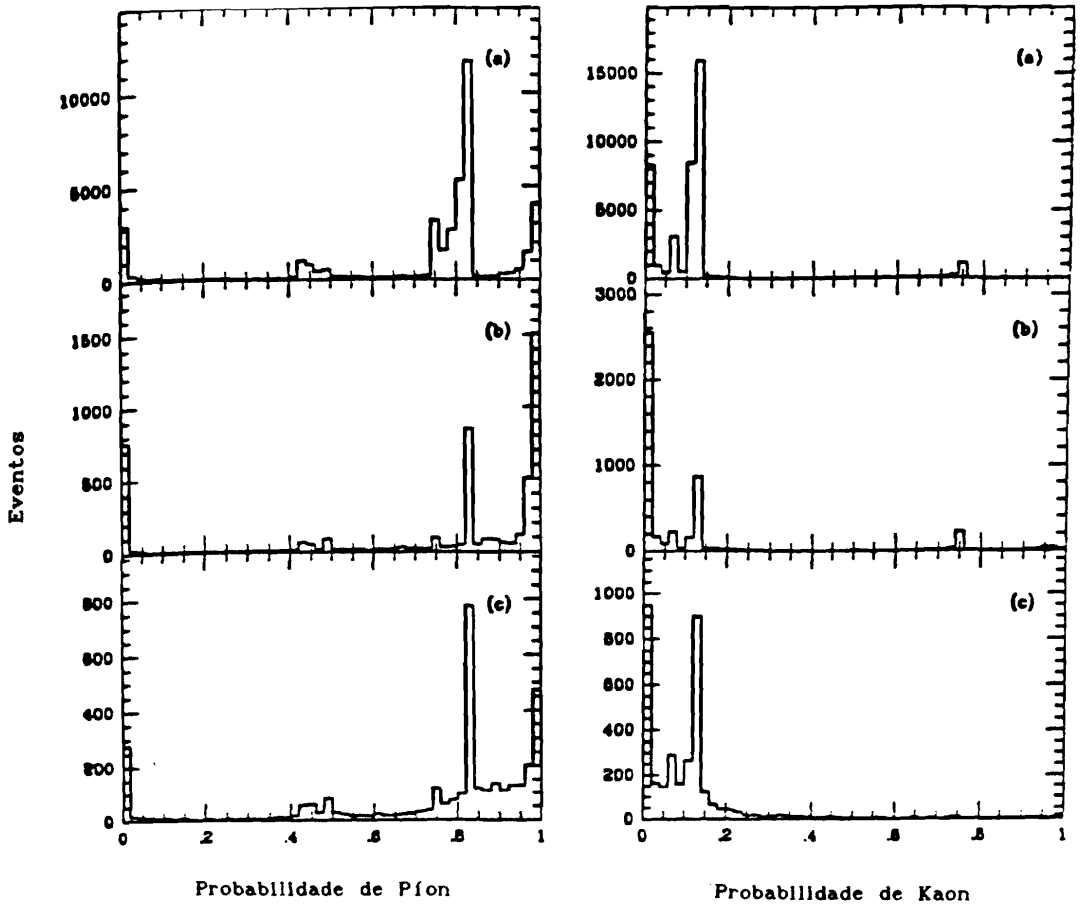


Fig. 3.5-2 - *Distribuições de probabilidade Cerenkov para píons e kaons nos regimes de momentum (a) 0 < p < 20 GeV, (b) 20 < p < 37 GeV e (c) p > 37 GeV.*

A última etapa do Passo 2 é a reconstrução de vértices. Nesta parte usa-se as informações dos planos de SMD, e quando necessário, apenas confirmações de traços em D1. A qualidade de um vértice foi julgado pelo seu valor de χ^2 por grau de liberdade, exigido menor do que 3. O procedimento consiste em procurar combinações de dois traços que formem um vértice com qualidade suficientemente boa. Outros traços podem ser adicionados a estes dois, enquanto a qualidade do vértice continue sendo boa. Traços não usados neste vértice servem de semente na procura de novos vértices, e assim por diante. No final, os vértices são ordenados de acordo com sua coordenada z, sendo armazenados suas coordenadas e erros associados, bem como o valor do χ^2 por grau de liberdade no ajuste de cada vértice.

3.5.4) As Fitas de Sumário de Dados:

A fase de reconstrução acrescenta a cada evento um grande número de informações, tais como número de traços encontrados, qualidade, categoria, intercessões, inclinações, momentum, carga elétrica e probabilidades de identificação de cada traço; número de fótons, de hádrons neutros e de chuveiros encontrados, bem como seus quadrivetores momentum-energia, os vértices encontrados, com coordenadas, erros e traços que compõem cada vértice. Isto apenas para citar algumas das variáveis guardadas nas fitas resultantes da reconstrução. Por isso, as 2500 RDT's contendo dados brutos

do espectrômetro foram transformadas em cerca de 4000 fitas de 6250 BPI, como resultado da reconstrução de eventos. Porém, grande parte da informação contida nestas 4000 fitas não será utilizada em nenhum programa de análise, e não há motivo para que seja mantida nas fitas que serão processadas pela fase de análise da física produzida. Entramos assim na primeira etapa em direção à análise de dados: a redução na amostra de dados.

O primeiro passo nesta direção foi descartar qualquer informação que não seja absolutamente necessária durante a fase de análise de dados. Por exemplo, os dados brutos contendo as informações obtidas em cada canal de leitura do espectrômetro somente serão usadas em estudos *off-line* da performance dos detetores, e de nada servirão para a análise física, podendo então serem extraídos das informações mais importantes obtidas durante a fase de reconstrução de eventos. Assim, foram produzidas as chamadas **Fitas de Sumário de Dados**, ou DST's (*Data Summary Tapes*), contendo apenas as informações realmente relevantes para a fase de análise de dados. As 4000 fitas geradas na reconstrução foram reduzidas para cerca de 400 DST's.

3.6) SUBCONJUNTOS DE DADOS:

Para reduzir ainda mais o número de fitas de dados a ser analisado, podemos usar critérios de seleção baseados no tipo de estudo que pretendemos realizar com estes dados.

Por exemplo, exigências nas probabilidades Cerenkov, ou em massas invariantes de sistemas de dois ou mais traços reduzem bastante a quantidade de dados, de uma maneira muito rápida, pois o programa não chega a executar cálculos complexos e demorados. Porém, este tipo de critério depende muito do estudo que se pretende fazer, de modo que dificilmente um critério criado com vistas a um estudo seja apropriado a um outro estudo diferente.

Outro critério de redução de dados é baseado na existência de vértices dentro do evento. É sem dúvida o mais versátil, pois todos os eventos de interesse para o estudo de partículas charmosas envolve, de alguma maneira, os vértices de produção e de decaimento destas partículas. Por este motivo este foi o critério usado na primeira redução dos dados da E691, e será discutido na seção a seguir.

3.6.1) SUBCONJUNTO DE VÉRTICES:

Um outro critério, não tão rápido, porém muito mais eficiente na redução e mais versátil para diferentes estudos, consiste em exigir eventos que contenham vértices, produzindo o chamado **Subconjunto de Vértices** (*Vertex Strip*). Os critérios específicos e respectivos valores exigidos serão apenas citados aqui, pois cada um destes critérios será melhor explicado no capítulo 4.

Nesta redução foram selecionados eventos que contivessem pelo menos dois vértices reconstruídos (chamados pri-

mário e secundário*), com SDZ > 5, onde SDZ é a significância estatística da separação entre estes vértices, definida como SDZ = $\Delta z/\sigma_z$. Veremos mais adiante, no capítulo 4, que o critério SDZ relaciona pares de vértices, e foi responsável por uma enorme redução de *background* não-charmoso na E691.

O subconjunto de Vértices reduziu a quantidade de dados de 400 para 69 fitas de 6250 BPI (pouco mais de 11 milhões de eventos). As próximas etapas de redução de dados também serão explicadas no capítulo 4, após a discussão dos cortes nelas empregados.

---

* Chamamos de *vértice primário* o vértice onde foi produzida uma partícula charmosa, e de *vértice secundário* o vértice onde ela decai.

CAPÍTULO 4

A ANÁLISE EXPERIMENTAL DO DECAIMENTO FRACO $D^+ \to \phi K^+$

Neste capítulo expomos os procedimentos empregados na procura pelo decaimento $D^+ \to \phi K^+$ nos dados do experimento E691 - Fotoprodução de Charme. Começamos discutindo os cortes empregados nos programas de análise, além da própria estrutura destes programas e da simulação Monte Carlo. Em seguida descrevemos os procedimentos de redução da amostra de dados e de otimização dos cortes de análise. Segue-se uma seção sobre o tratamento de reflexões, e finalmente os ajustes aos histogramas obtidos com os cortes de análise e a determinação da razão de ramificação $B(D^+ \to \phi K^+)$.

4.1) Os Cortes Usados na Análise de Dados:

Durante a fase de análise dos dados, procura-se aproveitar da melhor maneira possível todas as informações que se têm sobre o processo em estudo, com o objetivo de separá-lo de todos os outros processos, aos quais damos o nome genérico de *background*. A estratégia empregada consiste em procurar variáveis que tenham distribuições diferentes

para o *background* e para o sinal procurado, e descartar certas regiões da distribuição, que permitam uma rejeição relativa maior de *background* do que de sinal, mas que ao mesmo tempo não cheguem a comprometer a importância estatística do sinal. Em outras palavras, a escolha dos cortes apropriados é sempre um compromisso entre o fator de rejeição do *background* e a eficiência do corte para o sinal.

Nas seções a seguir daremos uma descrição dos cortes mais usados na análise da E691, fornecendo sempre uma indicação física, no caso de cortes mais elaborados.

4.1.1) CORTES NA QUALIDADE DOS TRAÇOS:

As DST's contém as seguintes variáveis, com informações de qualidade dos traços:

- IERPM2 Número de traços vistos pelo detetor SMD. Ou seja, da lista de traços, apenas os IERPM2 primeiros foram detetados no SMD. Por exigir que a partícula decaia antes do SMD, isto favorece a separação de sinais provenientes de partículas de vida-média muito curta, mas rapidamente perde eficiência para vidas-médias maiores (a partir de 1 pseg);
- JCATSG Categoria do traço, indica em que câmaras de deriva o traço foi visto, possuindo cada um de seus bits associado a uma das câmaras. Assim, um traço de categoria JCATSG = $2^0 + 2^1 + 2^2 + 2^3 = 15$ representa um traço visto em todas as quatro estações de

câmaras de deriva, enquanto JCATSG = $2^0 + 2^1 = 3$ representa uma partícula vista apenas em D1 e D2, e portanto não reconstruída após o segundo magneto analisador;

- DOF Graus de liberdade no ajuste de momentum do traço. O número máximo de graus de liberdade é dado pelo número total de planos (9 SMD + 35 DC = 44 planos) menos o número de parâmetros livres do ajuste (44 - 5 = 39 graus de liberdade). O traço perde um grau de liberdade para cada plano de SMD ou de DC que não o registre.

Em geral, traços não vistos pelo SMD apenas são usados para reconstruir partículas estranhas (K^0_s, Λ^0). Da mesma forma, traços de categoria menor que 7 não atravessaram o segundo magneto analisador, portanto possuem pior resolução de momentum, e somente são usados se houver alguma razão física que o aconselhe. Em suma, para a análise descrita nesta tese, um bom traço é definido como sendo de categoria 7 ou 15, vistos pelo SMD e tendo pelo menos 12 graus de liberdade.

4.1.2) Cortes nas Probabilidades Cerenkov:

Quando estamos interessados em um certo tipo de hádron carregado, usamos cortes adequados nas probabilidades Cerenkov. De particular interesse neste caso são as chamadas probabilidades *a priori* (0,81 para π, 0,12 para K, 0,04

para p), que na verdade refletem a total incapacidade do programa de reconstrução na identificação da partícula, e dão uma indicação do valor que devemos usar nos cortes. Um bom procedimento pode ser evitar descartar os eventos situados nos picos de probabilidade a priori, mas ao mesmo tempo evitar combinações em que todos os traços estejam nesta condição. Na Fig. 3.5-2 vimos que o sistema de identificação usando a informação dos detetores Cerenkov é muito mais eficiente para píons do que para kaons ou prótons.

O corte pode ser feito individualmente para cada traço, ou mesmo no produto das probabilidades de uma combinação de traços, que chamamos probabilidade conjunta. Neste último caso, um traço muito bem identificado permite um ou mais dos outros não tão bem identificados, sem que a combinação de traços seja rejeitada.

4.1.3) Cortes de Massa Invariante:

Usado quando temos uma seqüência de decaimentos, isto é, quando uma das partículas produzidas no primeiro decaimento também é instável, e decai dentro do espectrômetro. Exemplos deste caso são $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+ \rightarrow (K^-\pi^+) \pi^+$, onde ocorre um decaimento fraco do D^0, e $D^+ \rightarrow \phi K^+ \rightarrow (K^-K^+) K^+$, onde há um decaimento forte do ϕ. Em ambos os casos podemos usar cortes de massa invariante, que podem ser na massa da partícula instável do estado intermediário, ou na diferença de massa entre os estados instáveis. Estes tipos de cortes

são especialmente indicados, o primeiro no caso em que temos uma pequena largura de decaimento da partícula instável intermediária; o segundo no caso em que a soma das massas das partículas do estado intermediário é muito próximo da massa da partícula inicial.

4.1.4) CORTES DE VÉRTICE:

Chamamos de cortes de vértice a uma série de cortes, baseados nos vértices primários e secundários dos eventos analisados. Cada um deles é conhecido pelo nome da variável do programa de análise sobre a qual é efetuado o corte. Assim, temos cortes em CHIDOF, PRC, DIP, SDZ, e DCA. Explicaremos em seguida cada um destes cortes.

- CHIDOF
- PRC

São valores de χ^2 por grau de liberdade nos ajustes de vértice. CHIDOF refere-se ao vértice secundário e PRC refere-se ao vértice primário. Rejeitam eventos com vértices de baixa qualidade;

- DIP

Medido no plano XY, o DIP (D *Impact Parameter*) representa o quanto a trajetória reconstruída da partícula charmosa passa longe do vértice primário (Fig. 4.1-1). Eficiente na rejeição de reflexões que possuem uma partícula neutra não reconstruída na análise (*missing particle*), pois a trajetória da partícula charmosa é reconstruída incorretamente.

- SDZ

É definido como $SDZ \equiv \Delta z/\sigma_z$, ou seja, representa quantas vezes o comprimento de decaimento na dire-

ção z, Δz, é maior que a incerteza experimental σ_z desta medida (Fig. 4.1-2). Apropriado para decaimentos fracos em experimentos de alvo fixo, pois exige uma boa separação entre vértices primário e secundário. Muito eficiente para rejeição de combinações acidentais de traços em vértices, e na rejeição de reflexões provenientes de partículas com vidas-médias menores, já que estas possuem menores comprimentos de decaimento. Foi o mais importante corte de vértice para a análise da E691, pois foi o corte responsável, em certos casos, por um fator 200 na rejeição do *background*, sempre com uma perda muito menor no sinal.

- DCA Também medido no plano XY, o DCA (*Distance of Closest Approach*) representa o parâmetro de impacto do traço que mais se aproxima do vértice secundário, exceto os traços que formam este vértice (Fig.4.1-3). É usado no chamado corte de isolamento, que exige que nenhum outro traço carregado passe dentro de um certo raio em torno do vértice secundário.

4.1.5) Distribuição Angular:

Outra forma comum de rejeitar *background* consiste em aplicar cortes em distribuições angulares de decaimento. Dependendo da combinação de spins das partículas envolvidas,

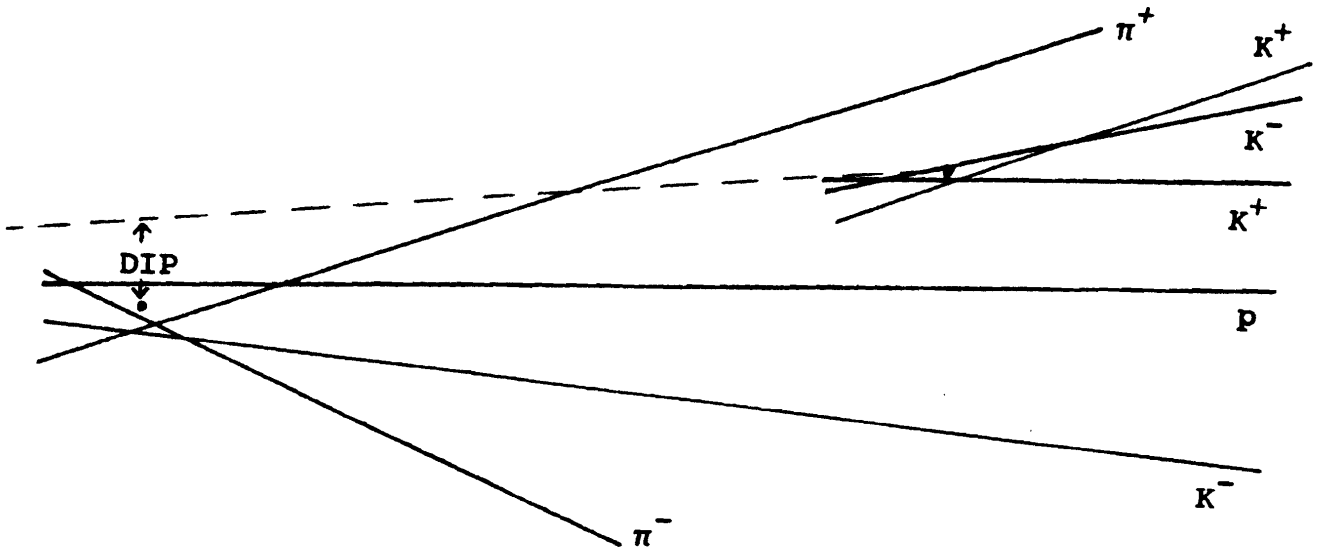


Fig. 4.1-1 - *Definição do corte DIP.*

$$\sigma_z^2 = \sigma_{z_p}^2 + \sigma_{z_s}^2$$

$$SDZ \equiv \frac{\Delta z}{\sigma_z}$$

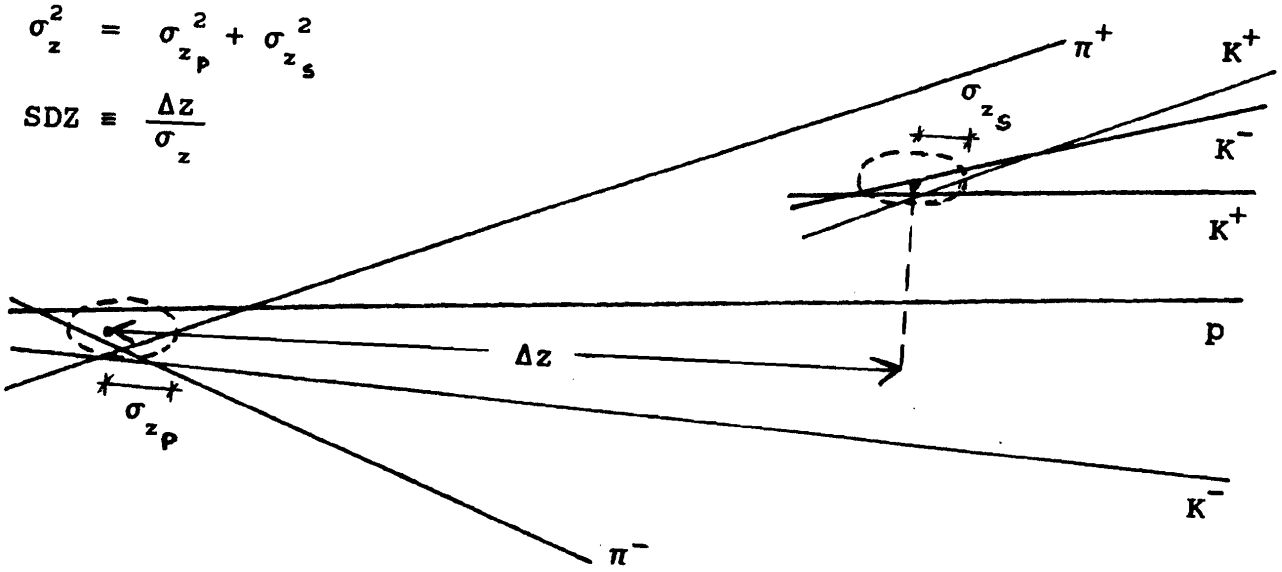


Fig. 4.1-2 - *Definição do corte SDZ.*

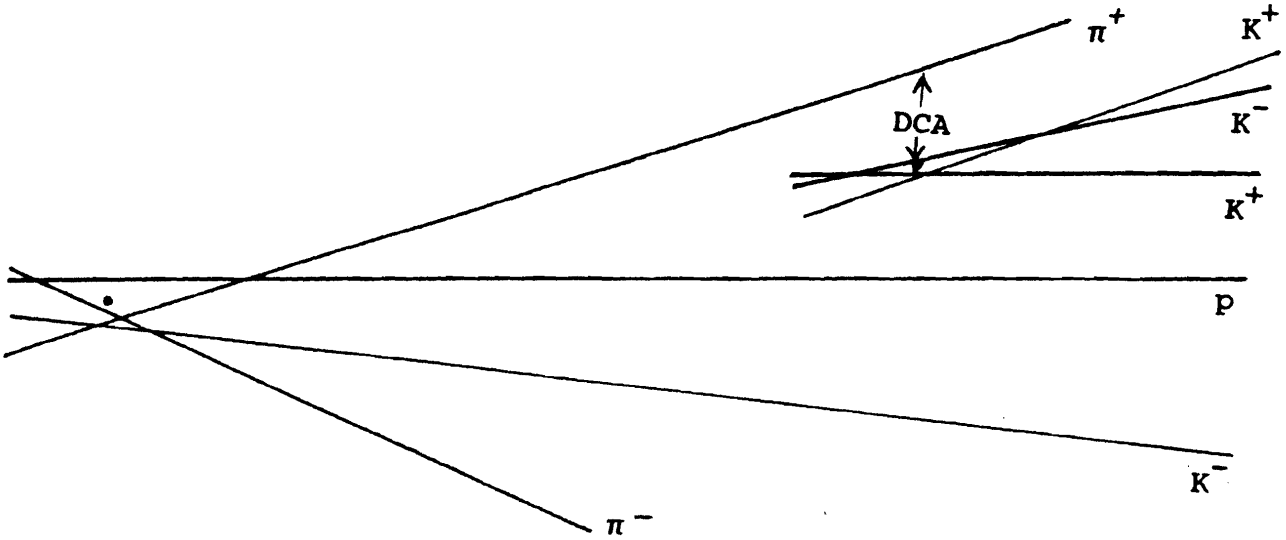


Fig. 4.1-3 - *Definição do corte DCA.*

os produtos de decaimento possuem distribuições angulares características, que podem ser bastante diferentes da distribuição apresentada pelo *background*. Podemos então descartar regiões da distribuição em que saibamos que os eventos que procuramos não ocorram com freqüência.

Por exemplo, para conservar momentum angular, a distribuição angular de decaimentos do tipo $P \rightarrow V\ P_3$, seguido de $V \rightarrow P_1\ P_2$ é tal que sua taxa é proporcional a $\cos^2\theta_{GJ}$, onde θ_{GJ} é o ângulo que P_3 faz com P_1 no referencial de repouso de V[29]. O ângulo θ_{GJ} é chamado de **ângulo de Gottfried-Jackson.** O decaimento $D^+ \rightarrow \phi\ K^+$ possui estas características, logo podemos descartar eventos que possuam baixos valores de $\cos^2\theta_{GJ}$, obtendo com isso uma boa rejeição de *background*.

4.2) Os Programas de Análise:

A análise de dados no experimento E691 é feita através de programas escritos em FORTRAN. A estrutura destes programas é muito semelhante, qualquer que seja o assunto de estudo, pois todos os detalhes de análise estão contidos em poucas sub-rotinas. Basicamente, o programa de análise recebe as instruções do usuário (de onde ler dados, se haverá armazenamento dos eventos selecionados, quantos eventos serão processados, etc.), faz as inicializações adequadas (cria histogramas, lê arquivo de cortes, abre os arquivos de entrada e saída de dados, etc.), e executa o laço principal para

cada conjunto de eventos. Ao acabar o conjunto de dados de entrada, o programa prepara toda a finalização, conclui os histogramas e os guarda em disco, conclui as estatísticas de processamento, fecha arquivos abertos e imprime resultados.

Em cada execução do laço principal, o programa lê um grupo de eventos, que chamamos *record*, de uma fita magnética ou de um arquivo em disco. Cada *record* contém em média 32 KBytes de dados, contendo de 28 a 38 eventos por *record*, dependendo da complexidade dos eventos. Nestes *records*, os eventos estão guardados um após o outro de uma forma bastante compacta, que visa guardar o maior número de eventos ocupando um menor espaço em disco ou fita. Após ler um *record*, uma rotina de desempacotamento separa os eventos nele contidos, extrai as variáveis de cada evento e faz alguns testes em busca de erros óbvios no desempacotamento. Depois é a vez da sub-rotina de análise propriamente dita, que recebe todas as variáveis do evento e faz o processamento de acordo com a física estudada.

Este mesmo programa foi também implementado no sistema ACP, já descrito na seção 3.4.1. Para isso, algumas adaptações foram feitas, e o programa de análise teve que ser dividido em duas partes: uma para ser executada pelo computador mestre (um μVAX 11/780), e a outra para ser executada nos nós. Nestes últimos, os programas faziam exatamente as partes de desempacotamento e de análise propriamente dita, que eram mais demoradas. O programa que rodava no VAX guardava toda a estrutura original dos programas de análise descrita dois parágrafos atrás, exceto que no laço principal, as

partes que agora são executadas pelos nós foram substituídas por rotinas assíncronas que enviam cada um dos *records* para um dos nós e deles recebem os resultados dos eventos processados. A Fig. 4.2-1 mostra um diagrama esquemático das estruturas seqüencial e paralelizada dos programas de análise, para que as diferenças entre eles possam ser facilmente identificadas.

O algoritmo de análise propriamente dito procura dois traços de cargas opostas que satisfaçam as exigências de probabilidade requeridas para sua identificação como kaons, e calcula a massa invariante deste sistema K^+K^-. Estando esta na região de massa do ϕ, o programa procura um terceiro kaon, e verifica se a combinação de traços forma um vértice. Em caso positivo temos o vértice secundário, e partimos para escolher o vértice primário, que é o vértice onde a partícula charmosa foi produzida.

Para escolher o vértice primário, tomamos a lista de vértices reconstruídos e retiramos de cada um deles todos os traços que formam o vértice secundário. Em seguida refaz-se o ajuste de todos os vértices nos quais ainda restem pelo menos dois traços, e descarta-se todos os vértices cuja posição esteja fora da região do alvo, ou a uma distância maior do que 80 μm da trajetória reconstruída da partícula charmosa (DIP). Constrói-se desta maneira uma nova lista de candidatos a vértice primário.

Havendo mais de um candidato nesta nova lista, reduzimos à metade o limite superior do DIP, na tentativa de eliminar a ambigüidade. Na falha desta tentativa, o programa

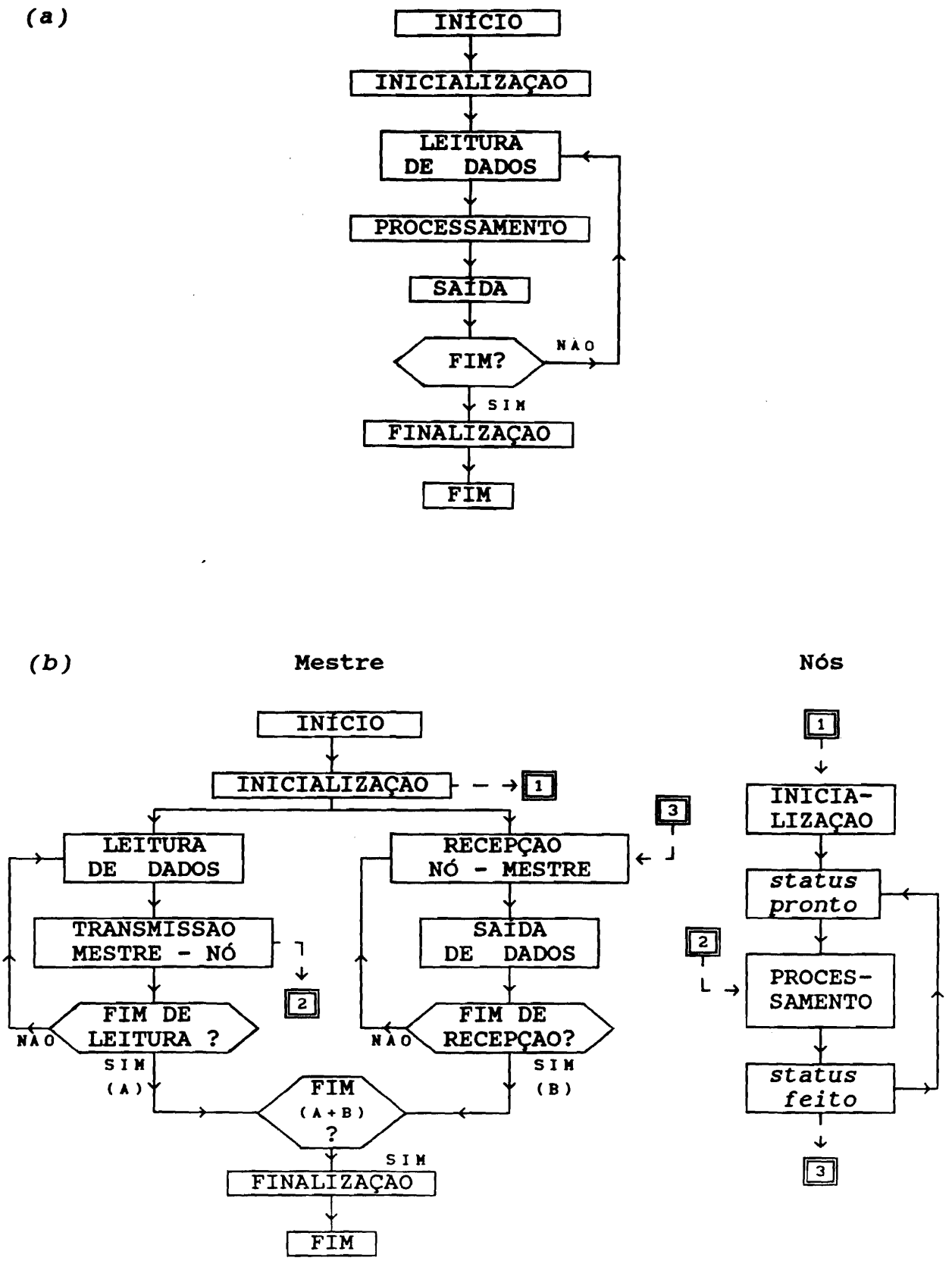


Fig. 4.2-1 - *Diagramas esquemáticos dos programas de análise (a) seqüencial, e (b) paralelizado.*

faz opção pelo candidato mais próximo do vértice secundário, ou seja, aquele com maior coordenada z.

Selecionado o par de vértices do evento, calculamos todas as variáveis relevantes em nossa análise e aplicamos cortes relativamente frouxos, que visam apenas reduzir o número de eventos selecionados, com uma perda mínima do sinal real. Todas as combinações de traços que passem com sucesso por esta maratona de testes têm suas informações armazenadas em uma N-upla, a qual será então detalhadamente analisada através de um programa especial da CERNLIB, chamado PAW *(Physics Analysis Workstation)*, que nos permite gerar histogramas, gráficos ou tabelas a partir da N-upla previamente criada, e assim analisar detalhadamente o conjunto dos eventos com informações contidas na N-upla.

A título de informação, cada evento gasta um tempo médio de processamento de 230 ms no μVAX, 70 ms nas VAXStations 3100, e 52 ms no sistema ACP I com 17 nós.

4.3) A Simulação Monte Carlo:

Para auxiliar na observação dos diversos modos de decaimento procurados, cada um deles foi cuidadosamente estudado em programas de Monte Carlo. Estes programas fazem uma completa simulação de todos os processos envolvidos na observação dos eventos em estudo, incluindo detalhes de sua produção, espalhamentos múltiplos, interações secundárias, decaimentos, e também todos os detalhes do espectrômetro rele-

vantes para a deteção das partículas produzidas no evento.

O Monte Carlo usado pela E691 para o estudo de decaimentos de partículas charmosas estava dividido em três partes principais:

- Simulação do processo de criação do par $c\bar{c}$, usando o Modelo de Fusão de Fótons e Glúons (*Photon-Gluon Fusion Model*);
- Simulação dos processos de hadronização, usando o programa LUND, de simulação de fragmentação hadrônica;
- Simulação detalhada dos elementos do espectrômetro TPS. Uma vasta gama de efeitos foram simulados nesta etapa, tais como aceitações geométricas, ineficiências e regiões inativas dos diversos detetores, e mesmo problemas específicos de cada um, tais como, no caso do SMD, interferência entre canais adjacentes (*cross-talks*), canais que sempre acusam sinal, mesmo na ausência de partículas (*hot channels*) e canais inativos (*dead channels*).

Assim, durante a simulação Monte Carlo produzimos uma amostra pura de eventos artificiais com todas as características que julgamos que os eventos reais possuam, de acordo com o conhecimento teórico que temos sobre os processos físicos simulados, sendo que destes eventos Monte Carlo temos todas as informações relevantes gravadas na chamada tabela-verdade, a qual pode ser comparada com as observações dos dados reais. Com isso, podemos julgar se o Monte Carlo descreve bem o processo real, e melhorá-lo se for preciso.

Como resultado da execução do Monte Carlo, temos fitas em formato RDT, que possuem as respostas dos detetores ao processo simulado, exatamente iguais às produzidas pelo

sistema de aquisição de dados. Posteriormente, estas fitas passam por todos os estágios de reconstrução, redução e análise, exatamente como os dados reais. Podemos então supor que estes eventos simulados representam bem os eventos reais, e usá-los para determinar as eficiências de cada etapa, o efeito dos diversos cortes sobre o sinal, a aceitação do espectrômetro para diversas variáveis, reflexões, e muitas outras informações relevantes durante a fase de análise.

4.4) REDUÇÕES DA AMOSTRA DE DADOS:

Procuramos eventos $D^+ \rightarrow \phi K^+$ onde $\phi \rightarrow K^+K^-$, ou seja, eventos com três kaons no estado final, sendo que dois deles vêm de um ϕ. Partindo destas informações fizemos duas reduções na amostra de dados, visando executar as próximas etapas de análise em quantidades menores de dados. Estas etapas, descritas nas seções a seguir, dão continuidade ao processo de redução de dados iniciado no Subconjunto de Vértice, descrito na seção 3.6.1.

4.4.1) O SUBCONJUNTO DE ϕ'S:

O primeiro passo de análise consistiu em tomar o subconjunto de vértices, descrito na seção 3.5.1, e selecionar eventos que tenham dois traços de cargas opostas, cada um deles com $P(K) > 0,09$, e que admitindo-se que sejam dois

kaons formem um sistema de massa invariante em torno do valor da massa nominal do ϕ, que é de 1,019 GeV.

O Monte Carlo indicou uma eficiência $\varepsilon \approx 0{,}52$ para esta fase de redução de dados. Nesta eficiência incluímos não apenas a eficiência particular desta etapa de redução, mas também a eficiência da fase de reconstrução de eventos, já que não dispomos desta informação. Para os eventos reais, tivemos quase 1,76 milhão de eventos selecionados. As informações sobre esta etapa estão agrupadas na Tab. 4.1.

Características	Subconjunto de ϕ's
Exigências	2 traços de cargas opostas categoria 7 ou 15 $P_j(K) > 0{,}09$ (j=1,2) $1{,}012 < M(K^+K^-) < 1{,}027$ GeV
Extraído de	Subconjunto de Vértices
N° de eventos selecionados	1759355
ε $(D^+ \to \phi K^+)$	0,520

Tab. 4.1 - *Características do Subconjunto de ϕ's*

4.4.2) O SUBCONJUNTO DE ϕK^+:

A segunda etapa de redução de dados foi específica para o decaimento $D^+ \to \phi K^+$. Partimos do Subconjunto de ϕ's e selecionamos eventos contendo três traços, com a correta combinação de cargas elétricas e formando um vértice secun-

dário. Cada um dos traços deve ter $P_J(K) > 0,09$.

Uma das combinações de dois traços de cargas opostas está na região de massa do ϕ, enquanto a combinação de três traços tem massa invariante contida na janela de massa que está sendo estudada. Para os cortes de vértice exigimos CHIDOF < 4, PRC < 4, DIP < 80 μm, SDZ > 6 e DCA > 50 μm. Estes três últimos foram usados muito abertos, para permitir um estudo mais detalhado dos mesmos usando apenas este subconjunto de dados, conforme será descrito mais adiante.

Como resultado desta última etapa de redução de dados, foram selecionados 16844 eventos, e o Monte Carlo indicou uma eficiência $\varepsilon \cong 0,278$ com relação ao subconjunto de ϕ's. A Tab. 4.2 mostra as características do subconjunto de dados ϕK^+, e na Fig. 4.4-1 podemos ver o espectro de massa KKK dos eventos selecionados neste subconjunto.

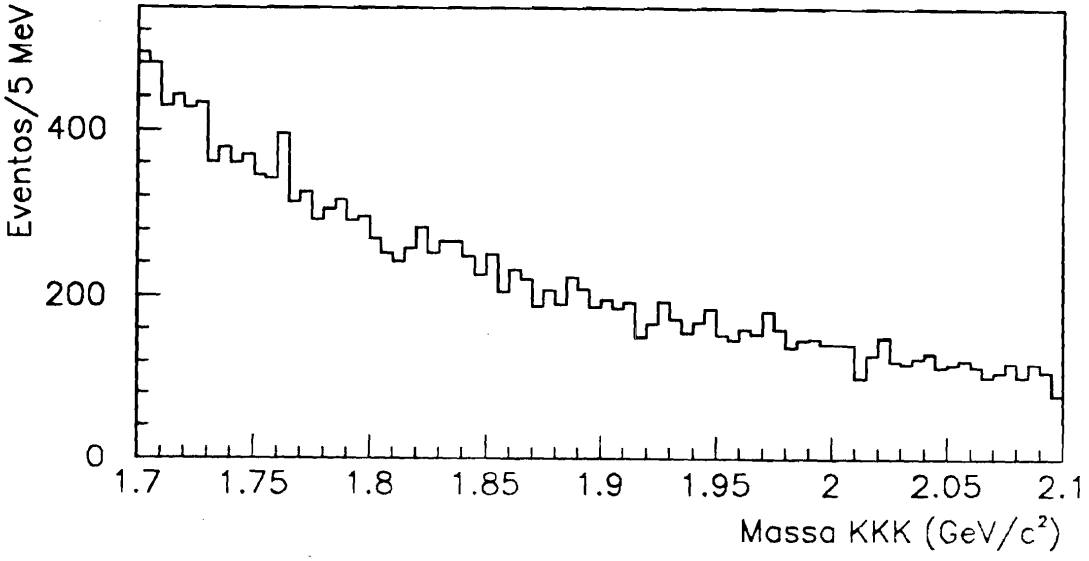


Fig. 4.4-1 - *Espectro de massa dos eventos selecionados pelo Subconjunto de ϕ K^+.*

Características	Subconjunto de ϕ K^+
Exigências	3 bons traços formando vértice
	categoria 7 ou 15
	carga total ± 1
	$P_j(K) > 0,09$ (j=1,3)
	$1,012 < M(K^+K^-) < 1,027$ GeV
	$1,7 < M(KKK) < 2,1$ GeV
	CHIDOF < 4
	PRC < 4
	SDZ > 6
	DIP < 80 μm
	DCA > 50 μm
Extraído de	Subconjunto de ϕ's
N° de eventos	16844
ε $(D^+ \rightarrow \phi K^+)$	0,278

Tab. 4.2 - *Características do Subconjunto de* ϕ K^+

4.5) A Otimização dos Cortes:

A E691 usa um método de otimização de cortes, que consiste em maximizar a razão $S/\sqrt{B}$, chamada significância estatística do sinal, para cada corte. Nesta expressão, S é o número de eventos na região de sinal, e é extraído de uma amostra de eventos Monte Carlo, enquanto B é o *background* determinado a partir dos dados reais, usando as regiões do espectro de massa externas à região de sinal. O procedimento de otimização consiste em variar o valor de cada corte

verificando a variação da razão $S/\sqrt{B}$, e escolher valores que a maximizem. Isto equivale a procurar valores dos cortes que rejeitem uma grande quantidade de *background*, reduzindo ao máximo a correspondente perda de sinal. Não devemos contudo esquecer que a eficiência do sinal é muito importante, ou seja, não é aconselhável reduzir muito a eficiência em busca de uma significância estatística um pouquinho maior. Isto é especialmente importante em modos de decaimento raros, como é o caso do decaimento $D^+ \to \phi K^+$ que estamos interessados em observar.

Para analisar o comportamento do sinal tomamos a amostra de Monte Carlo para $D^+ \to \phi K^+$, enquanto para *background* usamos os dados reais, fora da região de massa do D^+. Varia-se o corte aos poucos, e observa-se o comportamento de S e B. Tendo-se os valores destes para os diversos valores do corte, constrói-se os gráficos de significância estatística, de eficiência do sinal e de rejeição de *background*, e a partir destas curvas escolhemos os valores ótimos de cada corte.

A maioria das otimizações foi direta. As mais difíceis foram os três cortes de vértice DIP, SDZ e DCA, pois são cortes muito drásticos e praticamente eliminavam os eventos de *background*, o que provocava grandes barras de erro na determinação da razão $S/\sqrt{B}$, dificultando a escolha. Nestes casos optamos por preservar a eficiência do sinal. Os valores finais dos cortes estão reunidos na Tab. 4.3.

Cortes Finais
$P_1(K)\ P_2(K)\ P_3(K) > 0,1$
$1,012 < M(K^+K^-) < 1,027$
DIP < 60 μm
SDZ > 10
DCA > 80 μm
CHIDOF < 3,5
$\lvert \cos \theta_{GJ} \rvert > 0,3$

Tab. 4.3 - *Conjunto final de cortes usados na análise para o decaimento $D^+ \to \phi K^+$.*

4.6) REFLEXÕES:

Chamamos de reflexão (ou *feedthrough*) a eventos de um outro decaimento diferente (por exemplo, $D^+ \to \phi \pi^+$), que por algum motivo não são eliminados pelos cortes e aparecem no espectro que se observa. Os motivos mais comuns são:

- má identificação dos traços;
- partículas neutras não reconstruídas;
- partículas não detetadas.

As reflexões por má identificação ocorrem quando por falta de identificação não se consegue descartar algumas partículas indesejáveis que estejam contaminando a amostra. A identificação incorreta do traço leva a um valor incorreto no cálculo da massa invariante do sistema, e muitas vezes aparecem picos bem definidos na região de reflexão do espectro, embora um pouco mais largos devido à distribuição de momentum dos traços. Um exemplo deste tipo de reflexão pode

ser visto na Fig. 4.6-1, onde temos um espectro de massa $\pi^+\pi^-\pi^\pm$. Os dois picos em 1,87 e 1,97 GeV correspondem a decaimentos do $D^\pm$ e $D_s^\pm$ respectivamente, enquanto o pico em 1,7 GeV vem do decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$, muito mais abundante, e onde o kaon é identificado como um terceiro píon.

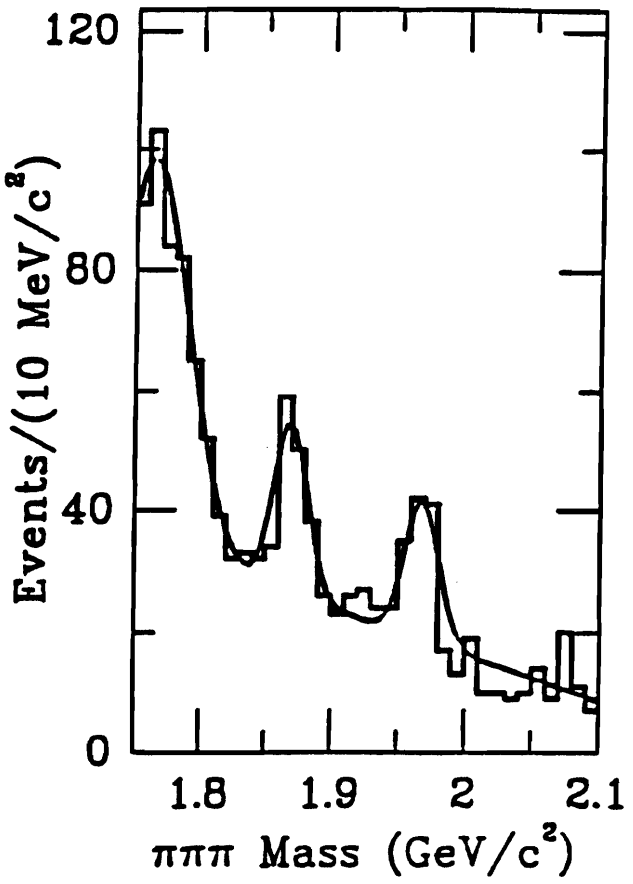


Fig. 4.6-1 - *Exemplo de reflexão por má identificaçao de traços. O modo $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ aparece no espectro de massa πππ como um largo pico em 1,76 GeV. (Extraído de [29]).*

As reflexões devidas a partículas neutras não re construídas ocorrem porque estas não deixam sinais nos dete-

tores de rastreamento, por isso não podemos saber em que vértice (de decaimento) ela foi produzida. Com isso, na reconstrução do decaimento a partir das partículas carregadas nele produzidas, a falta da partícula neutra corresponde a uma diminuição na massa invariante da partícula que decaiu naquele vértice, e podemos ter uma reflexão no espectro de massa invariante das partículas carregadas usadas na reconstrução do vértice.

Exatamente da mesma forma que as partículas neutras não reconstruídas, partículas carregadas não detetadas também podem provocar reflexões. Os motivos mais comuns da ineficiência na deteção de partículas carregadas são a absorção destas partículas pelo alvo (quando o decaimento ocorre no interior deste), partículas com trajetórias fora da aceitação geométrica do espectrômetro, partículas com baixo momentum (o espectrômetro é mais eficiente para detetar partículas com alto momentum) ou mesmo algum problema na reconstrução de traços (muito comum na região central, congestionada por uma grande quantidade de partículas).

Para estudar a presença de reflexões e sua gravidade no espectro que estamos estudando usamos as amostras de Monte Carlo para os decaimentos que as originam. Potencialmente, as maiores fontes de reflexões em nosso espectro são os decaimentos $D^+ \to \phi\, \pi^+$ e $D_s^+ \to \phi\, \pi^+$, ambos através da má identificação do píon como um kaon.

A reflexão devida ao modo $D^+ \to \phi\, \pi^+$ foi estudada com uma amostra de Monte Carlo contendo 18111 eventos, dos quais 50 foram selecionados pelos cortes de análise, e produziram o

espectro de massa KKK mostrado na Fig. 4.6-2(a). O modo $D_s^+ \to \phi\, \pi^+$, por sua vez, foi estudado usando uma amostra de Monte Carlo que contém 16822 eventos, sendo que 10 deles foram selecionados pelos nossos cortes de análise, produzindo o espectro mostrado na Fig. 4.6-2(b).

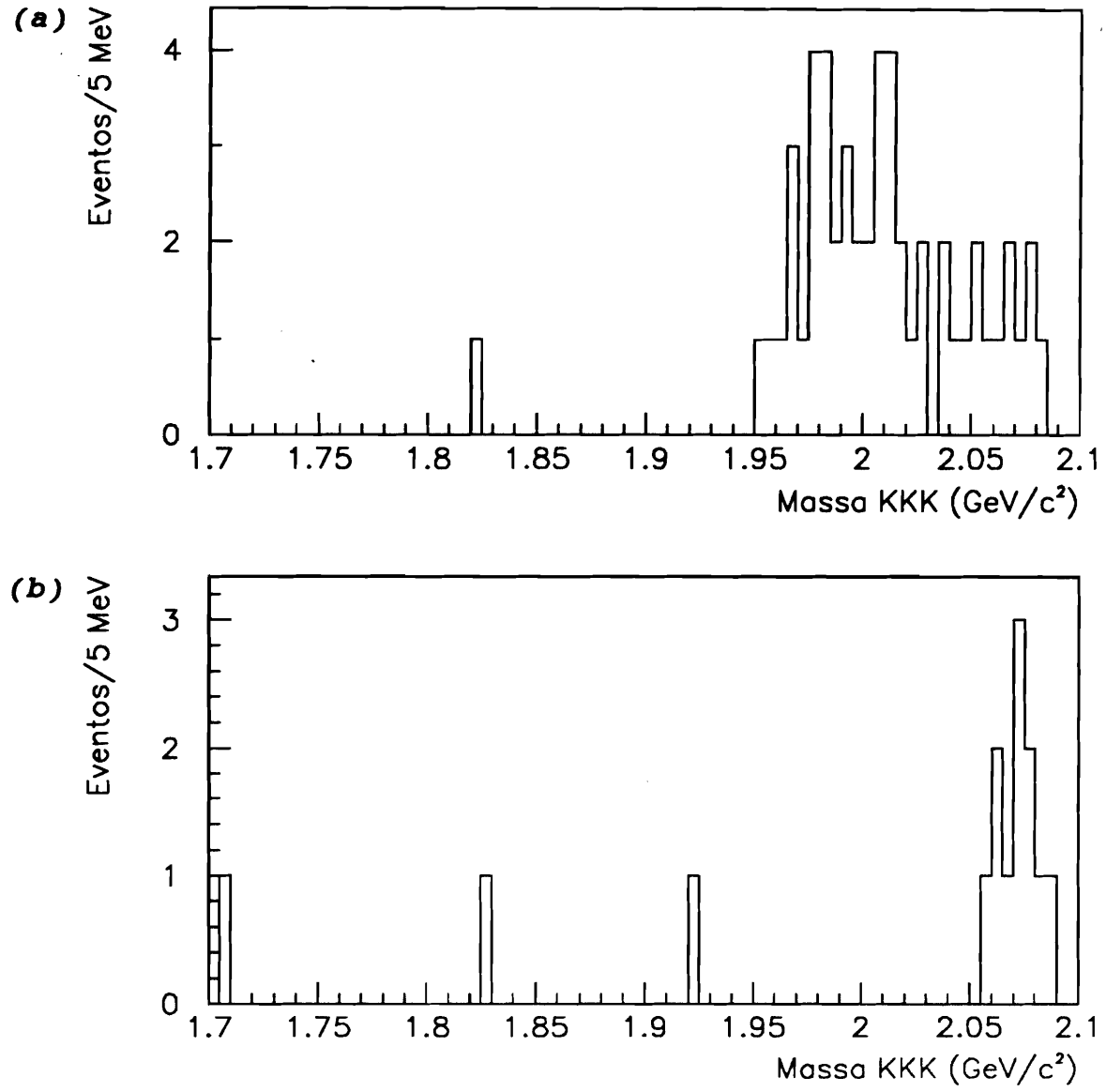


Fig. 4.6-2 - *Espectro de massa KKK das amostras de Monte Carlo para (a)* $D^+ \to \phi\, \pi^+$ *e (b)* $D_s^+ \to \phi\, \pi^+$, *mostrando o comportamento esperado para estas reflexões.*

4.7) AJUSTES FINAIS:

Com os cortes da Tab. 4.3 sobre o Subconjunto de ϕ K obtemos o espectro mostrado na Fig. 4.7-1.

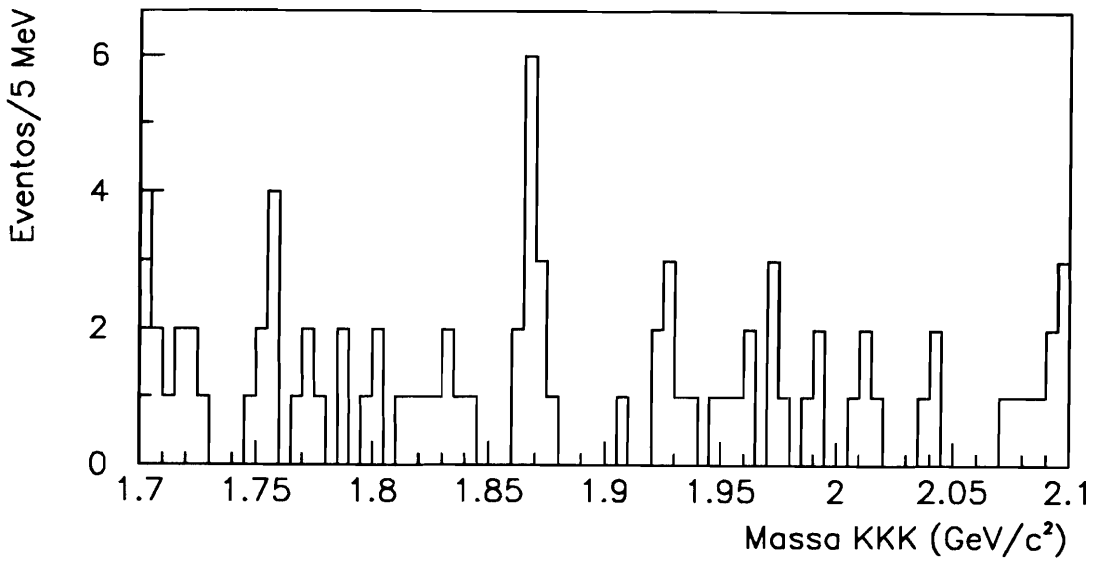


Fig. 4.7-1 - *Espectro de massa final, após os cortes mostrados na Tab. 4.3.*

Para determinar o número de eventos neste histograma, ajustamos o sinal por uma gaussiana e o *background* por uma reta. Os parâmetros livres foram o número de eventos N_s contidos sobre a Gaussiana, e dois parâmetros da reta, sendo que um deles foi adaptado para representar o número de eventos N_b contidos sob a reta que ajusta o *background*. A gaussiana foi centrada no valor nominal da massa do D^+, e sua largura foi fixada de acordo com a largura da gaussiana no ajuste aos eventos de Monte Carlo.

Para levar em conta as reflexões de $D^+ \to \phi\, \pi^+$ e $D_s^+ \to \phi\, \pi^+$, temos que saber quantos destes eventos existem em

nosso histograma final, onde se encontram e incluir estas informações em nosso ajuste. O número de eventos é determinado por um ajuste aos histogramas de massa invariante obtidos com nossos eventos, com a hipótese de um píon para o terceiro traço (v. Fig. 4.7-2). Usando duas gaussianas sobre um background exponencial, obtemos:

$$\begin{cases} N(D^+ \to \phi\ \pi^+) = 7{,}9 \ {}^{+\,3{,}4}_{-\,2{,}7} \\ N(D_s^+ \to \phi\ \pi^+) = 5{,}6 \ {}^{+\,2{,}8}_{-\,2{,}1} \end{cases} \tag{4.1}$$

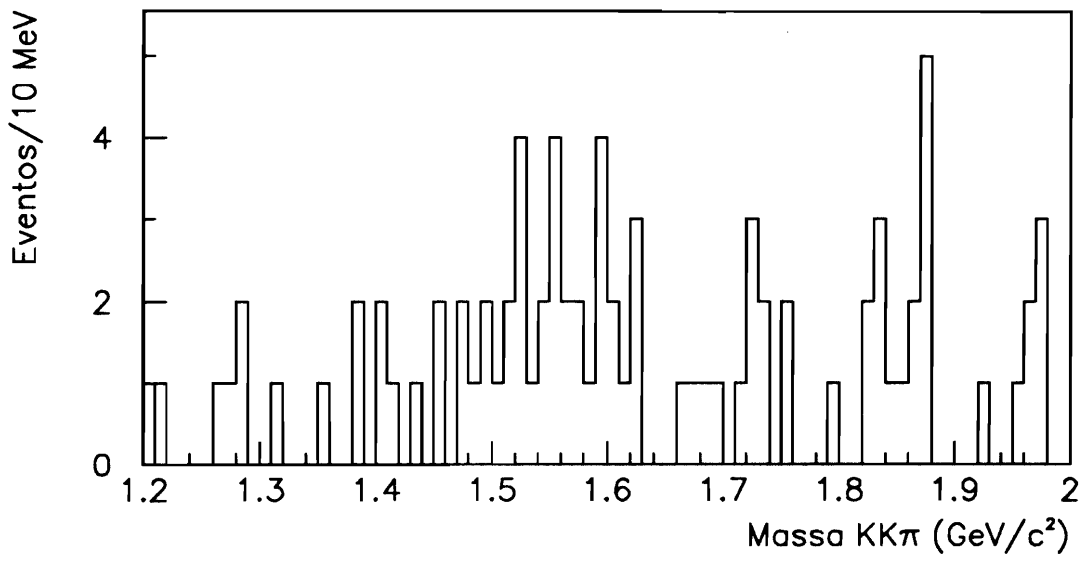


Fig. 4.7-2 - *Espectro de massa KKπ dos eventos selecionados pelos cortes da Tab. 4.3.*

Para saber onde estes eventos se encontram no espectro KKK, basta olhar a Fig. 4.6-2. Temos agora que levar esta informação ao ajuste de nosso espectro, e para isto ajustamos cada um daqueles histogramas pela função:

$$f(x;N',\bar{x},\sigma,\lambda) = N'\ k\ \exp\left(-\frac{\alpha^2(x)\ (x-\bar{x})^2}{2\ \sigma^2} \right) \tag{4.2}$$

onde

$$\alpha(x) = \frac{\exp\,[-\lambda\,(x - \bar{x})\,]}{\exp\,(x - \bar{x})}$$

e N', $\bar{x}$, σ e λ são parâmetros livres do ajuste, e k é apenas uma constante que permite a identificação de N' como o número de eventos do histograma (v. Ap. A). O resultado deste ajuste está mostrado na Tab. 4.

Parâmetros	$D^+ \to \phi\,\pi^+$	$D_s^+ \to \phi\,\pi^+$
N'(eventos)	50,0 ± 7,1	10,0 ± 3,1
$\bar{x}$ (GeV)	1,991 ± 0,008	2,070 ± 0,005
σ (MeV)	27,1 ± 6,0	8,2 ± 2,1
λ	8,6 ± 3,1	7,8 ± 19

Tab. 4.4 - *Resultado dos ajustes às reflexões de $D^+ \to \phi\,\pi^+$ e $D^+ \to \phi\,\pi^+$ no espectro de massa KKK.*

Finalmente, para incluir esta informação no ajuste final do histograma, basta colocar os números de eventos dados em (4.1) no lugar de N' em (4.2), com os outros parâmetros dados de acordo com a Tab. 4.4, e adicionar estes termos à função de ajuste do histograma.

Para o ajuste do histograma final, optamos por excluir a região de reflexão de $D_s^+ \to \phi\,\pi^+$, pois o pico desta reflexão ficou em torno de 2,1 GeV, e apenas uma parte do mesmo é visível na Fig. 4.6-2(b). Isto se reflete no alto desvio padrão do parâmetro λ para o D_s (v. Tab. 4.4). Portanto, para o ajuste final, levamos em conta apenas a região de massa entre 1,7 a 2,05 GeV. Como função de ajuste usamos:

$$g(x) = N_s\ k \exp\left(- \frac{(x - \bar{x})^2}{2\ \sigma^2} \right) +$$

$$+ N_b\ k'\ (1 + \alpha\ x) \ + f(x) \qquad (4.3)$$

onde f(x) representa a reflexão do $D^+ \rightarrow \phi\ \pi^+$, k e k′ são constantes que nos permitem interpretar N_s e N_b como o número de eventos de sinal e de *background* respectivamente (v. Ap. A). Os parâmetros $\bar{x}$ e σ do primeiro termo representam a posição e a largura da gaussiana que ajusta o sinal, e foram fixados nos valores indicados pelo Monte Carlo, que foram:

$$\begin{cases} \bar{x} = 1{,}869 \text{ GeV} \\ \sigma = 5{,}61 \text{ MeV} \end{cases}$$

Os parâmetros livres são apenas N_s, N_b e o coeficiente α da exponencial que ajusta o *background*.

Usando o Método de *Maximum Likelihood* (v. Ap. A), mais adequado para histogramas com pequena estatística, encontramos:

$$N_s = (8{,}8\ ^{+\ 3{,}8}_{-\ 3{,}2}) \text{ eventos} \qquad (4.4)$$

com uma significância estatística de 3,6 desvios padrões. Os erros dados são estatísticos, e na Fig. 4.7-3 podemos ver a superposição da função de ajuste ao histograma, o que nos dá uma idéia visual da qualidade do ajuste. O Monte Carlo indicou uma eficiência de 0,0517 ± 0,0017, para os cortes finais de análise.

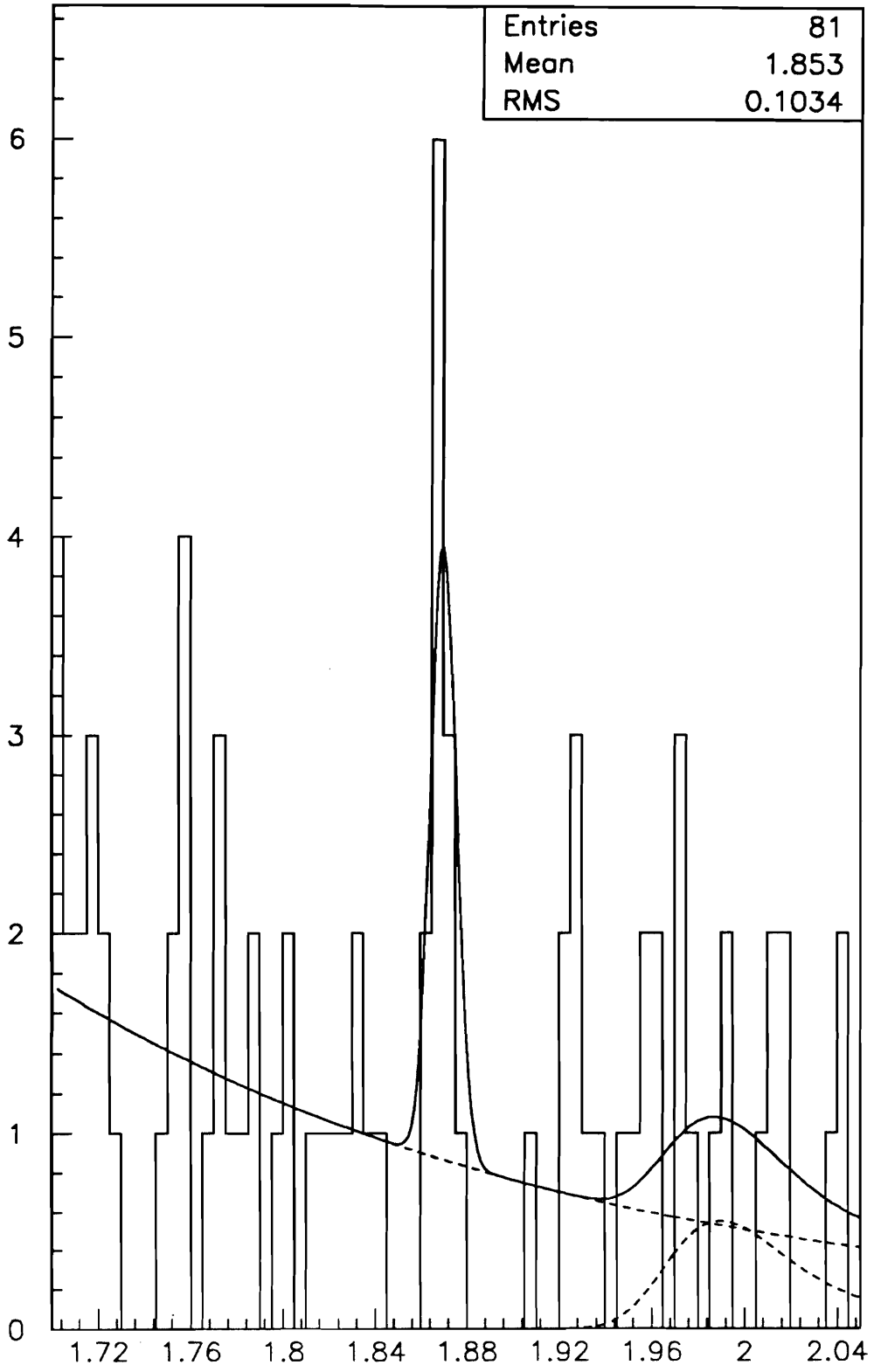


Fig. 4.7-3 - ***Ajuste do Histograma Final***

4.7.1) Evidências Adicionais da Qualidade do Sinal Observado:

Para aumentar nossa sensibilidade com respeito à qualidade do sinal observado, reforçando o resultado encontrado em (4.4), analisamos as distribuições de variáveis que caracterizam o decaimento $D^+ \to \phi K^+$, tais como distribuições angulares e de tempos de decaimento.

Vimos na seção 4.1.5 que este decaimento possui uma distribuição angular do tipo $\cos^2\theta_{GJ}$. Na Fig. 4.7-4(a) vemos a distribuição de $|\cos\theta_{GJ}|$ para os eventos da simulação Monte Carlo, mostrando o comportamento esperado para os eventos de $D^+ \to \phi K^+$, enquanto que em (b) e (c) temos as distribuições de $|\cos\theta_c|$ para eventos reais dentro e fora da região de massa do D^+, respectivamente. Pode-se concluir que a distribuição dos eventos dentro da região de sinal é compatível com a distribuição esperada, e que os eventos fora da região de sinal tendem a se distribuir uniformemente, de acordo com o esperado.

Outra distribuição que oferece apoio ao resultado (4.4) é a distribuição de tempos de decaimento dos eventos na região de sinal, que pode ser vista na Fig. 4.7-5 juntamente com a mesma distribuição para eventos fora da região de sinal. Para uma comparação quantitativa, fizemos um ajuste da região externa ao sinal, levando em conta a presença de 7,2 eventos $D^+ \to \phi \pi^+$ com $\tau(D^+) = 1{,}062$ ps, o qual forneceu $59{,}0 \pm 8{,}2$ eventos restantes, com $\tau_b = (0{,}308 \pm 0{,}055)$ ps. Em seguida tomamos a região de sinal e ajustamos τ_s e N_b, mantendo-se fixos $N_s = 8{,}5$ eventos e $\tau_b = 0{,}308$ ps, e obtemos

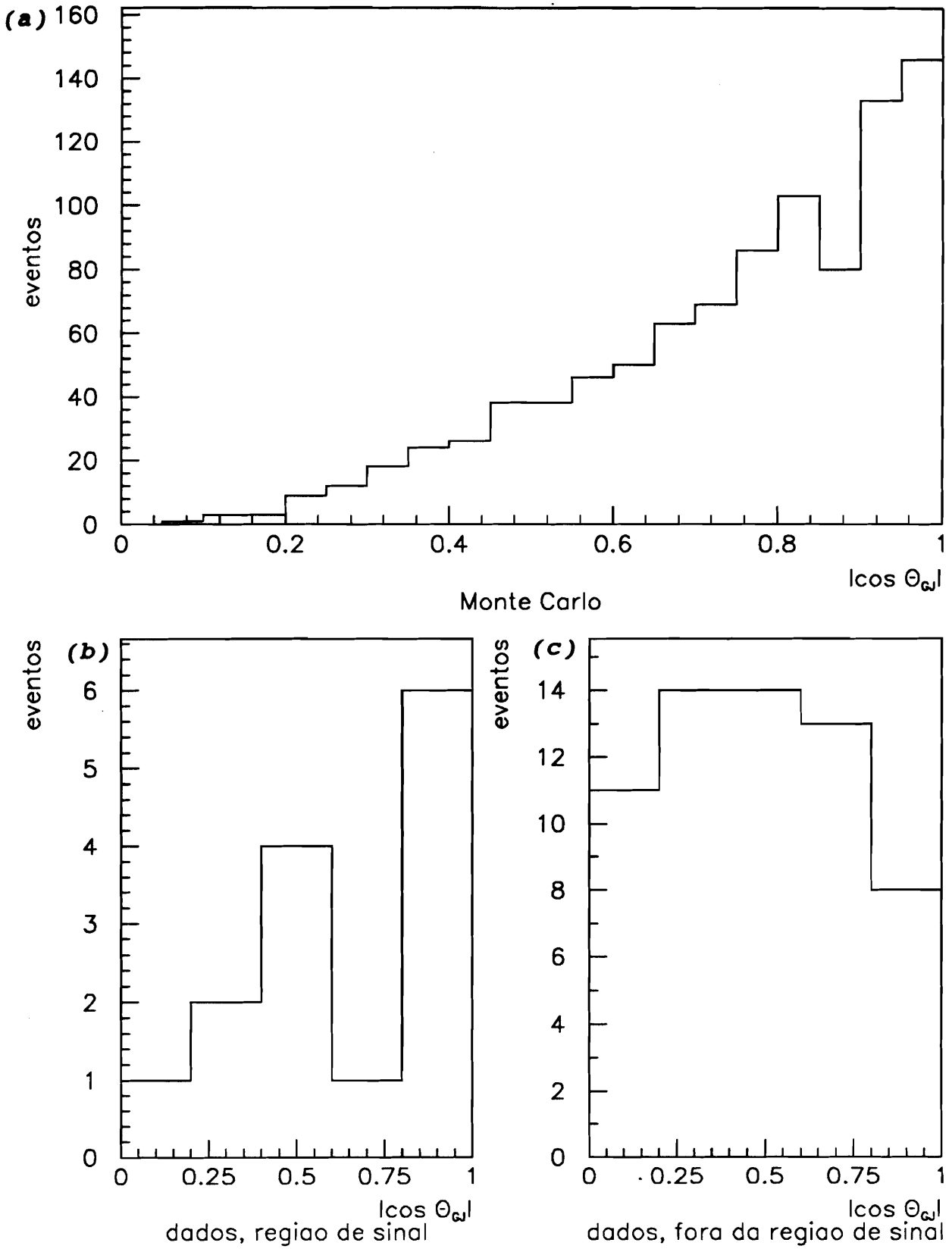


Fig. 4.7-4 - *Distribuições de $|\cos\theta_{GJ}|$ para eventos selecionados pelos cortes finais (exceto $\cos\theta_{GJ}$): (a) Monte Carlo; (b) eventos verdadeiros, com M(KKK) entre 1,85 e 1,89 GeV; (c) eventos verdadeiros, com M(KKK) entre 1,70 e 1,92 GeV, mas fora da região de massa dada em (a).*

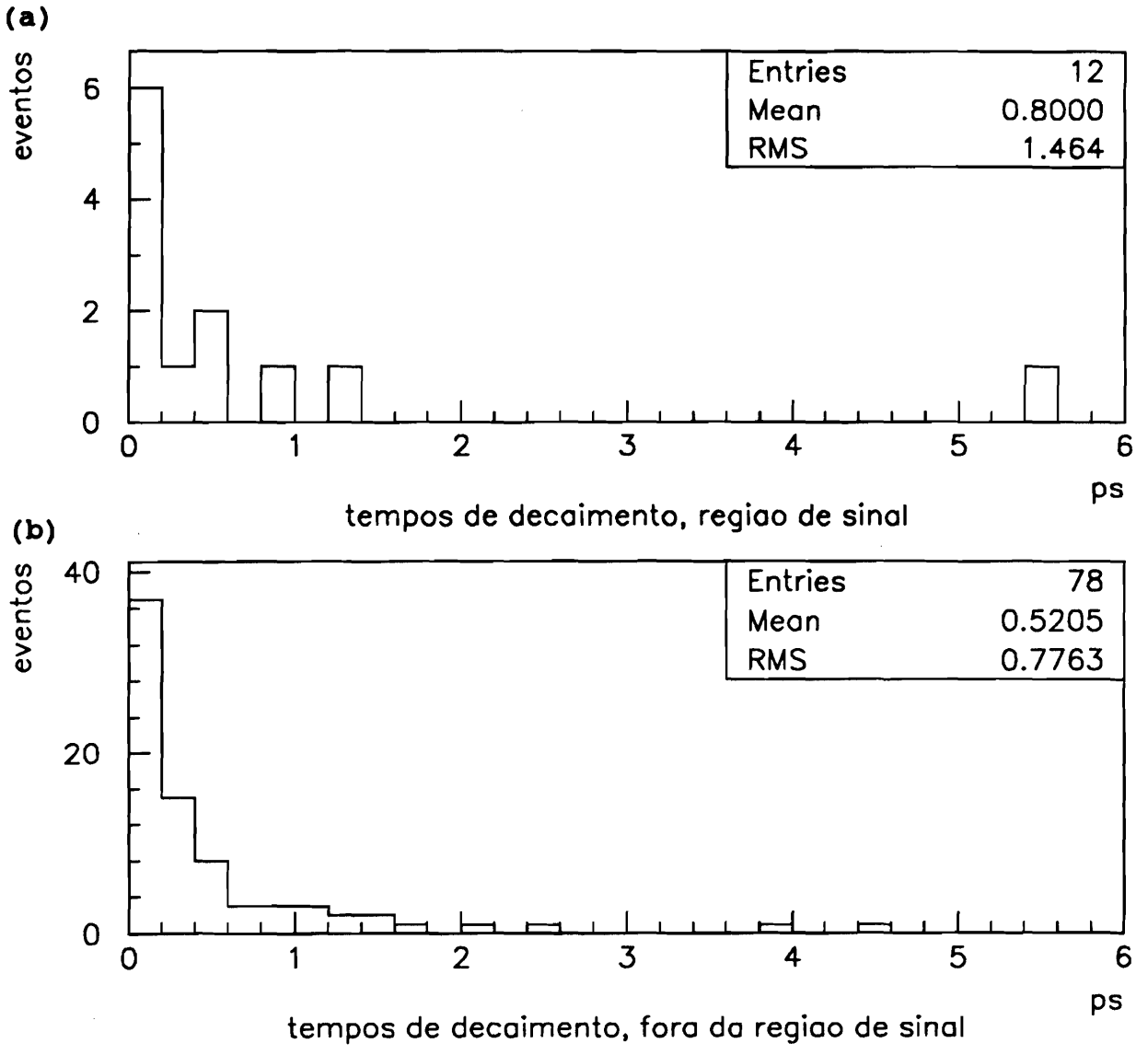


Fig. 4.7-5 - *Distribuições de tempos de decaimento para eventos verdadeiros selecionados pelos cortes finais. (a) M(KKK) entre 1,85 e 1,89 GeV; (b) M(KKK) entre 1,70 e 1,92 GeV, mas fora da região de massa dada em (a).*

τ_s = (1,50 ± 0,95) ps, favorecendo a interpretação destes eventos como provenientes de decaimentos do D^+.

Por último, o pico observado na massa do D^+ se mostrou bastante estável quando aumentamos os cortes sobre DIP, SDZ, DCA, PKKK e $|\cos\theta_{GJ}|$, como pode ser visto nos vários histogramas mostrados na Fig. 4.7-6.

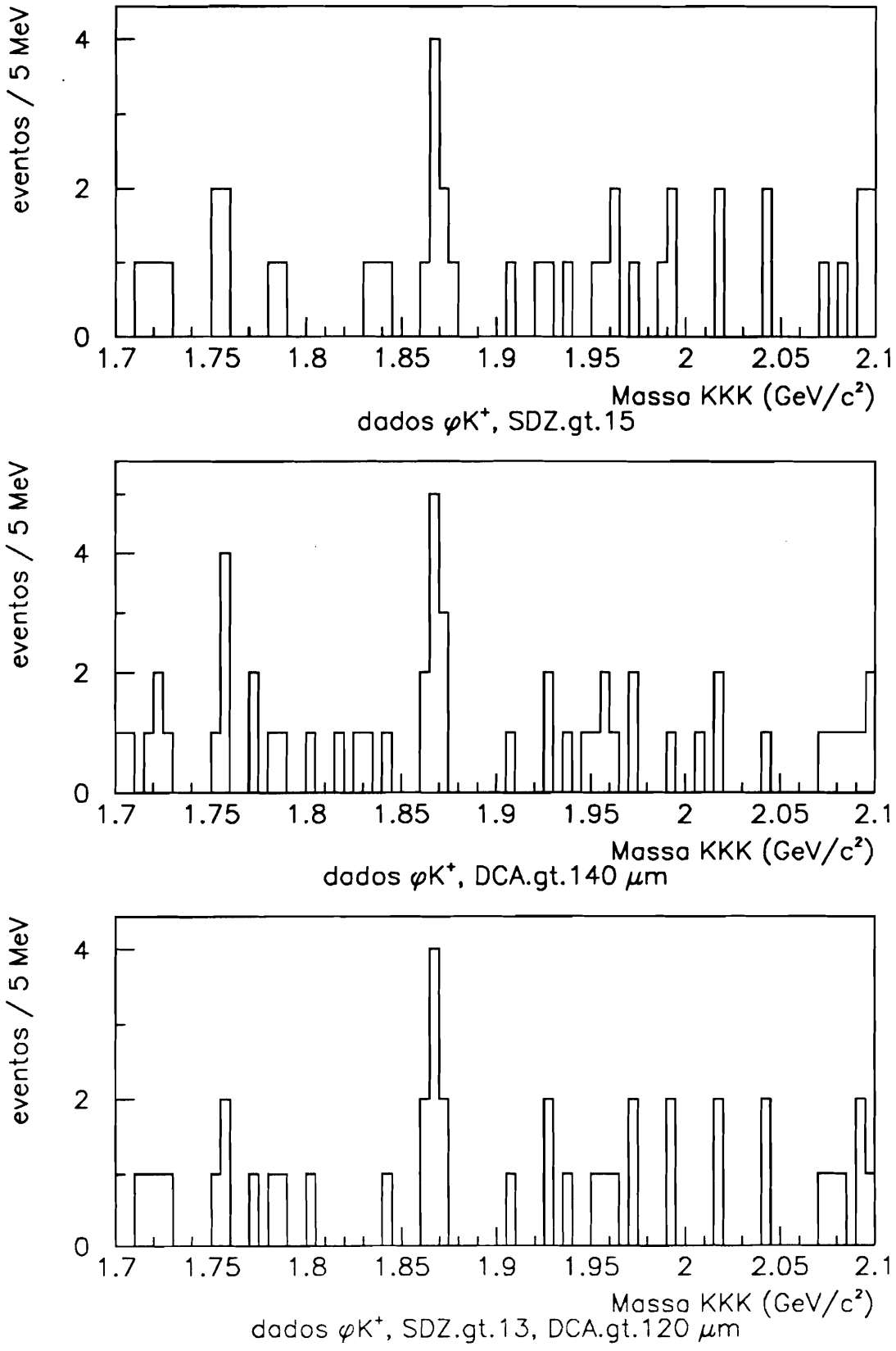


Fig. 4.7-6 - *Estabilidade do sinal por variações nos cortes de vértice. Eventos selecionados pelos cortes da Tab. 4.3, mais os cortes mencionados em cada figura.*

4.8) RESULTADOS:

Agora vamos comparar o decaimento $D^+ \to \phi K^+$ com outro decaimento, $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$, que foi o decaimento melhor medido pela E691. A razão entre as razões de ramificação de dois diferentes modos de decaimento de uma mesma partícula pode ser experimentalmente determinada por:

$$\frac{B\ (\text{modo } 1)}{B\ (\text{modo } 2)} = \frac{N\ (\text{modo } 1)}{N\ (\text{modo } 2)}\ \frac{\varepsilon(\text{modo } 2)}{\varepsilon(\text{modo } 1)} \tag{4.5}$$

Para o caso de decaimentos ressonantes, como é o caso de $D^+ \to \phi K^+$, temos que compensar o decaimento da ressonância ϕ, já que apenas os decaimentos do ϕ em K^+K^- são passíveis de serem observados. Por isso reescrevemos a expressão acima, adaptada para o nosso caso, como:

$$\frac{B(D^+ \to \phi K^+)}{B(D^+ \to K^-\pi^+\pi^+)} = \frac{N(D^+ \to \phi K^+,\ \phi \to K^+K^-)}{N(\ D^+ \to K^-\pi^+\pi^+\ )} \times$$

$$\times \frac{\varepsilon(D^+ \to K^-\pi^+\pi^+)}{\varepsilon(D^+ \to \phi K^+,\ \phi \to K^+K^-)}\ \frac{1}{B(\phi \to K^+K^-)} \tag{4.6}$$

Nossos resultados, dados na seção anterior, foram:

$$\begin{cases} N(D^+ \to \phi K^+,\ \phi \to K^+K^-) = (8{,}8\ ^{+3{,}8}_{-3{,}2})\ \text{eventos} \\ \varepsilon(D^+ \to \phi K^+,\ \phi \to K^+K^-) = (5{,}17 \pm 0{,}17)\ \% \end{cases} \tag{4.7}$$

Para o modo $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$, foram encontrados[36]:

$$\begin{cases} N\ (D^+ \to K^-\pi^+\pi^+) = (2992 \pm 55) \text{ eventos} \\ \varepsilon\ (D^+ \to K^-\pi^+\pi^+) = (7{,}63 \pm 0{,}13)\ \% \end{cases} \tag{4.8}$$

e da Ref. [5] temos:

$$B(\phi \to K^+K^-) = (49{,}5 \pm 1{,}1)\ \% \tag{4.9}$$

Substituindo (4.7) a (4.9) em (4.6), obtemos:

$$\frac{B\ (D^+ \to \phi\ K^+)}{B\ (D^+ \to K^-\pi^+\pi^+)} = (8{,}8\ ^{+\,3{,}8}_{-\,3{,}2}).10^{-3} \tag{4.10}$$

Finalmente, usando-se $B(D^+ \to K^-\pi^+\pi^+) = (7{,}7 \pm 1{,}0)\%$[5], na Eq. (4.10), obtemos:

$$B\ (D^+ \to \phi\ K^+) = (0{,}068\ ^{+\,0{,}031}_{-\,0{,}026})\ \% \tag{4.11}$$

que representa nossa medida para a razão de ramificação do decaimento fraco $D^+ \to \phi\ K^+$, duplamente suprimido por ângulo de Cabibbo.

Esta é a primeira observação experimental de um modo de decaimento duplamente suprimido por ângulo de Cabibbo.

CAPÍTULO 5

CONCLUSÕES

Como vimos no Capítulo 2, o decaimento $D^+ \to \phi K^+$ é um modo de decaimento raro, por ser duplamente suprimido por ângulo de Cabibbo (DCSD - *Doubly Cabibbo Suppressed Decay*). Para se ter uma idéia, Bigi[37] usou o formalismo da expansão em $1/N$[38], desprezando diagramas não-espectadores e interações do estado final, e previu que as razões de ramificação para os modos DCSD mais importantes do D^+ seriam:

$$\begin{cases} B(D^+ \to K^{+*}\pi^0) \sim (0{,}053 - 0{,}11)\% \\ B(D^+ \to K^{0*}\pi^+) \sim (0{,}022 - 0{,}049)\% \\ B(D^+ \to K^+ \pi^0) \sim 0{,}022\% \end{cases} \qquad (5.1)$$

Vimos também que além de DCSD, o modo $D^+ \to \phi K^+$ não pode ocorrer via processos espectadores, analogamente ao modo favorecido por Cabibbo $D^0 \to \phi \overline{K}^0$. As alternativas existentes para explicar o decaimento $D^0 \to \phi \overline{K}^0$ são os processos não-espectadores e as interações de estado final, ambos aplicáveis da mesma forma ao caso do $D^+ \to \phi K^+$.

O primeiro ponto que queremos destacar é que o principal estado intermediário que poderia levar ao estado final $\phi \overline{K}^0$ através de interações de estado final seria $\overline{K}^{*0}\eta$, cuja

informação experimental atual é:

$$B(D^0 \to \overline{K}^{0*} \eta) < 2,6\% \qquad (5.2)$$

Este valor torna difícil aceitar a explicação de $B(D^0 \to \phi \overline{K}^0)$ ~ 0,8% através de reespalhamento forte do estado intermediário $\overline{K}^{*0}\eta$. Na verdade outros estados intermediários podem também contribuir, como por exemplo ρ^+K^-, $K^{*-}\pi^+$ e $\omega\overline{K}^0$, porém estes estados exigem aniquilação-criação de pares quark-antiquark de modo a gerar mais dois quarks estranhos presentes no estado final $\phi \overline{K}^0$, ao invés da simples troca de quarks ilustrada na Fig. 2.3-2.

Na outra alternativa temos os processos não-espectadores. Usamos esta hipótese no Capítulo 2 para fazer uma comparação entre os decaimentos $D^+ \to \phi K^+$ e $D^0 \to \phi \overline{K}^0$, e com isso chegamos a:

$$B_{WA}(D^+ \to \phi K^+) = 0,072 \ \% \qquad (5.3)$$

onde WA representa o processo de aniquilação de W, em distinção a WE que representa o processo de troca de W (v. Fig. 2.2-1).

No Capítulo 4 expomos a análise experimental que realizamos em busca do decaimento $D^+ \to \phi K^+$ nos dados do experimento E691. O resultado final, Eq. (4.11), nos dá:

$$B_{exp}(D^+ \to \phi K^+) = (0,068 \ ^{+0,031}_{-0,026}) \ \% \qquad (5.4)$$

Vemos que a Eq. (5.4) está em excelente acordo com o a expectativa fenomenológica dada em (5.3). Este é o segundo ponto a que queremos chamar atenção, e a principal contribuição do presente trabalho.

Num terceiro ponto, comparando o resultado que obtivemos, Eq. (5.4), com as estimativas para os mais importantes modos DCSD para o D^+, dados em (5.1), vemos que mais difícil ainda que explicar $B(D^0 \to \phi\, \overline{K}^0)$ será explicar (5.4) apenas com interações de estado final, pois em se confirmando aquelas estimativas, o modo $D^+ \to \phi\, K^+$ estaria entre os modos DCSD mais importantes do méson D^+. No caso de interações do estado final, o principal estado intermediário para $D^+ \to \phi\, K^+$ seria $K^{*+}\eta$, favorecido por cor, enquanto que ωK^+, $K^{*0}\pi^+$ e ρ^+K^0 exigiriam aniquilação-criação de pares quark-antiquark.

Em suma, a razão de ramificação dada em (5.4) representa a primeira observação experimental de um decaimento duplamente suprimido por ângulo de Cabibbo, justamente em um modo de decaimento que não pode ocorrer através de processos puramente espectadores. A compatibilidade entre a estimativa fenomenológica (5.3) e o resultado experimental (5.4) pode significar que os processos não-espectadores representam uma contribuição significativa dos decaimentos dos mésons charmosos. Com esta idéia em mente talvez seja mais fácil explicar dois dos maiores problemas existentes com o modelo atualmente aceito para o decaimento do charme[11], quais sejam as frações de ramificação relativamente altas para $D^0 \to \phi\, \overline{K}^0$ e $D^0 \to \pi^0\, \overline{K}^0$, ambos possíveis de ocorrer através de processos não-espectadores.

Pelo exposto acima acreditamos, com o resultado (5.1), ter dado um passo importante para o entendimento dos mecanismos envolvidos nos decaimentos dos mésons charmosos e, em especial, para o reconhecimento da importância dos processos de aniquilação de sabor nestes decaimentos.

Finalmente queremos ressaltar que este trabalho não teria sido possível sem a utilização de uma enorme quantidade de processamento (certamente superior a 1000 horas de CPU de um μVAX 11/780, contando apenas as partes de redução de dados e de análise), de modo que o sistema computacional do LAFEX/CBPF foi de fundamental importância para a obtenção de nossos resultados.

APÊNDICE A

AJUSTES PELO MÉTODO DE MAXIMUM LIKELIHOOD

O Método de *Maximum Likelihood* (ML) é o método mais adequado para ajustes a histogramas contendo poucos eventos, por isso foi muito usado no decorrer deste trabalho. Neste apêndice discutimos sucintamente o método, e vemos como aplicá-lo ao nosso caso. Um tratamento mais rigoroso pode ser encontrado na Ref. [5], ou mesmo em livros dedicados ao estudo da estatística[39].

A.1) DISCUSSÃO DO MÉTODO:

Um experimento consiste em coletar N observações $\vec{x}$, onde cada componente do "vetor" $\vec{x}$ corresponde a uma certa grandeza medida no experimento. As observações $\vec{x}$ se distribuem estatisticamente de acordo com uma **função distribuição de probabilidade** (p.d.f.) $f(\vec{x};\vec{\theta})$, que depende de um "vetor" de parâmetros $\vec{\theta}$. Nosso problema consiste em determinar os melhores valores para os parâmetros $\vec{\theta}$, a partir da amostra de observações $\vec{x}$ e da forma funcional de $f(\vec{x},\vec{\theta})$.

Para uma determinada amostra de observações, a p.d.f. depende apenas do vetor de parâmetros $\vec{\theta}$. O Princípio de *Maximum Likelihood* nos diz que a melhor estimativa para este vetor de parâmetros $\vec{\theta}$ é aquele que maximiza a probabilidade conjunta $\mathcal{L}$ das N observações de x_i:

$$\mathcal{L}\ (\vec{\theta}) = \prod_{i=1}^{N} f(\vec{x}_i;\vec{\theta}) \qquad \text{(A.1)}$$

$\mathcal{L}$ é chamada função de Likelihood. Muitas vezes é mais conveniente usar a chamada função de Log-Likelihood, ℓ, definida como o logaritmo da função de Likelihood, pois o logaritmo transforma o produtório de (A.1) em um somatório, e tanto $\mathcal{L}$ quanto ℓ possuem seus máximos para os mesmos valores do vetor de parâmetros $\vec{\theta}$.

Quando for possível, podemos resolver o problema analiticamente, ou seja, encontrar o vetor $\hat{\theta}$ tal que:

$$\left.\frac{\partial\ \mathcal{L}(\vec{\theta})}{\partial\ \theta_i}\right|_{\vec{\theta}\ =\ \hat{\theta}} = 0 \qquad \text{(A.2)}$$

certificando-se de que o ponto encontrado é um mínimo global.

Na prática, o problema é sempre resolvível através de uma maximização numérica. Neste caso o pacote de minimização MINUIT[40], da CERN-Lybrary, constitui uma poderosa ferramenta.

A.2) APLICAÇÃO DO MÉTODO AOS AJUSTES DE HISTOGRAMAS:

Usamos o método desenvolvido na seção anterior para ajustar uma função distribuição de probabilidade a um histograma.

Considere um histograma contendo N eventos distribuídos em p bins. Usamos a p.d.f para determinar o número de eventos $F_m(x_i;\vec{a})$ esperado para o i-ésimo bin, de abscissa x_i, onde a_j (j=1,m) são m parâmetros livres a serem ajustados, e F_m possui a normalização:

$$\sum_{i=1}^{p} F_m(x_i;\vec{a}) = N_0 \qquad (A.3)$$

e esperamos ter $N_0 = N$.

A probabilidade de observarmos n_i eventos quando esperamos observar $F_m(x_i,\vec{a})$ é dada pela estatística de Poisson, com média F_m[41]. Assim podemos escrever a função de likelihood $\mathcal{L}_i$ para o bin i como:

$$\mathcal{L}_i = \frac{exp^{-F_m(x_i)} \; F_m(x_i)^{n_i}}{n_i!} \qquad (A.4)$$

de modo que podemos definir a função de *likelihood* completa como $\mathcal{L} = \prod_i \mathcal{L}_i$, e também a função de log-*likelihood* como

$$\ell = \log \mathcal{L} = \sum_i \log \mathcal{L}_i \qquad (A.5)$$

Substituindo (A.4) em (A.5):

$$\ell = \sum_{i=1}^{p} \left[- F_m(x_i) + n_i \log\left(F_m(x_i)\right) - \log(n_i!) \right] \qquad (A.6)$$

Durante o processo de maximização, apenas as derivadas de ℓ com respeito aos parâmetros a_j realmente importam, de modo que podemos adicionar qualquer termo que não dependa destes parâmetros sem alterar o ponto de máximo. Vamos então acrescentar $\Sigma_i \{n_i - n_i.\log(n_i) + \log(n_i)!\}$ na expressão acima e reescrevê-la como:

$$\ell = \sum_{i=1}^{p} \left[n_i \log \left(\frac{F_m(x_i)}{n_i} \right) + n_i - F_m(x_i) \right] \qquad (A.7)$$

Aqui usamos o pacote de minimização numérica MINUIT para determinar os valores dos parâmetros a_j e seus desvios padrões, minimizando a função $\ell(\vec{a}) = -2\ \ell$.

Um modo conveniente de parametrizar a função de ajuste é escrevê-la como a soma de k componentes ($k \leq m$):

$$F_m(x_i) = \sum_{l=1}^{k} \frac{a_l\ f_l(x_i)}{\sum_{j=1}^{p} f_l(x_j)} \qquad (A.8)$$

As funções f_l podem conter um ou mais dos demais parâmetros livres $(a_{k+1},\ldots,a_m)$. Com isso, usando esta parametrização em (A.8) obtemos:

$$N_0 = \sum_{i=1}^{p} F_m(x_i) = \sum_{l=1}^{k} a_l \qquad (A.9)$$

que deve ser igual ao número de eventos N do histograma. Assim podemos interpretar as constantes a_l como o número de eventos na componente l de $F_m(x)$. Por exemplo, se f_1 é gaussiana que ajusta o sinal procurado, a_1 é o número de eventos do sinal; f_2 pode ser uma reta para ajuste de *background*, e nesse caso a_2 será o número de eventos ajustados pela reta, e assim por diante. Com esta parametrização, de (A.8) podemos escrever:

$$F_m(x_i) = \sum_{l=1}^{k} a_l \, \kappa_l \, f_l(x_i) \qquad (A.10)$$

onde os fatores de normalização

$$\kappa_l \equiv \sum_{j=1}^{p} f_l(x_j) \qquad (A.11)$$

é que nos permitem interpretar os parâmetros a_l como os números de eventos em cada componente $f_l(x)$.

BIBLIOGRAFIA

[1] J. AUBERT *et.al.*,"Experimental Observation of a Heavy Particle J", *Phys. Rev. Lett.* **33**, 1404 (1974);

[2] J. AUGUSTIN *et.al.*, "Discovery of a Narrow Resonance in e^+e^- Annihilation", *Phys. Rev. Lett.* **33**, 1406 (1974);

[3] S. GLASHOW, J. ILIOPOULOS & L. MAIANI, "Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry", *Phys. Rev.* **D2**, 1285 (1970);

[4] J. BJORKEN & S. GLASHOW, "Elementary Particles and SU(4)", *Phys. Lett.* **11**, 255 (1964);

[5] J. HERNANDEZ *et.al.* (PARTICLE DATA GROUP), "Review of Particle Properties", *Phys. Lett.* **B239**, 1 (1990);

[6] G. TRILLING, "The Properties of Charmed Particles", *Phys. Rep.* **75**, 57 (1981);

[7] R. MORRISON & M. WITHERELL, "D Mesons", *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **39**, 183 (1989);

[8] E. LEADER & E. PREDAZZI, "An Introduction to Gauge Theories and the *New Physics*", Cambridge University Press, Cambridge, Inglaterra (1985);

[9] F. HALZEN & A. MARTIN, *QUARKS & LEPTONS,* "An Introductory Course in Modern Particle Physics", John Wiley & Sons, Nova Iorque, EUA (1984);

[10] E. COMMINS & P. BUCKSBAUM, "Weak Interactions of Leptons and Quarks", Cambridge University Press, Cambridge, Inglaterra (1983);

[11] I. BIGI, "On Charm Decays — Present Status and Future Goals", *Proceedings of the Charm Physics Symposium* (1987);

[12] J. BASDEVANT, I. BEDIAGA, E. PREDAZZI & J. TIOMNO, "A New Hadronization Scheme, The Case of Explicit Charm Decay", *Nucl. Phys.* **B294**, 1071 (1987);

[13] I. BEDIAGA & E. PREDAZZI, "$D^0 \to \overline{K}^0 \phi$ Decay", *Phys. Lett.* **B199**, 131 (1987);

[14] L. CHAU, "Quark Mixing in Weak Interactions", *Phys. Rep.* 95, 1 (1983);

[15] A. KAMAL, "Cabibbo-angle-favored $D \to P\,P$ and $D \to V\,P$ Decays: a Dispersion Approach", *Phys. Rev.* D33, 1344 (1986);

[16] R. RÜCKL, "Weak Decays of Heavy Flavours", Habilitationsschrift Universität München, *CERN print* (1983);

[17] M. BAUER, B. STECH & M. WIRBEL, "Exclusive Non-Leptonic Decays of D-, D_s- and B- Mesons", *Z. Phys.* C34, 103 (1987);

[18] I. BIGI & M. FUKUGITA, "A Clean Test of the W Boson Exchange Model for the Decays of Charm and Bottom Mesons", *Phys. Lett.* B91, 121 (1980);

[19] J. DONOGHUE, "Is $D^0 \to \phi\,\overline{K}^0$ Really a Clear Signal for the Annihilation Diagram?", *Phys. Rev.* D33, 1516 (1986);

[20] I. BEDIAGA, "Effetti di Confinamento e Adronizzazione nel Decadimento non Leptonico dei Mesoni Charmati", Tesi di Dottorato - Universitá di Torino e Cagliari) (1987);

[21] L. CHAU & H. CHENG, "Physics from Doubly Quark-Mixing Suppressed Charm Meson Decays", *Proceedings of the Tau-Charm Factory Workshop, SLAC-Report*-343, 662 (1989);

[22] R. VERMA & A. KAMAL, "Cabibbo-angle Favored, Suppressed and Doubly Suppressed $D \to P\,P$ and $D \to V\,P$ Decays in SU(3) Symmetry with Final State Interactions", *préprint Alberta Thy*-14-90 (1990);

[23] J. ANJOS *et.al.*, "Measurement of $D_s^{\pm}$ Decays and Cabibbo-Suppressed $D^{\pm}$ Decays", *Phys. Rev. Lett.* 60, 897 (1988);

[24] J. ANJOS *et.al.*, "Study of D^0-$\overline{D}^0$ Mixing", *Phys. Rev. Lett.* 60, 1239 (1988);

[25] I. GAINES *et.al.*, "The ACP Multiprocessor System at FERMILAB", *Computer* Phys. *Comm.* 45, 323 (1987);

[26] S. MENARY, "A Study of the Transverse Momentum Distributions of Photoproduced Charged and Neutral D Mesons", M. Sc. Thesis - University of Toronto (1986);

[27] J. RAAB, "Lifetime Measurements of the Three Charmed Pseudoscalar D-Mesons", Ph.D. Thesis - University of California, Santa Barbara, *UCSB-HEP*-87-8 (1987);

[28] T. BROWDER, "A Study of D^0-$\bar{D}^0$ Mixing", Ph. D. Thesis - University of California, Santa Barbara, *UCSB-HEP-88* -4 (1988);

[29] G. PUNKAR, "Measurements of D_s^+ Decays and Cabibbo-Suppressed D^+ Decays", Ph. D. Thesis - University of California, Santa Barbara, *UCSB-HEP*-89-3 (1989);

[30] D. SUMMERS, "A Study of the Decay $D^0 \to K^-\pi^+\pi^0$ in High Energy Photoproduction, Ph.D. Thesis - University of California, Santa Barbara (1984);

[31] P. KARCHIN *et.al.*, *IEEE NS*-32, 612 (1985);

[32] R. FERNOW, "Introduction to Experimental Particle Physics", Univ. Press, Cambridge, Inglaterra (1986);

[33] V. BHARADWAJ *et.al.*, "A Large Area Liquid Scintillation Multiphoton Detector", *Nucl. Instr. Meth.* **228**, 283 (1985);

[34] J. APPEL *et.al.*, "Hadron Calorimetry at the FERMILAB Tagged Photon Spectrometer Facility", *Nucl. Instr. Meth.* **A243**, 361 (1986);

[35] *Second Generation ACP Multiprocessor System - System Specification,* Universities Research Association, (1988);

[36] L. CHEN, *Memo Interno da Colaboração E691* (1988);

[37] I. BIGI, "Precious Rarities – On Rare Decays of K, D, and B Mesons", *Proceedings of the 1988 SLAC Summer Institute*, Stanford, California (1988);

[38] A. BURAS, J. GERARD & R. RÜCKL, "1/N Expansion for Exclusive and Inclusive Charm Decays", *Nucl. Phys.* **B268**, 16 (1986);

[39] W. EADIE *et.al.*, "Statistical Methods in Experimental Physics", North Holland, Amsterdam, Holanda (1971);

[40] F. JAMES & M. ROOS, "MINUIT Long Write-up", *CERN Program Library D506* (1989);

[41] J. OREAR, "Notes on Statistics for Physicists", UCRL-8417, University of California, Radiation Laboratory, Berkeley (1958).