Tese de
DOUTORADO

Estudo da Produção Hadrônica dos Mésons D^0 e $\bar{D}^0$: Distribuições em x_F e p_t

João Ramos Torres de Mello Neto

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas
Rio de Janeiro, Junho de 1992

Agradecimentos

Agradeço

Ao Prof. Alberto Santoro, a quem devo a proposição deste trabalho, pela orientação dedicada e entusiasmo à frente do Lafex;

Ao Prof. Jeffrey Appel, pelas inúmeras discussões sobre detetores e análise;

Ao Steve Bracker, por mostrar-me até onde pode chegar o padrão da excelência profissional;

Ao Moacyr, pelo trabalho silencioso e extremamente importante de preparar o sistema para a análise;

À Jussara, por tudo que aprendemos e realizamos juntos;

Ao Gilvan, nosso *sistem manager*, Carla e Mariano, que garantiram o funcionamento quase perfeito da rede de computadores do Lafex;

Ao Ignácio, Sandra, Alberto, Caruso e Arthur pelas inúmeras discussões e sugestões durante este trabalho;

À Miriam e ao Carlos pela consultoria de TEX;

Ao Nicola, Wagner, Márcia, Jussara e todo o resto do pessoal do Lafex, que fazem o clima de trabalho tão agradável;

Ao Rob, Paul Karchin, Lee, Ali, Colin, Chris Darling, Steve, Don Summers, Audrius, Lisa e Marcia, pela força nos dois anos e meio de coleta e análise dos dados no Fermilab;

À Angela e ao Josh, por muito da minha alegria em Batavia;

Finalmente, agradeço aos membros da colaboração E769, sem os quais este trabalho não teria sido possível:

G.A. Alves,[1] S.Amato,[1] J.C. Anjos,[1] J.A. Appel,[2] S.B. Bracker,[5]
L.M. Cremaldi,[3] C.L. Darling,[8] R.L. Dixon,[2] D. Errede,[7]
H.C. Fenker,[2] C. Gay,[5] D.R. Green,[2] R. Jedicke,[5] D. Kaplan, [4]
P.E. Karchin,[8] S. Kwan,[2] I. Leedom,[4] L.H. Lueking,[2] G.J. Luste,[5]
P.M. Mantsch,[2] J.R.T. de Mello Neto,[1] J. Metheny,[6] R.H. Milburn,[6]
J.M. de Miranda,[1] H. da Motta Filho,[1] A. Napier,[6] A.B. d' Olivera,
A. Rafatian,[3] A.C. dos Reis,[1] S. Reucroft,[4] A.F.S. Santoro,[1]
M. Sheaff,[7] M.H.G. Souza,[1] W.J. Spalding,[2] C. Stoughton,[2]
M.E. Streetman,[2] D.J. Summers,[3] S.F. Takach,[8] Z. Wu[8]

39

[1]Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, Rio de Janeiro, Brazil
[2]Fermi National Accelerator Laboratory, Batavia, Illinois, 60510
[3]University of Mississippi, University, MS 38677
[4]Northeastern University, Boston, MA 02115
[5]University of Toronto, Toronto, Ontario, Canada, M5S 1A7
[6]Tufts University, Medford, MA 02155
[7]University of Wisconsin, Madison, WI 53706
[8]Yale University, New Haven, CT 06511

Resumo

Usando um feixe de hádrons a 250 GeV incidentes em folhas finas de Be, Al, Cu e W, as distribuições de D^0 e $\bar{D}^0$ foram medidas pelo experimento E769 no Fermilab, com o modo de decaimento $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ e c.c. As medidas foram realizadas com a amostra produzida pelo feixe de píons, 607 ± 29 eventos. Ajustando a distribuição em x_F a $(1 - x_F)^n$, foi medido $n = 3.86 \pm 0.25 \pm 0.10$ para $D0/\bar{D}^0$, $n = 3.89 \pm 0.40$ para D^0 e $n = 3.74 \pm 0.34$ para $\bar{D}^0$. Ajustando a distribuição em p_t^2 a $\exp -bp_t^2$, mediu-se $b = 1.05 \pm 0.06 \pm 0.02$ para $D0/\bar{D}^0$, $b = 1.12 \pm 0.09$ para D^0 e $b = 1.00 \pm 0.07$ para $\bar{D}^0$. A distribuição em x_F é consistente com os cálculos da QCD perturbativa.

Abstract

Using a 250 GeV hadron beam incident on thin targets foils of Be, Al, Cu and W, the x_F and p_t distributions of D^0 and $\bar{D}^0$ were measured from Fermilab experiment E769 using the decay mode $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ and c.c. The measurements were made with the π^- induced sample, 607 ± 29 events. Fitting the x_F distribution to $(1 - x_F)^n$ it was measured $n = 3.86 \pm 0.25 \pm 0.10$ for $D0/\bar{D}^0$, $n = 3.89 \pm 0.40$ for D^0 and $n = 3.74 \pm 0.34$ for $\bar{D}^0$. Fitting the p_t^2 distribuition to $\exp -bp_t^2$, it was measured $b = 1.05 \pm 0.06 \pm 0.02$ for $D0/\bar{D}^0$, $b = 1.12 \pm 0.09$ for D^0 and $b = 1.00 \pm 0.07$ for $\bar{D}^0$. The x_F distribution is consistent with the perturbative QCD calculations.

Índice

Resumo v

Introdução 1

Capítulo 1 – Aspectos teóricos da produção de quarks pesados 4

1.1 As seções de choque diferenciais 4

1.2 QCD e a produção de quarks pesados 6

1.3 O modelo de pártons da QCD 7
Fatorização 9
Seção de choque pontual 9
As funções de distribuição de pártons 10
Funções de fragmentação 11

1.4 O modelo de pártons da QCD em ordem principal 13

1.5 Modelos alternativos de produção de quarks pesados 15
Modelo de charme intrínseco 16
Excitação de sabor 16
Recombinação e produção difrativa 17

1.6 Resultados em ordem α_s^3 17

Capítulo 2 – Resultados experimentais em física de charme 22

2.1 Os primeiros experimentos 22

2.2 A produção de charme por feixes hadrônicos 23

2.3 Resultados experimentais em física do charme 25
2.3.1 Seção de choque total 25
2.3.2 Seções de choque diferenciais 26
2.3.3 Dependência da seção de choque com o número de massa 28

Capítulo 3 – O Aparato Experimental 29

3.1 O feixe 29

3.2 O DISC 32

3.3 O TRD (detetor de radiação de transição 35

3.4 O alvo 39

3.5 O detetor de vértices 41

3.6 As câmaras proporcionais 44

3.7 As câmaras de arrasto 44

3.8 Os magnetos 46

3.9 Os detetores Čerenkov 47

3.10 O SLIC 50

3.11 O Hadrômetro 51

3.12 O *trigger* 52
Interação 52
Energia Transversa 52
Energia Transversa Alta 53

3.13 O Sistema de Aquisição de dados da E769 54

Capítulo 4 – O Sistema de Aquisição de Dados da E791 57

4.1 Os componentes do sistema 57

4.2 Os programas do DA791 60

4.3 Padrões de Programação 62

4.4 A Intercomunicação entre os Processadores 63

4.5 O programa dos Tratadores de Eventos 68

4.6 O programa do Chefe 69

4.7 O Programa do VAX 70

4.8 O Tratamento de Erros do Sistema 72

4.9 Histogramas rápidos 74

4.10 O desempenho do sistema 75

Capítulo 5 – Coleta, Monitoração e Reconstrução dos Dados 76

5.1 A coleta de dados 76

5.2 A demanda computacional da E769 78

5.3 O pacote de reconstrução 79
5.3.1 O PASS0 79
5.3.2 O PASS1 83
5.3.3 O PASS2 84
5.3.4 DST (*Data Summary Tape*) 85

Capítulo 6 – Seleção e Análise dos Dados 87

6.1 O pacote PAW 87

6.2 A simulação de Monte Carlo 88

6.3 O "buraco" na eficiência das câmaras de deriva 89
6.4 Os critérios de seleção dos eventos 91

6.5 O programa PAIRSTRIP 93

6.6 Procedimento de seleção dos valores dos cortes 94
6.7 O programa D0STRIP 97
6.8 Os còrtes finais de análise 99
6.9 O sinal de $D^0 \rightarrow K^{\mp}\pi^{pm}$ 100
6.10 As aceitações diferenciais 101
6.10.1 Correção na simulação do Čerenkov 105
6.10.2 Correção no *trigger* de energia transversa 107
6.11 Os valores de n, b e b' 109
6.12 Avaliação dos erros sistemáticos 113
6.13 Dependência em A das distribuições 117
6.14 A produção a alto x_F 118
6.15 Estudo da assimetria $c\bar{c}$ 118
6.16 Comparação das seções de choque diferenciais com a teoria 120
6.17 Comparação com os resultados de outras experiências 124

Conclusões 127

Apêndice A: As seções de choque para os mésos charmosos 129

Referências 133

INTRODUÇÃO

O experimento E769, realizado no TPL (*Tagged Particle Lab*) do Fermilab, tem como objetivo medir as características da produção das partículas charmosas, ou seja, das partículas que contêm o quark c. As seções de choque diferenciais em x_F e p_t^2, a seção de choque total e a depêndencia no número de massa A da produção destas partículas se destacam entre as medidas realizadas por este experimento.

As partículas que compõem o feixe incidente são $\pi^{\pm}$, $K^{\pm}$ e $p/\bar{p}$ a 250 GeV/c, identificadas por um detetor diferencial Čerenkov e um detetor de radiação de transição. O alvo, segmentado em 26 folhas de berílio, alumínio, cobre e tungstênio, foi projetado para a medida da seção de choque com o número de massa.

As partículas charmosas, na experiência E769, percorrem alguns milímetros antes de decairem por interação fraca. Utilizando-se detetores de vértice de alta precisão, é possível identificar o vértice de produção e o de decaimento que distinguem uma partícula charmosa. A E769 utiliza o detetor de vértice de silício, cuja precisão pode atingir 15 microns, quatro estações de câmaras de arrasto e dois magnetos para reconstruir a trajetória e o momentum das partículas. Dois detetores de radiação Čerenkov depois do alvo identificam as partículas. Um calorímetro eletromagnético e um outro hadrônico foram utilizados principalmente para determinar a energia transversa do evento, o principal *trigger* do experimento e para identificar as partículas neutras (ver Capítulo 3).

Cerca de 10000 fitas, contendo 400 milhões de eventos, foram gravadas por um

sistema de aquisição de dados paralelo operando numa taxa de cerca de 400 eventos por segundo. Os eventos foram reconstruídos por processadores ACPI e por estações da Silicon-Graphics no Fermilab. Com cerca de 4000 partículas charmosas totalmente reconstruídas, a E769 possui hoje a maior amostra de charme em experimentos de produção hadrônica.

O Laboratório de Física Experimental de Altas Energias e Cosmologia (Lafex) do CBPF, participa desde o *proposal* da E769, realizando hoje parte substancial da análise dos dados do experimento ([Alve92], [Mira92], [Reis92], [Amat92b]). Todo o trabalho de seleção e análise dos dados foi realizado no Lafex, utilizando-se os computadores ACPII para tarefas que exigiam grande poder de CPU e as estações de trabalho Sun para o exame interativo dos dados.

Esta tese estuda as distribuições dos eventos charmosos em x_F e p_t através do canal $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$. A amostra de $D^0/\bar{D}^0$ reconstruída na E769 é de 1214 ± 44 eventos, sendo que o feixe de π^- somente, produziu 607 ± 29 eventos. Utilizaremos apenas a amostra de π^- nesta tese, pois foi a primeira disponível e a que melhor se adequa à comparação com os cálculos de QCD.

No primeiro capítulo fazemos uma breve revisão da teoria da produção de quarks pesados. A intenção deste capítulo é apenas entender as hipóteses subjacentes aos cálculos da QCD, no contexto do modelo de aniquilação de quarks e fusão de glúons, que compararemos com os nossos dados. Mencionamos também outros modelos propostos na literatura.

A seguir, sumarizamos a situação experimental da produção de mésons por experimentos hadrônicos. Passando rapidamente pela evolução das técnicas empregadas na deteção das partículas charmosas, listaremos as medidas dos experimentos atuais de produção de charme.

Em vista do grande número de teses que descrevem os detetores do TPL, no capítulo três nos demoraremos apenas nos detetores mais importantes para a nossa análise e nos detetores específicos à E769.

No quarto capítulo detalhamos o sistema de aquisição de dados da E791, o experimento que sucede a E769 no TPL. Este sistema, totalmente paralelo, faz uso do "estado da arte" em armazenagem de dados e eletrônica de *front end*. Discutiremos o

software que controla os vários níveis da hierarquia do sistema, a comunicação entre os processadores e à interação com o operador. Escrevendo cerca de 10 Mbytes/segundo na tomada de dados, é o sistema de aquisição de dados em Altas Energias mais rápido que se tem notícia.

O quinto capítulo descreve a tomada de dados e o *software* de monitoração e reconstrução dos dados.

Finalmente, o capítulo seis detalha a seleção e análise dos dados, com a medida dos parâmetros que caracterizam as distribuições em x_F e p_t. A produção de charme a alto x_F, a assimetria na produção de $D^0/\bar{D}^0$ e a dependência das distribuições com o número de massa A são estudados. Terminamos comparando essas medidas com resultados teóricos e com outros experimentos.

Concluimos sumarizando nossos resultados e discutindo as perspectivas futuras neste assunto.

1

ASPECTOS TEÓRICOS DA PRODUÇÃO DE QUARKS PESADOS

Iniciaremos este capítulo com uma discussão fenomenológica das seções de choque diferenciais de produção de hádrons charmosos. Continuaremos com o modelo de pártons, a cujo apelo intuitivo se adiciona o respaldo teórico da abordagem perturbativa da QCD. Os diversos elementos que compõem o cálculo das seções de choque serão listados e discutidos brevemente. Tomando a aniquilação de quarks e fusão de glúons como mecanismos de produção de quarks pesados, explicitaremos as previsões da QCD perturbativa em ordem α_s^2. Resumiremos também as principais idéias de outros modelos de produção de quarks pesados. Finalmente, apresentaremos os progressos teóricos recentes em QCD perturbativa, ressaltando as previsões para a produção de charme. O apêndice A contém alguns detalhes do cálculo das seções de choque mencionadas.

1.1. As seções de choque diferenciais

Examinaremos neste trabalho as distribuições em x_F e ${p_t}^2$, onde define-se, no centro de massa, $x_F = p_z/p_{zM}$, ou seja, o momentum na direção do feixe incidente (longitudinal) da partícula em estudo sobre o momentum máximo nesta direção. Também se costuma definir $x_F = 2p_z/\sqrt{s}$, que se reduz à expressão anterior quando a massa e o momentum transverso da partícula forem muito menores que sua energia. O momentum transverso p_t é a componente transversal do momentum em relação ao eixo definido pelo feixe incidente.

A colisão de hádrons em altas energias propõe formidáveis problemas teóricos.

Diante da impossibilidade de se descrever estas colisões de forma completa recorre-se às seções de choque inclusivas, onde se analisa uma determinada partícula C (ou mais que uma) na reação $AB \rightarrow CX$ onde X representa todas as outras partículas produzidas na interação. Assim, a palavra **inclusiva** se refere à inclusão de todos os estados finais que produzem a partícula específica (C) ou um conjunto específico de partículas que se estuda. A dinâmica das demais partículas é integrada, restando expressões para as seções de choque daquelas partículas escolhidas, que revelam propriedades dos processos de espalhamento em estudo [Perl74]. Nesta referência argumenta-se que a motivação para a definição de x_F deve-se à observação experimental da propriedade de *scaling* com a energia na seção de choque duplamente diferencial em x_F e ${p_t}^2$.

Uma das vantagens da variável p_t advêm de sua invariância sob transformações de Lorentz longitudinais. Como a variável conjugada ao parâmetro de impacto (distância de aproximação máxima), p_t indica quão "duro" foi o espalhamento [Coll84].

Na produção de hádrons leves, observa-se experimentalmente [Geis90], que se um partícula do estado final contiver um quark do mesmo sabor os de valência dos hádrons incidentes, a probabilidade dela possuir um valor alto de x_F é grande. Contrariamente, se ela não contiver nenhum dos quarks de valência iniciais sua probabilidade de ser produzida a baixo x_F aumenta.

Através de argumentos de QCD pode-se mostrar [Guni79] que a seção de choque inclusiva para qualquer partícula do estado final deve ser da forma $(1 - x_F)^n$ para $x_F \rightarrow 1$. A contagem dos quarks envolvidos no processo estabelece o valor de n. A comparação desta previsão com os dados experimentais para partículas leves esbarra em dois problemas: os resultados experimentais geralmente são para valores de x_F longe de 1 e estas regras só se aplicam para partículas produzidas diretamente (*prompt*), o que, em geral, já exclui cerca de metade das partículas do estado final [Tave87].

Por outro lado, os experimentos do final da década de 60 [Jaco72] mostraram que a distribuição em ${p_t}^2$ para píons e káons (${p_t}^2 \leq 1$ GeV^2) em reações de muitos corpos pode ser parametrizada com qualquer das expressões abaixo

$$\frac{d\sigma}{d{p_t}^2} = Ae^{-b{p_t}^2} \tag{1.1}$$

$$\frac{1}{p_t}\frac{d\sigma}{dp_t} = A'e^{-b'p_t} \tag{1.2}$$

essencialmente independentes da energia total, multiplicidade, etc. Vários modelos tentaram explicar esta dependência, tais como o "corte em p_t no espaço de fase" [Perl74], que simplesmente arbitrava tal corte, sem envolver qualquer dinâmica, ou o "modelo *bootstrap* estatístico" [Sive76], no qual supunha-se que a maior parte da energia em colisões hadrônicas era utilizada na produção de "bolas de fogo" massivas que decaiam subsequentemente nos estados observados.

A discussão fenomenológica acima para produção de partículas leves motiva o fato de que a seção de choque diferencial em x_F e ${p_t}^2$ para a produção de charme costuma ser parametrizada sob a forma

$$\frac{d\sigma}{dx_F d{p_t}^2} = A(1 - x_F)^n e^{-b{p_t}^2} \tag{1.3}$$

Lembramos que a expressão acima representa apenas uma boa parametrização para os dados, útil principalmente na comparação dos resultados de vários experimentos.

1.2. QCD e a Produção de Quarks Pesados

A Cromodinâmica Quântica (QCD, de *Quantum Chromodynamics*) é a teoria da interação entre os quarks e glúons [Alta82]. Ela tem se estabelecido como a teoria que descreve os fenômenos experimentais associados às interações fortes, em especial aqueles onde a abordagem perturbativa é adequada [Barg87].

Em princípio os quarks e os glúons não existem como partículas livres, mas permanecem confinados formando hádrons por interações que não se pode calcular perturbativamente. No entanto pode-se mostrar que as forças de interação diminuem a pequenas distâncias (altas energias), propriedade denominada de liberdade assintótica. Nestas circunstâncias os cálculos se tornam possíveis com metódos perturbativos utilizando os diagramas de Feynman, tal como na Eletrodinâmica Quântica.

Os processos nos quais estamos interessados envolvem aspectos perturbativos e aspectos não–perturbativos. Adiante discutiremos em quais circunstâncias podemos separar a parte não–perturbativa para parametrizá–la de acordo com os dados ou construir algum modelo fenomenológico que descreva tais fenômenos, enquanto se calcula a parte perturbativa.

Do ponto de vista experimental, nos interessa a predição das seções de choque de produção dos quarks pesados pela QCD e, consequentemente, a predição das seções de choque dos mésons charmosos em colisões hadrônicas. As medidas destas seções de choque fornecem um teste quantitativo da consistência da abordagem perturbativa da QCD que envolve vários aspectos discutidos adiante.

Este tipo de teste vai muito além do interesse puramente teórico. Um entendimento detalhado das seções de choque de produção de quarks pesados se faz necessário para a procura do quark t, para o planejamento de experimentos de alta estatística de produção de quarks b em colisores e em experimentos de alvo fixo, etc. Este entendimento também é vital na busca de novas partículas nos colisores a vários TeV no centro de massa, pois nestes experimentos a produção de charme e beleza deve constituir o *background* para a procura do quark *top* e para a nova física [Alta88], isto é, não descrita pelo modelo padrão. Por outro lado, como a produção de charme e beleza nas energias dos colisores hadrônicos é dominada pelo processo de fusão de glúons [Tave87], as medidas da seção de choque podem ser utilizadas para extrair a função de estrutura dos glúons a baixo x (de Bjorken) [Wolf90].

1.3. O modelo de pártons da QCD

O modelo de pártons, proposto originalmente por Feynman [Feyn72] descreve a física de uma interação de alta energia ("dura") num referencial no qual o hádron se move muito rapidamente. Neste referencial tal interação ocorre numa escala de tempo pequena comparada à escala que controla a evolução do sistema partônico, dilatada pela transformação de Lorentz a um referencial que se move com alta velocidade. Apenas neste referencial pode-se falar numa função, $F_i(x)$, que fornece o número de pártons do tipo i com uma fração do momentum do hádron entre x e $x + dx$.

Discutiremos a seguir todos os ingredientes para o cálculo da seção de choque inclusiva de um dado quark pesado, Q, mostrados esquematicamente na figura 1.1 [Clos78], [Mart84], [Elli87], de acordo com o modelo de pártons da QCD.

O diagrama da figura 1.1, que ilustra a criação de um par $Q\bar{Q}$ por um processo "duro" na reação

$$H_A(P_1) + H_B(P_2) \rightarrow Q(p) \quad \bar{Q}(\bar{p}) + X$$

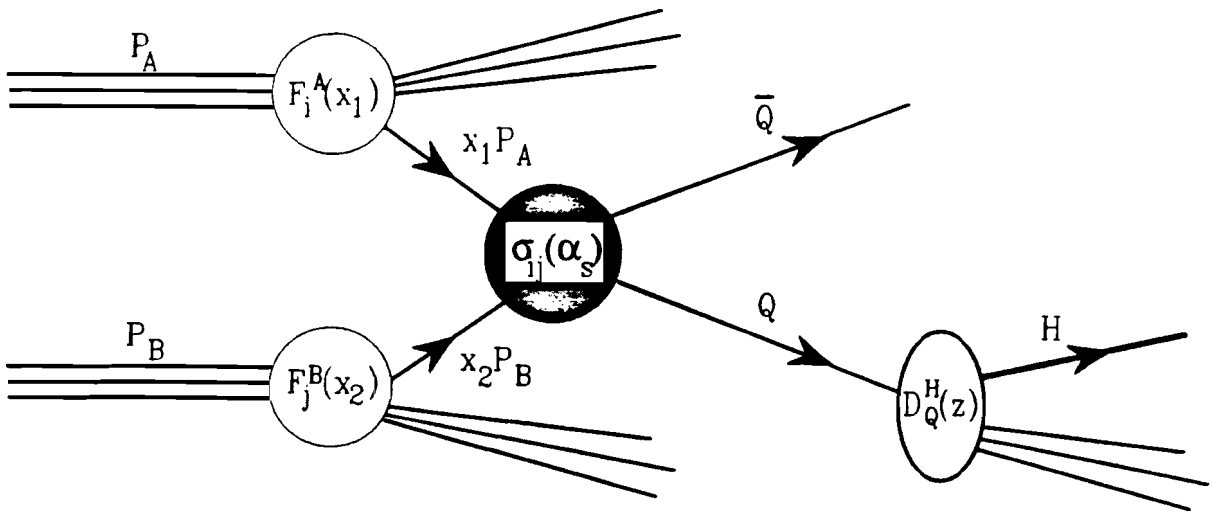


Figura 1.1. *O modelo de Partons da QCD*

corresponde à seguinte fórmula para a seção de choque total de produção destes quarks:

$$\sigma(S) = \sum_{i,j} \int dx_1 dx_1 \hat{\sigma}_{ij}(x_1 x_2 S, m_Q^2, \mu, \Lambda) F_i^A(x_1, \mu) F_j^B(x_2, \mu) \tag{1.4}$$

onde $\sqrt{S}$ representa a energia total no CM do sistema $H_A + H_B$, $\hat{\sigma}_{ij}$ a seção de choque pontual de interação dos pártons, F_i^A as densidades do parton i no hádron A (também denominadas distribuições de pártons), m_Q a massa do quark pesado Q, μ a escala de fatorização, considerada coincidente com a escala de renormalização e finalmente, Λ determina a intensidade do acoplamento forte, α_s.

A seção de choque diferencial em x_F ou p_t^2 é obtida diferenciando–se a equação (1.4) adequadamente.

Fatorização

Por fatorização entende-se a propriedade das amplitudes de espalhamento de hádrons de alta energia serem escritas como um produto de uma parte associada ao espalhamento dos pártons por uma outra que contém a física de baixa energia e momentum e que descreve as interações não-perturbativas. Esta são dadas por uma função independente do processo, única para cada tipo de parton, denominada acima F_i, funções de distribuição dos pártons. De acordo com a QCD, as funções $F_i(x)$ dependem da escala de massa μ de uma forma calculável pelas equações de Altarelli-Parisi [Alta77]. Pretendemos aplicar a eq. (1.4) à produção do quark c (charme). No entanto, tal equação vale somente para a produção de um quark pesado cuja massa é muito maior que a escala de interações fortes $m \gg \Lambda$, e mesmo assim, uma confirmação definitiva da validade da eq. (1.4) exigiria uma prova em todas as ordens da série perturbativa [Coll87]. Por outro lado, existem argumentos [Coll86] indicando que o modelo de pártons da QCD descreve adequadamente a produção hadrônica de quarks pesados. Portanto, esperamos que a formula de fatorização (1.4) seja efetiva mesmo quando termos de ordem Λ/m_Q forem desprezados. Surge aqui a questão crucial: se o quark charmoso é massivo o suficiente no sentido mencionado acima [Elli86].

Seção de choque pontual

A seção de choque pontual, σ_{ij}, pode ser calculada por teoria de perturbação como uma série de potências de α_s. Quando as regras de Feynman são utilizadas para diagramas de "loop", aparecem divergências ultravioletas. Como a QCD é uma teoria renormalizável, todas estas divergências podem ser absorvidas ordem a ordem ao se redifinir os acoplamentos, massas e campos renormalizados. Aqui outra escala de massa deve ser introduzida (por exemplo, no processo de regularização dimensional a escala de massa mantém a constante de acoplamento adimensional em d dimensões) [Fiel89]. Geralmente se considera a escala de massa advinda da fatorização e aquela advinda da renormalização como iguais, o que simplifica os cálculos. Não há consenso sobre a correção desta hipótese nem sobre o valor exato de μ num dado processo. Espera-se que o valor de μ situe-se perto do valor da massa m_Q, a escala física do processo, dependendo também do momentum transverso.

Uma possível abordagem [Naso89] é arbitrar o valor de μ ($\mu_0 = \sqrt{p_t^2 + m_Q^2}$, por exemplo) e variá-lo num intervalo razoável (de $2\mu_0$ a $\mu_0/2$, por exemplo) para a verificação do impacto do seu valor sobre as previsões.

As funções de distribuição de pártons

Na fórmula (1.4), um dado hádron é representado por uma série de funções de distribuição de quarks e glúons, que são determinadas empiricamente ajustando-se os dados de espalhamento inelástico profundo de elétrons e neutrinos a baixo Q^2 a parametrizações fenomenológicas. Assim, no limite de $x \to 1$ apenas um parton carregaria todo o momentum do hádron, e como isto não é possivel, as funções de distribuição têm que tender para zero neste limite. As parametrizações tem que obedecer a certas normalizações (regras de soma) de forma que as integrais das funções de distribuição reproduzam os números quânticos associados aos quarks de valência. Por exemplo, o próton possui dois quarks u de valência, e portanto

$$\int_0^1 [u(x) - \bar{u}(x)]dx = 2$$

A dependência em energia destas distribuições de pártons pode ser calculada perturbativamente, de modo que uma vez medidas para energias baixas, sabe-se como extrapolá-las de forma confiável para energias mais altas.

As seções de choque para o espalhamento inelástico profundo são parametrizadas por funções de estrutura, que, dado um certo esquema de renormalização, fornecem as funções de distribuição de pártons. Em ordem principal, α_S^2, as funções de distribuição são independentes do esquema de renormalização [Tung90].

As parametrizações de Owens [Owen84] serão utilizadas na comparação dos nossos resultados experimentais com as previsões teóricas. Esta parametrização era a única que continha as funções de distribuição para píons quando os cálculos da seção de choque diferencial que apresentaremos na seção 1.6 foram realizados. As funções de distribuição de Duke e Owens [Duke84] e as de Diemoz *et alli* [Diem88] para os nucleons serão utilizadas também. Na figura 1.2 temos os gráficos das funções de distribuição do conjunto 1 de Duke-Owens para o próton.

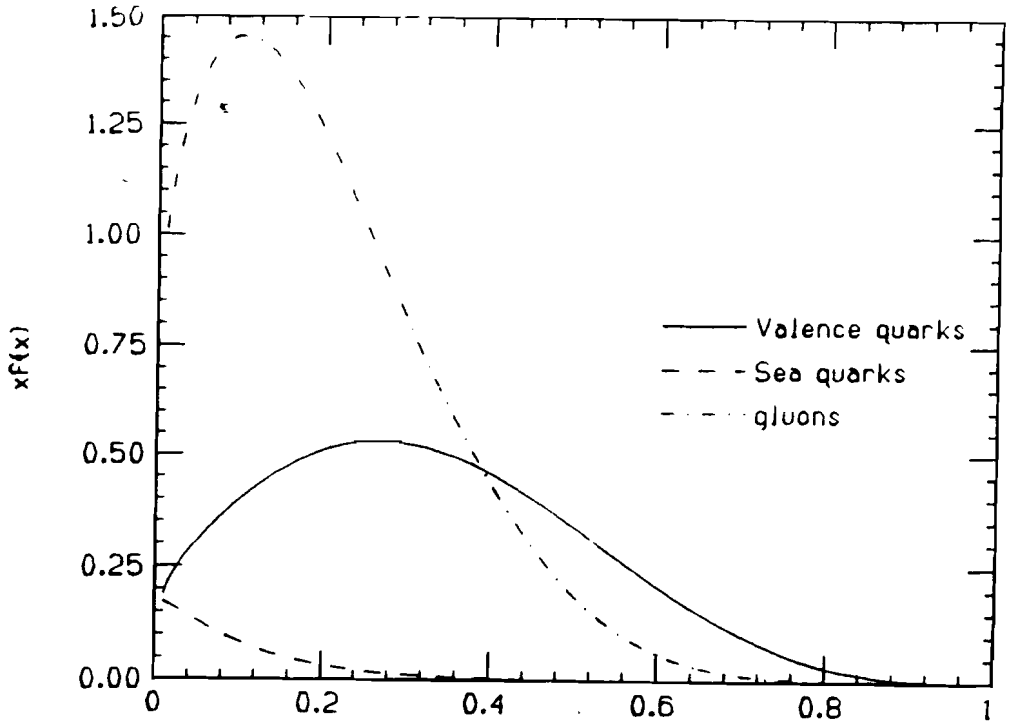


Figura 1.2. *Funções de distribuição de Duke-Owens*

O valor do parâmetro Λ é altamente correlacionado com a forma da distribuição de glúons. Ele também influencia a evolução com Q^2 das distribuições de partóns.

Funções de fragmentação

A organização dos pártons (quarks e glúons) em hádrons "sem cor" pelo campo de cor, após uma colisão "dura" na qual os pártons podem ser considerados livres, é denominada de fragmentação ou hadronização. Estes processos são de natureza não–perturbativa e só podem ser descritos de forma semi–empírica. No caso de seções de choques inclusivas necessitamos descrever apenas a hadronização da partícula em estudo.

Como a cor total dos hádrons finais é neutra, a carga de cor de um quark espalhado é balanceada pela carga de cor do sistema de recuo (um anti–quark ou um di–quark). Usamos a imagem de um conjunto de linhas do fluxo de cor sendo esticadas. Quando elas se partem, formam pares $q\bar{q}$ e os vários componentes coloridos se agrupam em hádrons. Em princípio, cada parton se hadroniza independentemente dos outros, essa hadronização dependendo apenas de sua carga de cor, momentum e números quânticos.

A partir da seção de choque diferencial em $\hat{x}_F$ para o par $c\bar{c}$, pode–se obter a seção de choque diferencial em x_F dos mésons charmosos, através das funções de fragmentação

D_c^H, que fornecem a probabilidade de um quark c se transformar num dado hádron H da seguinte forma (ver apêndice A):

$$\frac{d\sigma(x_F)}{dx_F} = \int_{x_F}^{1} d\hat{x}_F \frac{d\sigma(\hat{x}_F)}{d\hat{x}_F} \frac{D_c^H(\frac{x_F}{\hat{x}_F})}{\hat{x}_F} \tag{1.5}$$

As funções de fragmentação são bem estudadas nos colisores e^+e^-, onde se conhece o momentum e a energia do par de jatos resultante da aniquilação primária [Beth85]. Geralmente usam–se as seguintes variáveis para descrever a fragmentação

$$x = \frac{p}{p_M} \quad x^+ = \frac{E + p_z}{E_M + p_M}$$

com as variáveis calculadas no centro de massa. Tanto x quanto x^+ apresentam a propriedade de *scaling* e informam quanto da energia e/ou momentum do jato correspondente ao quark pesado foi transferido ao hádron. Em colisões hadrônicas não se tem acesso a esta informação, mas a variável $x_F/\hat{x}_F$ cumpre um papel análogo ao de x ou x^+. Suporemos, portanto, que a argumentação seguinte, estabelecida para duas funções de fragmentação, utilizadas em física de e^+e^-, que descrevem a hadronização de quarks pesados, continua válida quando x ou x^+ for substituida por $x_F/\hat{x}_F$.

Na seção 6.16, transformaremos as seções de choque diferenciais em x_F para o quark charmoso, prevista pela teoria, em seçoes de choque diferenciais para os mésons charmosos utilizando as funções de fragmentação de Peterson e a de Lund [Bort88], duas das mais conhecidas. Os parâmetros livres nestas duas funções foram ajustados com dados obtidos no detetor CLEO, com $\sqrt{s} = 10.55$ GeV. Ao realizarmos a convolução explícita na equação (1.5), faremos a aproximação de que as correções radiativas da QCD, que relacionam a função de fragmentação numa dada energia do centro de massa com a mesma função noutra energia do centro de massa, não são importantes. A equação de evolução da função de fragmentação incorpora a radiação de glúons ao se aumentar de energia no CM, tornando o espectro de x (ou x^+) mais *soft*, já que uma parcela maior da energia disponível vai para os glúons que se fragmentam eles próprios em outros hádrons.

Supondo um quark pesado Q combinando–se com um ou mais quarks leves materializados em sua vizinhanca com velocidade comparável à sua, o modelo de Peterson

prediz que a probabilidade de que Q se torne em um hádron H, como função de x, é dada por:

$$D_Q^H(x) = Nx^{-1}\left[1 - \frac{1}{x} - \frac{\epsilon_Q}{1-x}\right]^{-2} \tag{1.6}$$

onde $\epsilon_Q = m_q^2/m_Q^2$. Esta fórmula vem de um argumento de Mecânica Quântica de que um fator $1/\Delta E$ está sempre presente na amplitude perturbativa para a transição $Q \to H + q$, onde ΔE representa a diferença de energia entre o estado inicial de quark pesado e o estado final de um hádron mais o quark leve restante, Q um quark pesado, q um quark leve e H um hádron composto de $Q\bar{q}$. Juntando a isso o fator de espaço de fase unidimensional $1/x$, obtem-se a fórmula acima [Pete83].

Outra função muito utilizada é a função de fragmentação simétrica de Lund, que, em termos de x^+ , é dada por

$$D_Q^H(x^+) = N\frac{(1-x^+)^\beta}{x^+}e^{\frac{-Bm_t^2}{x^+}} \tag{1.7}$$

onde $m_t = \sqrt{m^2 + p_t^2}$, $\beta = 0.54 \pm 0.08 \pm 0.04$ e $B = 0.53 \pm 0.03 \pm 0.03$ são parâmetros ajustados. O modelo de Lund baseia-se na idéia de uma corda (*string*) do campo de cor que, ao se tensionar devido ao afastamento do par $q\bar{q}$, rompe-se dando origem a vários pares de quarks. Designando Π como a probabilidade de criação de um par $q\bar{q}$ por unidade de tempo e por unidade de comprimento da corda, e κ como a energia por unidade de comprimento (tensão) da corda, o parâmetro B é dado por $B = \Pi/(2\kappa^2)$ [Ande83].

Intuitivamente, espera-se que a fragmentação de quarks pesados em hádrons tenha uma distribuição com um pico em valores altos de x, propriedade esta que deveria se tornar mais marcante á medida que Q tenha maior massa, tendo como limite $D_Q^H(x) \sim \delta(1-x)$ [Barg87].

1.4. O modelo de pártons da QCD em ordem principal

Em ordem principal (*leading-order*), este modelo simples teve muito sucesso ao unificar a fenomenologia de vários processos em altas energias dentro de 10–15% dos dados experimentais disponíveis, módulo alguns "fatores K" que multiplicavam as seções de choque calculadas em ordem α_S^2 [Tung90]. Para o charme o fator K era estimado em

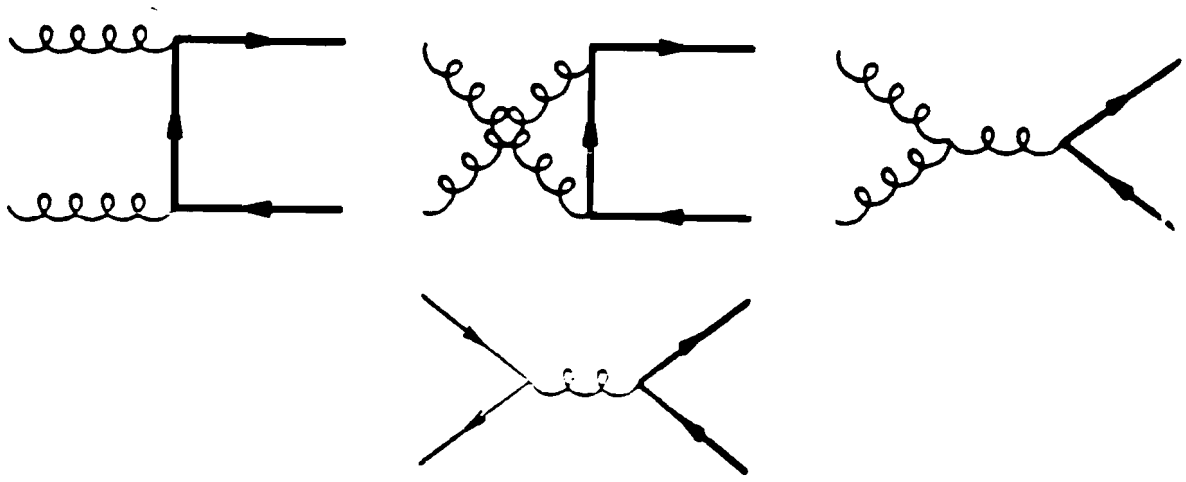


Figura 1.3. *Fusão de glúons e aniquilação de quarks*

2–3 [Tave87]. Este modelo foi usado como uma ferramenta indispensável nas projeções dos processos em energias muito mais altas e pequeno x [Eich84]

Os processos que contribuem a esta ordem são fusão de gluons e aniquilação de quarks [Comb79], [Babc78], [Hagi79], [Jone78], [Geor78], mostrados na figura 1.3. Como fonte de incerteza no cálculo das seções de choque, usando–se a fórmula (1.4), temos o valor da massa do quark c, as distribuições dos pártons, principalmente dos glúons, o valor do parâmetro Λ e a escolha do valor do momentum transferido típico Q^2 para a fusão de glúons. Em ordem principal, a mudança de m_c de 1.2 GeV para 1.8 GeV muda a o valor da seção de choque em uma ordem de grandeza.

No apêndice A mostram-se alguns detalhes do cálculo das seções de choque. As características gerais dos processos nesta ordem são [Berg87], [Elli87]:

(1) $\hat{\sigma} \sim \alpha_s^2/m_Q^2$. Para $\alpha_s \approx 0.5$ e $m_C \sim 1.7$ GeV/c^2, temos $\hat{\sigma} \approx 30\mu$barn.

(2) O par de quarks pesados é produzido *back-to-back* no referencial do CM do sistema parton–parton. A média do momentum transverso, $< p_t >$, é zero, não se levando em conta o momentum transverso intrínseco dos pártons no núcleon nem a radiação de gluons no estado inicial.

(3) A produção de quarks pesados é central, atingindo o máximo para a rapidez $y = 0$

ou seja, para $x_F = 0$.

(4) A diferença em rapidez entre o par de quarks pesados é da ordem da unidade.

(5) A distribuição inclusiva de momentum transverso tem a forma

$$d\sigma/dp_t^2 \propto \frac{G(m_t/\sqrt{S})}{m_t^4} \tag{1.8}$$

onde $m_t = \sqrt{p_t^2 + m_Q^2}$ e G é uma função que apresenta a propriedade de *scaling* com $m_t/\sqrt{S}$. O momentum médio de um quark pesado cresce com a massa, $< p_t > \approx m_Q$.

Outra previsão muito importante do modelo de pártons da QCD diz respeito à seção de choque total de produção de $Q\bar{Q}$ por alvos nucleares de número de massa A. Se as colisões forem "duras", ou seja, forem interações hádron–nucleon sem efeitos nucleares, a seção de choque total deverá se compor da soma incoerente das A seções de choque hádron–nucleon. Costuma-se parametrizar a dependência da seção de choque total hádron–núcleo com A na seguinte forma:

$$\sigma_{H-A} = A^{\alpha}\sigma_{H-N} \tag{1.9}$$

onde σ_{H-N} é a seção de choque hádron–nucleon. Assim, a suposição do modelo de pártons da QCD é de que $\alpha = 1$.

Como o raio nuclear se comporta na forma $R = 1.2A^{1/3}$ fm, a dependência com A^1 nos diz, intuitivamente, que todo o volume do núcleo é igualmente provável para a interação do hádron incidente sobre o nucleon. Desvios de $\alpha = 1$ podem ser compreendidos através de modelos de absorção do estado final se $\alpha < 1$, ou modelos que levam em conta efeitos cooperativos de espalhamento múltiplo para $\alpha > 1$.

1.5. Modelos alternativos de produção de quarks pesados

A observação de produção de charme a alto x_F em experimentos no ISR e a presença do "*leading effect*" no experimento NA27 (discutidos no próximo capítulo), não explicados no contexto do modelo de fusão de glúons e aniquilação de quarks, suscitou uma série de artigos [Esco81] com modelos alternativos para a produção de quarks pesados. As principais idéias foram:

Modelo de charme intríseco

Neste modelo se postula que os hádrons contém estados de charme intrínseco, por exemplo $< uudc\bar{c} >$ no próton, numa proporção de cerca de 1% [Brod80], [Brod81]. Diferentemente do modelo de aniquilação de quarks e fusão de glúons, onde o par $c\bar{c}$ aparece como consequência da colisão "dura", os estados contendo quarks charmosos "intrínsecos" estão presentes nos hádrons de forma independente de interações externas. Este modelo invoca mecanismos não–perturbativos e prevê $< x_F >= 0.4$, $x_F > 0.1$ para D^- e mais, a produção de quarks pesados tem a dependência $A^{2/3}$ com o número de massa do alvo [Kern83].

Excitação de sabor

Além dos processos elementares ilustrados na figura 1.3, pode-se adicionar os processos de excitação de sabor [Barg79], [Odor81], no qual um quark pesado Q do mar de um dos hádrons é espalhado (figura 1.4). No entanto, quando as correções de ordem α_s^3 são consideradas tais processos são incluídos automaticamente [Barg87], e portanto suas contribuições para as seções de choque serão discutidas na próxima sessão.

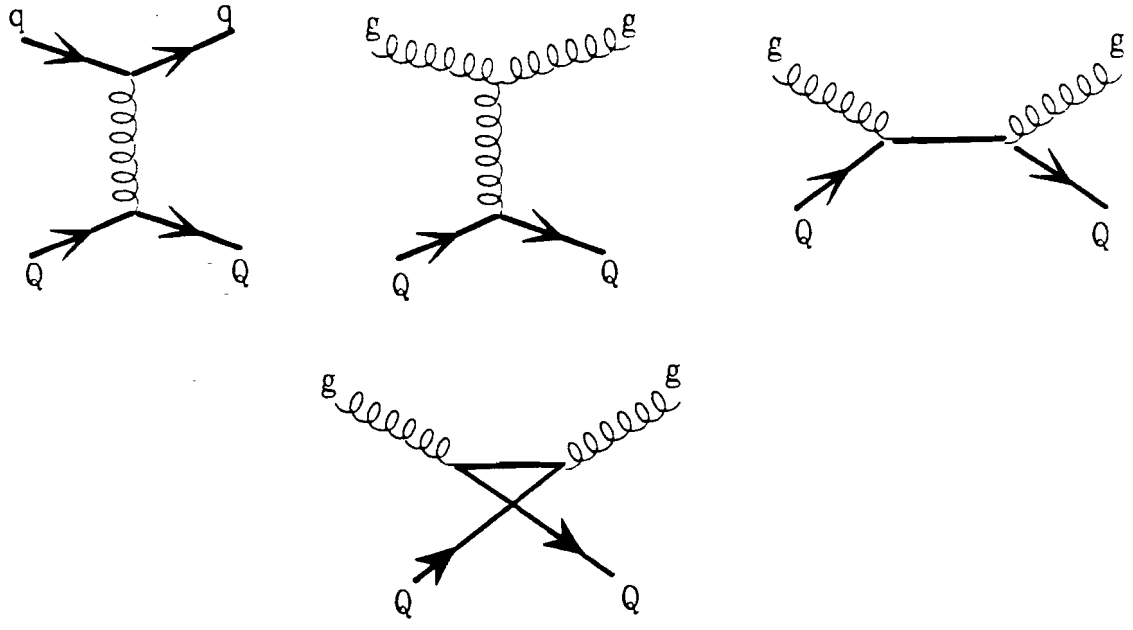


Figura 1.4. *Diagramas de excitação de sabores*

Recombinação e Produção difrativa

Um quark Q juntando-se com um ou mais quarks leves e rápidos do hádron incidente pode formar mèsons qQ e bárions qqQ com grande momentum na direção do feixe incidente . O mecanismo de produção de Q não é especificado. As partículas estranhas se comportam desta forma, como já mencionamos anteriormente. Outro possível mecanismo de produção seria a excitação de um hádron incidente (por troca de um pomeron) que decairia em hádrons contendo o quark pesado Q. Ambos os processos não se encaixam no esquema da QCD perturbativa, sendo difícil a obtenção de previsões para as seções de choque [Barg87]. Qualitativamente, as partículas criadas pelos processos descritos acima se caracterizam por baixo p_t e alto x_F.

1.6. Resultados em ordem α_s^3

Nesta seção discutiremos os cálculos em ordem α_S^3 obtidos recentemente [Naso88] e [Naso89], cujas consequências fenomenológicas foram exploradas na referência [Alta88]. Resumiremos em seguida estes trabalhos seguindo a notação da última referência.

Os processos ao nível de pártons que contribuem para a produção de quarks pesados em ordem $O(\alpha_S^3)$ são os seguintes:

$$qq \to Q\bar{Q}g, \quad \alpha_S^3; \qquad gg \to Q\bar{Q}g, \quad \alpha_S^3; \qquad gq \to Q\bar{Q}q, \quad \alpha_S^3; \qquad g\bar{q} \to Q\bar{Q}\bar{q}, \quad \alpha_S^3; \tag{1.10}$$

$$q\bar{q} \to Q\bar{Q}, \quad \alpha_S^2, \quad \alpha_S^3; \qquad gg \to Q\bar{Q}, \quad \alpha_S^2, \quad \alpha_S^3; \tag{1.11}$$

Alguns exemplos das reações (1.10) se encontram na figura 1.5, onde os círculos denotam qualquer processo de ordem mais baixa.

As seções de choque associadas a estes diagramas são proporcionais a α_S^3 [Kuns88]. Os processos listados em (1.11) contribuem também em ordem α_S^3 devido a interferências entre diagramas com números diferentes de linhas internas, como mostrado na figura 1.6.

Costuma-se considerar os termos de ordem superior na série em α_S como correções aos termos de ordem principal (*leading order*). No entanto, as contribuições da ordem seguinte à principal, α_S^3, suplantam as contribuições da ordem principal quando $\hat{s} \gg m_Q^2$.

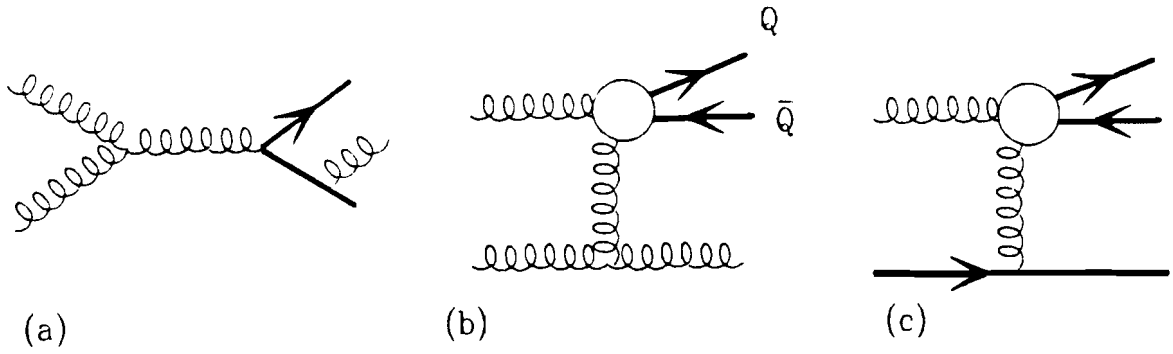


Figura 1.5. *Exemplos de diagramas para produção de quarks pesados em ordem* $O(\alpha_S^3)$

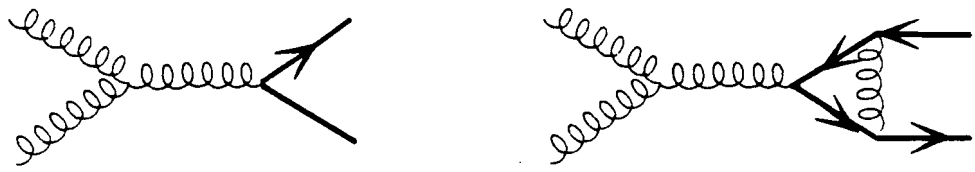


Figura 1.6. *Diagramas que interferem, contribuindo em ordem* α_S^3

Os diagramas (b) e (c) da figura 1.5 são os responsáveis por tal comportamento. Estes

diagramas surgem como um novo mecanismo (do tipo difrativo) de produção. Assim, não há necessariamente um problema de convergência da série perturbativa, no sentido de que correções de ordem ainda mais alta podem vir a ser de magnitude razoável.

A figura 1.7 [Alta88], mostra duas faixas de valores para a seção de choque total para a produção de charme como função de $\sqrt{S}$. Cada faixa corresponde aos possíveis erros teóricos associados com o cálculo ao se utilizar um determinado valor para a massa do quark c. Da figura podemos ver que as previsões para a seção de choque total da produção de charme em $O(\alpha_S^3)$ estão em razoável acordo com os dados experimentais [Tave87] quando a massa do quark charmoso é considerada 1.5 GeV, embora nem todos os dados sejam mutuamente consistentes dentro dos erros apresentados. Deve–se observar que não há mais a necessidade da introdução de "fatores K" no que diz respeito a estas previsões.

Outro resultado importante é que as seções de choque diferenciais em x_F e p_t^2 variam muito pouco quando calculadas em $O(\alpha_S^2)$ e $O(\alpha_S^3)$, como mostra a figura 1.8 [Naso89]. De qualquer forma, compararemos nossos resultados com os cálculos em $O(\alpha_S^3)$ quando disponíveis num valor de $\sqrt{S}$ próximo ao da E769, 21 GeV.

Embora não haja diferença entre produção de Q e $\bar{Q}$ em ordem principal, quando as correções radiativas são incluidas aparece uma diferença que cresce com x_F. Tal diferença vem dos processos partônicos $qg \to Q\bar{Q} + X$ e $q\bar{q} \to Q\bar{Q} + X$. Na figura 1.9 [Naso89], mostra-se a distribuição em x_F de c e $\bar{c}$. A diferença entre as duas distribuições decorre predominantemente dos processos aniquilação $q\bar{q}$. Este efeito se torna mais pronunciado à medida que x_F cresce e não deve ser confundido com o efeito de *leading particle*.

A figura 1.10 contém a seção de choque diferencial em p_t^2 ($O(\alpha_S^2)$ para a produção de charme [Elli87].

Utilizaremos os resultados das figuras 1.9 e 1.10, no capítulo 6, quando compararmos os nossos resultados com a teoria. Vale lembrar que ambas contém implícitamente a hipótese de uma função delta como função de fragmentação.

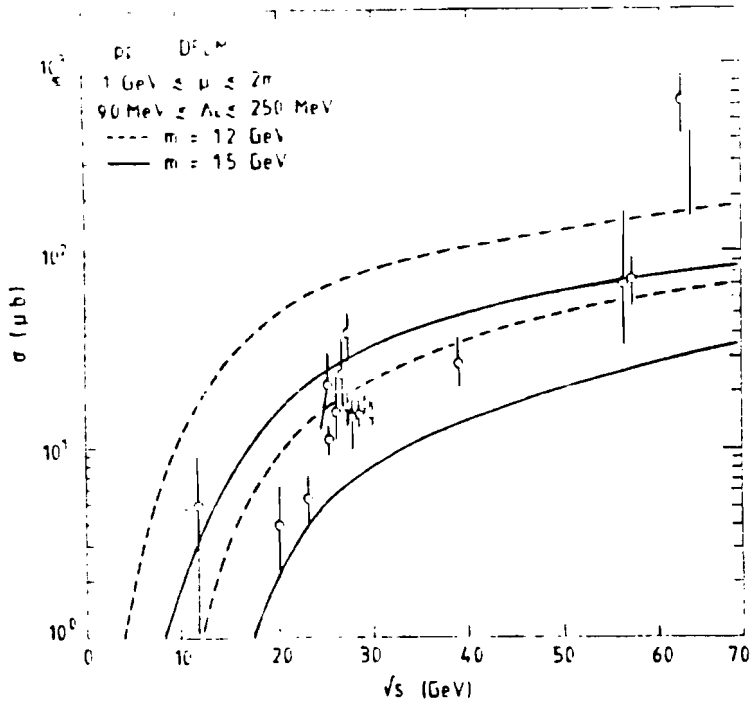


Figura 1.7. *Medidas da seção de choque total do charme e as previsões dos cálculos perturbativos em QCD [Alta89]*

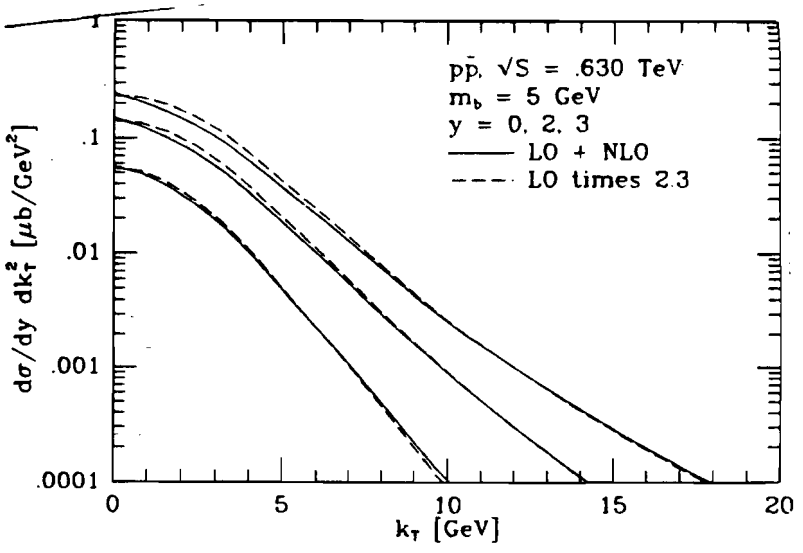


Figura 1.8. *Seção de choque diferencial em ordem principal e em ordem $O(\alpha_S^3)$, [Naso89]*

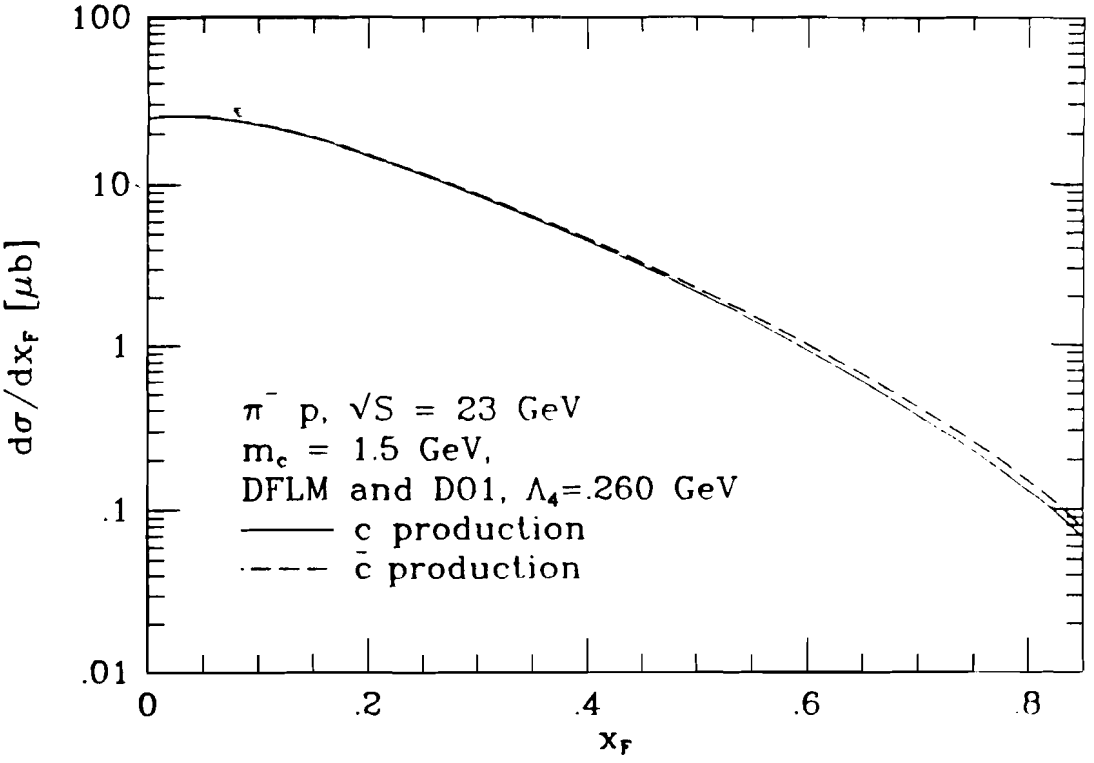


Figura 1.9. *Seção de choque diferencial em x_F*

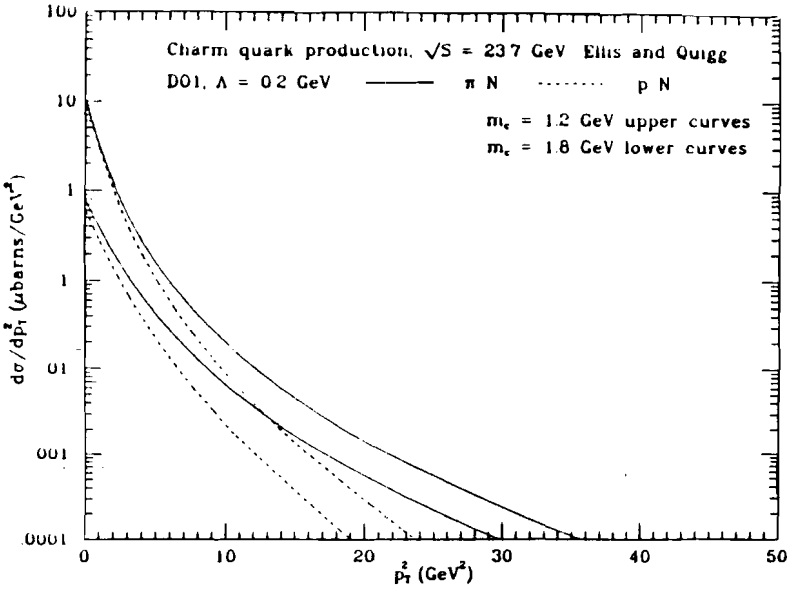


Figura 1.10. *Seção de choque diferencial em p_t^2*

2

RESULTADOS EXPERIMENTAIS EM FÍSICA DE CHARME

Este capítulo revê os resultados experimentais da produção de charme no que diz respeito aos mésons charmosos em experimentos de alvo fixo. Após uma breve incursão histórica, discutiremos as várias técnicas utilizadas na deteção das partículas charmosas e sua evolução para os detetores de vértices. Em seguida serão listados os resultados recentes em produção hadrônica de charme para as seções de choque total, diferencial em x_F and p_t^2, e dependência no número de massa A do material do alvo.

Quando um certo decaimento for mencionado, inclui–se também o seu conjugado de carga, a menos que se explicite o contrário.

2.1. Os primeiros experimentos

Em Novembro de 1974 dois experimentos observaram [Rior87] quase simultaneamente uma ressonância muito estreita de massa 3.1 GeV. Um deles, em Brookhaven, media a taxa de produção de pares de e^+e^- em colisões de protons num alvo de berílio, investigando o processo de Drell-Yan (produção de pares e^+e^- ou $\mu^+\mu^-$ em colisões hadrônicas). No contexto do modelo de partons tal par advém da aniquilação de um quark de um hádron com um antiquark do outro, formando um fóton virtual que decai no par de léptons. Neste experimento [Aube74] observou-se um pico estreito no gráfico de massa efetiva dos pares e^+e^-. O outro experimento, no colisionador e^+e^- SPEAR do SLAC, media a razão entre a seção de choque de e^+e^- produzindo hádrons e a seção

de choque de e^+e^- produzindo múons, razão esta designada por R. Eles observaram [Augu74] um crescimento de cerca de mil vezes no valor de R na região de massa 3.1 GeV.

Dez dias depois outro estado estreito de massa 3.685 GeV foi observado [Bacc74] em Frascatti, também em colisões de e^+e^-. Denominados J/ψ e ψ', estas partículas surgiam como bons candidatos a estados ligados $c\bar{c}$, caso o quark charmoso realmente existisse.

A deteção de partículas contendo apenas um quark charmoso confirmou a existência do quark c. Previa-se que elas decairiam preferencialmente em estados finais contendo um quark estranho, decaindo fracamente em cerca de 10^{-13} s. Em 1976, um estado de largura estreita decaindo em $K\pi$ e $K\pi\pi\pi$ foi detectado [Gold76] no SPEAR.

Na realidade, ja havia vários resultados na literatura que apontavam para a existência do charme. Eventos de raios cósmicos em emulsão mostravam um vértice secundário distante de 10 a 20 μm do vértice primário [Niu71].

As primeiras observações aceitas como decaimento do charme vieram de experimentos com feixe de neutrinos incidentes em emulsão nuclear no Fermilab [Burh76] e no CERN [Ange79a], [Ange79b]. Confirmou-se que a vida média das partículas charmosas se situava entre 10^{-13} e 10^{-12} segundos e a existência dos mésons charmosos $D^{\pm}$ e $D^0/\bar{D}^0$, descobertos em interações de e^+e^-. Estes experimentos também possibilitaram a primeira observação do bárion charmoso Λ_c. Feixes de neutrinos produziram eventos com Λ_c, Σ^{++} e Σ_c na câmara de bolhas de 15 pés do Fermilab [Cazz75] e na BEBC (*Big European Bubble Chamber*) [Amma80].

Com existência do quark c estabelecida, o modelo de quarks assumiu a posição do novo "paradigma" na física de partículas.

2.2. A produção de charme por feixes hadrônicos

Podemos classificar as abordagens utilizadas nos experimentos de produção de charme por feixe de hádrons em três categorias: medidas inclusivas de léptons, procura de picos de massa e observação direta de decaimentos de partículas charmosas [Kern84], [Tave84].

Na primeira abordagem , a produção de partículas charmosas pode ser estudada

através da observação de léptons oriundos de seus decaimentos semileptônicos, principalmente no canal $D^+ \rightarrow Kl^+\nu$. Estes léptons, provenientes de partículas com meia-vida $\leq 10^{-12}$ s são denominados diretos (*prompt*), em oposição àqueles provenientes de partículas com vida média relativamente longas (π, K, etc). Uma característica única para a produção associada de $c\bar{c}$ existe nos decaimentos $c \rightarrow l^+\nu X$ e $\bar{c} \rightarrow l^-\bar{\nu}X$ através da observação dos estados $e^\pm\mu^\mp$ ou $\mu^+\mu^-\nu\bar{\nu}$, o último sendo possível num aparato de *beam dump*. Várias experiências pioneiras no FERMILAB e no CERN tomaram a taxa de neutrinos e múons diretos como uma medida indireta da seção de choque [Ritc80]. A dependência em x_F e p_t^2 da produção inclusiva dos mésons D também foi medida [Ritc83], [Abra82]. Os resultados acima, no entanto, dependiam das razões de ramificação dos mésons (então mal conhecidas) e, principalmente, de modelos para o cálculo da aceitação.

Na segunda abordagem, procurava-se um pico estatísticamente significante no espectro de massa invariante dos produtos do decaimento, utilizando-se os decaimentos favorecidos por Cabbibo $c \rightarrow s$. A largura pequena os distingue de ressonâncias. A maior limitação para este tipo de experimento se deve ao enorme *background* combinatorial associado com a grande multiplicidade de partículas carregadas, típicamente de oito a doze partículas no domínio de energia considerado, $20 < \sqrt{s} < 60\,\mathrm{GeV}$. Assim, os primeiros experimentos de alta estatística em alvos fixos não obtiveram sucesso [Ditz77]. Experimentos posteriores usaram características únicas da produção de charme, como o pion lento emitido no decaimento $D^\star \rightarrow D^0\pi$. Devido ao pequeno valor de Q neste decaimento forte, cerca de 5.7 MeV, este pion é produzido quase em repouso no referencial do $D^\star$ e o *background* se restringe a uma pequena região do espaço de fase [Fitc81]. Também foram usados léptons diretos para enriquecer a amostra de charme no pico de massa, nos processos $p\bar{p} \rightarrow c\bar{c}$, com $c(\bar{c}) \rightarrow X$ e $\bar{c}(c) \rightarrow l + X$ [Bail83]. Estes experimentos necessitavam de grandes correções no cálculo da aceitação e sua determinação da seção de choque dependia dos modelos adotados para a produção de charme. Os sinais obtidos possuiam cerca de de três desvios padrões.

Atualmente os experimentos em produção de charme caracterizam-se pelo uso de detetores de vértice. Diferentemente da maioria do *background* devido a interações hadrônicas, o charme decai por interações fracas, percorrendo uma distância de milíme-

tros no detetor (em experimentos de alvo fixo). No entanto, os produtos do decaimento encontrar-se-ão no meio de um grande número de partículas produzidas num cone estreito na direção do feixe. Além disso, os ângulos de dacaimento também decrescem com o inverso de γ da partícula, de forma que em média um traço proveniente do decaimento passará longe do vértice numa distância que independerá de γ. Ou seja, o parâmetro de impacto independe de γ. Assim, a resolução transversal de detecção tem que ser bem menor que o parâmetro de impacto típico do decaimento do charme. No início dos anos 80, desenvolveram-se os detetores de estado sólido, baseados na tecnologia de silício utilizada na fabricação de circuitos integrados [Heij81]. A resolução destes detetores, cerca de $15\mu m$, tornava possível a resolução entre o vértice primário e o de dacaimento. Denominado SMD (*Silicon Microstrip Detector*), este tipo de detetor foi usado inicialmente (em Altas Energias) no experimento NA11 no CERN. Discutiremos o SMD com mais detalhe no capítulo 3.

Esta tecnologia possibilitou a realização de medidas de grande precisão na física de charme. O sucesso do experimento E691 [Raab88], que entre outras medidas, determinou precisamente a meia-vida dos mésons charmosos, deve-se em grande parte ao uso do SMD. A medida da meia-vida das partículas charmosas só é possível com a observação do vértice secundário.

Embora possuam excelente resolução, as emulsões nucleares não podem ser acionadas por um gatilho (*trigger*), de modo que esta técnica não tem sido utilizada no estudo sistemático da produção hadrônica de sabores pesados, excetuando-se o experimento E653 do FERMILAB.

2.3. Resultados experimentais da física do charme

Nesta seção discutiremos os resultados experimentais relativos à seção de choque total e diferencial da produção de partículas charmosas, terminando com a dependência da seção de choque com o número de massa A.

2.3.1. Seção de choque total

O experimento NA27, usando um feixe de píons a 360 GeV e ou outro de prótons a 400 GeV, mediu: [Agui83], [Agui86], [Agui86a]

$$\sigma_c(\pi^- p \rightarrow D/\bar{D} + X) = 31.2 \pm 5.4 \mu b$$

$$\sigma_c(pp \rightarrow D/\bar{D} + X) = 30.2 \pm 2.2 \mu b$$

enquanto o experimento NA32 , usando um feixe de mésons a 230 GeV, para $x_F > 0$, mediu [Barl91]

$$\sigma_c(\pi^- N \rightarrow D/\bar{D} + X) = 9.5 \pm 0.4 \pm 1.9 \mu b/nucleon$$

$$\sigma_c(K^- N \rightarrow D/\bar{D} + X) = 8.5 \pm 1.6 \pm 1.2 \mu b/nucleon$$

supondo $\alpha = 1.0$.

Como mostra a figura 1.7 estes resultados estão de acordo com as previsões da QCD. Os pontos referentes aos experimentos no ISR [Tave87], com $\sqrt{63}$, não se enquadram nestas previsões. No entanto, sabe–se que estes dados foram obtidos numa região muito limitada do espaço de fase e portanto, sofreram grandes correções.

2.3.2. Seções de choque diferenciais

Como mencionamos no capítulo anterior, resultados experimentais da colaboração NA27 [Agui86] [Agui86a], [Agui86b] indicam a presença do *leading effect* na produção de mésons em seus dados de $\pi^- p$, não encontrando tal efeito nos dados de pp. Usando a parametrização explicitada na fórmula 1.1, este experimento mediu o valor de n para as partículas *leading* no feixe de π^- $n = 1.8^{+0.6}_{-0.5}$, enquanto as partículas não–*leading* apresentaram $n = 7.9^{+1.6}_{-1.4}$. Estes resultados são provenientes da análise de 57 eventos obtidos com a câmara de bolhas LEBC. Um experimento de *beam dump* no Fermilab [Ritc83], [Ritc84] confirmou estes resultados detetando múons provenientes do decaimento de partículas charmosas com $x_F > 0.2$, com partículas *leading* dando $n = 0.9^{+0.9}_{-0.7}$ e partículas não–*leading* $n = 5.9^{+3.2}_{-1.6}$.

Outros experimentos (relacionados em [Weil88]) confirmaram a produção de charme a alto x_F. O experimento BIS-2 em Serphukov, usando feixe de nêutrons com energia $< E >= 58\,\text{GeV}$ em nucleons [Aleev87] mediu $n \sim 1 \pm 0.5$ para mésons charmosos. Os experimentos E400 do Fermilab [Cote86], R608 [Chau85] e R422 no ISR mediram a produção de bárions charmosos a alto x_F, com $n \sim 1.5 - 2.3$.

Passaremos a discutir os resultados dos últimos experimentos em produção de charme que, contrariamente aos experimentos anteriores, utilizam detetores de vértices e alta precisão e realizam medidas com uma estística da ordem de centenas de eventos charmosos reconstruídos. A NA32 no CERN mede, para o feixe de π^-, $n = 3.74 \pm 0.23 \pm 0.37$ para os mésons D, *leading* $n = 3.23^{+0.30}_{-0.28}$ e não-*leading* $n = 4.34^{+0.38}_{-0.35}$. Os bárions charmosos Λ_c apresentaram $n = 3.52^{+0.51}_{-0.49}$ e os D_s $n = 3.94^{+0.93}_{-0.86}$. Com o feixe de K^-, $n = 3.56^{+1.08}_{-0.99}$ [Kwan91]. Outro experimento do CERN, WA82, com um feixe de π^- a 340 GeV incidente simultaneamente em dois alvos de Tungstênio e de Silício, mede $n = 2.9 \pm 0.3$ para todos os mésons D, enquanto que para um feixe de p a 370 GeV obtém $n = 5.5 \pm 0.8$.

Estes resultados indicam a existência do *leading effect* na produção de charme, embora com uma intensidade muito menor do que os experimentos anteriores sugeriam.

Deve-se notar que para um feixe de π^-, o D^- $(\bar{c}d)$ e o D^0 $(c\bar{u})$ são *leading*, enquanto o D^+ $(c\bar{d})$ e o $\bar{D}^0$ $(\bar{c}u)$ são não-*leading*. No entanto, os mésons D^0 são não-leading quando provêm do decaimento dos D^{*+}, numa proporção de cerca de 27% [Barl91]. A E769 mediu, também, que cerca de 30% da amostra de D^0 provem de D^{*+}.

A distribuição em p_t^2, por outro lado, apresenta uma uniformidade muito maior, conforme a tabela 2.1, que, para cada experimento citado, usa as mesmas referências acima.

2.3.3. Dependência da seção de choque com o número de massa

Já comentamos anteriormente que a seção de choque para a produção de partículas charmosas na interação de hádrons com alvos de número de massa A parece ser bem parametrizada pela expressão:

$$\sigma = A^{\alpha}\sigma_o$$

experimento	feixe	partícula	b (GeV^{-2})
NA27	π^- 360 GeV	todos os D	$b = 1.18 \pm 0.17$
NA32	π^- 200 GeV	todos os D	$b = 1.06^{+0.12}_{0.11}$
		leading D	$b = 1.22^{+0.20}_{-0.17}$
		non-leading D	$0.91^{+0.12}_{-0.11}$
NA32	π^- 230 GeV	todos os D	$b = 0.83 \pm 0.03$
		leading D	$b = 0.74 \pm 0.04$
		non-leading D	$b = 0.95 \pm 0.05$
	K^- 230 GeV	todos os D	$b = 1.36^{+0.32}_{-0.26}$
WA82	π^- 340 GeV	todos os D	$b = 0.78 \pm 0.04$
	p 370 GeV	todos os D	$b = 0.79 \pm 0.08$

Tabela 2.1. *O valor médio de p_t^2 (D inclui D^+ e D^0)*

onde σ_o é a seção de choque para um nucleon.

Embora os experimentos E613 e WA78 tenham apresentado evidências de que $\alpha \sim 0.75$ [Duff85], [Cobb88], todos os experimentos recentes em produção de charme medem

$\alpha \sim 0.9 - 1.0$ [Appe90] (de onde adaptamos a tabela 2.2). Os resultados da E769 foram retirados de [Alve92]. Em produção de charme por feixe de fótons, $\gamma A \rightarrow J/\Psi$, o experimento E691 mediu $\alpha = 0.94 \pm 0.02 \pm 0.03$.

experimento	reação	α
E–769	$\pi^- A \rightarrow D^0$	$\alpha = 1.04 \pm 0.07$
	$\pi^- A \rightarrow D^\pm$	$\alpha = 0.94 \pm 0.05$
	$\pi^- A \rightarrow D$	$\alpha = 0.99 \pm 0.03$
WA82	$\pi^- A \rightarrow D$	$\alpha = 0.89 \pm 0.05 \pm 0.05$
E–692	$\pi^- A \rightarrow J/\Psi$	$\alpha = 0.85 \pm 0.06$
E–772	$pA \rightarrow J/\Psi, \Psi'$	$\alpha = 0.92$
	$pA \rightarrow \Upsilon(1s)$	$\alpha = 0.97$

Tabela 2.2. *Dependência da seção de choque total com A^α*

Os resultados dos últimos experimentos em produção de charme indicam que as previsões do modêlo de quarks da QCD descrevem bem o comportamento dos dados. No entanto, a presença de um pequeno *leading effect* nos dados da NA32 e a compatibilidade de α com 0.9 podem indicar a presença de efeitos não explicáveis pela QCD.

3
O APARATO EXPERIMENTAL

O conjunto dos vários detetores num experimento de física de altas energias é denominado espectrômetro. O espectrômetro da E769, convencional e de grande aceitação geométrica*, compõem-se de um detetor de vértice de microtiras de silício, trinta e cinco planos de câmaras de arrasto (*drift chambers*), duas câmaras proporcionais de fios, dois grandes magnetos utilizados na reconstrução das trajetórias das partículas e de seus momenta, dois contadores Čerenkov para a identificação das partículas, paredes de cintiladores para deteção de múons e de káons e dois calorímetros, um eletromagnético e outro hadrônico. A parte superior da figura 3.1 mostra o espectrômetro da E769. Na parte inferior da figura aparece um esquema de todos os detetores que o compõem.

Este capítulo inicia com a descrição do feixe de partículas incidentes ($\pi^{\pm}$,$K^{\pm}$,$p^{\pm}$), discute-se com algum detalhe dois detetores situados antes do alvo, o DISC e o detetor de radiação de transição, utilizados para identificar as partículas do feixe incidente e específicos à E769 e resume-se os demais detetores, com ênfase naqueles mais utilizados nesta análise. O capítulo termina com a descrição do sistema de aquisição de dados do experimento E769.

3.1. O feixe

* Por aceitação definimos a razão entre os eventos produzidos e os detetados pelo espectrômetro. Aceitação geométrica se refere especificamente à região do espaço de fase coberta pelo espectrômetro.

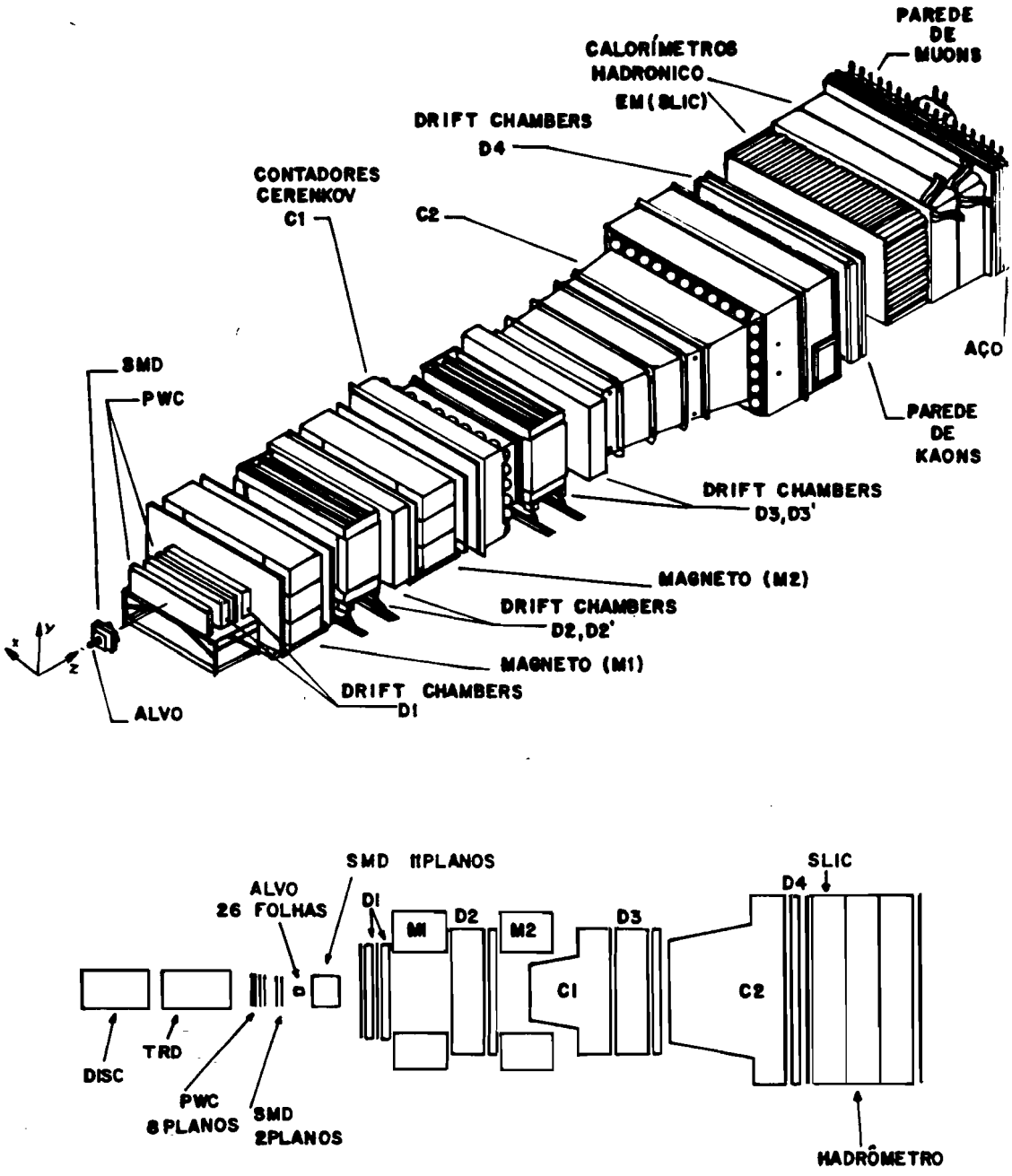


Figura 3.1. *O espectrômetro da E769*

O feixe começa com íons H^- sendo acelerados até 750 KeV no acelerador eletrostático Cockcroft–Walton, em seguida até 200 MeV num acelerador linear LINAC. Na entrada do anel *booster* o íon H^- perde seus dois elétrons passando por uma lâmina fina de carbono. Os prótons são injetados no anel principal, onde alcançam 150 GeV. A seguir, no anel com magnetos supercondutores os prótons chegam a 800 GeV. O feixe então é extraído do anel e distribuído em três áreas experimentais, denominadas próton, neutrino e méson (ver figura 3.2). Os feixes extraídos retém a estrutura de radiofreqüência de 53 MHz das cavidades que aceleram as partículas no LINAC.

O feixe chega às áreas experimentais acima durante 22 segundos (*spill*) seguidos por 34 segundos (*interspill*) sem feixe.

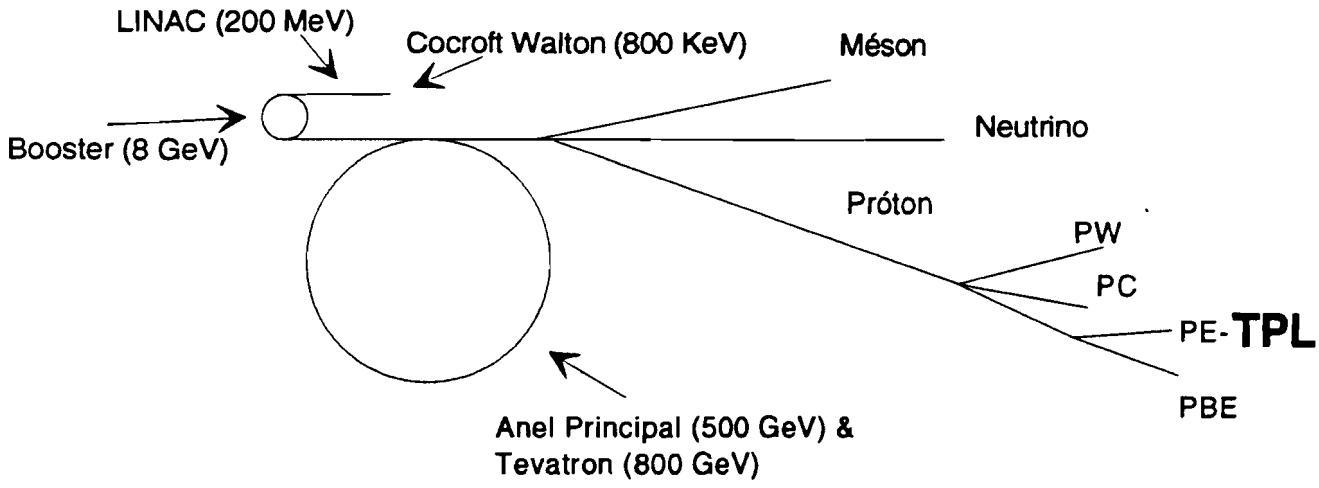


Figura 3.2. *O acelerador e linhas de feixe*

O TPL situa-se na área "próton–oeste". Nesta área um feixe com fluxo típico de 1.2×10^{12} partículas por *spill* incide num alvo de berílio de cerca de 30 cm de largura. As partículas produzidas são selecionadas de acordo com o seu momentum e colimadas para produzirem um feixe de 250 GeV/c com uma dispersão de ± 0.2 GeV/c (ver figura 3.3).

Durante a tomada de dados com feixe incidente negativo a intensidade do feixe foi

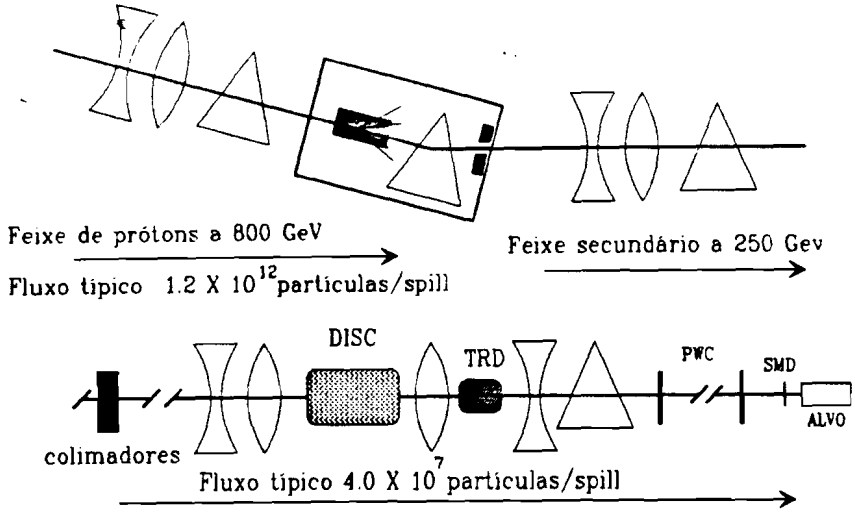


Figura 3.3. *Esquema do feixe "próton–oeste" no TPL*

de cerca de 0.5 MHz, enquanto que com o feixe positivo foi de 1–4 MHz.

3.2. O DISC

O DISC (*Differential Isochronous Self-collimating Čerenkov*) indica a presença de káons no feixe incidente através da radiação Čerenkov emitida pelas partículas do feixe. Uma partícula se movendo com velocidade maior do que a da luz num determinado meio emite radiação Čerenkov num ângulo $\theta = \arccos((\beta n)^{-1})$, onde $n = n(\lambda)$ [Jack75]. Para um dado β pode-se modificar o ângulo θ alterando-se a pressão do gás e consequentemente o índice de refração do meio. Estes dois parâmetros se relacionam através da equação (3.1) [Fern86], [Jedi89]

$$(n_o - 1)P \approx \frac{\theta_c^2}{2} + \frac{1}{2\gamma^2} \tag{3.1}$$

onde P é a pressão do gás do DISC em atmosferas (que depende linearmente da temperatura), n_o é o índice de refração do gás nas CNTP e $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$. As partículas incidentes possuem valores de β desiguais devido a massas diferentes.

No experimento E769 se impunha uma identificação positiva dos káons devido ao menor número deles no feixe incidente. O DISC consiste basicamente de um cilindro de 5 m de comprimento por 0.5 m de diâmetro com hélio numa pressão de cerca de 8.3 atm e um índice de refração $n = 1.00035$ nas CNTP.

Os fótons emitidos por radiação Čerenkov são refletidos no espelho na direção contrária ao feixe, passando pela fenda no diafragma todos ao mesmo tempo. O detetor é fechado nos extremos por oito folhas de Mylar de 0.25 mm. As lentes no caminho dos fótons corrigem as aberrações devidas à forma do espelho e à dependência do índice de refração do gás com o comprimento de onda da luz. Oito fotomultiplicadoras detectam os fótons emitidos num ângulo de 24.5 mrad com a direção do feixe, passando por uma fenda que permite a passagem da luz (ver figura 3.4). Um fluxo de nitrogênio passando pelas fotomultiplicadoras previne a sua contaminação por hélio [Jedi89].

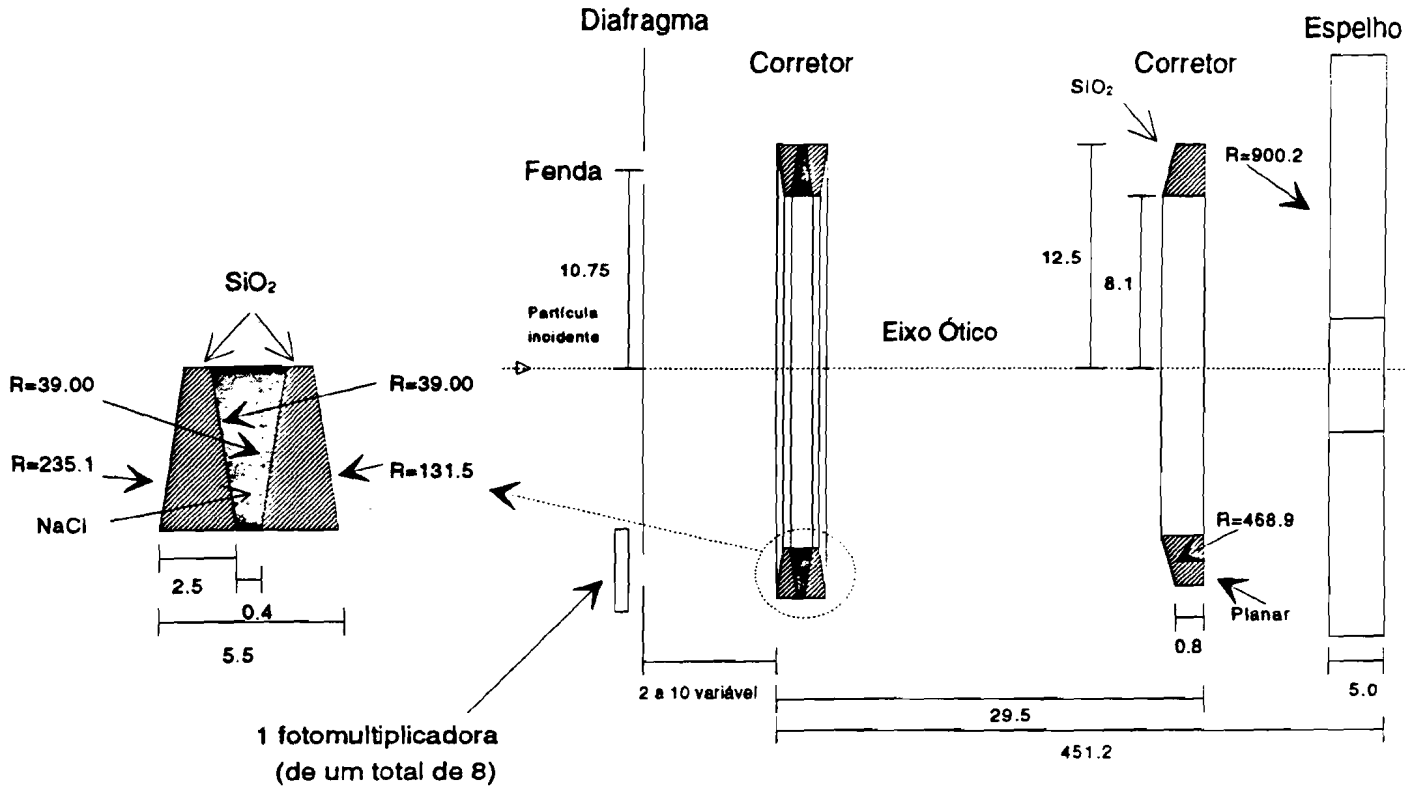
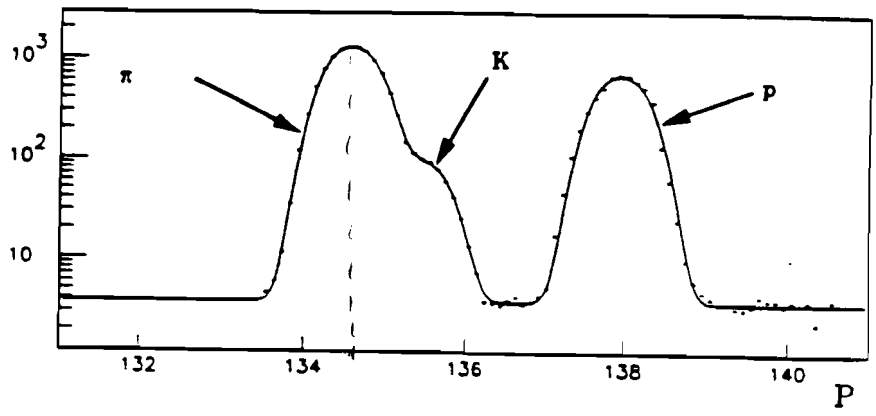


Figura 3.4. *Esquema do DISC*

Um dado tipo de partícula dispara as fotomultiplicadoras apenas para uma dada pressão no DISC. Se n fotomultiplicadoras disparam conjuntamente num dado evento dizemos que houve uma coincidência de n–ésima ordem. Uma curva de pressão é um gráfico das coincidências de n–ésima ordem em função da pressão do DISC. A figura (3.5) mostra uma curva de pressão típica [Jedi89].

1 PSI
$= 6,805 \times 10^{-2}$ atm



134,5 PSI
$= 9,3$ atm

Figura 3.5. *Uma curva de pressão para o DISC*

Nesta figura o pico mais à esquerda corresponde aos píons, a protuberância à direita corresponde aos káons e o pico à direita corresponde aos prótons. Estas curvas são necessárias para a localização da pressão adequada para a identificação dos káons, escolhida a 0.4 psi (libras por polegada quadrada) à direita do do pico dos káons. Este valor foi escolhido com o fim de minimizar a contaminação de píons no sinal de káons. Claro está que quanto maior for a ordem das coincidências menor será a contaminação mencionada acima. Estas curvas de pressão são ajustadas por uma função composta de três gaussianas de mesma largura em convolução com uma função caixa. As gaussianas representam a distribuição radial dos fótons atingindo o diafragma e a função caixa representa a fenda. O resultado dos ajustes, fornecendo o valor da pressão nos picos referentes aos três tipos de partículas e número relativo de partículas em cada pico, foi utilizado para a verificação da relação linear entre a temperatura e a pressão, para medir a composição do feixe incidente e para calcular o nível de contaminação de píons no sinal de káons em função do valor escolhido para a pressão de operação do DISC.

Na vizinhança da pressão de operação esta contaminação é de menos de 1% [Jedi91]. A composição predita e medida do feixe incidente está na tabela 1.

Composição do Feixe incidente (%)					
Feixe negativo			*Feixe positivo*		
partícula	(%) predita	(%) medida	partícula	(%) predita	(%) medida
π^-	90	93 ± 1	π^+	60	61 ± 3
K^-	7,7	5.2 ± 0.7	K^+	6,5	4.4 ± 0.2
p^-	2,8	1.5 ± 0.3	p^+	34	34 ± 3

Tabela 3.1. *Composição prevista e medida do feixe incidente (adap. de [Jedi91])*

3.3. O TRD (detetor de radiação de transição)

O TRD separa píons de káons no feixe incidente. O TRD se baseia na propriedade da emissão de radiação na forma de raios X por uma partícula relativística. Ao atravessar a fronteira entre dois meios com propriedades eletromagnéticas diferentes, a reorganização dos campos eletromagnéticos provoca a emissão dos raios X [Jack75]. Pode-se mostrar [Fern86] que a radiação é emitida num cone de ângulo θ dirigido para frente dado por $\gamma\theta \leq 1$ para $\gamma \gg 1$ num comprimento de formação $D = \frac{\gamma c}{\omega_p}$, onde a freqüência de plasma $\omega_p^2 = \frac{4\pi\alpha Z\rho N_A}{Am_e}$, α sendo a constante de estrutura fina, Z o número atômico do material do radiador, A o número de massa, N_A o número de Avogadro e m_e a massa do elétron. O número médio de raios X emitidos por superfície é $< N > \approx \alpha/2$. O comprimento de formação determina a largura mínima de cada placa.

O TRD da E769 [Erre91] é composto por 24 módulos idênticos, cada um contendo radiadores e duas câmaras proporcionais, com um comprimento total de 2.79 m. Os radiadores são 200 folhas de polipropileno (CH_2, $\omega_p = 21.8\,eV$) de 12.7 μm de espessura intercaladas por espaçadores de nylon de 180μm, com todo este conjunto imerso em hélio como mostra a figura 3.6. As câmaras proporcionais de fios se compõem de dois planos (anodos) de 64 fios sensores de tungstênio banhado a ouro de 10.2 μm distantes 1 mm um do outro. Cada anodo está disposto simetricamente entre dois planos catódicos que distam 6.35 mm entre si. Os catodos são folhas de *mylar* de 12.7 μm com uma

camada de alumínio de 140 Å em ambos os lados. O gás que preenche as câmaras é uma mistura de xenônio (90%) e acetato de metila. Devido ao seu grande número atômico, o xenônio tem uma seção de choque de absorção de fótons alta. O acetato de metila ajuda na contenção do processo de envelhecimento e aumenta a estabilidade operacional das câmaras [Fern86]. O espaço entre os volumes contendo hélio e xenônio foi preenchido por nitrogênio para evitar a penetração de hélio nas câmaras, o que ocasionaria uma mudança do ganho destas.

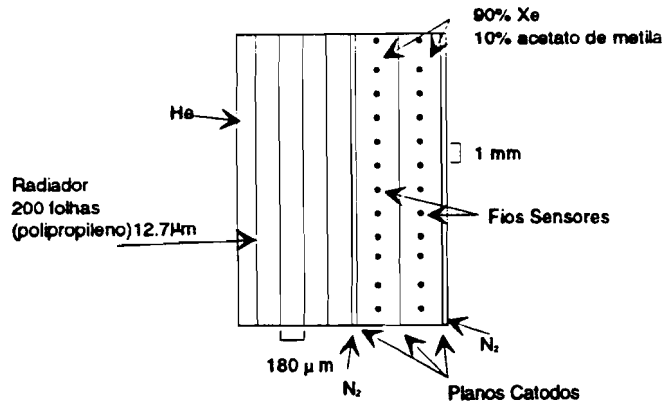


Figura 3.6. *Um dos módulos radiador–câmara do TRD*

Um aspecto importante no funcionamento do TRD se dá com a diferenciação nas câmaras entre os sinais de partículas carregadas e os sinais emitidos pelos fótons da radiação de transição. Um diagrama da eletrônica que realiza tal diferenciação aparece na figura 3.7. Os 16 conjuntos de 4 fios contíguos em cada plano do detetor se conectam a pré–amplificadores de baixo ruído e base comum montados na câmara. Os sinais amplificados são transmitidos por cabos coaxiais a uma placa de 16 canais amplificadora, moduladora e discriminadora (ASD) [Yare85].

O desenho da eletrônica objetiva obter uma diferença relativamente grande no tamanho do sinal entre as partículas ionizantes acompanhadas de radiação de transição e aquelas que não irradiam, diferença esta fundamental para o método de "contagem de aglomerados". Este método se apóia no fato de que a captura de um fóton causa uma forte ionização numa região da câmara, enquanto partículas ionizantes depositam energia em "aglomerados" ao longo da trajetória. Assim os sinais (pulsos) referentes à captura de fótons sobem mais rapidamente do que os pulsos advindos de ionização ao longo de um traço de partícula carregada. Os módulos ASD amplificam esta diferença

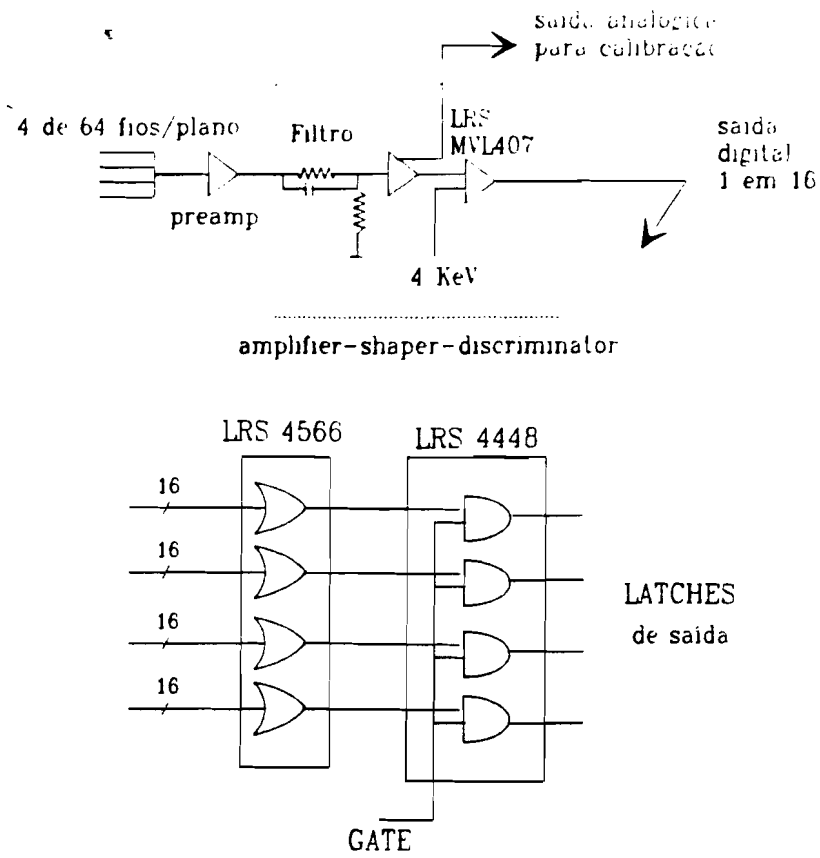


Figura 3.7. *Diagrama da eletrônica do TRD*

modulando o sinal das câmaras com um filtro de "pólo–zero" que retém a frente do pulso (*leading edge*) diminuindo a "cauda" do pulso.

Assim, cerca de 8.2% dos traços de partículas minimamente ionizantes dão um sinal acima do limiar estabelecido na eletrônica, enquanto que a eficiência para fótons provenientes de radiação de transição resulta em 83%. A informação que provem do TRD consiste de 48 *bits* que assinalam a presença de radiação de transição nas câmaras, cada *bit* correspondendo a uma câmara [Erre91].

O tempo máximo de arrasto dos elétrons nas câmaras é de cerca de 120 ns. Neste intervalo de tempo não é improvável que mais de uma partícula carregada atravesse o detetor aumentando artificialmente o número de *bits* disparados pelas câmeras. Assim um circuito de veto foi implementado para negar o *trigger* quando uma segunda partícula atravessar o TRD em menos de 150 ns, circuito este denominado *killer-bit*. Também se faz um corte no número de aglomerados de *hits* nos 8 planos de câmaras proporcionais

usadas para determinar a posição da partícula incidente no alvo. Se o número de aglomerados de *hits* ultrapassar 9 este evento não será aceito na análise *off-line*. Esta perda de dados chega a 25% quando a intensidade do feixe incidente suplantava 2 MHz. Discutiremos as câmaras proporcionais na seção 3.6.

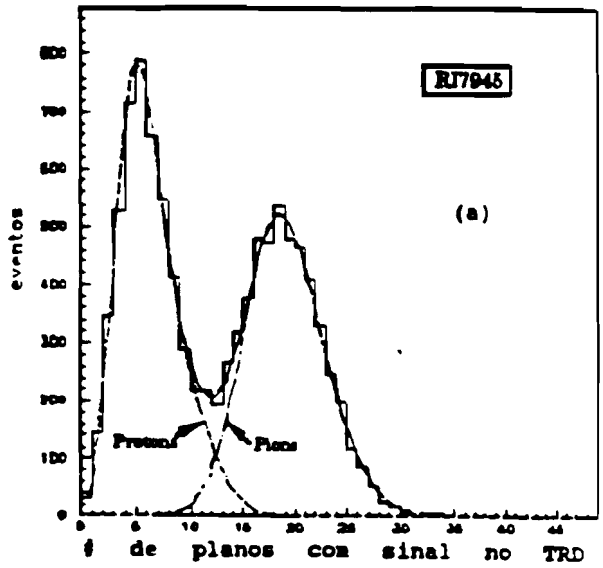


Figura 3.8. *Distribuição de bits do TRD*

No *run* negativo, onde 97% das partículas incidentes eram píons, somente a informação do DISC foi suficiente para separar káons de píons. No *run* positivo a presença do TRD era imprescindível. Uma distribuição do número de *bits* disparados pelas câmaras do TRD para uma fita de dados do *run* positivo aparece na figura 3.8. O pico em torno de 5 corresponde aos prótons e o pico em torno de 18 corresponde aos píons. Uma distribuição deste tipo foi ajustada por uma função que é a soma de quatro distribuições binomiais, duas para cada pico. A motivação física para isto é que as câmaras dianteiras (em cada módulo) têm em princípio uma probabilidade menor de detectar um fóton que já passou na câmara anterior. Estes ajustes determinam a probabilidade de que uma partícula incidente seja um próton (com uma pequena contribuição de káons não identificados pelo DISC) ou um píon, bem como a eficiência e o nível de contaminação em cada pico devido à outra partícula. Para uma probabilidade maior do que 90% da partícula incidente ser um píon, a eficiência média fica em cerca de 85%, enquanto a contaminação de prótons é apenas de cerca de 1% [Jedi91].

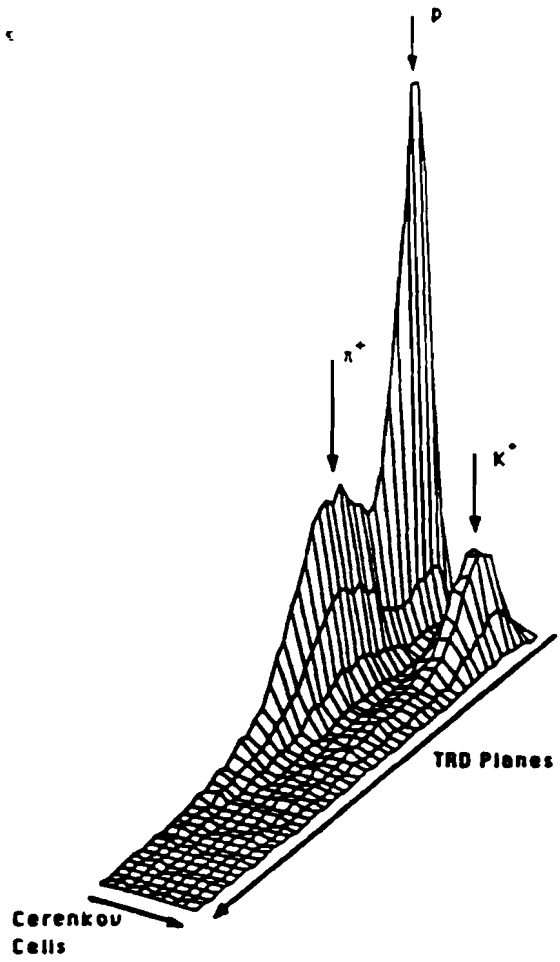


Figura 3.9. *Ação conjunta do TRD e do DISC*

A figura 3.9 mostra o poder da ação conjunta do TRD e do DISC em separar as diversas partículas incidentes. Num eixo aparece o número de coincidências das fotomultiplicadoras do DISC e no outro o número de *bits* do TRD. Pode–se distinguir nitidammente, na figura 3.9, três picos: o DISC separa pions e káons e o TRD separa prótons e píons.

3.4. O alvo

O alvo do experimento foi projetado para permitir uma medida precisa da dependência com o número de massa A da seção de choque para a produção de charme. Ele se compõe de 26 folhas finas de quatro materias com diferentes números de massa: Berílio ($A = 9$), Alumínio ($A = 27$), Cobre ($A = 63$) e Tungstênio ($A = 184$). Desta

forma a E769 poderia definir se a seção de choque variava com A^1 ou $A^{2/3}$, já que $A_W / A_{Be} = 20$ e $A_W^{2/3}/A_{Be}^{2/3} = 7.5$ [Anjo85]. Além disso, a configuração do alvo foi otimizada para a reconstrução e filtragem dos eventos. Cada uma das folhas tem uma largura de cerca de $100\,\mu$m a $250\,\mu$m. Na figura 3.10 mostra-se um esquema do alvo e dos contadores na parte (a), enquanto que a posição do vértice primário está em (b), caracterizando o cintilador de interação e as diversas folhas que compõem o alvo. A tabela 3.2 contém as propriedades físicas dos materiais que compõem o alvo.

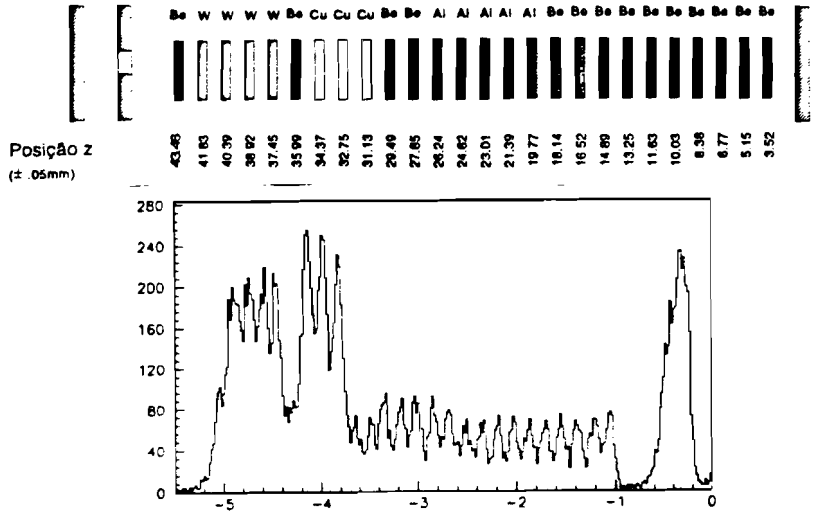


Figura 3.10. *(a) Esquema do alvo, posições das folhas e localização dos contadores; (b) Posição do vértice primário*

material	número de folhas	largura total (mm)	comprimento de interação (%)	comprimento de radiação (%)
Be	14	3.629 ± 0.033	0.892 ± 0.008	1.03 ± 0.001
Al	5	1.261 ± 0.008	0.320 ± 0.002	1.42 ± 0.01
Cu	3	0.761 ± 0.006	0.504 ± 0.004	5.32 ± 0.04
W	4	0.383 ± 0.008	0.399 ± 0.008	11 ± 0.5
total	26	6.034 ± 0.035	2.115 ± 0.012	18.8 ± 0.5

Tabela 3.2. *Propriedades do alvo segmentado*

O material mais denso e de maior comprimento de radiação situa-se na parte anterior do alvo de modo a minimizar o espalhamento múltiplo. Caso fosse desejado essas folhas de material mais pesado poderiam ser eliminadas da análise. Na tabela 3.2

vemos que, embora o comprimento de radiação dos diversos materiais varie bastante, o comprimento de interação é razoavelmente próximo.

Dois cintiladores localizam-se antes do alvo: o primeiro, denominado BEAM SPOT COUNTER assinala a passagem de uma partícula carregada e o segundo, o HALO COUNTER, com um buraco de cerca de 9.5 mm de raio no centro, indica quando a partícula passa centrada no alvo (e provavelmente sem interações secundárias antes do alvo). Um sinal no BEAM SPOT e um NOT.(HALO COUNTER) define a passagem de uma única partícula carregada incidente no alvo. Após o alvo o INTERACTION COUNTER, calibrado para disparar com um sinal de pelo menos 5 partículas minimamente ionizantes, define se houve uma interação no alvo.

A posição $z = 0.0$ cm situa-se entre a primeira placa de SMD (discutido a seguir) e o INTERACTION COUNTER.

3.5. O detetor de vértices

A observação do vértice secundário (de decaimento) de uma partícula charmosa se tornou possível com o uso de detetores de estado sólido. A E769 dispunha de um conjunto de placas de microtiras de silício (*silicon microstrip detector*), SMD.

Um plano de SMD consiste num conjunto de microtiras, sendo cada uma delas uma junção p–i–n [Brow88]. Este conjunto é fabricado a partir de uma pastilha de silício de cerca de 300 μm do tipo n implantando-se arsênico (impureza doadora) num lado para formar uma camada do tipo n. Em microtiras no outro lado da pastilha implanta-se boro (impureza receptora), de forma que estas microtiras são do tipo p. Por fim, uma fina camada de alumínio é depositada sobre o lado n e sobre as microtiras para fazer a conexão externa. A figura 3.11 mostra um corte num plano do SMD.

Quando uma partícula minimamente ionizante passa por um dos planos do SMD são liberados cerca de 24000 pares elétrons-buracos ou 3.8 fC de cada carga. O campo elétrico aplicado à zona de depleção força os elétrons a migrarem para o lado n e os buracos para as microtiras, como ilustrado na figura 3.12. Como a largura da nuvem de íons que chega à microtira é de cerca de 2 μm e também devido à alta resistência entre as microtiras, apenas uma destas microtiras é "disparada". Raros aglomerados de duas

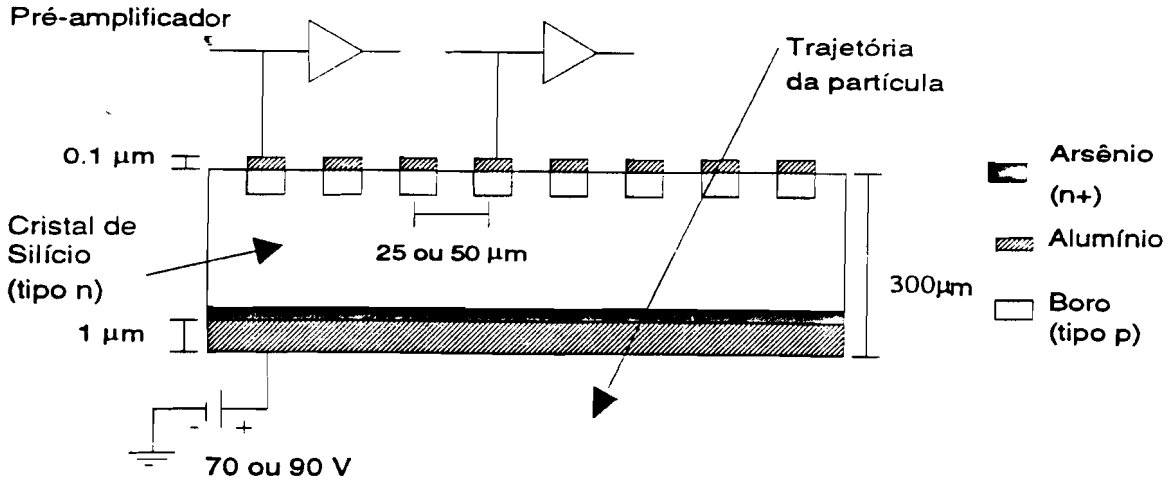


Figura 3.11. *Corte transversal de um plano do SMD*

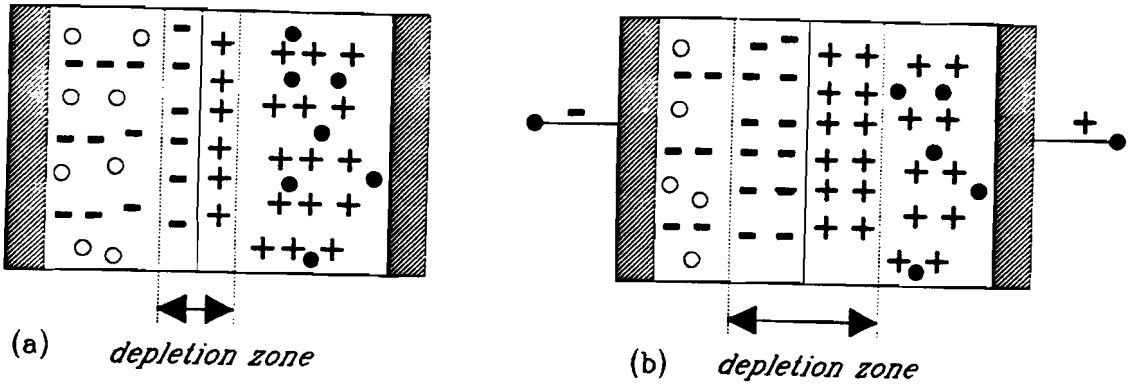


Figura 3.12. *Junç ao p–n; (+) e (−) representam os receptores e doadores fixos na rede cristalina, (•) representam os elétrons e (o) representam os "buracos". (a) nenhum potencial externo aplicado; (b) sistema submetido ao potencial externo e ampliação da zona de depleção*

tiras "disparadas" são devidas a traços que fazem um ângulo grande com a direção do feixe incidente.

Os sinais provenientes de cada microtira passam por um pré–amplificador que tem um ganho de corrente de cerca de 200. Para uma partícula minimamente ionizante o sinal do pré–amplificador é de cerca de 1 mV.

Plaça	número de microtiras	Largura ativa (mm)	Posição (z) ($\pm 0.005cm$)	
BX	688	24.8	0.246	
BY	688	24.8	0.503	
X1	512	25.6	1.931	
Y1	512	25.6	2.934	
V1	512	25.6	6.655	
Y2	767	38.4	10.979	
X2	512	25.6	11.325	
V2	767	38.4	14.932	
X3	512	25.6	19.853	
Y3	1000	50.0	20.202	
V3	1000	50.0	23.878	

Tabela 3.3. *Detalhes do SMD*

O SMD da E769 consiste de onze placas, duas das quais foram instaladas especificamente para a E769. Duas placas adicionais, situadas antes do alvo, deveriam fornecer a posição da partícula incidente, mas a sua eficiência foi muito baixa e o nível de ruído muito alto, de forma que elas não são utilizadas nesta análise. Os detalhes do SMD estão na tabela 3.3 e na figura 3.13 pode-se ver a disposição dos planos de SMD no espectrômetro.

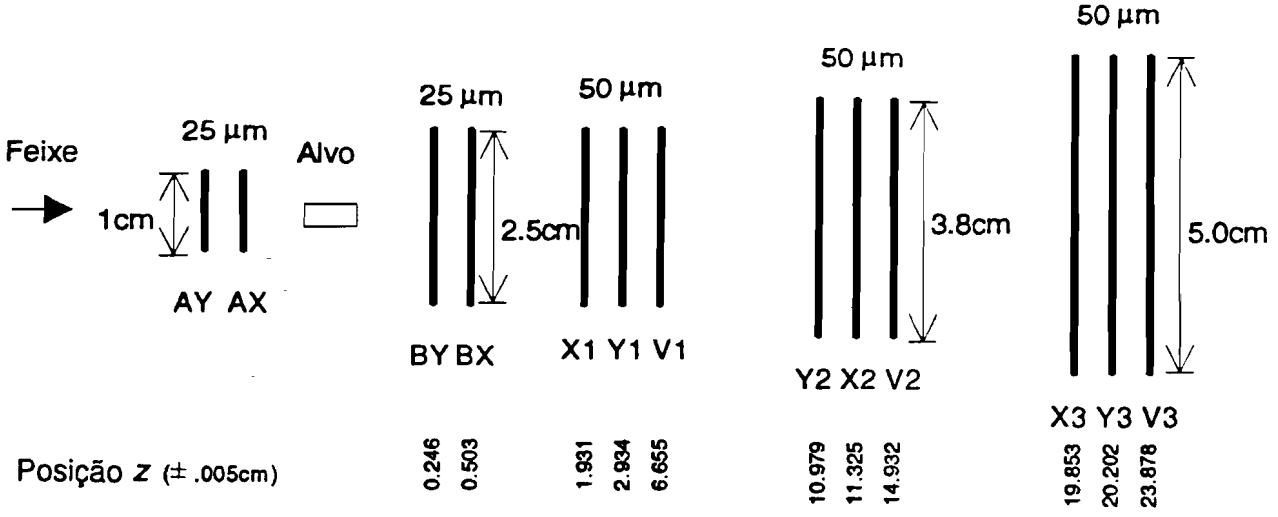


Figura 3.13. *Planos de SMD no espectrômetro*

Os planos BX e BY têm a distância entre o centro de duas microtiras (*pitch*) de 25 μm nas 384 microtiras centrais. Todos os outros planos situados depois do alvo um

pitch de 50 μm. A eficiência média das placas antigas fica em torno de 92.5% [Karc89], caindo para 73% para as placas novas. É fácil mostrar que para um detetor de posição com espaçamento entre os fios ou *pitch* igual a p, o valor teórico do desvio padrão entre a posição medida de uma partícula e sua posição real é dado por $\sigma = p/\sqrt{12}$. Sabe-se, no entanto, que a resolução real de um detetor é sempre pior do que a teórica devido a ruído na eletrônica, pequenos erros nas constantes de alinhamento, espalhamento múltiplo etc. A resolução medida para os planos com *pitch* de 50 μm foi de 17 μm e para os planos de 25 μm foi de 7.5 μm. Estes valores devem ser comparados com os valores teóricos de 14.4 μm e 7.2 μm, respectivamente.

3.6. As câmaras proporcionais

Duas câmaras proporcionais de 288 fios cada, com um *pitch* de 2 mm, são usadas para aumentar a redundância na reconstrução dos traços na direção y. Cada uma das câmaras têm uma aárea ativa de cerca de $0.576 \times 0.576\,\mathrm{m}^2$. A primeira delas, P1Y1, situa-se logo antes da câmara de arrasto D1, enquanto a segunda, P1Y2, situa-se entre as duas seções de D1. Elas utilizam uma mistura de 83% de argônio, 17% CO_2 e 0.3% de freon.

3.7. As câmaras de arrasto

Para determinar as trajetórias das partículas carregadas usam-se 35 planos de câmaras de arrasto, além do SMD. Nas câmaras a passagem de uma partícula carregada libera elétrons de um gás. A presença de um forte campo elétrico força estes elétrons a se deslocarem na direção de um fio sensor. Estes elétrons produzem uma avalanche na vizinhança do sensor que é coletada por este fio.

Os planos são montados em quatro estações, denominadas D1,...,D4. As estações D2, D3 e D4 consistem de conjuntos de planos X, U e V, onde os planos U e V são inclinados de $\pm 20.5^o$ conforme mostra a figura 3.14. O conjunto em D1 contém planos U, V, X e X'. Os planos X' são idênticos aos planos X deslocados de um comprimento equivalente ao de uma célula, de forma a resolver se a partícula que ocasiona o "disparo" de um fio passou à sua esquerda ou à sua direita. A figura 3.15 mostra um corte

transversal de uma câmara e sua estrutura de células. O plano sensor consiste de fios sensores e fios modeladores do campo (*field-shaping wires*) alternados, de forma que na vizinhança de cada fio sensor as equipotenciais são cilindros centrados neste fio. Os planos sensores se situam entre planos catódicos numa alta voltagem negativa (um valor típico sendo -2.1kV). A configuração dos fios foi estabelecida de modo que o campo elétrico é aproximadamente o mesmo ao longo da trajetória dos elétrons, exceto na vizinhança do fio sensor onde ocorre a avalanche. Isto significa que a velocidade de arrasto (v_a) dos elétrons é aproximadamente constante. A partir deste tempo de arrasto Δt pode-se inferir a distância entre o fio sensor e a trajetória da partícula, $d = v_a \Delta t$ [Raab87], [Mena86].

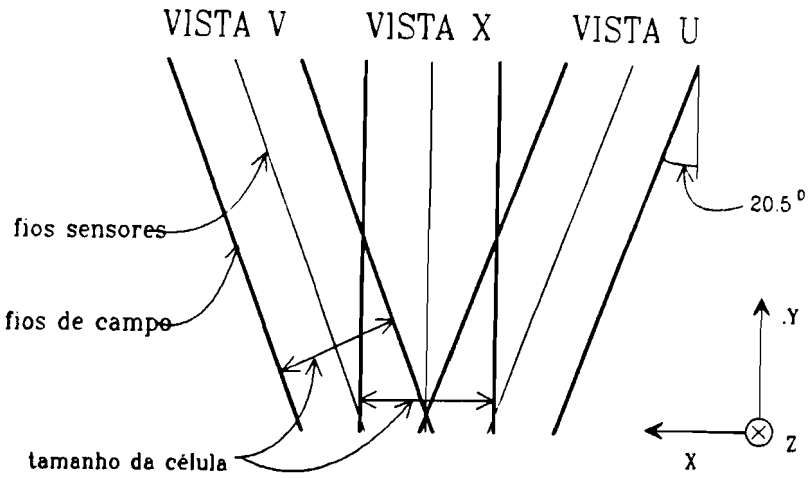


Figura 3.14. *Os planos U, X, V e o sistema de coordenadas do TPL*

A primeira câmara, D1, consta de duas seções, cada uma delas com quatro planos de fios sensores UVXX' (nesta ordem na direção do feixe). A área ativa das seções é de cerca de 0.91 m^2 e a distância entre os fios sensores é de 0.4763–0.4461cm. A segunda câmara, D2, consta de quatro seções de três planos sensores UXV cada, com uma área ativa de cerca de 3.9 m^2 e distância entre os fios sensores de 0.9525–0.8922 cm. A terceira câmara, D3, também consta de quatro seções de três planos sensores cada, UXV, com uma área ativa de cerca de 4.6 m^2 e distância média entre os fios sensores dada por 1.4870–1.5875 cm. Por fim, D4 tem três planos sensores, UXV, com uma área ativa de cerca de 13.3 m^2 e distância entre os fios sensores dada por 2.975–3.175 cm.

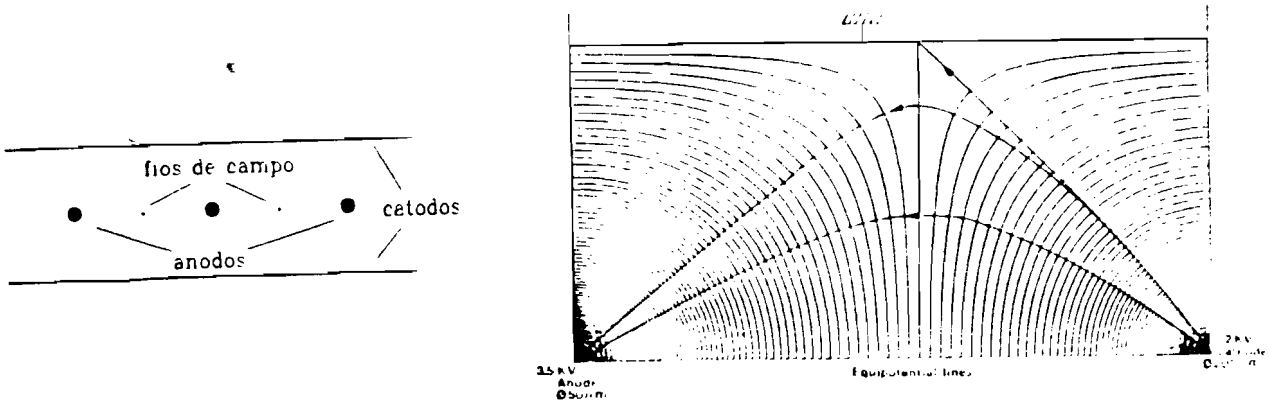


Figura 3.15. *(a) A estrutura de células das câmaras de arrasto; (b) Equipotenciais do campo elétrico no interior de uma câmara*

O gás usado nas câmaras contem partes iguais de argônio e etano. Com esta escolha a velocidade de deslocamento é quase independente da intensidade do campo elétrico. Uma mistura de cerca de 1% de etanol é adicionada para evitar descargas e desacelerar o processo de envelhecimento das câmaras. A velocidade típica de deslocamento situa-se entre 40–50 μm/ns [Mena86].

Os sinais que provêm dos fios sensores são amplificados e discriminados por *chips* DC201 da Lecroy ou N-277C da Nanomaker e servem de sinal de START para os TDC 4291 da Lecroy que reside num bastidor CAMAC. Um módulo 4298 recebe o sinal de STOP do *trigger* que o distribui a todos os módulos 4291 que em seguida digitaliza os dados. Um módulo P4299 (construído no Fermilab) reformata os dados e os deixa prontos para serem lidos pelo sistema de aquisição de dados (descrito na seção 13 deste capítulo).

As constantes de alinhamento, velocidades de arrasto e os tempos relativos para cada plano são determinados *off-line* através de uma série de *runs* de múons.

3.8. Os magnetos

Dois magnetos de grande abertura são usados na obtenção do momentum das partículas carregadas, em conjunto com as câmaras de arrasto. Eles também eliminam partículas de pequeno momentum e aumentam a distância entre os traços das partículas de forma que a região central se descongestiona, aumentando a eficiência do programa de reconstrução de traços e a identificação das partículas pelo Čerenkov.

Os campos magnéticos estão na direção -y e defletem para a direita partículas positivas com velocidade na direção do feixe. A corrente em M1 é de 2500 A, o que resulta num momentum transversal adicional (p_t *kick*) de 212.4 MeV/c, enquanto a corrente em M2 é de 1800 A, resultando num momentum transversal adicional de 320.7 MeV/c (há duas bobinas em M1 e quatro em M2). A aceitação angular dos magnetos é de ±240 mrad na direção horizontal e de ±120 mrad na direção vertical para M1 e de ±120 mrad e ±60 mrad para M2, respectivamente.

3.9. Os detetores Čerenkov

Além do detetor Čerenkov diferencial já discutido na seção 3.2, a E769 usa dois detetores de radiação Čerenkov segmentados de limiar que assinalam a presença de um dado tipo de partícula num certo domínio de momentum. Para velocidades acima da velocidade de limiar $v_{lim} = c/n$ uma partícula carregada emite radiação Čerenkov. O momentum de limiar é dado por $p_{lim} \approx mc/\sqrt{2(n-1)}$. Assim, se na direção de um dado traço de momento p é detectada radiação Čerenkov a massa da partícula tem um limite superior dado por $m \leq \sqrt{2(n-1)}p/c$. Da mesma forma, a partícula tem uma massa mínima caso ela não emita radiação. Assim, dois ou mais detetores Čerenkov com limiares diferentes podem estabelecer limites nas massas das partículas e assim distingui-las. A E769 usa esta técnica para separar káons, prótons e píons. A tabela 2 mostra os limiares para cada partícula e a figura 3.16 apresenta as curvas do número de fótons por metro emitidas por píons, káons e prótons como função do momentum.

detetor	e	μ	π	K	p
C1	0.02	4.2	5.6	20.0	37.7
C2	0.04	7.9	10.4	37.0	69.8

Tabela 3.4. *Limiares nos momenta (GeV) para a emissão de radiação Čerenkov*

O primeiro detetor Čerenkov (na direção do feixe), C1, usa gás N_2 e o outro, C2, usa uma mistura de 80% de He e 20% de N_2. Os tamanhos dos detetores foram determinados pela exigência de que uma partícula típica produzisse uma média de 10 fotoelétrons nas fotomultiplicadoras. Como o número de fótons produzidos por unidade

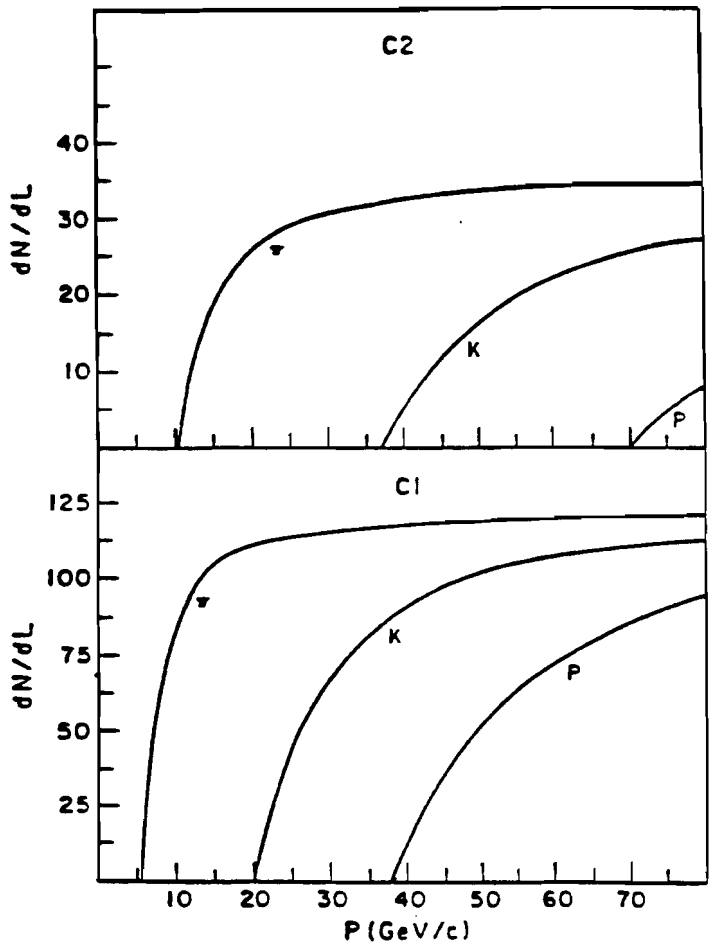


Figura 3.16. *Número de fótons emitidos por metro de caminho percorrido versus momentum, para C1 e C2*

de comprimento é proporcional a $sen\theta_c{}^2$, onde θ_c é o ângulo de emissão de radiação Čerenkov, para píons, θ_c em C1 é de 24 mrad enquanto θ_c em C2 é de 13 mrad. Isto faz com que C2 tenha aproximadamente o dobro do tamanho de C1. Assim, C1 tem 3.7 m e C2 6.6 m de comprimento.

A segmentação dos detetores é dada pelo número de células em cada detetor. Cada célula é um espelho curvo com boa refletividade. C1 tem 28 células e C2 32 células. Na região central dos detetores as células são menores, pois a densidade de traços é maior. A figura 3.17 mostra a estrutura de células para C1 e C2. A limitação de espaço exigiu uma trajetória com dupla reflexão em C1, enquanto que em C2 a luz emitida pelas

partículas é refletida diretamente numa estrutura cônica coletora de luz chamada cone de Winston que por sua vez é ligado a um fototubo muito sensível. A figura 3.18 ilustra o caminho percorrido pelos fótons em C1 e C2. Os fototubos são lidos por módulos ADC 2249 da Lecroy.

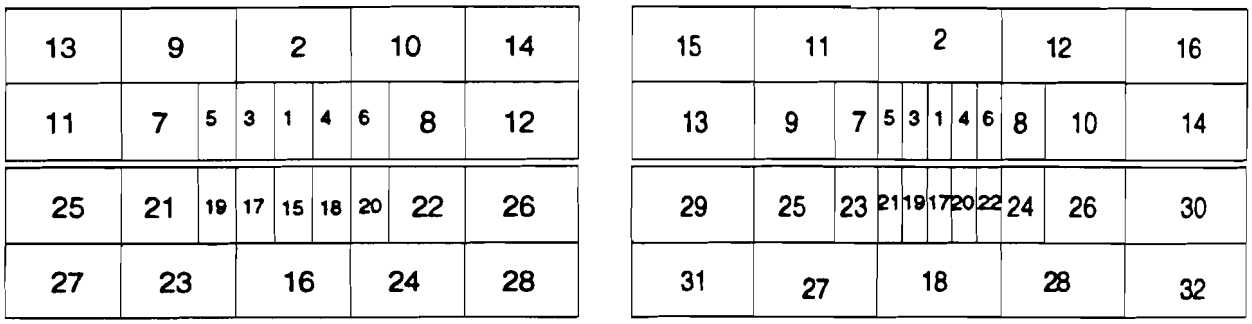


Figura 3.17. *A estrutura de células dos detetores Čerenkov*

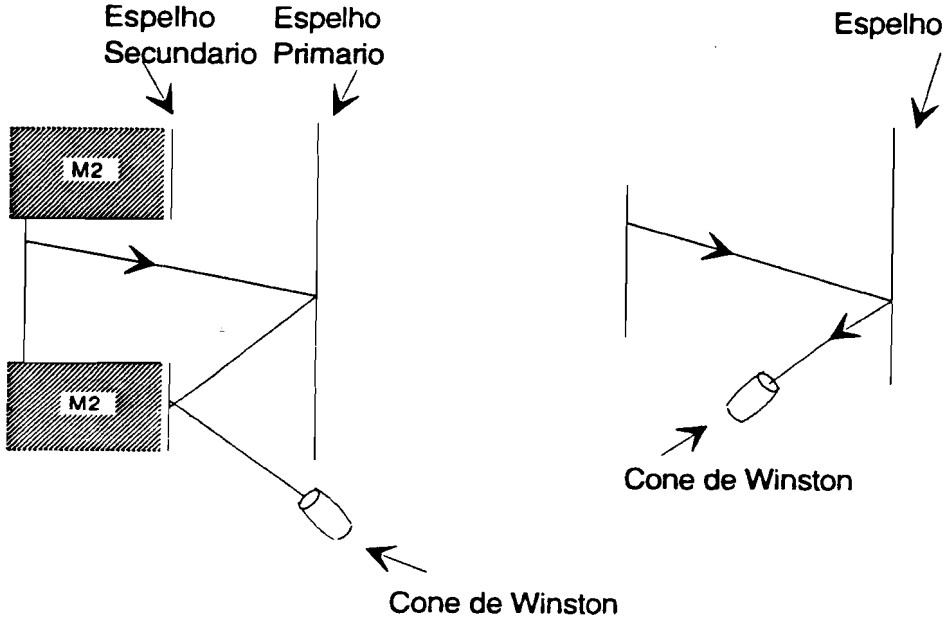


Figura 3.18. *Trajetórias dos fótons em C1 e C2*

3.10. O SLIC

O SLIC (*Segmented Liquid Ionization Calorimeter*) é um calorímetro eletromagnético bastante segmentado em três vistas (X, Y, U) [Bhad85]. Ele consiste basicamente de um grande tanque com 60 camadas horizontais alternadas de líquido cintilador (NE235A) e chumbo. O líquido cintilador está em compartimentos alongados de 6.4 cm de largura (3.2 cm na região central) forrados com teflon. Estes compartimentos estão na direção horizontal para a vista Y e na direção $\pm 20.5^o$ com a vertical para as vistas U e V. Como o teflon tem um índice de refração ($n = 1.38$) menor do que o cintilador líquido ($n = 1.47$) a luz é transmitida por reflexão total para uma *waveshifter bar* que age como guia de luz, levando também a luz do vermelho para o verde, onde os fototubos são mais sensíveis. O outro lado dos compartimentos é fechado por um espelho. Todos os compartimentos de uma mesma vista alinhados na direção do feixe (20) enviam a luz produzida neles para uma mesma *waveshifter bar*, conforme detalha a figura 3.18.

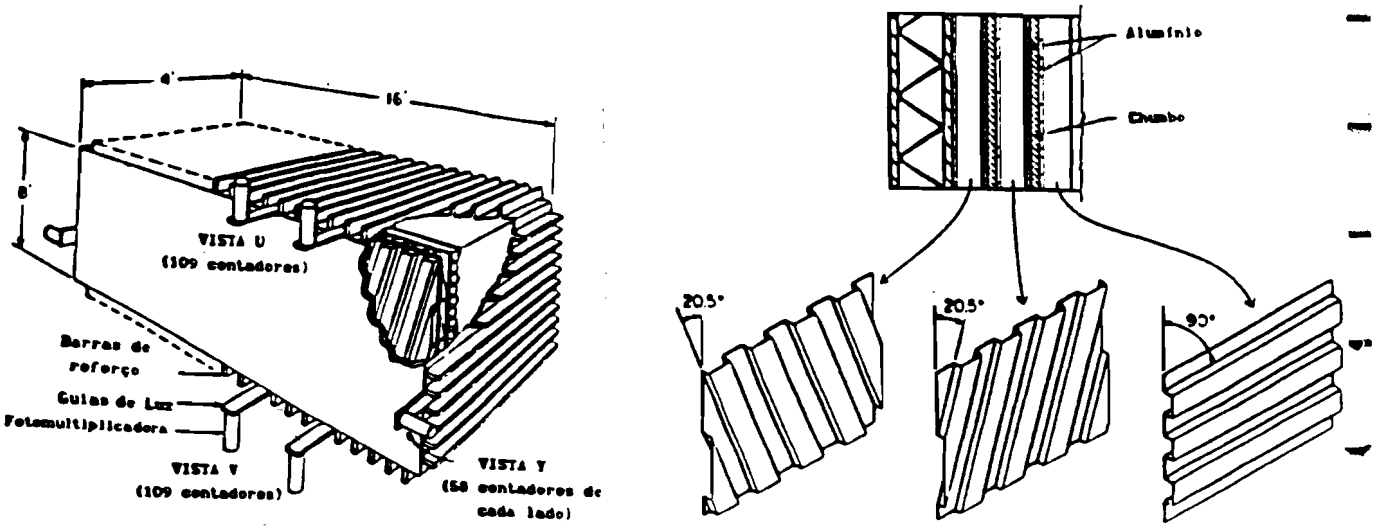


Figura 3.19. *Esquema do SLIC*

Cada uma destas barras compõe um canal do SLIC que desemboca numa fotomultiplicadora RCA 4902 (RCA 4900 para os canais mais largos) operando numa voltagem típica de 1.5–1.8 kV. Os sinais provenientes do anodo são digitalizados por um ADC 2280 da Lecroy e os *outputs* do dinodo são usados como *input* do *trigger*, discutido na seção 3.12. A vista Y se compõe de duas metades de 58 canais cada, com saídas laterais

para as fotomultiplicadoras. As vistas U e V têm 109 canais cada, com saídas em cima e em baixo do SLIC, respectivamente.

A radiação de fótons por elétrons de alta energia e a a criação de pares e^+e^- por fótons também altamente energéticos provocam chuveiros eletromagnéticos no SLIC. Um chuveiro inicia quando um elétron passa por um material denso e radia fótons por *bremsstrahlung*. Estes fótons se convertem num par e^+e^- que continua o processo até que a energia dos fótons situe-se abaixo de 1 MeV, o limiar de produção do par e^+e^-. Estes fótons continuam a perder energia por ionização e espalhamento Compton. Devido ao seu grande número atômico Z, o chumbo tem uma seção de choque eletromagnética bastante grande, o que é adequado para iniciar e manter o chuveiro.

Os chuveiros iniciados por elétrons depositam a maior parte de sua energia nos 20 comprimentos de radiação do detetor. Os chuveiros hadrônicos de uma dada energia produzem sinais com cerca de 0.71 vezes o tamanho dos sinais produzidos por interações eletromagnéticas de partículas com a mesma energia, além de produzirem chuveiros "satélites" que simulam fótons ou outras partículas neutras de baixa energia, gerando muito *background* [Summ84]. A resolução fracional medida do SLIC é $\sigma/E = 15\%/\sqrt{E}$, E em GeV.

3.11. O Hadrômetro

O calorímetro hadrônico ou hadrômetro [Appe86] é usado principalmente como peça chave do *trigger* de energia transversa, discutido na seção 3.12. Ele também serve para identificar hádrons neutros.

O hadrômetro contêm 36 placas de aço de 2.5 cm cada, com 2.7 m de altura por 4.9 m de largura. Entre as placas de aço encontram-se compartimentos alongados de 15 cm de largura contendo material cintilador, tanto na vista X (vertical) quanto na Y. De forma similar ao SLIC, a luz que provem dos compartimentos alinhados na direção z de uma mesma vista é dirigida através de uma guia de luz de lucite a um fototubo EMI 9791 KB. Os sinais dos anodos destes fototubos são digitalizados por um ADC 2285 da Lecroy. A figura 3.20 mostra um esquema do hadrômetro.

A resolução fracional medida do hadrômetro é $\sigma/E = 75\%/\sqrt{E}$, E em GeV.

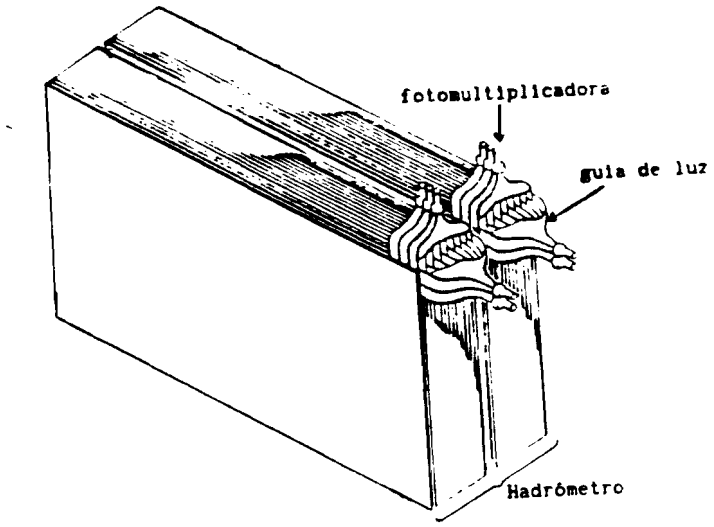


Figura 3.20. *Esquema do hadrômetro*

3.12. O Trigger

Um dado evento é gravado caso uma série de requisitos sejam obedecidos. Denominamos *trigger* o circuito lógico que verifica tais requisitos. A E769 utilizou vários *triggers* discutidos a seguir:

Interação

O *trigger* de interação exige uma partícula incidente bem alinhada com o alvo e pelo menos cinco partículas carregadas no contador de interações, situado logo após o alvo. Este *trigger*, de exigência mínima, seleciona eventos que serão utilizados em estudos de eficiência dos outros *triggers*. Apenas um em cada 100–500 eventos* com *trigger* de interação era aceito. Da amostra total, cerca de 6% dos eventos foram selecionados por este *trigger*.

Energia Transversa

Este é o *trigger* principal do experimento. Por energia transversa designa-se a soma das energias das partículas de um dado evento (medidas no calorímetro) multiplicadas

* Estes fatores foram modificados durante a tomada de dados, dependendo das condições de um dado *run*, para maximizar a taxa de eventos escritos em fita.

pela distância do ponto de interação da partícula com o calorímetro ao eixo do feixe incidente. As energias do calorímetro pesadas desta forma são somadas e integradas num intervalo de 200 ns (E_t *gate*). A soma deve passar de um limiar que variou de 5 a 6 GeV durante a tomada de dados.

A motivação para este *trigger* vem do uso de partículas com alto momentum transverso para indicar eventos charmosos, principalmente léptons com alto p_t [Kern84]. A utilidade deste tipo de *trigger* diminui quando se considera partículas de massa maior e um número médio maior de produtos de seu decaimento. O momentum transverso típico para uma partícula de massa M decaindo em n_d partículas é M/n_d. Por outro lado, adicionando-se o momentum transverso de todas as partículas provenientes de um decaimento ou mesmo todas as partículas produzidas na interação, haverá ainda uma dependência na massa efetiva do estado massivo M [Appe81]

Esta propriedade pode ser facilmente verificada na nossa amostra de eventos com *trigger* de interação. Na figura 3.21 o histograma hachurado é composto por eventos charmosos ($< E_t >= 6.7$ GeV), enquanto o outro é composto por eventos hadrônicos comuns ($< E_t >= 4.6$ GeV).

A partir do *run* 1772, o *trigger* de energia transversa exigiu que o *killer bit*, já mencionado na seção 3.3, estivesse OFF. Caso mais de uma interação ocorra no alvo durante o tempo da E_t *gate*, uma certa fração da E_t destes eventos sucessivos é adicionada à E_t da primeira interação, aumentando portanto a probabilidade de um evento ser aceito, inapropriadamente, pelo *trigger*.

O *trigger* de energia transversa tem um fator de rejeição de cerca de 3, e apenas um em cada 5–60 eventos* que passasse nele era aceito.

Comparando a proporção de eventos charmosos em eventos com *trigger* de interação e eventos com *trigger* de energia transversa, verificamos que o fator de enriquecimento deste *trigger* é de cerca de 1.4 para eventos charmosos. A eficiência do *trigger* foi medida determinando-se a fração de $D^{\pm}$ e $D^0/\bar{D}^0$ dos eventos com *trigger* de interação que também tinham o *bit* do *trigger* de energia transversa ON. A eficiência medida foi de $80 \pm 16\%$.

<u>Energia Transversa Alta</u>

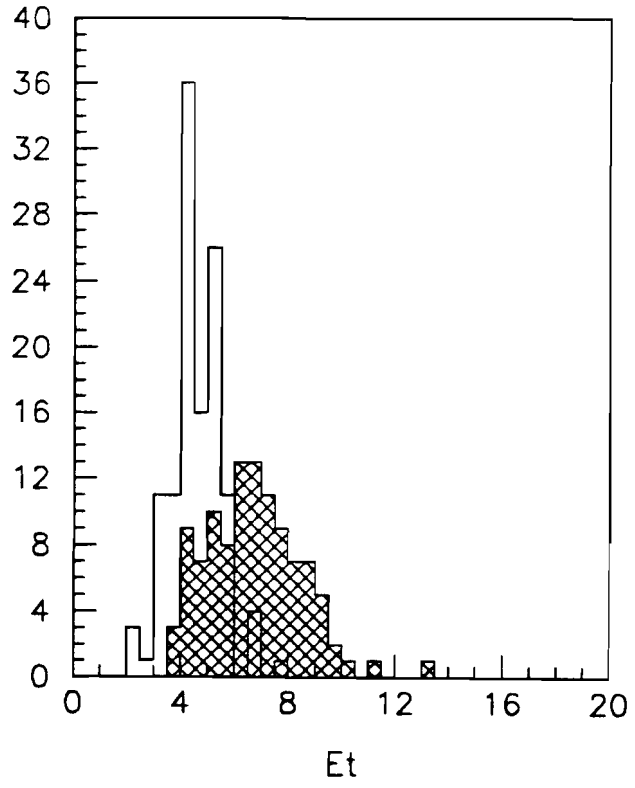


Figura 3.21. *Energia transversa para eventos charmosos e eventos hadrônicos comuns*

O *trigger* de energia transversa alta (E_{tB}) é idêntico ao *trigger* de energia transversa mas exige um limiar mais alto, de cerca de 8 GeV. Este *trigger* foi concebido para aumentar ainda mais a fração de eventos charmosos em fita, tendo um fator de enriquecimento de cerca de 2. Apenas um em cada 7–100 eventos que passavam neste *trigger* eram escritos em fita. Na amostra final, cerca de 16% dos são do tipo E_{tB}.

Outros dois *triggers* foram implementados na E769, o *trigger* de elétrons e o de káons. Não os discutiremos aqui pois eles não serão utilizados nesta tese.

3.13. O Sistema de Aquisição de Dados da E769

O sistema de aquisição de dados da E769 (DA769), pode ser pensado como um protótipo em menor escala do sistema de aquisição de dados da E791 (DA791), descrito com detalhe no próximo capítulo. Por isto resumiremos bastante esta seção e nos referimos ao próximo capítulo para uma discussão mais aprofundada. O DA769 utiliza

os mesmos conceitos de paralelismo que o DA791, com a importante diferença que só há um bastidor VME contendo processadores ACPI [Hanc87].

A figura 3.22 mostra um esquema do sistema [Gay87], onde aparecem os módulos discutidos a seguir.

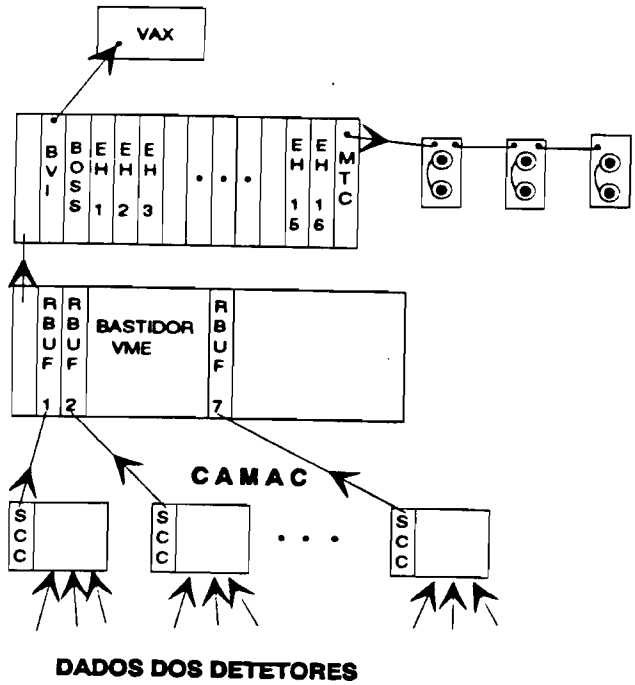


Figura 3.22. *Esquema do DA769*

O controle geral do sistema é realizado por um VAX11/780. Através de um terminal, o operador pode iniciar a tomada de dados (comando START) ou terminá-la (comando STOP). Inicialmente, o VAX carrega a memória dos ACP com o código pertinente. Ele centraliza o controle dos erros do sistema.

O controle do bastidor VME é exercido por uma das CPU, denominada Chefe. Os outros 16 processadores são os Tratadores de Eventos. O Chefe monitora o bastidor VME, decidindo quais dos Tratadores de Eventos leem os eventos (*grabbers*) dos RBUF (discutido a seguir), enquanto os outros 14 processam os eventos lidos (*munchers*).

Os dados dos vários detetores chegavam a 7 bastidores CAMAC (*Computer Aided Measurement and Control*), que é um padrão internacional para módulos eletrônicos com largura de banda de 3 Mbytes/segundo. Um dos módulos CAMAC em cada bastidor, o SCC (*Smart Crate Controller*) [Hans87] [Bern87], baseado no *chip* 68000 da Motorola,

lê as informações dos detetores guardadas em seu próprio bastidor, após receber um sinal do *trigger*. Cada SCC envia então estas informações a um RBUF (*Readout Buffer*) [Vign87] localizado num bastidor VME. Os RBUF contêm dois *buffers* independentes. Enquanto um deles é carregado com os resultados dos SCC, o outro é lido pelos *grabbers* situados em outro bastidor VME.

Cada evento bruto da E769 se compõe de cerca de 1.6 K palavras de 16 *bits*. Um SCC pode ler cada palavra em cerca de 600 ns. No entanto, como a leitura é feita em paralelo, cada evento é lido em cerca de 140 μs apenas.

Os módulos MTC (*Magnetic Tape Controller*) enviam as informações sobre os eventos já formatados nos Tratadores de Eventos para uma das três leitoras de fita magnética STC2925 que operam numa velocidade de 100 polegadas por segundo com a densidade de 6250 bytes por polegada.

O DA769 consegue gravar cerca de 400 eventos/segundo com um *dead time* de cerca de 0.7 ms por evento.

4
O Sistema de Aquisição de Dados da E791

O Sistema de Aquisição de Dados da E791 (DA791), planejado para gravar cerca de $10 - 20 \times 10^9$ eventos em fita, numa taxa de cerca de 10 Mbytes/s, utilizou recursos tecnológicos de fronteira em computação paralela, eletrônica digital e meios de armazenagem de dados. Ele representou a maior inovação no aparato experimental da experiência E791*. Aqui descreveremos basicamente o *software* desenvolvido neste projeto [deMe89], [Amat92].

4.1. Os componentes do sistema

O sistema foi projetado no padrão VME *(Versa Module Europe)*, um padrão internacional para módulos eletrônicos que tem a largura de banda de 40 Mbytes/segundo nas especificações. Por medida de segurança os nossos módulos se restringiam a 10–20 Mbytes/segundo.

Descreveremos de forma sucinta os componentes do sistema (veja figura 4.1)

- Digitalizadores: Cada detetor possui um sistema digitalizador que transforma sinais analógicos em digitais. Estes são transmitidos através de cabos chatos diferenciais torcidos de 32 linhas de dados e uma *strobe* (padrão RS 485). Cada um desses

* S. Bracker, S. Amato, J. M. de Miranda, C. James, D. Summers e J. R. T. de Mello Neto compunham o grupo responsável pelo sistema. Muito da ampla documentação (texto e figuras) produzida pelo grupo será utilizada nesta seção.

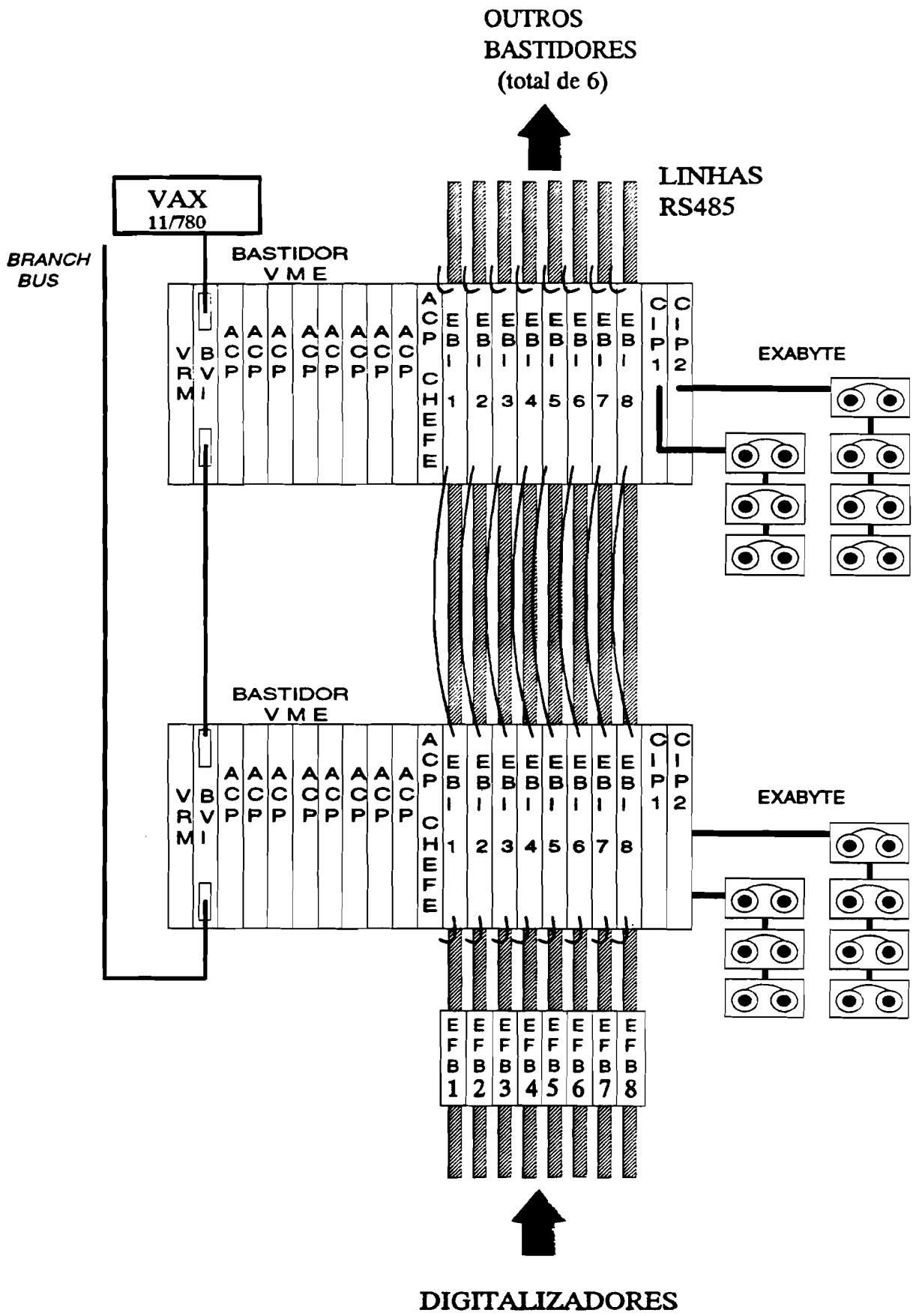


Figura 4.1. *Arquitetura do DA791*

cabos alimenta um EFB. Os dados chegam com a velocidade máxima de 100 ns por palavra de 32 *bits*.

- EFB (*Event Fifo Buffers*): Unidades de armazenamento de dados (80 Mbytes cada um) que podem ser escritas e lidas muito rapidamente (20 Mbytes/s ou mais). Eles recebem os dados dos detetores e os passam para os processadores (ACP) através de interfaces (EBI). Tais memórias situam-se no caminho dos dados *(data path)* pelos seguintes motivos:

  a) Os EFB acumulam uma boa parte dos dados acumulados no *spill* para processamento no *interspill*. Isto permite os processadores e as unidades de fita funcionarem initerruptamente;

  b) Os EFB proporcionam o acesso concomitante de vários processadores aos dados. Embora apenas um processador possa ler dados de um particular EFB em um dado momento, vários processadores podem ler diferentes EFB de uma vez. Temos um total de 8 EFB no sistema, correspondendo a 8 caminhos de dados.

  c) A direção do controle dos dados muda nos EFB. Os dados são enviados no porto de entrada do EFB sob controle do sistema digitalizador, mas é retirado do EFB sob controle dos processadores.

- EBI (*Event Buffer Interface*) é um módulo VME que possibilita o tráfego de dados e de informações de controle entre um EFB e vários módulos VME mestres. Um EBI é um escravo VME. Qualquer mestre VME com acesso ao bastidor (*crate*) onde se encontra um dado EBI pode ler dados do EFB, verificar o *status* do EFB e passar o controle do EFB a outros EBI conectados a ele. Cada EFB pode ser conectado a uma ou mais EBI. Num dado momento, apenas um EBI pode controlar o EFB na qual ele está conectado. Denominamo-lo EBI ativo. Quando uma CPU de um dado bastidor termina de ler um EFB, ela passa o controle do *buffer* para o próximo bastidor através de um mecanismo de passagem de *token* embutido nos EBI. Estes módulos foram projetados e montados pelo grupo do DA.

- Processadores: Um VAX 11/780 e 46 módulos ACP. Cada módulo é uma placa VME com processador Motorola 68020 de 16.67 Mhz, um co-processador Motorola 68881 e 2 Mbytes de memória (em cada placa).

- VRM (*VME Resource Module*): Um mestre VME que controla o barramento VME num dado bastidor. Sua principal função é arbitrar qual mestre VME tem acesso ao barramento.
- BVI (*Branch-Bus VME Interface*): Módulo VME que liga o VAX aos bastidores VME. Em cada bastidor há um módulo BVI ligado em série com o BVI do bastidor seguinte e assim por diante, até o último bastidor, este ligado diretamente ao VAX.
- MTC (*Magnetic Tape Controller*): O módulo mestre VME Ciprico Rimfire 3503 faz a ligação dos barramentos VME e SCSI (*Small Computer System Interface*). Este é utilizado pelas unidades de fita para transmissão de comandos e dados. O MTC comporta até 7 unidades de fita, mas apenas 4 unidades podem escrever com a máxima velocidade simultâneamente. Isto determinou a configuração escolhida.
- Exabyte: Unidades de fita que utilizam a tecnologia de vídeo, escrevendo em fitas cassete de 8 mm. Cada fita pode armazenar 2.2 Gbytes de dados. A máxima velocidade de escrita é de 0.25 Mbytes/s.

4.2. Os programas do DA791

Três programs diferentes compõem o *software* do DA. O programa controlador do sistema roda no VAX. Este programa, além de controlar todo o sistema, funciona como interface operador–sistema, executando comandos do operador e respondendo em forma de texto e de gráficos, como ilustra a figura 4.2.

O operador tem várias telas de controle do sistema, atualizadas constantemente, que o informam do estado do sistema. Como exemplo deste tipo de informação, a figura 4.3 mostra a tela de controle das Exabytes, que informa a porcentagem de erros das leitoras de fita (fração de blocos de 1 Kbyte reescritos) e a porcentagem de cada fita já escrita.

O sistema também provê uma *mailbox* [VAX84] pela qual outros processos rodando no VAX (ou através de DECNET) podem solicitar histogramas rápidos *on line* de canais dos diversos detetores. Estes histogramas serão discutidos na seção 4.9. O programa do VAX também controla o fluxo de eventos de monitoração para a *event pool*.

Os processadores ACP se dividem em duas classes diferentes: cada bastidor possui

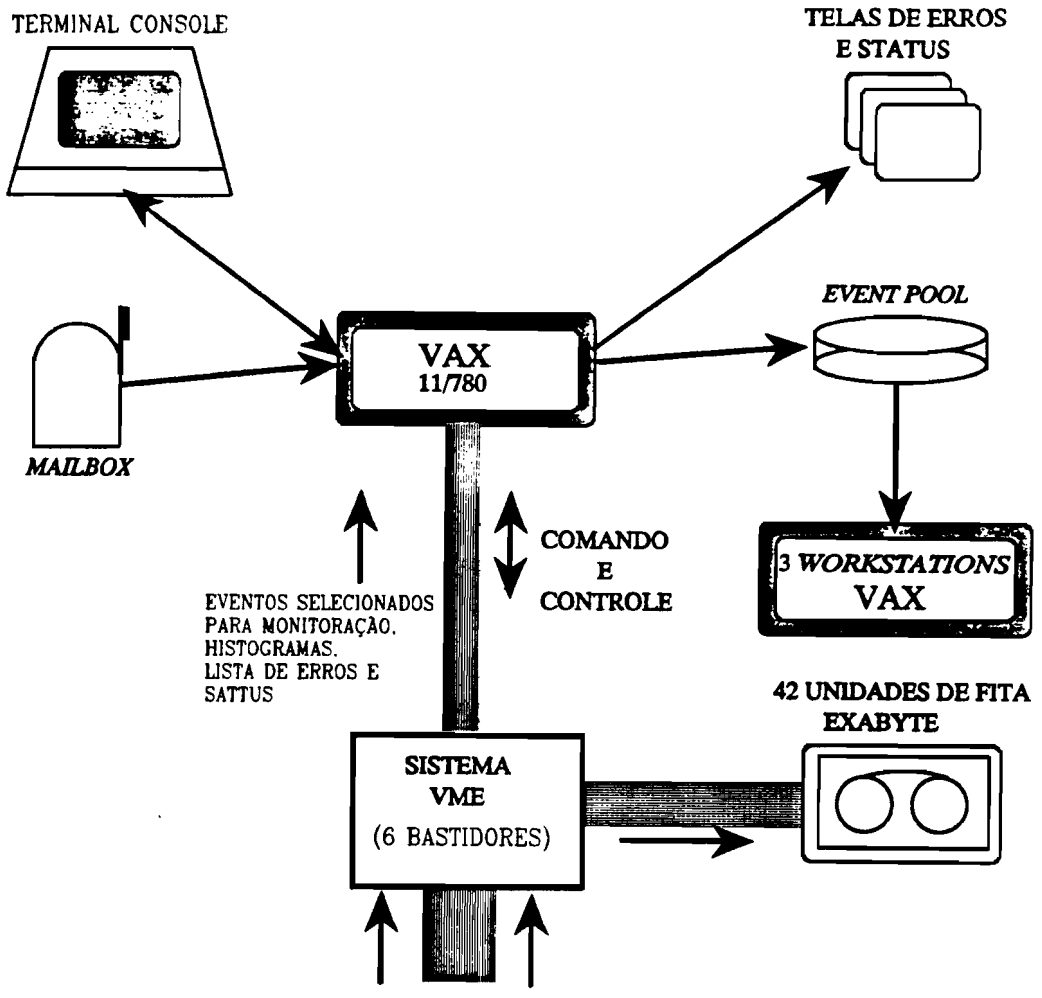


Figura 4.2. *O ambiente do DA791*

um processador que roda o programa Chefe e oito processadores que rodam o programa Tratador de Evento. Estes dois programas serão discutidos em detalhe mais tarde. Um Tratador de Eventos lê os fragmentos dos eventos dos EFB através dos EBI e os arruma num grande *buffer* circular . Num dado momento, um Tratador de Eventos em cada bastidor denominado *grabber* lê os eventos, enquanto os outros (*munchers*) se encontram processando eventos acumulados nos seus *buffers* circulares, lidos préviamente quando estes processadores estavam na condição de *grabbers*. Processar um evento significa comprimi-lo, formata-lo e verificar se todos os seus fragmentos foram montados corretamente. A gerência de cada bastidor (no que diz respeito aos processadores: quais

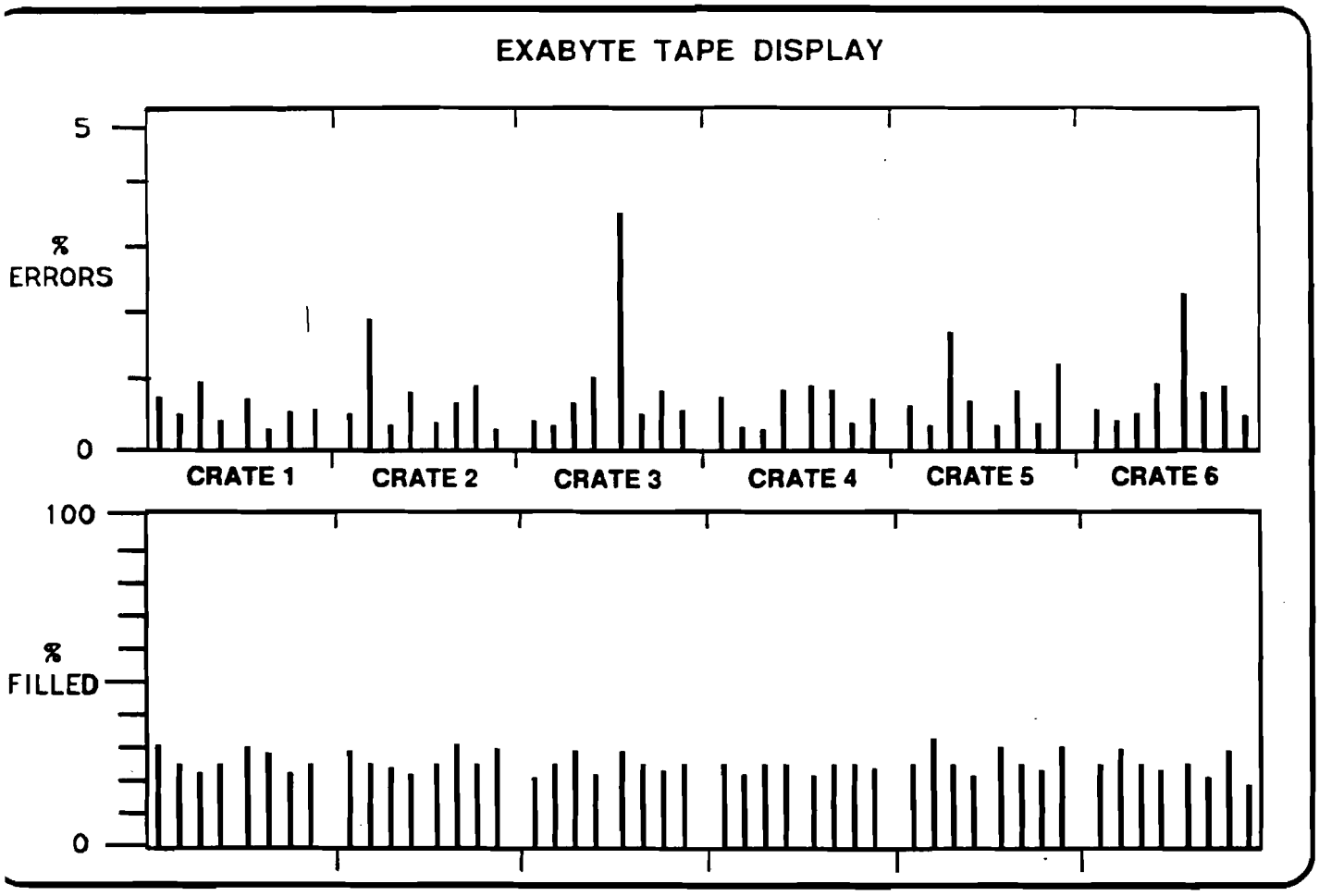


Figura 4.3. *A tela de controle das leitoras de fita*

Tratadores de Eventos serão *munchers* e qual será *grabber*) compete a um ACP rodando o programa Chefe. Este processador também controla o fluxo de eventos de seu bastidor para as unidades de fita e comunica todos os erros acontecidos no seu bastidor para o VAX.

4.3. Padrões de Programação

O *software* é escrito principalmente em FORTRAN, apenas algumas sub-rotinas onde a velocidade de execução é determinante estão em ASSEMBLER — rotinas de transferência de dados de um módulo a outro, por exemplo. Um arquivo mestre contem todo o código para os três programas e no seu final se encontram todos os COMMON BLOCKS usados nos três programas. Antes da compilação, cada um dos programas é

pre–processado com TEXTI, um gerenciador de programas–fonte escrito por S. Bracker. Este gerenciador insere todos os COMMON BLOCKS em seus lugares corretos e prepara um arquivo FORTRAN real. Todas as sub-rotinas são comentadas profusamente. Cada programa e *procedure* declara IMPLICIT NONE e SAVE, com cada variável comentada onde for declarada. A compilação, o *linking* e a gerência de arquivos se dão através de arquivos de comandos simples no VAX.

A configuração de *hardware* é completamente transparente aos programas: no início de cada *run* o programa do VAX lê um arquivo de configuração de *hardware* que inicializa os parâmetros (número de bastidores VME, número de processadores em cada bastidor, número de Exabytes, etc). Isto significa que um módulo, unidade de fita ou mesmo todo um bastidor com problemas pode ser retirado do sistema rapidamente, ocasionando apenas uma taxa menor de eventos gravados em fita.

Como objetivamos um código de fácil manutenção e entendimento, tentamos mantê-lo o mais simples possível. Portanto apenas um processo roda em cada CPU. Além disto, nenhuma interrupção é permitida. A estrutura básica dos três programas é a mesma: um grande *loop* no interior do qual várias sub-rotinas executam ações que geralmente envolvem a comunicação entre módulos ou até mesmo entre níveis diferentes da hierarquia do sistema (veja figura 4.4). A hierarquia do sistema será discutida na próxima seção.

Usamos sempre o conceito de sub-rotinas *fall through*, sub-rotinas que nunca ficam em *loop* interno esperando alguma ação ser concretizada (veja figura 4.5). Cada vez que o programa entra numa sub-rotina, ela faz sua tarefa tão completa quanto possível sem esperar por respostas externas, atualiza uma variável com a informação do estado atual da tarefa e passa o controle para a próxima sub-rotina no *loop*. Quando o programa na sub-rotina de novo, ela continua de onde ela parou na última vez e prossegue desta forma até que a tarefa seja completada. Caso tal ação não se efetue num determinado tempo, o processador que a requisitou relata o erro ao seu superior hierárquico.

4.4. A Intercomunicação entre os Processadores

Esta seção descreve como os diferentes processadores se comunicam, passando

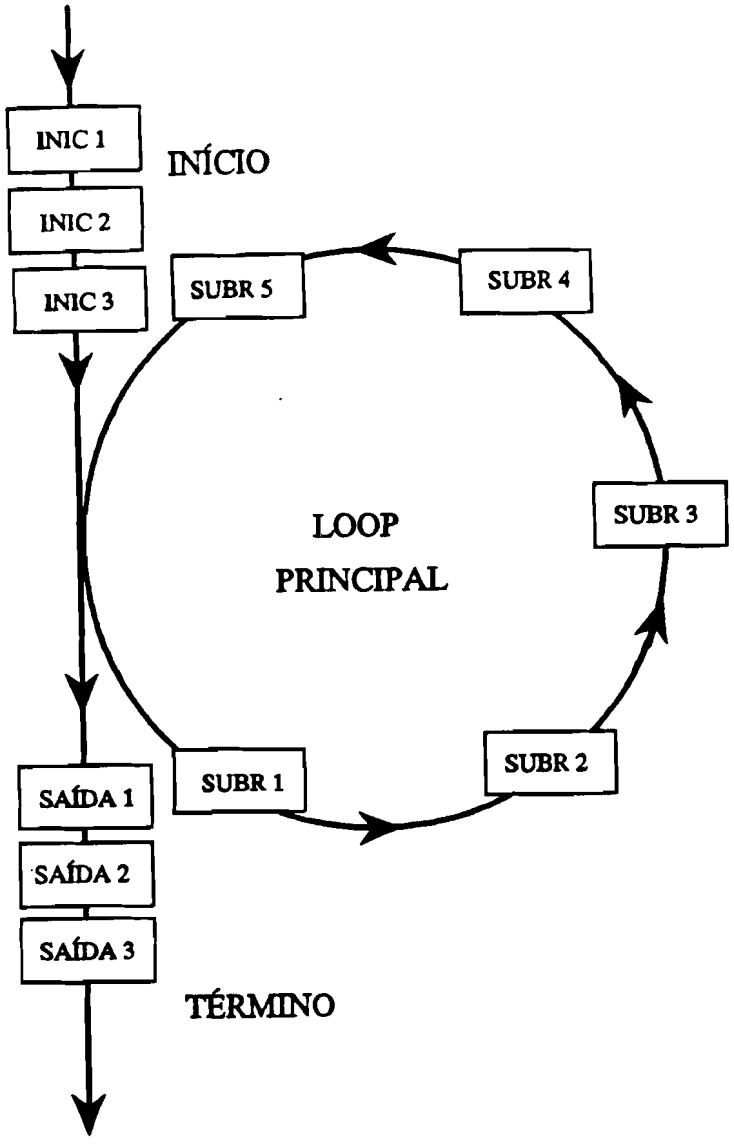


Figura 4.4. *Estrutura básica dos programas*

informação de *status* e controle. A estrutura básica é semelhante à estrutura do DA769 [Gay87], embora muito mais complexa. A figura 4.6 explicita a hierarquia do sistema: o VAX num primeiro nivel, seguido do Chefe e dos Tratadores de Events. Comandos de controle são transmitidos do VAX aos Chefes, do VAX aos Tratadoes de Eventos e dos Chefes aos Tratadores de Eventos. Informação de *status* pode ser passada do Chefe ao VAX e dos Tratadores de Eventos aos Chefes. Os Chefes não se comunicam entre si e apenas lidam com Tratadores de Eventos de seus respectivos bastidores. Os Tratadores de Eventos nunca se comunicam entre si.

Um processador de nível mais alto controla um processador de nível mais baixo

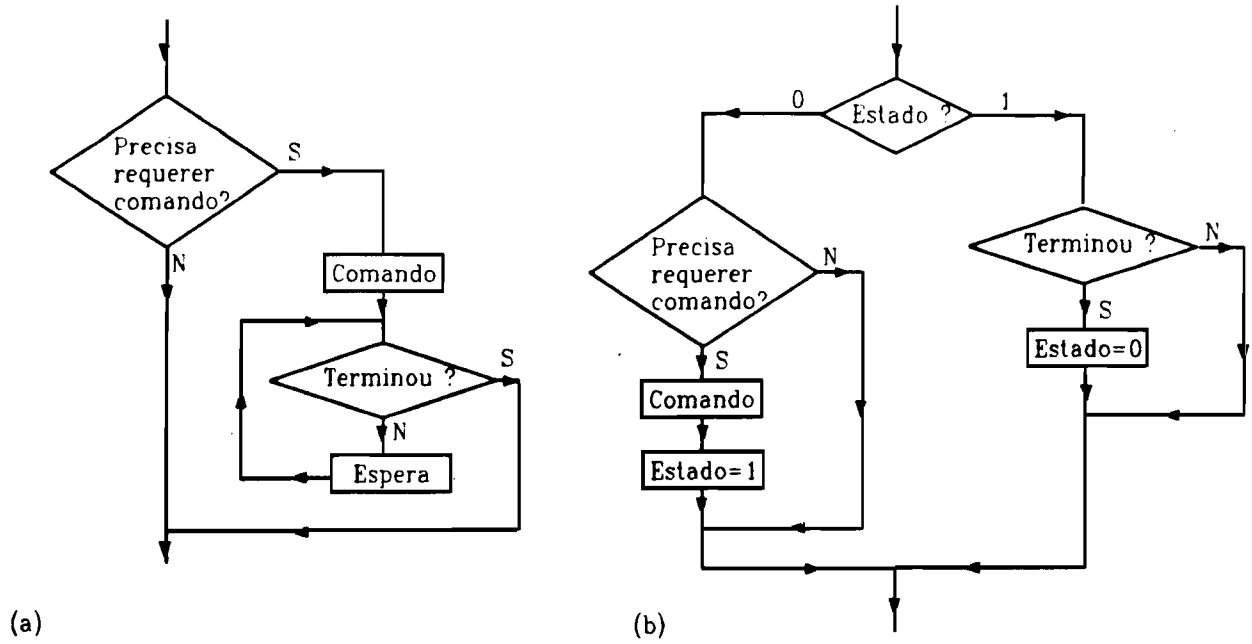


Figura 4.5. *a) Sub-rotina que contêm loops internos; b) Diagrama de uma subrotina fall through*

escrevendo numa estrutura de dados deste processador. Um processador de nível mais alto examina o *status* de um processador de nível mais baixo lendo uma estrutura de dados neste último. Um processador de nível mais baixo jamais acessa a memória de um processador de nível mais alto.

A estrutura de dados na qual os processadores de nível mais baixo recebem comandos e gravam *status* é o COMMON /INTCOM/. Um bloco INTCOM de estrutura idêntica reside em cada Chefe e em cada Tratador de Evento *. Este bloco pode se localizar em qualquer parte da memória do processador. Para permitir o acesso de processadores de nível mais alto a este bloco, o seu respectivo endereço é colocado na primeira palavra (aqui sempre significando um conjunto de 32 *bits* da Área Absoluta (16 palavras nos endereços da memória do ACP que o sistema operacional não usa, começando na posição 10000 hexadecimal). Cada processador de nível mais baixo coloca o endereço de seu bloco INTCOM nesta localizaçao no inicialização do programa. Para prevenir os processadores de nível mais alto de acessarem o bloco INTCOM de um processador de nível mais baixo antes que este bloco e seu ponteiro de endereço

* O VAX não necessita de tal bloco sendo o processador de maior nível no sistema

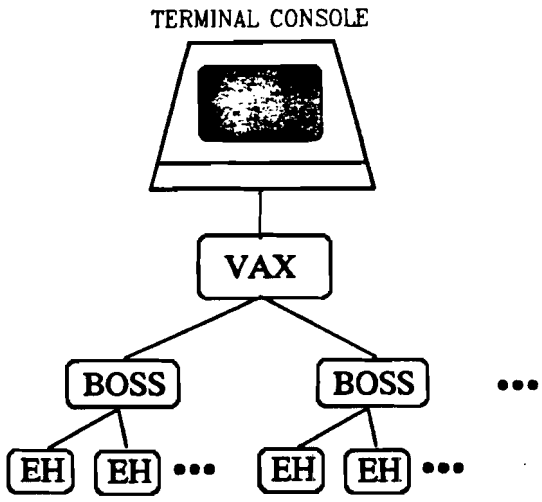


Figura 4.6. *A hierarquia do sistema*

estejam definidos, os programas são carregados e executados iniciando no nível mais baixo (Tratadores de Eventos) e prosseguindo acima hierarquicamente até o VAX. As variáveis em INTCOM que recebem comandos e seus *status* (se foram ou não executados) são:

nome	função
BCOMMAND	Recebe comandos do Chefe
BCOMPLETE	Indica completação dos comandos do Chefe
VCOMMAND	Recebe comandos do VAX
VCOMPLETE	Indica completação dos comandos do VAX

BCOMMAND e BCOMPLETE são usados nos Tratadores de Eventos para receber

comandos do Chefe e para gravar o *status* de execução de tais comandos. VCOMMAND e VCOMPLETE são usados no Chefe e nos Tratadores de Eventos para receber comandos do VAX e para gravar o *status* de execução destes comandos. Tanto os comandos do VAX quanto os do Chefe se dão da mesma forma. Podem ser definidos até 32 comandos diferentes. A cada comando corresponde um bit específico nas palavras de comando e de completação. Qualquer combinação de comandos pode ser emitida concomitantemente. A execução superposta dos comandos (começando um, executando um outro, completando o primeiro) é permitida. Um processador emitindo um comando se responsabiliza em verificar se tal comando foi emitido antes, e em caso positivo, se já foi executado.

A terminologia usada no protocolo de comunicação é a seguinte: O processador de nível mais alto emitindo um comando é o comandante. O processador de nível mais baixo executando um comando é o executor. O comandante pode emitir um comando para qualquer executante adequado. O executante reconhece o comando, o executa e comunica a sua completação . O comandante verifica se o executante realmente executou o comando e se ocorreu algum erro. Detalharemos a seguir o protocolo da emissão e execução de um comando.

Protocolo:

O comandante emite um comando:

- O comandante se certifica que o executante está disponível para aceitar um comando de um certo tipo (bit do comando = 0, bit da completação = 0);
- O comandante põe ativo o bit do comando (bit do comando = 1, bit da completação = 0)

O executante verifica se um particular comando foi emitido:

- O executante examina o bit do comando e o bit da completação. Se o bit do comando esta ativo e o bit da completação está inativo, então um comando foi recebido;

O executante executa o comando e comunica sua completação:

- O executante executa o comando especificado pelo comandante. Se ocorrerem erros, eles são encaminhados ao comandante através dos mecanismos de tratamento de

erros (que rão descritos posteriormente);

- O executante põe o bit da completação ativo (bit do comando = 1, bit da completação = 1);

O comandante verifica a completação de um comando e a presença de errors:

- O comandante verifica o bit do comando e o bit da completação. Se ambos estão ativos, então o executante fez tudo o que foi possível para a execução do tal comando;
- O comandante desativa o bit do comando, avisando ao executante que o *status* do comando foi recebido (bit do comando = 0, bit da completação = 1)

O executante se prepara para receber outro comando do mesmo tipo:

- Quando o executante vê que um certo bit do comando está inativo enquanto o bit da completação está ativo, ele desativa o bit da completação, indicando com isto a possibilidade de receber outro comando deste tipo;

Este protocolo mostrou-se à prova de falhas na delicada tarefa de coordenar várias CPUs trabalhando em paralelo.

4.5. O Programa dos Tratadores de Eventos

Como foi mencionado anteriormente, dos Tratadores de Eventos num determinado bastidor um se encontra no estado *grabbing* e os outros, no estado *munching*. No estado *grabbing*, ele inicia lendo cada fragmento de um dado evento dos EFB através dos EBI. Ele só pode ler o fragmento se o EBI estiver ativo. No início do programa a permissão de ler os EFB é dada ás EBI do bastidor 1. Quando o *grabber* no bastidor 1 vê que o EBI ligado ao EFB 1 está ativo, ele lê o primeiro fragmento do primeiro evento e passa o estado ativo do EBI 1 de seu bastidor para o EBI 1 do bastidor 2. Então, enquanto o *grabber* no bastidor 1 lê o segundo fragmento do primeiro evento passando o estado ativo para o EBI 2 no bastidor 2, o *grabber* do bastidor 2 pode ler o primeiro fragmento do segundo evento e então passar o estado ativo para a EBI 1 do bastidor 3.

Claro está que a possibilidade dos fragmentos de um evento se misturarem com os de outro, colocando todos os eventos posteriores fora de sincronia, se configura como um dos problemas mais sérios que podem aparecer no sistema. Para prever tal possibilidade,

cada fragmento contém em sua primeira palavra o ESN (*Event Synchronization Number*) que tem que ser o mesmo para cada fragmento de um dado evento. Este número é gerado por um módulo acoplado ao *trigger* de forma que cada evento dentro de um *run* é unicamente identificado. Ao ler um evento, o *grabber* verifica se todos os fragmentos de um evento têm o mesmo ESN e se o contador de palavras no início de cada fragmento é um número permitido. Se algum desses problemas é detectado, ele notifica o Chefe que encaminha esta informação ao VAX. Por sua vez, o VAX desarma o *trigger*, ordena a todos os Chefes que não designem nenhum Tratador de Eventos como *grabber* e apaga todos os dados que estão nos EFB, pois todos eles poderiam ter sido corrompidos. Então ele arma o *trigger* do experimento de novo, e emite um comando aos Chefes para que retomem a coleta de dados.

Os eventos são colocados pelos Tratadores de Eventos *grabbers* num grande *buffer* circular de entrada nas suas memórias. Este *buffer* contém um cabeçario de 10 palavras com os ponteiros do *buffer* e os contadores que controlam o fluxo de entrada e saída, além de 250K palavras (~1 Mbyte) para os eventos.

Quando o estado de um Tratador de Eventos é trocado pelo Chefe de *grabber* para *muncher*, ele começa a processar cada evento, ou seja, reformatar o cabeçário de cada evento e comprimir os fragmentos. Processado um evento, este processador transfere o evento para os *buffers* de saída, atualizando os ponteiros do *buffer* circular. Na memória de cada Tratador de Eventos são definidos 10 *buffers* de saída (eventos prontos para serem transferidos às fitas). Os *munchers* alocam 3 palavras para o cabeçário de cada um destes *buffers* de saída e começam a preenchê-lo com os eventos. Se o próximo evento não couber mais num *buffer* de saída, este evento será colocado no próximo *buffer*. O *buffer* quase cheio é truncado, eliminando–se assim as as palavras que não foram usadas no fim. Então este *buffer* de saída, que já está no tamanho de um *record* da fita, é submetido ao Chefe para que este o encaminhe à fita.

Durante o processamento os *munchers* podem produzir histogramas (se houver um pedido). De cada 1000 eventos, um é enviado para monitoração.

4.6. O Programa do Chefe

O Programa do Chefe controla quando um dado Tratador de Eventos está como um *grabber* ou como um *muncher*. Idealmente todos os Tratadores de Eventos deveriam ser usados igualmente, mas sem sobrecarga ao sistema com trocas muito frequentes de estado. O estado de um Tratador de Eventos é designado dinâmicamente, de forma a minimizar o tempo que um bastidor não possui um *grabber* ativo. Um *grabber* continua neste estado até que ele esteja com seu *buffer* circular de entrada quase cheio. Neste ponto, todos os outros tratadores de Eventos são examinados pelo Chefe no processo de escolha do novo *grabber*. Um Tratador de Eventos ganha pontos dependendo da quantidade de espaço livre no seu *buffer* de entrada, o número de eventos ainda por processar, etc. O processador com mais pontos é designado o novo *grabber*.

De tempos em tempos o Chefe solicita aos Tratadores de Eventos listas de eventos prontos para serem escritos em fita. Os Tratadores de Eventos encaminham então os endereços de seus *buffers* de saída que estão cheios. O Chefe compila uma lista-mestra de todos os eventos que irão para as fitas no formato que o controlador de fita pode entender. Quando uma unidade de fita estiver disponível, uma lista de comandos é enviada para o controlador. O controlador busca os eventos na memória dos Tratadores de Eventos e os escreve na fita, agindo como um mestre VME, o Chefe sendo um escravo VME. Quando o controlador retorna o *status* positivo na ação de escrever, o Chefe informa ao Tratador de Eventos que libera este *buffer* de saída.

4.7. O Programa do VAX

O VAX situa-se como interface entre o operador e o resto do sistema. Quando o programa começa a rodar, aparece uma tela no terminal como mostrado na figura 4.7.

O menu de comandos disponíveis se localiza na base da tela. O retângulo hachurado pode ser deslocado usando-se as flechas no teclado. Movendo-se o retângulo sobre um comando e entrando RETURN, tal comando será executado. A parte superior da tela informa o *status* de operação do sistema.

O sistema permite o operador iniciar dois tipos de *runs*: o normal, com dados sendo escritos em fita, e o *run* sem dados, onde tudo acontece da mesma forma que o anterior exceto que os dados não são escritos em fita. Este último tipo de *run* é muito útil para

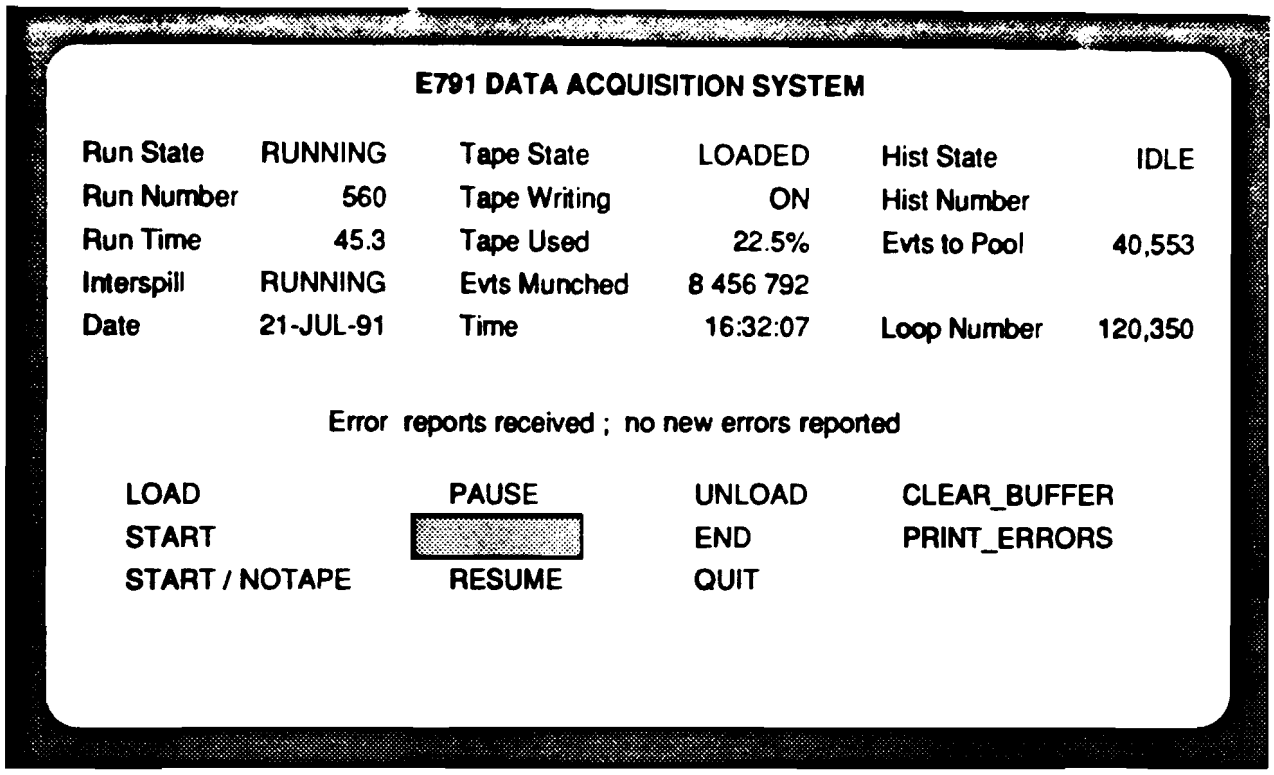


Figura 4.7. *A Tela de Controle do Sistema*

verificação do aparato experimental. Um *run* pode ser interrompido pelo operador ou o próprio sistema pode fazê–lo se as fitas estiverem cheias.

Descreveremos sumáriamente os comandos que o operador pode emitir:

- LOAD: As unidades de fita EXABYTE são inicializadas e as fitas preparadas para serem escritas;
- UNLOAD: Um EOF (*End of File*) é escrito no fim de cada fita, estas são rebobinadas, e as portas das unidades de fita são abertas, permitindo a troca de fitas pelo operador;
- START: Começa um *run* normal. Os dados serão colecionados, escritos em fita e enviados ao VAX para monitoração;
- START/NOTAPE: Começa um *run* sem dados. Os dados serão enviados ao VAX para monitoração mas não serão escritos em em fita. Ambos os START sempre apagarão completamente os EFB, esvaziarão todos os *buffers* nos ACP e armarão o *trigger*.
- END: Finaliza um *run*, tanto os normais quanto os sem fita. Num *run* normal, um EOF é escrito após o último *record* em cada fita. As fitas não são descarregadas por este comando de forma que *runs* adicionais podem ser colocados nas mesmas

fitas se houver espaço.

- PAUSE: O *trigger* do experimento será desarmado após a emissão deste comando.
- RESUME: Um *run* que está em PAUSE pode ser continuado com a emissão de RESUME. Arma-se o *trigger*, de forma que os dados podem fluir para os EFB.

O VAX está constantemente solicitando informações sobre o estado de cada bastidor ao respectivo Chefe. Assim, as telas do sistema (como por exemplo a que mostra o estado das fitas) são constantemente atualizadas. O sistema encerra um *run* automáticamente quando 10% das fitas atingirem o seu limite. Este limite situa-se em 97% das fitas, de forma a ter bastante espaço para os EFB se esvaziarem sem problemas.

4.8. O Tratamento de Erros do Sistema

Num sistema com cerca de 160 módulos, entre CPU, unidades de fita, interfaces, memórias etc, o tratamento e a comunicação de erros assume importância fundamental. O tratamento de erros se aproveita da estrutura hierárquica dos processadores. Qualquer processador no sistema pode reconhecer erros. Quando isto acontece, ele prepara um relatório de erros. De vez em quando os Chefes juntam os relatórios de seus Tratadores de Eventos e preparam um relatório de seu bastidor, que contém o próprio relatório de erros reconhecidos pelo Chefe. Por sua vez o Vax de vez em quando recolhe os relatórios de erros dos Chefes e prepara um relatório de erros que abrange todo o sistema. Este relatório então aparece na tela do operador do sistema ao mesmo que é gravado num arquivo de erros. Se um erro ocorre muito frequentemente, sucessivas mensagens iguais sobrecarregariam inutilmente o sistema. Assim, apenas alguns erros do mesmo tipo chegam à tela do operador. Se este tipo de erro continuar, um relatório resumido aparece na tela, que apenas conta o número de erros em excesso. Se vários tipos de erros ocorrem repetidamente no sistema de forma que o espaço (um *array*) reservado a eles está perto de se esgotar, um relatório de *overflow* é gerado que meramente conta o número de erros que não puderam ser comunicados. A figura 4.8 mostra um exemplo de mensagens de erro que chegam ao operador.

Cada processador tem dois *buffers* para serem usados nos relatórios de erros. Num dado momento, um destes *buffers*, contendo um relatório de erros pronto, está disponível

```
ERROR REPORT NUMBER  1     RUN NUMBER 546

ERROR 105 : CHECK EXABYTE DOOR ** UNIT-READY FAILURE
    CRATE  5   PROCESSOR  0  THERE ARE  17 PARAMETERS
    CONTROLLER NUMBER      2
    EXABYTE NUMBER         3
    STATUS FLAG            1

ERROR  6 : QIO ERROR WHEN CHECKING VME COMMAND COMPLETION
    CRATE  0   PROCESSOR  0  THERE ARE  8 PARAMETERS
    CRATE NUMBER OF THE PROCESSOR BEING CHECKED     3
    NUMBER OF THE PROCESSOR BEING CHECKED           0
```

Figura 4.8. *Tela de relatório de erros do sistema*

para ser lido por um processador de nível mais alto. O outro *buffer* serve para o processador encaminhar os erros que estão sendo reconhecidos por ele no momento. Cada vez que um processador de nível mais alto solicita um relatório de erros o endereço do relatório pronto (no primeiro *buffer*) é encaminhado para o processador solicitante e os *buffers* são trocados. O processador de nível mais alto então lê o relatório de erros e o insere no relatório mais abrangente que ele prepara. Agora o segundo *buffer* fica à disposição do processador de nível mais alto enquanto o primeiro acumula os novos erros e assim por diante.

Um Chefe pode solicitar relatório de erros de seus Tratadores de Eventos e o Vax pode solicitar relatórios de erros dos Chefes. Quando o Vax solicita um relatório de erros de um Chefe, este relatório deve conter todos os relatórios dos Tratadores de

Eventos subordinados a este Chefe. No entanto, se um Tratador de Eventos demorar muito para comunicar seu relatório de erros ao Chefe, este encaminha um relatório de erros incompleto. No seu próximo relatório de erros, o Chefe comunica a lentidão deste Tratador de Eventos como um dos erros detectados por ele.

4.9. Histogramas rápidos

Processos rodando nas *workstations* ou em outros computadores (via DECNET) podem solicitar histogramas rápidos através da *mailbox* que aparece na figura 4.2. Existem dois tipos básicos de histogramas:

(1) Os histogramas de PARTICIPAÇÃO, contando o número de vezes que cada canal dentro de um dado subsistema participou de um evento (por exemplo, quantas vezes uma microtira foi "disparada").

(2) Os histogramas de SINAL, registrando para qualquer valor possível de uma dada variável o número de vezes que um canal dentro de um dado subsistema retornou um dado valor (por exemplo, a distribuição de valores dos tempos de um TDC).

A cada intervalo de cerca de 1 segundo o programa controlador no VAX verifica a *mailbox*.

Quando uma solicitação de histograma chega à *mailbox*, a validade da solicitação é verificada cuidadosamente. Se ela for irregular o sistema a descarta e uma mensagem é enviada ao operador. Se a solicitação é válida, o VAX envia a solicitação aos Chefes que passam-na aos Tratadores de Eventos. Apenas uma solicitação de histograma pode estar ativa num dado momento. Todo Tratador de Eventos que estiver *munching* tem que gerar o histograma solicitado enquanto processa os eventos, até que o numero adequado de eventos seja atingido. O Tratador de Eventos então para de gerar o histograma e torna TRUE a *flag* histograma pronto. O Chefe examina esta *flag* frequentemente, e quando ela está TRUE, o Chefe lê o histograma e o acumula junto com os histogramas produzidos por todos os outros Tratadores de Eventos do bastidor.

Quando todos os Tratadores de Eventos terminarem (O Chefe pode desistir dos mais lentos), o Chefe torna TRUE a *flag* histograma pronto. O VAX examina esta *flag* frequentemente, e quando ela está TRUE, o VAX lê o histograma e o acumula junto

com os histogramas produzidos por todos os outros Chefes do sistema.

Quando o histograma está pronto, o VAX envia o histograma completo para a *event pool* com um cabecário que a identifica. O Vax então está pronto para atender a outro pedido de histograma *on line*.

4.10. O desempenho do sistema

O sistema é tolerante com relação a erros encontrados pelas CPU rodando o programa de Tratador de Eventos e com relação a erros de escrita das leitoras de fita. O sistema como um todo toma dados mais devagar quando um módulo é eliminado do sistema, mas não pára. Falhas do sistema como um todo que impediram a tomada de dados foram extremamente raras e sanadas rápidamente.

Rodando em modo teste, o sistema foi submetido a uma taxa de eventos maior do que a real. O DA791 operou com velocidade máxima de escrita em fita, que é cerca de 9.6 Mbytes/segundo. O fluxo de dados em cada parte do sistema mostrou–se balanceado neste teste. No entanto, durante a tomada de dados real, o máximo de 9.6 Mbytes/segundo geralmente não era atingido simplesmente porque o feixe proveniente do acelerador não produzia eventos o bastante.

O sistema teve um desempenho excelente. A E791 gravou 20 bilhões de eventos em 24000 fitas de 8 mm, o que representa cerca de 50 terabytes de dados.

A arquitetura paralela do sistema é central para o seu desempenho. Este pode aumentar se adicionarmos digitadores mais rápidos, EFB maiores, processadores mais rápidos (como por exemplo os ACPII) e trocarmos as leitoras Exabytes 8200 que escrevem com a velocidade de 0.24 Mbytes/segundo por Exabyte 8500 de velocidade e densidade duplas.

Por outro lado, deve–se observar que a estrutura paralela do sistema não é específica do *hardware* utilizado. Não é obrigatório o uso do padrão VME ou mesmo leitoras de fita do tipo Exabyte. O uso de multi–processadores e de algo parecido com as EBI (algum tipo de *switch*) é necessário. O paralelismo dos bastidores faz com que o sistema seja fácilmente expandido ou diminuido, o que o faz muito versátil.

5

COLETA, MONITORAÇÃO E RECONSTRUÇÃO DOS DADOS

Neste capítulo discute-se o procedimento de coleta, monitoração e reconstrução dos dados. Por reconstrução entende-se a transformação das informações que chegam dos detetores na forma de *hits* nos SMD, *counts* nos ADC, etc, em grandezas físicas das partículas: quadrivetor momentum, carga, etc. Descreveremos os procedimentos utilizados durante a tomada de dados para garantir o funcionamento correto dos detetores. A seguir comentaremos a impressionante demanda computacional da E769 e os vários computadores que foram utilizados por este experimento, tanto no Fermilab quanto no Lafex/CBPF. Prosseguiremos com a descrição dos vários programas que compõem o programa de reconstrução.

5.1. A coleta de dados

De Junho de 1988 a Fevereiro de 1990 o experimento E769 coletou dados no TPL. A monitoração do experimento se dava com os seguintes procedimentos:

- A cada plantão de 8 horas, uma *check list* era preenchida com informações sobre as pressões dos gases, as voltagens nos detetores e sobre os sistemas de alarme. Um monitor dedicado aos sistemas de alarme imprimia mensagens se as voltagens ou pressões dos gases saiam da faixa de valores permitida.
- O programa *checkjob* era rodado em cada plantão, fornecendo as distribuições de *hits* das câmaras de arrasto e do SMD e a distribuição de *counts* provenientes de

cada fototubo dos Čerenkov, do SLIC e do hadrômetro. Fornecia também a massa, largura e razão sinal/*background* do $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ e do $\pi^o \rightarrow \gamma\gamma$, que assinalariam possíveis problemas com o programa de reconstrução das trajetórias das partículas ou com o programa de reconstrução das informações dos calorimetros.

- O *Event Display* mostrava esquematicamente a resposta dos detetores a um dado evento. O evento podia ser visto como um todo e várias vezes durante a coleta de dados este *display* assinalou o mal-funcionamento dos detetores. A figura 5.1 mostra como um evento típico aparece no *event display*. Pode-se ampliar a região do alvo e do SMD, visualizando-se quais microtiras foram disparadas.

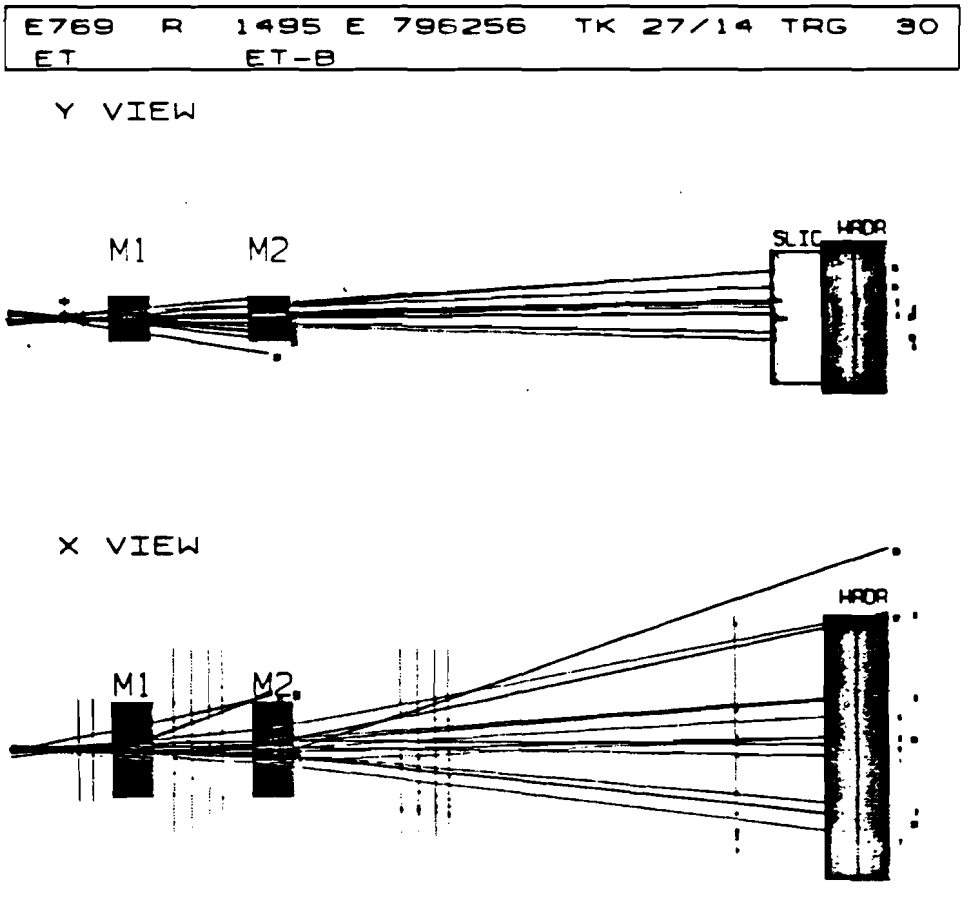


Figura 5.1. *Um evento típico no event display*

- Os DAP (*Detached Analysis Process*) são programas de monitoração específicos para cada um dos detetores, que eram rodados *on line* usando eventos provenientes

da *event pool*.

Além destes procedimentos, a qualidade dos dados foi constantemente monitorada durante a reconstrução pelo programa PASS0, ao qual voltaremos adiante.

5.2. A demanda computacional da E769

Num *run* normal, durando algumas horas, os físicos de plantão trocavam fitas a cada 10 minutos em média. No final da tomada de dados o nosso experimento acumulou cerca de 500M de eventos em cerca de 10k fitas convencionais de 9 trilhas com dupla densidade (6250 bpi). A reconstrução de um evento num VAX 11/780 (tomado como unidade de processamento de 1 MIP*) toma cerca de 15 segundos, o que implica em 250 anos de CPU de uma máquina destas dedicada somente à reconstrução.

A enorme quantidade de processamento obrigou a E769 a recorrer a outras plataformas para a reconstrução e análise. De forma geral, continou-se a desenvolver o código nas estacões de trabalho Vaxstations 3100 que de lá era exportado para outras máquinas. A passagem do código do VAX para outra máquina sempre implica num penoso processo de teste e validação do código, com atenção especial a problemas de precisão numérica e a porções do código que manipulam diretamente os *bits*.

O código é gerenciado com o programa Patchy [Klein88] no VAX. Apenas arquivos em FORTRAN, já com os COMMON BLOCKS distribuídos pelo Patchy, são despachados para outras máquinas usando o FTP (*File Transfer Protocol*).

Duas plataformas de processadores paralelos reconstruiram os dados no Fermilab. O sistema ACPI, com uma média de 130 nós de 0.7 MIP cada (no caso mais pessimista), iniciou a reconstrução. Estes processadores, bem conhecidos desde o sucesso do experimento E691, foram insuficientes para as necessidades do nosso experimento. Recorremos então a um sistema de 4 estações da Silicon Graphics (SGI) 4D/240S rodando o sistema operacional UNIX. Cada uma destas estações contém quatro *chip* MIPS R3000, que emprega a tecnologia RISC, cada um deles com cerca de 16 MIPS.

Além disso, a conversão dos dados para DST (*Data Summary Tapes*) foi realizada no Amdahl, que, embora fosse menos potente (30 MIPS), se presta bem a tarefas que

* 1 MIP: Um milhão de instruções por segundo

exigem um grande número de montagem de fitas e pouco processamento.

No Lafex/CBPF usam-se duas outras plataformas: o ACPII [ACP89], [Mira81] e as estações de trabalho SUN *SparcStations* SLC. O ACPII usa os mesmos *chips* MIPS/RISC R3000 com a vantagem de caberem até 15 processadores num engradado VME, além da presença de especialistas neste computador no Lafex. Assim, os ACPII são responsáveis por todo o processamento que usa CPU intensamente no Lafex *. Em particular, com 8 nós de ACPII no Lafex produzimos cerca de 6 milhões de eventos de Monte Carlo. As estações de trabalho SUN rodam nossa principal ferramenta de análise, o PAW *(Physics Analysis Workstations)* [Brun89], que requer boa capacidade gráfica.

O código que descreveremos em seguida, o pacote de reconstrução, foi implementado nos computadores VAX, ACPI, ACPII, Amhdal e SGI. Os programas de análise, discutidos no próximo capítulo, rodam nos computadores Vax, ACPII, SUN e SGI.

5.3. O pacote de reconstrução

O código de reconstrução se compõe de três partes ou três "passos", que, por razões históricas, denominam-se PASS0, PASS1 e PASS2.

5.3.1. O PASS0

Este programa foi concebido no intuito de realizar uma verificação preliminar dos dados durante a reconstrução e de estabelecer um banco de dados com informações sobre a calibração dos detetores [deMe89]. Ele assinala canais com ruído excessivo na eletrônica, registra os pedestais dos ADC, prepara gráficos de participação, monitora os *scalers*, e guarda um sumário da estatística do PASS1 e PASS2 para cada fita. O PASS0 contém sub-rotinas que realizam a leitura e a saída dos dados já em formato gráfico. Assim, pode-se fazer um gráfico da eficiência das *drift chambers* como função do número do run ou como função do número da fita, por exemplo. As figuras seguintes foram produzidas com este programa.

* Um outro sistema de processadores ACPII, no Fermilab, reconstruiu de novo os eventos selecionados pela *pair strip* (descrita adiante) com novas constantes de alinhamento para o SMD.

A figura 5.2 ilustra a utilização do PASS0 na verificação do funcionamento do *hardware*, com a razão entre os sinais de dois *scalers*, o que registra as interações no alvo e o que registra as partículas incidentes, onde cada ponto representa uma fita de dados. O resultado mostra claramente que cerca de 2% das partículas incidentes interagem no alvo, como aparece na tabela 3.2. A figura 5.3(a) mostra a energia transversa média por evento como função do *run* medida nos calorímetros no início da tomada de dados, podendo-se ver uma grande oscilação no valor médio. Em (b) observa-se a estabilização conseguida no meio da tomada de dados, onde o valor médio da energia transversa mantém-se essencialmente inalterado. A figura 5.4 contém o número médio de vértices reconstruídos por evento como função do número do *run*, também essencialmente constante. Mostra-se o número médio de traços carregados por evento em função do número do *run* na figura 5.5. As duas figuras anteriores ilustram o uso do PASS0 na reconstrução.

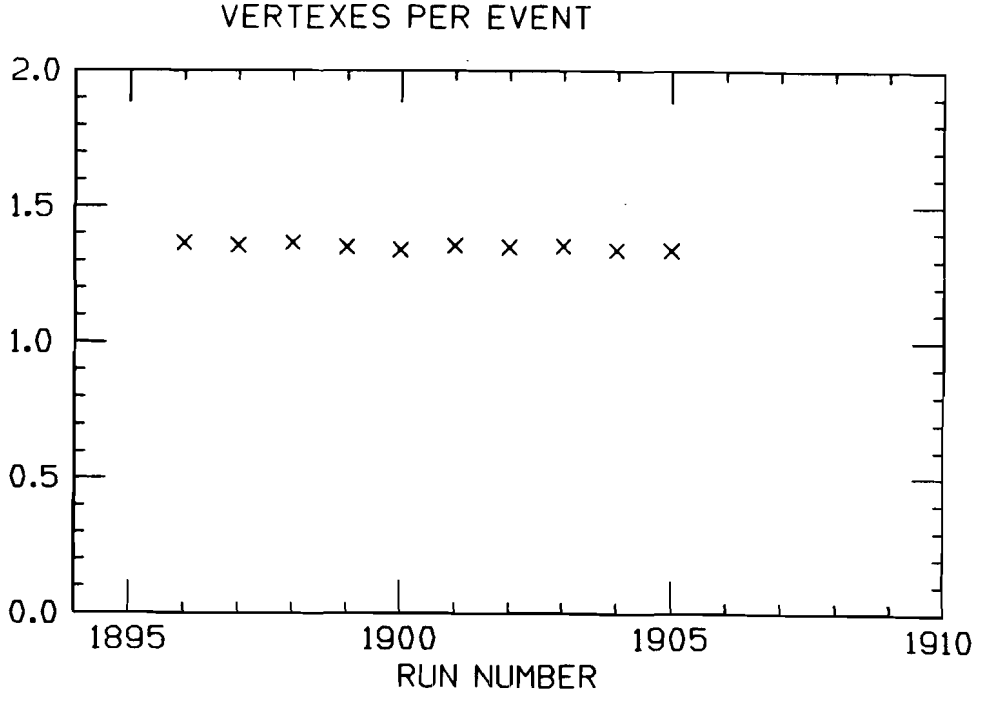


Figura 5.4. *Número médio de vértices reconstruídos por evento em função do número do run*

Vamos descrever a implementação do PASS0 no sistema ACPI. No início de cada fita, a subrotina CALPRE, rodando no μVAX, lê pelo menos 1200 eventos físicos para

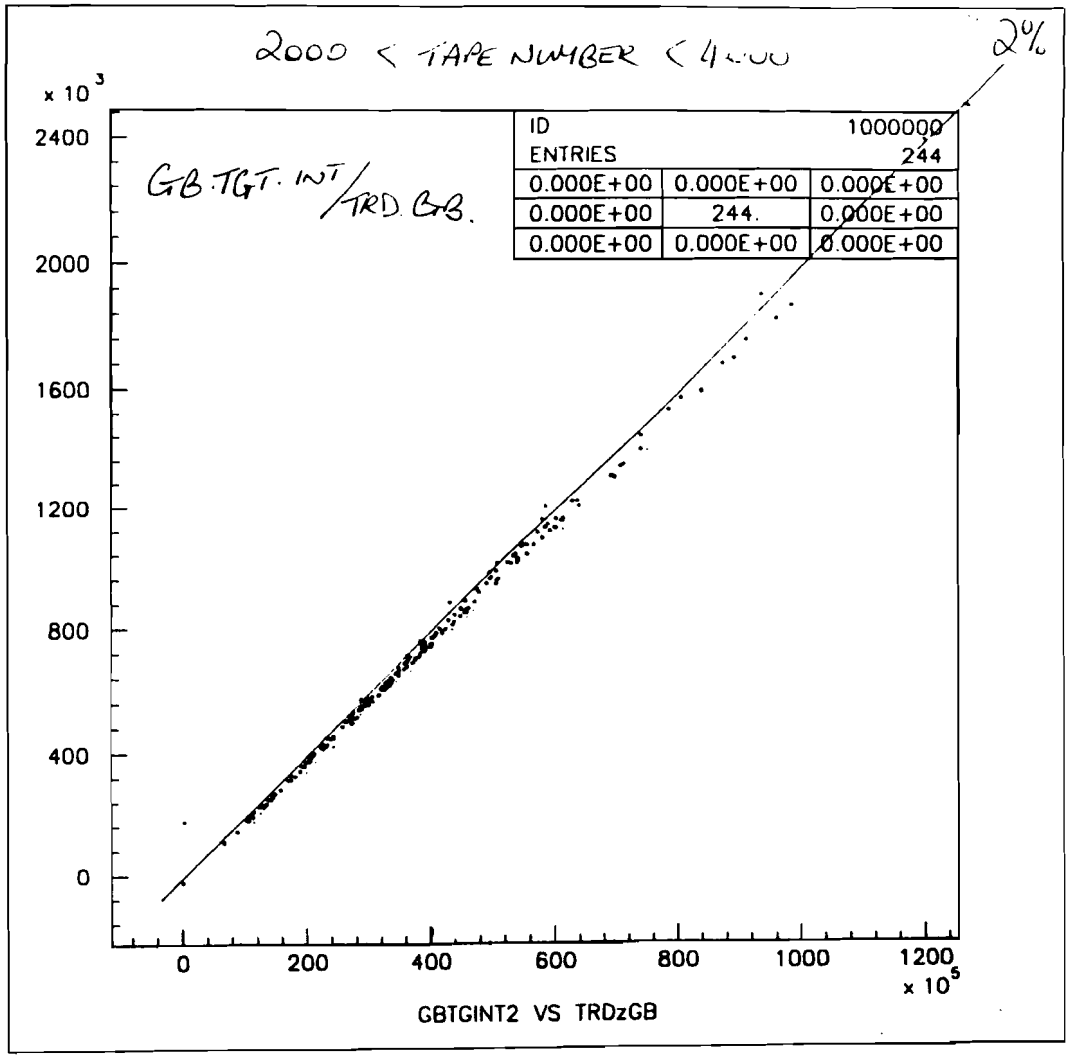
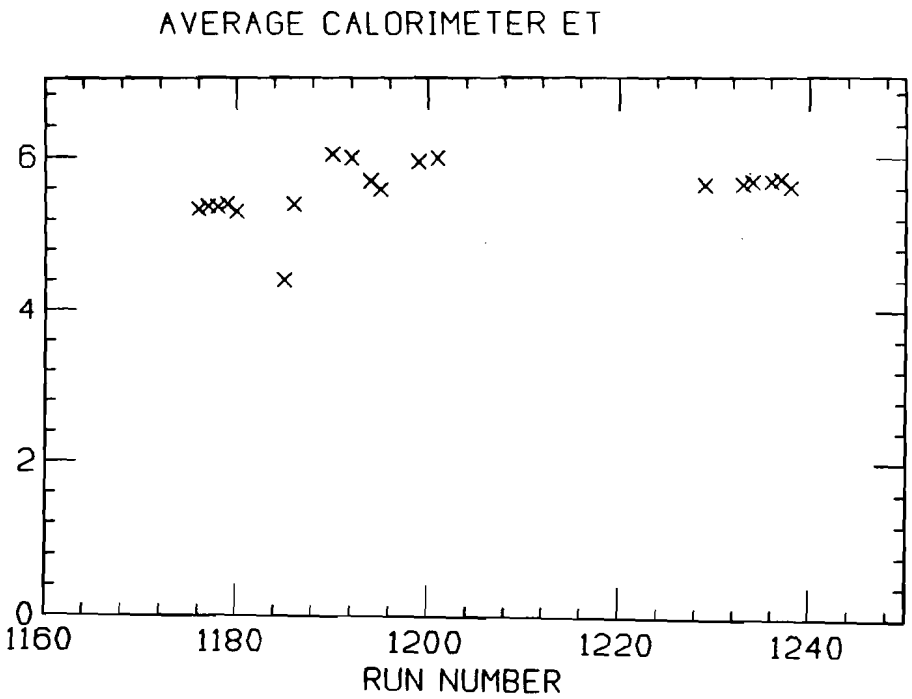


Figura 5.2. *Razão entre as partículas que interagem no alvo e as que incidem no mesmo*

calcular os pedestais e os canais quentes* do SMD. A fita é então re-enrolada. A subrotina CALPAS, em cada nó, coleciona o número de *hits* por plano de câmara de arrasto, informações do DISC, TRD, *trigger*, e a soma de todos os eventos do tipo *scaler* de alguns *scalers* selecionados. No final da fita, a subrotina CALEND coleta os sumários das estatísticas do PASS1 e PASS2.

Como havíamos decidido que o banco de dados com informações para cada fita deveria ser lido pelo mesmo pacote que lê os eventos, cada fita gerava um "evento" que era agregado ao banco de dados.

* Canais que sempre disparam, servindo de monitoração do sistema



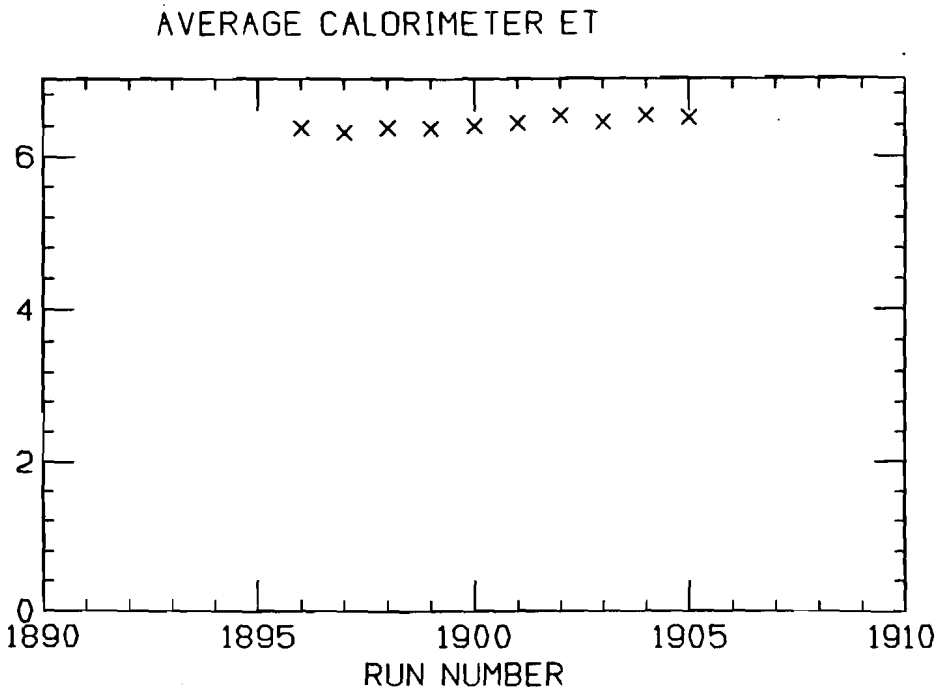


Figura 5.3. *Energia transversa média por evento em função do run number (a) no início da tomada dos dados (b) no meio da tomada dos dados*

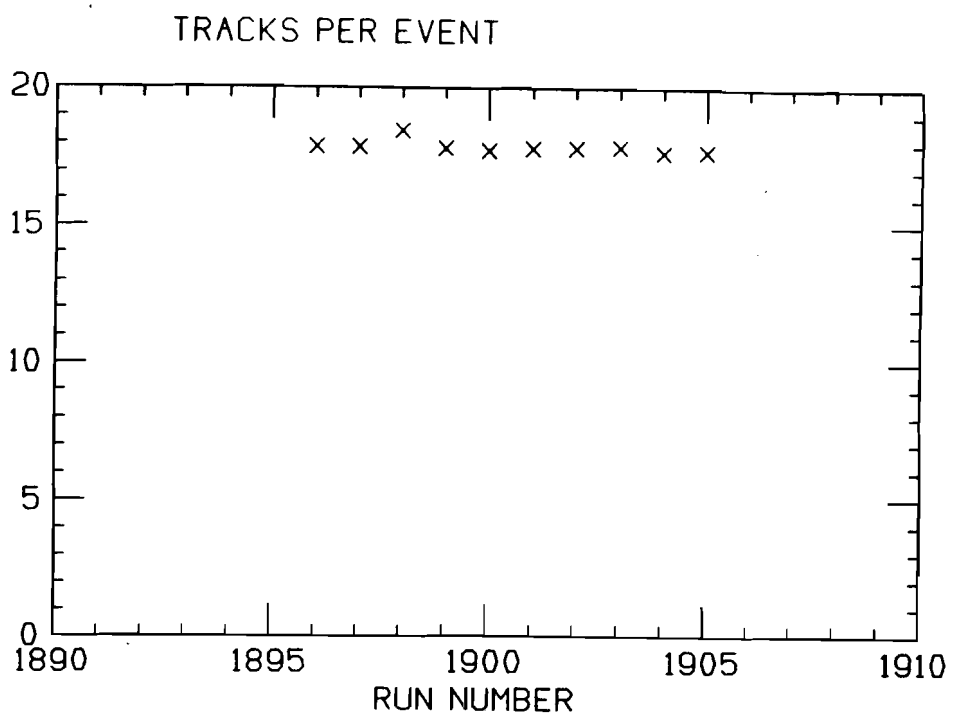


Figura 5.5. *Número médio de traços carregados por evento em função do número do run*

Este banco de dados foi muito importante para avaliarmos o funcionamento dos detetores e principalmente para detectar porções não confiáveis dos dados.

5.3.2. O PASS1

O PASS1 consiste de dois programas, S1234 e SESTR. O primeiro deles reconstrói traços que se originam no alvo, enquanto o segundo reconstrói traços que se originam depois do SMD.

Os dois planos de SMD logo após o alvo (BX e BY) não foram utilizados pelo programa S1234 devido às suas baixas eficiências e alto ruído. Assim, S1234 inicia a procura de traços com os de 3 *hits* em cada uma das três vistas x, y e v. Com um conjunto de traços de 3 *hits* em duas vistas, S1234 procura traços de 3 *hits* na terceira vista que combinem com os outros nas outras duas vistas. A D1 e os planos de PWC depois do alvo também são usados para os traços nas vistas com menos de 3 *hits* no SMD. A exigência mínima para um traço é que deve existir mais que 6 *hits* nos planos de SMD, com pelo menos um *hit* em cada vista. Após a identificação de um traço, este é

extrapolado até os planos BX e BY, onde os *hits* correspondentes são procurados dentro de "janelas" em torno de suas posições preditas pelo traço.

Quando todos os traços no SMD forem encontrados, S1234 os extrapola, passando pelos dois magnetos, até D3. Então as coordenadas y dos tripletos * são combinadas com o traço extrapolado. As coordenadas y são consistentes com uma extrapolação em linha reta, pois os campos magnéticos não curvam as trajetórias na direção y. As componentes x dos tripletes que combinam estabelecem quanto a trajetória se curvou na direção horizontal. Usando uma aproximação de *single-bend-point* para ambos os magnetos, as trajetórias das partículas são estabelecidas no espectrômetro. S1234 faz então um ajuste mais sofisticado dos parâmetros dos traços e do momentum para cada um dos candidatos a traço, usando os tripletes que combinam e a informação dos traços do SMD. Por fim, uma rotina elimina traços com poucos *hits* no SMD, traços com um χ^2 do ajuste dos traços muito grande e traços que compartilham muitos *hits* com outros traços.

5.3.3. O PASS2

O PASS2 realiza a reconstrução da calorimetria e dos detetores Čerenkov e procura os vértices primário (interação do feixe incidente com o alvo) e os secundários (decaimento das partículas).

A reconstrução do calorímetro começa usando os pedestais (acumulados no PASS0) e os ganhos dos fototubos (medidos nos *runs* de calibração para transformar os números provenientes dos ADC em energias. Cada *count* representa cerca de 33 MeV. Então o programa que reconstrói os "chuveiros" localiza as regiões no calorímetro com energia depositada, denominadas setores. As coordenadas de cada setor são determinados pelos contadores nas vistas x,u e v. Esta posição é então ajustada de acordo com as formas dos chuveiros, já conhecidas. Um *stepwise regression fit* [Summ85] então distribui a energia vista no SLIC entre os candidatos e produz um lista de partículas. A comparação desta lista com uma similar produzida no hadrômetro e com a lista dos traços resulta

* Um tripleto é a combinação de *hits* das três vistas em um conjunto de planos para definir um ponto espacial nas câmaras de arrasto.

num catálogo com informação detalhada sobre cada partícula candidata a uma certa classificação. Esta lista contém os quadrimomentos e as probabilidades preliminares das partículas serem elétrons, múons, hádrons neutros ou fótons A distribuição de energia transversa de cada setor é ajustada à forma conhecida de um chuveiro eletromagnético mais uma versão mais larga desta forma que representa um chuveiro hadrônico.

O programa de reconstrução do Čerenkov atribui a cada traço a probabilidade do mesmo ser um elétron, múon, píon, káon e próton. Inicialmente, se atribuia a cada traço uma probabilidade *a priori* para cada uma das cinco partículas, probabilidade esta determinada da fração de cada um destes tipos medida em interações hadrônicas por experimentos anteriores. Estas probabilidades *a priori* estão na tabela 5.1.

elétron	múon	píon	káon	proton
0.02	0.01	0.81	0.12	0.04

Tabela 5.1. *Probabilidades a priori das partículas*

A seguir, as informações dos calorímetros e da parede de múons são usadas na identificação de elétrons e múons. Se um traço tiver uma probabilidade de ser um elétron ou múon muito alta, de acordo com estes detetores, atribui–se uma probabilidade Čerenkov deste traço ser um elétron ou múon bem alta, e a probabilidade das outras hipóteses fica bem baixa. A reconstrução do Čerenkov termina para aquele traço. Da mesma forma, uma probabilidade muito baixa de ser elétron ou múon elimina estas duas hipóteses para este traço. Em seguida a quantidade de luz coletada nos espelhos do Čerenkov é comparada à quantidade de luz esperada para cada uma das hipóteses restantes. Esta informação é combinada com as probabilidades *a priori* para atribuir–se as probabilidades $CPRBR(i,j)$ ao i–ésimo traço para cada uma das cinco possibilidades [Bart87], de forma que a soma de todas as probabilidades para cada traço seja igual a um.

5.3.4. DST (*Data Summary Tape*)

Os eventos reconstruídos são comprimidos num formato conhecido como DST. Neste formato um evento contem apenas a informação julgada absolutamente essencial

para a análise. As informações como o número de *counts* nos ADC para cada canal do calorímetro são descartadas. A tabela 5.2 mostra o comprimento relativo do evento em cada etapa da reconstrução [Wu91].

eventos brutos	PASS1	PASS2	DST
1	2	4	1/2

Tabela 5.2. *Tamanho médio relativo dos eventos*

6
SELEÇÃO E ANÁLISE DOS DADOS

A descrição detalhada da obtenção do sinal de charme e sua posterior análise compõem os objetivos deste capítulo. A simulação dos eventos por Monte Carlo nos garante critérios não tendenciosos (*unbiased*) de seleção de eventos contendo partículas charmosas. Estes critérios, denominados "cortes", serão apresentados e discutidos. Após a obtenção do sinal de eventos charmosos, os parâmetros n, b e b', acompanhados de seus erros estatísticos e sistemáticos, serão determinados para as várias amostras contidas no sinal. Estes parâmetros caracterizam as seções de choque diferenciais (ver seção 1.1). Em seguida, comparam-se os valores obtidos com os cálculos da QCD e com os resultados de outros experimentos.

6.1. O pacote PAW

Nossa principal ferramenta de análise é o programa PAW (*Physics Analysis Workstation*), um sistema para a análise interativa de dados desenvolvido especialmente para aplicações em Altas Energias [Brun89]. A partir dos eventos no formato de DST, cria-se uma n-tupla, contendo uma série de informações sobre o evento e sobre as partículas de interesse no mesmo. Uma n-tupla é básicamente uma matriz com tantas colunas quantas sejam as variáveis acumuladas em cada evento e tantas linhas quantos eventos forem selecionados (pode haver mais de uma entrada por evento).

Uma n-tupla, portanto, é um arquivo que contém informações sobre os eventos

mais interessantes de uma dada amostra. Pode-se, facilmente, fazer um gráfico de uma variável impondo condições sobre outras variáveis do mesmo evento, realizar análises estatísticas, incluindo ajustes de curva, etc. O pacote PAW tem uma excelente interface gráfica, patente nas figuras deste capítulo. O nosso experimento foi o primeiro a utilizar no Fermilab o pacote PAW como ferramenta de análise. Hoje, este pacote se estabeleceu como um padrão na comunidade de Altas Energias.

6.2. A simulação de Monte Carlo

A simulação de eventos pelo método de Monte Carlo, uma das técnicas mais importantes em Altas Energias, aparece tanto no planejamento de um novo experimento quanto na extração de quantidades físicas dos dados.

Os eventos de Monte Carlo da E769 provem da simulação mais completa possível, envolvendo todos os detetores, de um evento verdadeiro. Cada evento de Monte Carlo passa pelas etapas de geração, digitalização e reconstrução.

Na primeira etapa, a geração dos eventos, simula-se uma colisão em Altas Energias e a posterior criação de outras partículas, inclusive as charmosas, de acordo com o que se sabe sobre os processos párton-párton da QCD, utilizando-se modelos fenomenológicos (principalmente na hadronização) e distribuições de grandezas físicas medidas em experimentos anteriores. Em seguida, as trajetórias destas partículas são extrapoladas pelos detetores. Os decaimentos das partículas instáveis acontecem normalmente e as trajetórias de seus sub-produtos são também extrapoladas nos detetores, curvando-se adequadamente ao passar pelos magnetos. Leva-se em conta o espalhamento coulombiano e as interações secundárias. Nesta extrapolação determinam-se as posições x e y de cada passagem por cada uma dos planos do SMD, pelos planos das câmaras de arrasto e PWC, numa dada posição z, o número de fotoelétrons produzidos nos dois detetores Čerenkov, com a trajetória dos fótons emitidos sendo acompanhada até os espelhos destes detetores, e finalmente, a energia depositada no SLIC e no hadrômetro. Todas estas informações compõem a "tabela verdade" do evento.

Na digitalização simula-se a passagem das partículas geradas através dos detetores e a resposta destes. Esta simulação inclui as eficiências e o ruído nas fotomultiplicadoras

dos detetores Čerenkov, SLIC, hadrômetro e da parede de múons. Os canais "mortos" do SMD e das câmaras de deriva, bem como o "buraco na eficiência" destas câmaras (a ser discutido na próxima seção) são levados em conta. Esta simulação termina com um evento no mesmo formato dos eventos dos dados não-processados (*raw data*), apenas com mais um bloco contendo as informações mais relevantes da "tabela verdade".

A terceira etapa consiste na reconstrução do evento de Monte Carlo exatamente da mesma forma que um evento verdadeiro, preservando ainda o bloco contendo informações da "tabela verdade".

A E769 tomou um cuidado especial na simulação de eventos por Monte Carlo. Dois geradores foram utilizados. O primeiro, PYTHIA 4.8 [Beng87] gera os quarks charmosos usando um gerador motivado por processos elementares dados pela QCD em primeira ordem, que ignora a massa dos quarks e utiliza um corte em p_t^2 para evitar singularidades. O programa JETSET 6.3 [Sjos87] (baseado no modelo de fragmentação de *strings*) transforma os quarks em hadrons com propriedades físicas tais como quadrimomento e carga definidas. Neste processo de geração de hadrons um forte *leading effect* se faz presente. A distribuição em p_t dos eventos que contem charme também não se assemelha à distribuição de p_t dos dados. No interior do experimento esta versão do MC é conhecida como MCV3. Esta versão do MC é útil para a obtenção da aceitação do detetor a alto x_F.

Estas características do MCV3 nos motivaram a modificar o gerador, no qual PYTHIA utiliza de novo os processos elementares de ordem mais baixa da QCD sem ignorar a massa do quark charmoso e sem corte em p_t^2. Após a produção do par de quarks charmosos, o programa FRITIOF [Ande87] se encarrega de produzir os efeitos de fragmentação. Utilizaremos principalmente esta versão – denominada de MCV4 – no decorrer desta tese.

6.3. O "buraco" na eficiência das câmaras de Deriva

O feixe incidente de alta intensidade faz com que a região central das câmaras fique amortecida [Ferb87] devido aos efeitos de carga espacial e de envelhecimento das câmaras. Este "buraco" afeta a aceitação do espectrômetro a alto x_F, pois as partículas nas quais as partículas charmosas a alto x_F decaem tendem a ter um pequeno ângulo

de abertura e passar pelo pela região de baixa eficiência. A eficiência η para um dado plano da câmara de arrasto é parametrizada por uma função gaussiana bi-dimensional:

$$\eta(x,y) = \eta_0(1 - \eta_h e^{(-\frac{(x-x_h)^2}{\sigma_x^2} - \frac{(y-y_h)^2}{\sigma_y^2})})$$

onde η_0 é a eficiência média do plano, η_h a profundidade relativa do buraco, σ_x e σ_y suas dimensões , com o centro do buraco localizado em (x_h, y_h). Na figura 6.1 mostramos a distribuição de *hits* do plano D3–4X em x e y junto com o ajuste pela função $\eta(x,y)$.

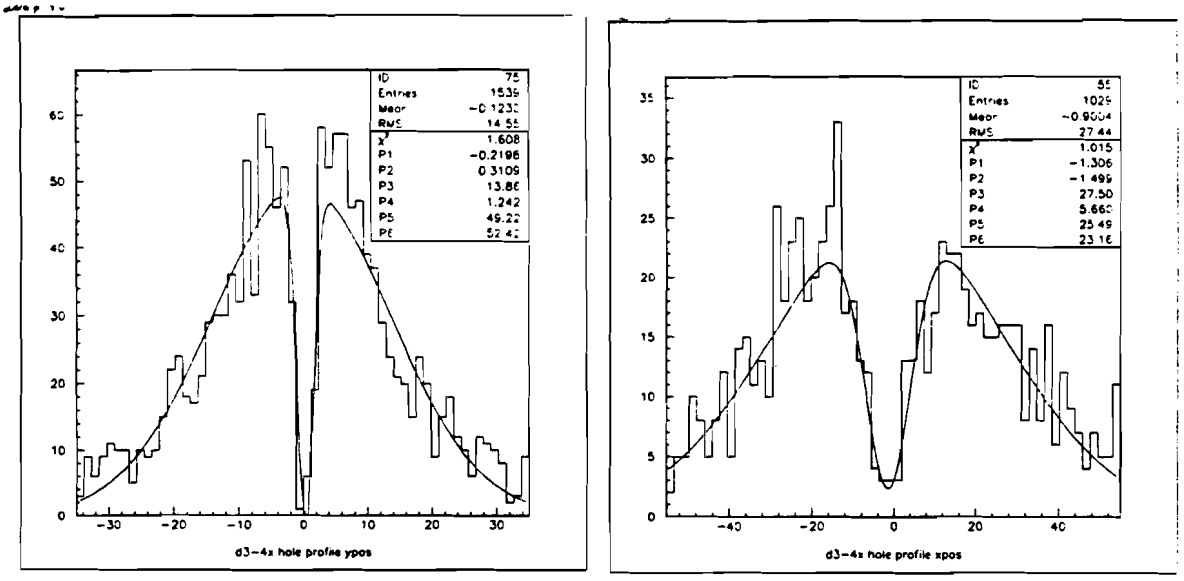


Figura 6.1. *A distribuição de hits no plano D3–4X em x e y*

Como os parâmetros dos planos dentro de uma estação de câmaras de arrasto não varia apreciavelmente, decidiu-se que um conjunto de parâmetros dado pela média dos planos de cada câmara ajusta adequadamente o "buraco". Os parâmetros utilizados na simulação do feixe negativo estão na tabela 6.1 [Wu91].

Câmara	σ_x (cm)	σ_y (cm)	x_h (cm)	y_h (cm)	η_h
D1	0.35	0.38	0.19	-0.69	0.77
D2	0.96	0.60	0.77	-0.60	0.92
D3	3.28	1.47	-2.73	-0.49	0.99
D4	7.57	3.12	1.02	-0.05	1.00

Tabela 6.1. *Parâmetros da simulação do "buraco" das câmaras de arrasto*

6.4. Os critérios de seleção dos eventos

Nas várias etapas de seleção dos eventos contendo charme utilizamos os seguintes critérios de seleção (cortes):

- SDZ: Medida de quantas vezes a separação do vértice primário (de coordenada no eixo z $ZPRI$) do secundário (de coordenada $ZSEC$) é maior do que o erro na determinação dos vértices.

$$SDZ = \frac{ZSEC - ZPRI}{\sqrt{\sigma_{PRI}^2 + \sigma_{SEC}^2}}$$

  Este corte faz uso do poder de identificação dos vértices proporcionado pelo SMD, discutido no Capítulo 3 (ver figura 6.2);

- $ZSEC$, $ZPRI$: A posição dos vértices deve se situar ou no alvo e cintilador (vértice primário) ou até um pouco depois do cintilador (vértice secundário);
- DIP: Distância entre a reta que contem a direção do momento do D^0 e o vértice primário (distância de parâmetro de impacto). Este corte utiliza o fato de que a trajetória do méson charmoso deve se originar no vértice primário;
- $PT2DK$: Quadrado da soma dos momentos transversos do píon e do káon (nos quais supostamente o D^0 decaiu) em relação à direção do momentum do D^0. Este corte é anaálogo ao corte no cosseno do ângulo entre o momentum do píon (ou do kaon) com a direção do feixe incidente (eixo z) no referencial do D^0. A motivação deste corte foi evitar que dois traços quaisquer com ângulo muito pequeno formem a massa do D^0 (ver figura 6.2);
- RAT: Razão entre o produto das distâncias entre os traços do píon e do káon e o vértice primário (num plano perpendicular ao eixo z que passe pelo vértice) e o

produto das distâncias entre os mesmos traços e o vértice secundário.

$$RAT = \prod_{i=1}^{2} \frac{d^i_{SEC}}{d^i_{PRI}}$$

A motivação deste corte vem do fato de que em média, a distância da linha que contém o momento do píon (ou do káon) ao vértice primário deve ser maior do que a distância ao vértice secundário (ver figura 6.2);

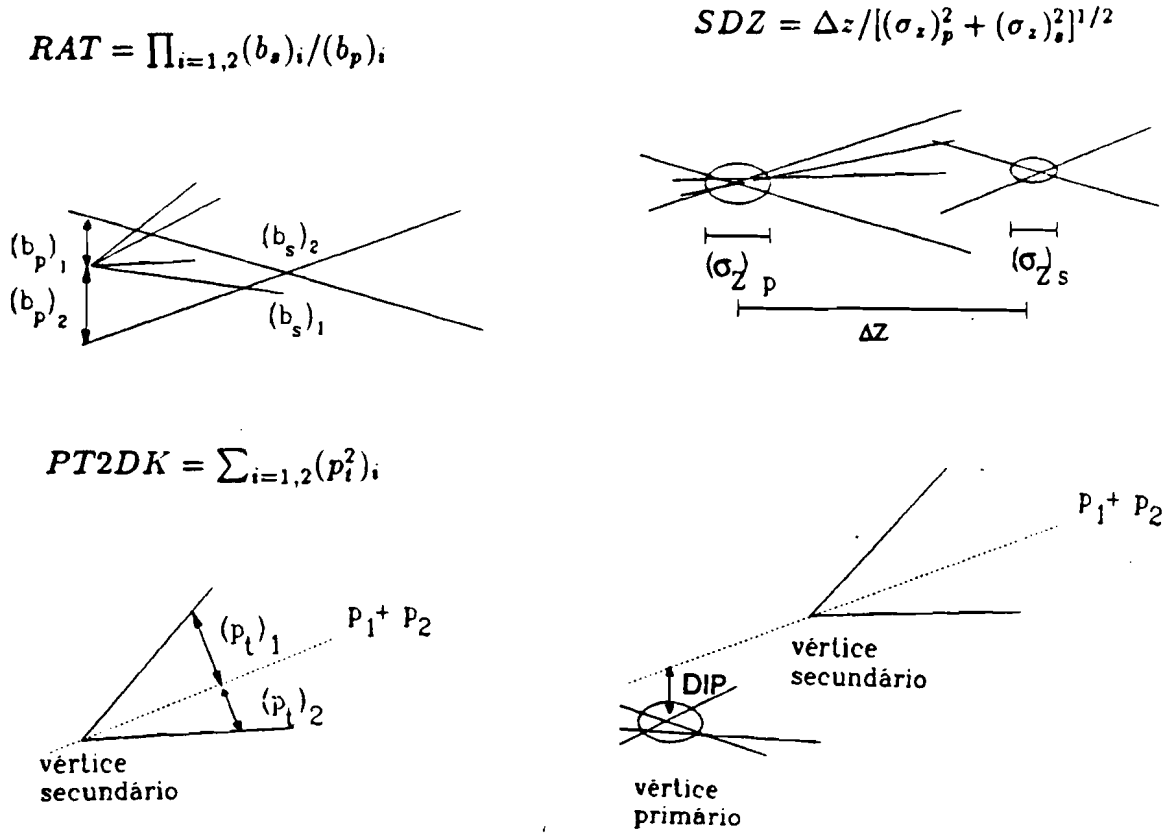


Figura 6.2. *Critérios de seleção: (a) RAT; (b) SDZ; (c) PT2DK; (d) DIP*

- $CHIP = \chi^2/NDOF$ fornecido pelo ajuste do vértice primário, onde $NDOF$ é o número de graus de liberdade. Apenas os vértices com um ajuste de boa qualidade são levados em conta.
- $CHIS = \chi^2/NDOF$ fornecido pelo ajuste do vértice secundário;
- $KPROB$: Probabilidade de um certo traço corresponder a um káon, segundo os detetores Čerenkov.

- *JCAT*: Esta variável indica que regiões do espectrômetro a partícula percorreu segundo o programa de reconstrução, ou seja, a categoria de um certo traço. Todos os traços levados em consideração em nossa análise devem ter atravessado pelo menos o primeiro magneto (categorias 3, 7 e 15).

A seguir discutiremos o primeiro programa que fez uso de alguns destes cortes. Na seção seguinte discutiremos o procedimento empregamos para escolher os valores dos cortes.

6.5. O programa PAIRSTRIP

Conforme já foi comentado reiteradas vezes, a análise se apóia fundamentalmente na capacidade do SMD de identificar bem os vértices primário e secundário.

Assim, o primeiro programa de seleção de eventos candidados a conterem charme procura por pelo menos dois vértices no dado evento. O vértice que contiver o maior número de traços presente na lista de vértices elaborada pelo programa PASS2 é considerado o vértice primário. Todas as outras combinações de dois traços no evento são testadas como vértices secundários. Se alguma destas combinações passar nos cortes (listados abaixo) o evento é imediatamente escrito para uma fita de saída. A lista de cortes utilizada pelo programa PAIRSTRIP foi escolhida de modo que a sua eficiência para os sinais de Monte Carlo dos dois canais mais copiosos, o $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ e o $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$, com cortes próximos aos cortes finais (que ainda não estavam totalmente estabelecidos à epoca), seja de 100%. Estes cortes, embora suaves, aceitam somente um em cada 15 eventos. A tabela 6.2 lista os cortes utilizados no programa PAIRSTRP.

variável	corte
$ZPRI$	> -6.0cm
σ_z	$< 180\mu$m
$ZSEC$	> -6.0cm
$CHIS$	< 5.0
RAT	< 0.06
SDZ	> 6.0
$PT2DK$	> 0.1 GeV^2/c^2

Tabela 6.2. *Valores nos cortes pra o programa* PAIRSTRIP

6.6. Procedimento de seleção dos valores dos cortes

Todos os critérios de seleção apresentados na seção 6.4 têm um sentido físico claro. A fixação dos valores mínimos (ou máximos) das variáveis utilizadas na seleção deve ser realizada de uma forma independente do sinal. Isto porque o maior problema que pode ocorrer na escolha destes valores consiste em fixá-los de acordo com o crescimento do sinal, de forma que as flutuações no número de eventos sejam estimuladas. Isto pode ocasionar um número artificialmente grande de eventos no sinal.

Assim, com o propósito de realizar uma seleção tão pouco tendenciosa quanto possível dos eventos que contem charme, utilizou-se uma "figura de mérito", fm, que consiste no sinal de Monte Carlo (uma janela de massa de 50 MeV em torno da massa do D^0, 18645 MeV [PDG88]) dividido pela raiz quadrada do *background* (definido como o sinal dos dados em duas janelas de massa de 125 GeV em cada lado da janela do sinal de Monte Carlo):

$$fm = \frac{n^0 \ de \ eventos \ no \ sinal \ do \ Monte \ Carlo}{background \ dos \ dados}$$

Ao se maximizar esta figura de mérito, diminui-se a probabilidade do dado conjunto de cortes privilegiar flutuações nos dados. A motivação para esta figura de mérito vem da estatística de Poisson, na qual a flutuação no número de eventos N dentro de um *bin* é dada por $\sqrt{N}$.

De início, todos os cortes são fixados em valores "razoáveis" sugeridos por análises anteriores da E691 [Raab88]. Em seguida varia-se um deles num amplo intervalo registrando-se o valor da figura de mérito e a eficiência para cada valor dos cortes. Definimos a eficiência de um conjunto de cortes, ef, na seguinte forma:

$$ef = \frac{n^0 \ de \ eventos \ de \ MC}{n^0 \ de \ eventos \ gerados}$$

Para um dado corte, retemos o valor onde a figura de mérito é máxima, ou próxima do máximo, com uma eficiência não muito baixa. O corte deve também "filtrar" os eventos, de forma que definimos o fator de rejeição r como

$$r = \frac{n^0 \ inicial \ de \ eventos}{n^0 \ de \ eventos \ que \ passam \ no \ corte}$$

Toma-se outro corte e repete-se todo o procedimento, até um conjunto final de cortes.

Este conjunto final reflete um compromisso entre fm, ϵf e r: supostamente este conjunto de cortes situa-se na vizinhança do máximo de fm para todos os cortes, com uma eficiência e rejeição mais altas possível.

Um exemplo de curva de fm aparece na figura 6.3, onde aparece a variação da "figura de mérito" e a eficiência com SDZ, um dos nossos critérios de seleção discutidos anteriormente.

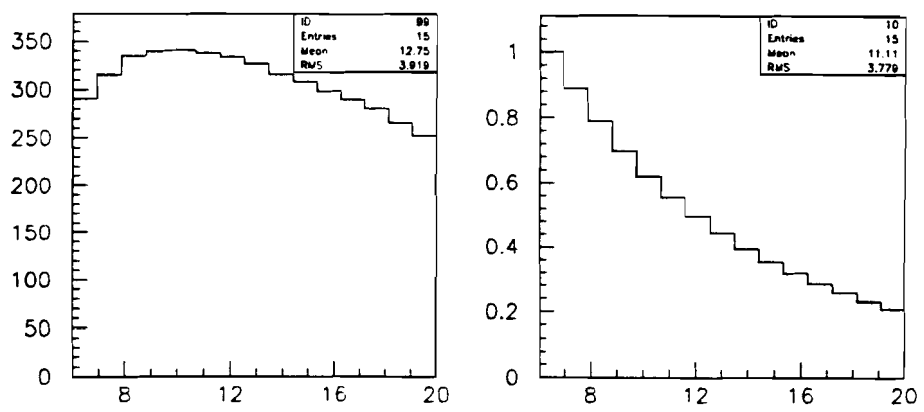


Figura 6.3. *Variação de fm e da eficiência com SDZ*

Esta técnica foi empregrada para selecionar dois conjuntos de cortes que serão descritos nas seções 6.7 e 6.8.

Claro está que a escolha do valor do corte na probabilidade Čerenkov de uma dada partícula deve ser fixado de forma diferente. A figura 6.4 mostra a distribuição de probabilidades Čerenkov de uma dada partícula (a) ser um káon, (b) ser um píon. Na distribuição 6.4a o pico em zero corresponde a partículas identificadas como não sendo káons, o pico em 0.12 corresponde a partículas com a probabilidade *a priori* (como discutido na seção 5.3.3), o pico a 0.75 é composto pelas partículas que não foram identificados como píons e o pequeno pico perto de 1.0 corresponde às partículas positivamente identificadas como káons. Neste caso, o critério de aceitação de uma partícula designada como káon foi de que ela não pode ter uma probabilidade Čerenkov inferior a *a priori*.

Um comentário análogo deve ser feito para a escolha do valor da probabilidade da

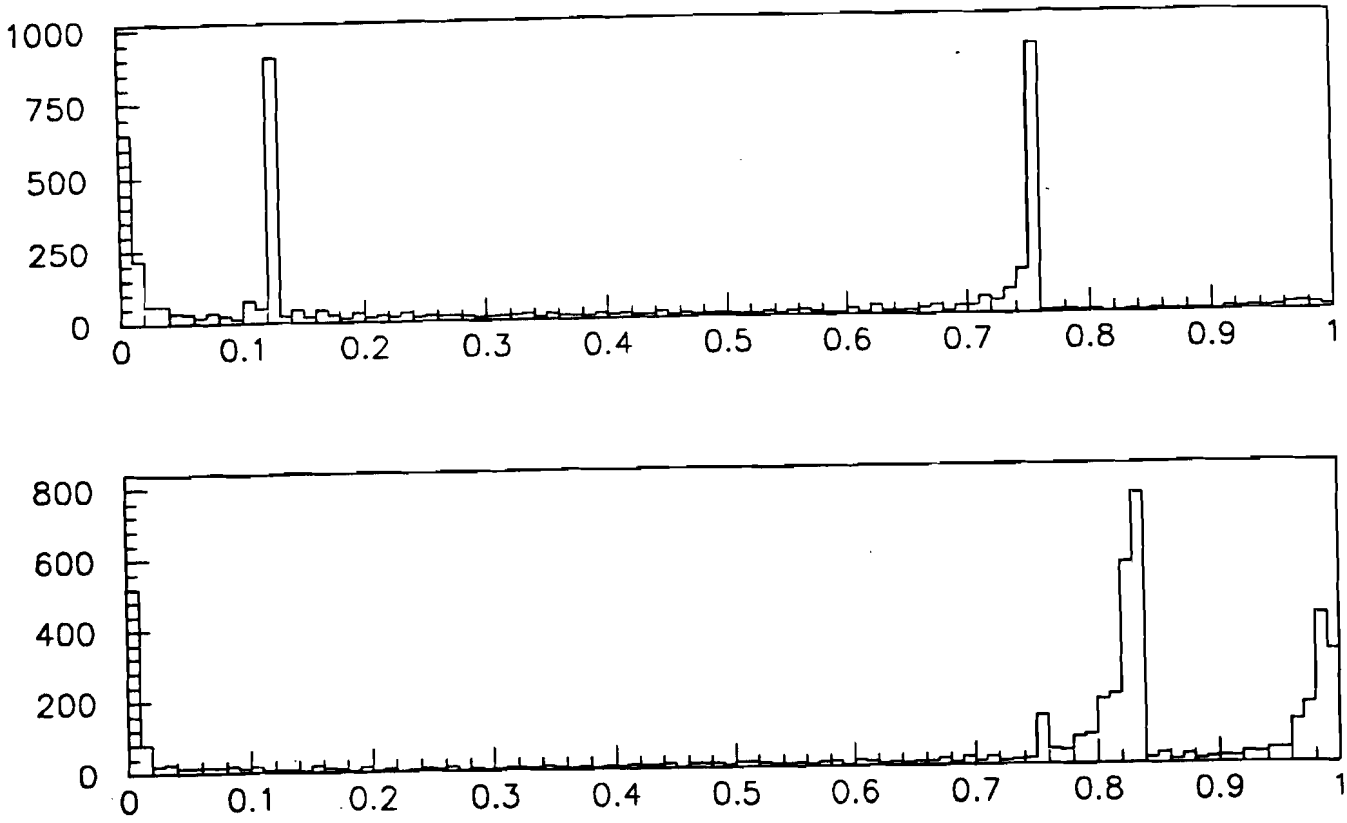


Figura 6.4. *Distribuição de probabilidades Čerenkov para (a) káons e (b) píons*

partícula incidente ser um píon. Segundo [Jedi91], para uma probabilidade de 90% da partícula incidente ser um píon a eficiência média é cerca de 85%, com uma contaminação por prótons de apenas 1%.

O corte em $JCAT$ exige que a partícula tenha passado pelo menos pela câmara de arrasto D2.

A figura 6.5 mostra um histograma bi–dimensional (*scatter plot*) de $SDZ \times PT2DK$ para (a) Monte Carlo e (b) dados. Pode–se ver claramente que

- Os eventos de MC (fig 6.5a) se acumulam numa faixa em torno de $PT2DK \sim 1.2$ GeV$^2/c^2$
- Os eventos de *background* (fig 6.5b) se acumulam no canto inferior esquerdo;
- Uma hipérbole na forma $SDZ \times PT2DK > N$ parametriza muito bem o *background*, ou seja, um corte desta forma elimina quase todo o *background*, deixando a região onde a concentração de MC é maior intocada.

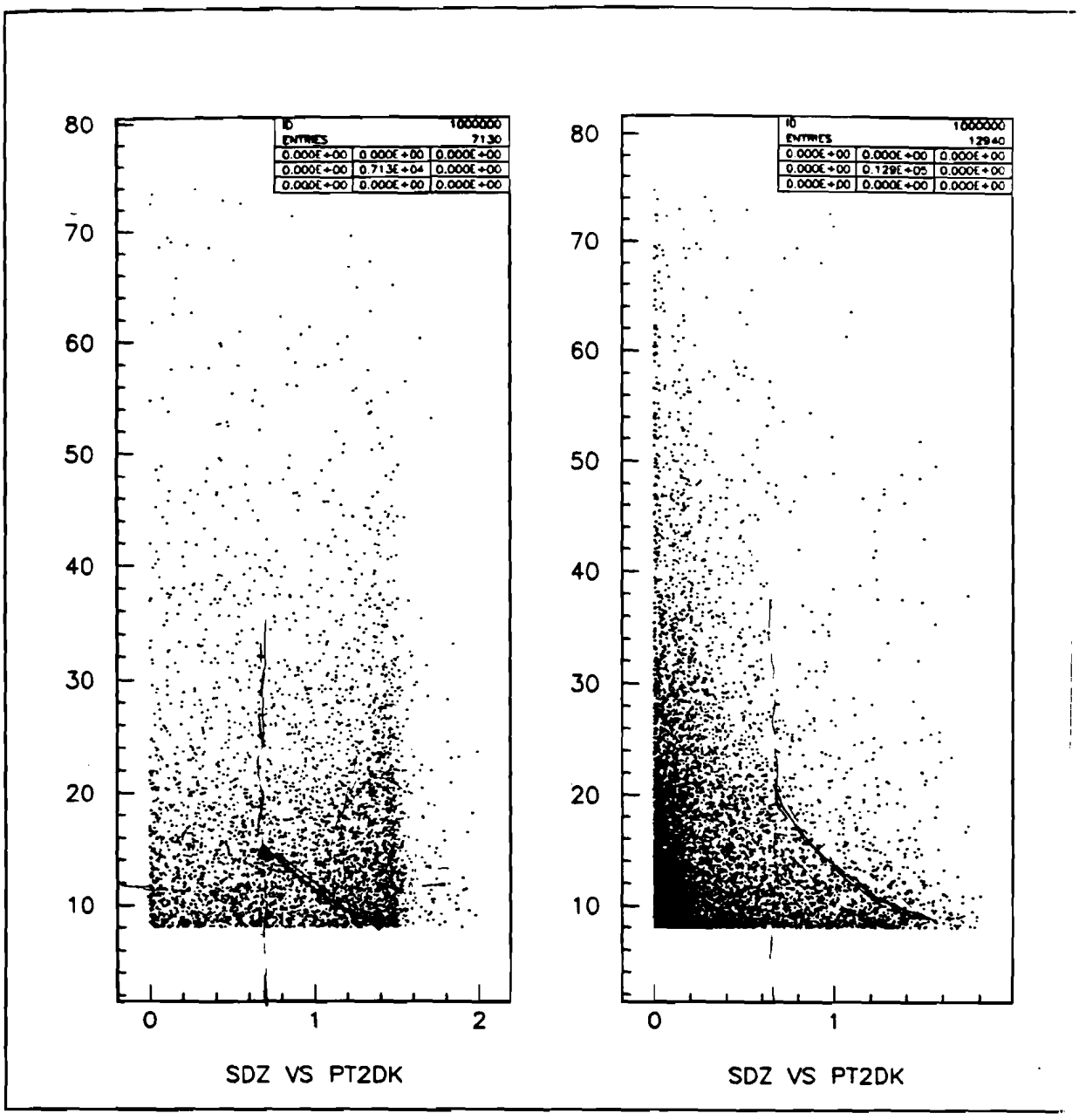


Figura 6.5. *Histograma bi–dimensional (scatter plot) para (a) Monte Carlo e (b) dados*

Usando o procedimento de maximizar fm descrito anteriormente, fixamos $N = 11$. Este corte produto, utilizado somente na análise final (seção 6.8), aumenta em cerca de 30% o sinal.

6.7. O programa D0STRIP

O programa D0STRIP tem duas finalidades. Primeiramente, a partir das fitas de saída do programa PAIRSTRIP, seleciona eventos que contem combinações de traços identificados como provenientes do decaimento $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$, escrevendo estes eventos para outra fita de saída. Esta fita foi utilizada por todas as análises que utilizam este modo de decaimento [Alve92], [Mira92]. A segunda, como programa de análise, consiste no preenchimento de uma n-tupla, com todas as variáveis utilizadas na análise, para ser manipulada pelo programa PAW. Nesta etapa aplicam-se cortes ainda mais severos de forma a reduzir bastante a amostra.

Basta declarar a *flag* STRIPJ como verdadeira ou falsa no *craddle* para o programa PATCHY (ver seção 5.2) e o programa D0STRIP funciona ou como selecionador de eventos ou como o programa de análise. Como as variáveis necessárias à seleção de eventos formam um sub-conjunto das variáveis utilizadas na análise, nos pareceu mais seguro utilizar básicamente o mesmo código, com poucas chamadas de subrotinas diferentes num caso ou outro.

O programa D0STRIP, na opção de seleção de eventos, é utilizado tanto no computadores ACPI do Lafex/CBPF quanto no Fermilab (nos computadores Silicon Graphics) para reduzir as 30 fitas (8 mm) de saída do programa PAIRSTRIP para uma única fita. Os cortes utilizados nesta seleção estão na tabela 6.3. Além destes cortes, o produto da carga dos dois traços candidato que formam a massa do D^0 tem que ser negativo.

variável	corte
DIP	$< 120\mu$m
$CHIS$	< 5.0
$CHIP$	< 5.0
RAT	< 0.1
SDZ	> 6.0
massa	1.715 GeV^2/c^2 $\geq M_{D^0} \leq 2.015$ GeV^2/c^2

Tabela 6.3. *Valores nos cortes para o programa* D0STRIP

Com estes cortes, medimos as eficiências e a rejeição para os feixes positivo e negativo, conforme a tabela 6.4. Atribui-se à maior intensidade do feixe positivo a diminuição da eficiência e rejeição quando comparadas com as do feixe negativo.

O programa D0STRIP (na opção de análise) inicia abrindo o arquivo n-tupla. Para cada evento, verifica o "desempacotamento" dos diversos blocos de informações

	feixe positivo	feixe negativo
eficiência	45%	52%
rejeição	32%	26%

Tabela 6.4. *Eficiência e rejeição para os cortes do prog.* D0STRIP

que compõem o evento, no qual pelo menos dois traços de boa categoria devem estar presentes. Em seguida a subrotina de análise, D0ANAL, combina todos os bons traços carregados e verifica se eles compõem uma massa invariante em torno da massa do D^0. Suas cargas devem ser opostas. Este par tem que formar um vértice com um bom $\chi^2/NDOF$. Assinala-se como o vértice primário - de onde supostamente o D^0 se origina - o que possui o maior número de traços. Se algum dos dois traços em questão também fizer parte do vértice primário, ele é removido da lista de traços relacionados com vértice primário, que é então reajustado. Caso esta combinação passe por todos os cortes, todas as informações pertinentes a esta combinação são escritas na n-tupla. Estes dois traços são então retirados da lista dos traços disponíveis e toma-se outra combinação, até que todas as possibilidades se esgotem. Mais de uma combinação pode entrar na n-tupla para um mesmo evento. Cerca de 12% dos eventos têm mais de uma entrada.

Os cortes para a confecção da n-tupla, embora mais restritivos, ainda não são os cortes finais de análise. Uma n-tupla típica na E769 é um arquivo relativamente pequeno (de 5 a 30 Mbytes) e portanto, de fácil manipulação, mas que ainda pode ser utilizado para estudos de erros sistemáticos ligados aos cortes (ou seja, pode-se variar os cortes em torno do valor final).

O programa D0STRIP, na opção de programa de análise, roda no ACPII, Sun e Vax, do Lafex e nos SGi e Vax do Fermilab.

6.8. Os cortes finais de análise

Com a n-tupla pronta, passamos ao estudo dos cortes finais de análise, utilizando o procedimento de maximizar a "figura de mérito" fm descrito anteriormente*. Todos os

* Claro está que esse processo envolveu algumas iterações. Por vários motivos, refizemos a n-tupla de análise cerca de quatro vezes.

resultados apresentados nesta tese utilizam eventos que passaram nos cortes listados na tabela 6.5.

variável	corte
DIP	$< 100\mu$m
$CHIS$	< 5.0
$CHIP$	< 5.0
RAT	< 0.1
SDZ	> 6.0
$PT2DK$	> 0.7 GeV^2/c^2
$SDZ \times PT2DK$	> 11 GeV^2/c^2
$KPROB$	> 0.15
$BMPI$	> 0.9
massa	1.715 GeV^2/c^2 $\leq M_{D^0} \leq 2.015$ GeV^2/c^2
x_F	$0 \leq x_F \leq 1$
p_t^2	$0 \leq p_t^2 \leq 10$ GeV^2/c^2
$PT715$	$0 \leq PT715 \leq 10$ GeV^2/c^2

Tabela 6.5. *Valores dos cortes finais de análise*

A variável PT715 e a exigência de $x_F \geq 0$ serão discutidos adiante.

6.9. O sinal de $D^0 \rightarrow K^{\mp}\pi^{\pm}$

Foi obtido um sinal robusto do méson D^0 no modo de decaimento $D^0 \rightarrow K^{\mp}\pi^{\pm}$, 1214 $\pm$ 44 eventos para a amostra total, o que representa uma significância estatística de cerca de 30 desvios padrão. O feixe de π^-, apenas, produziu 607 $\pm$ 29 eventos, os quais são utilizados para as medidas que apresentaremos no decorrer deste capítulo. A tabela 6.6 lista uma relação de todos os sinais utilizados na análise, correspondente às figuras 6.6 e 6.7.

Em todos os gráficos de massa nesta tese, a unidade do eixo vertical é o número de eventos por *bin* de 10 MeV, enquanto no eixo horizontal a massa transversa é dada em bins de 10 MeV.

Os sinais são ajustados com uma gaussiana mais um *background* linear, com a opção de ajuste pelo método de máxima verossimilhança do PAW*. O uso de um *background*

* Durante esta análise descobrimos um *bug* na interface do progama PAW com o MINUIT. O valor dos erros nos parâmetros contem um fator multiplicativo $\sqrt{2}$, tornando-os maiores. Contornamos este problema

amostra	sinal (eventos)
toda	1214 ± 44
π^-	607 ± 29
π^-, D^0	289 ± 20
π^-, $\bar{D}^0$	318 ± 21
π^-, folhas de W	114 ± 12
π^-, folhas de Cu	160 ± 13
π^-, folhas de Al	103 ± 11
π^-, folhas de Be	80 ± 13

Tabela 6.6. *Sinais para a amostra total e suas sub-divisões*

quadrático fornece um ajuste pior. O valor central da gaussiana foi fixado na massa do $D^0 = 1.8645$ GeV [PDG88].

O *background* nos picos de massa é composto principalmente por combinações aleatórias de duas partículas cuja massa invariante encontra-se na janela de massa considerada. Partículas charmosas mal identificadas, por outro lado, também contribuem para o *background*, em especial partículas charmosas que contem partículas neutras no estado final, como o decaimento $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$, onde não se leva em conta o π^0. Deve-se ter certeza que estes eventos não contribuem significativativamente na região do sinal, aumentando artificialmente o pico de massa. Estudos realizados com eventos de Monte Carlo [Alve92] mostraram que a contribuição destes eventos se distribui uniformemente na região de massa, conforme ilustra a figura 6.8.

6.10. As aceitações diferenciais

Apenas uma fração da ordem de alguns porcento das partículas charmosas $D^0/\bar{D}^0$ produzidas no experimento foram detectadas e reconstruídas, terminando no pico de massa. O conceito de aceitação (*acceptance*) quantifica o poder de deteção não apenas dos detetores, como também dos vários critérios utilizados para selecionar a amostra. Para que se possa estabelecer as distribuições diferenciais, é necessário estabelecer como varia a aceitação do espectrômetro em função de x_F, p_t^2 e p_t.

Inicia-se o cálculo da aceitação como função de x_F, integrada nas outras variáveis,

utilizando o MINUIT interativo e o comando SET ERR 0.5, que fornece o erro adequado para o método da máxima verossimilhança.

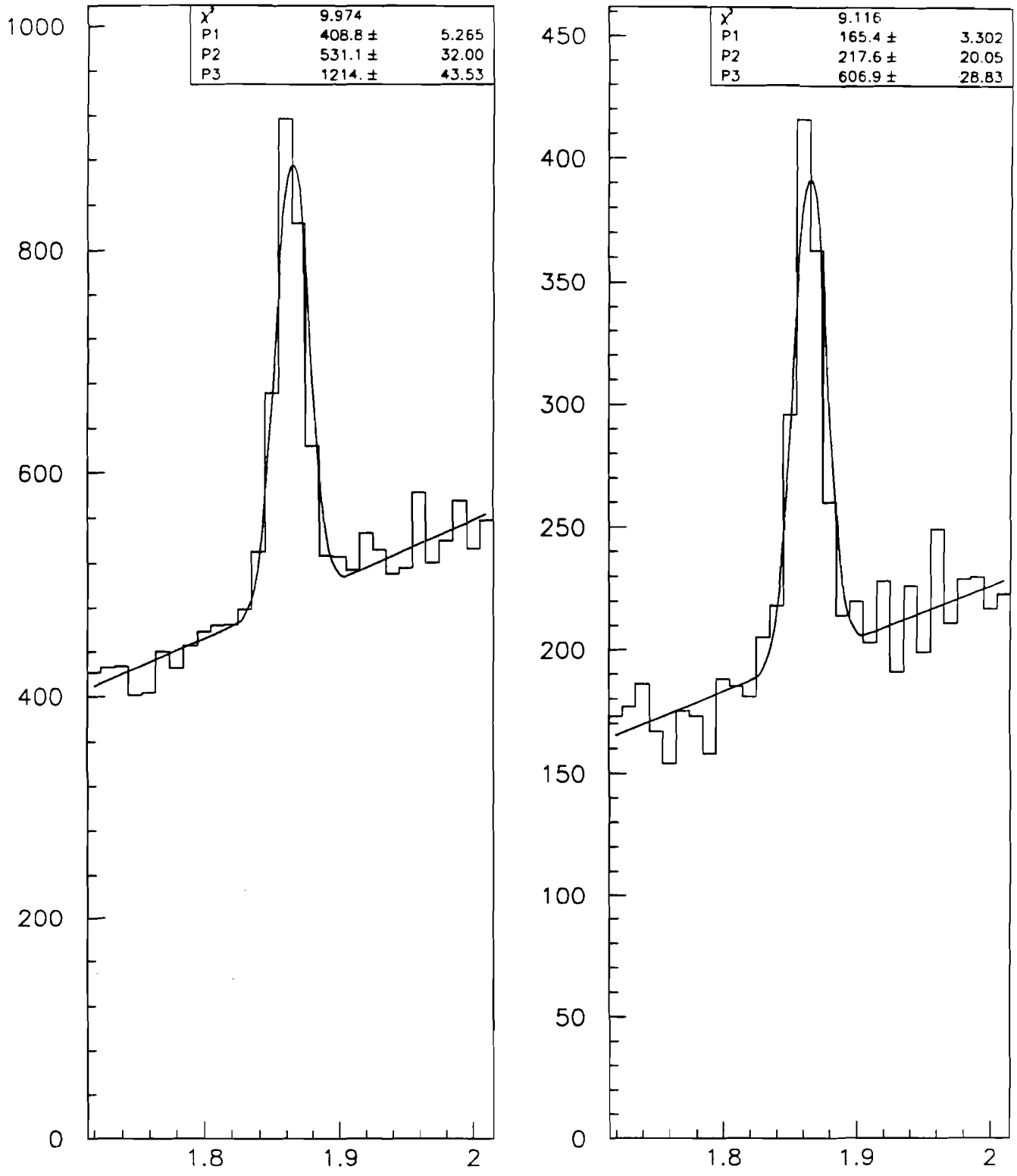


Figura 6.6. *(a) Sinal total; (b) feixe de π^- (Número de eventos por 10 MeV no eixo vertical e massa em GeV/c^2 no eixo horizontal)*

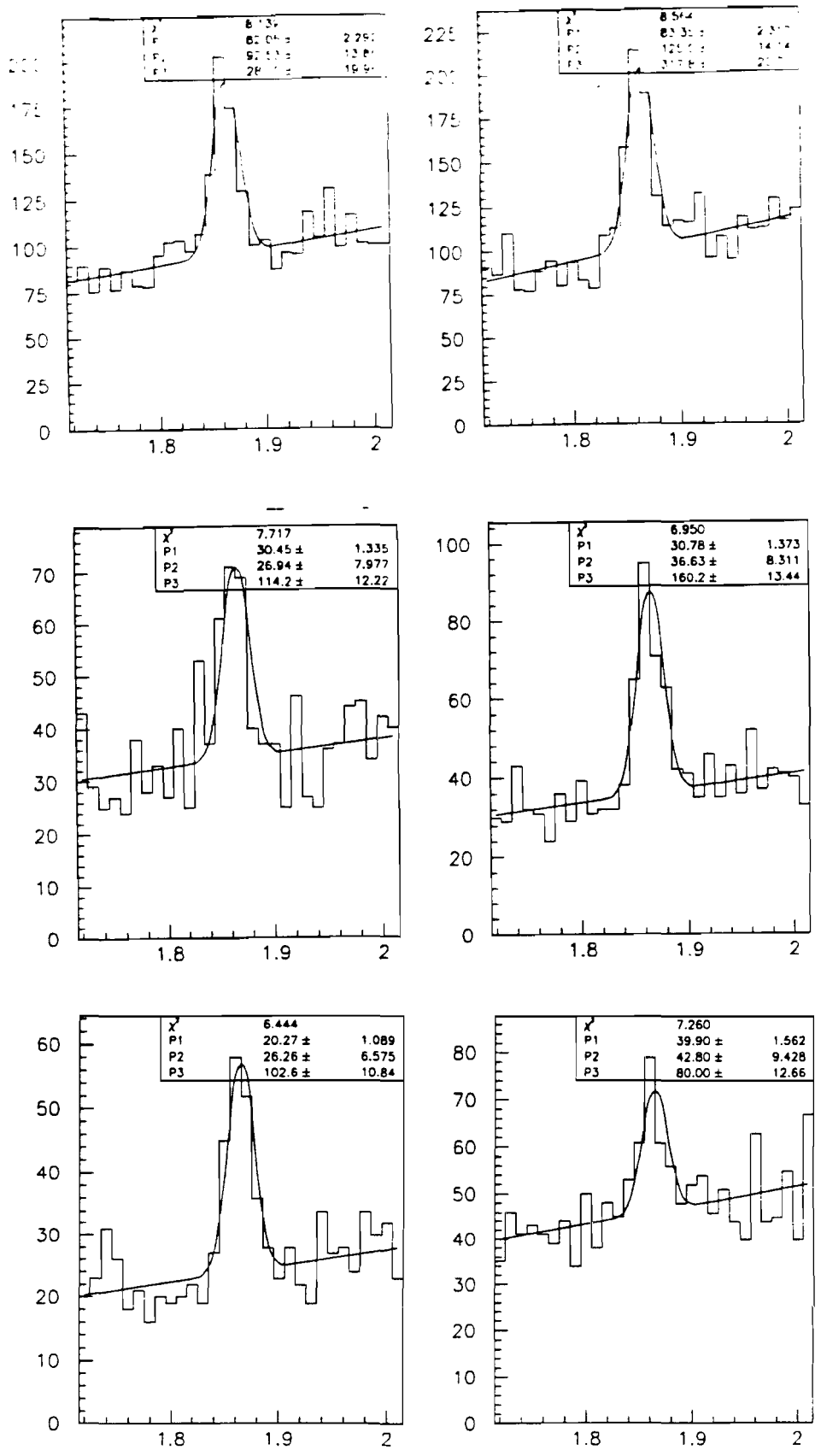


Figura 6.7. *(a) D^0; (b) $\bar{D}^0$; (c) folhas de W; (d) folhas de Cu; (e) folhas de Al; (f) folhas de Be (Número de eventos por 10 MeV no eixo vertical e massa em GeV/c^2 no eixo horizontal)*

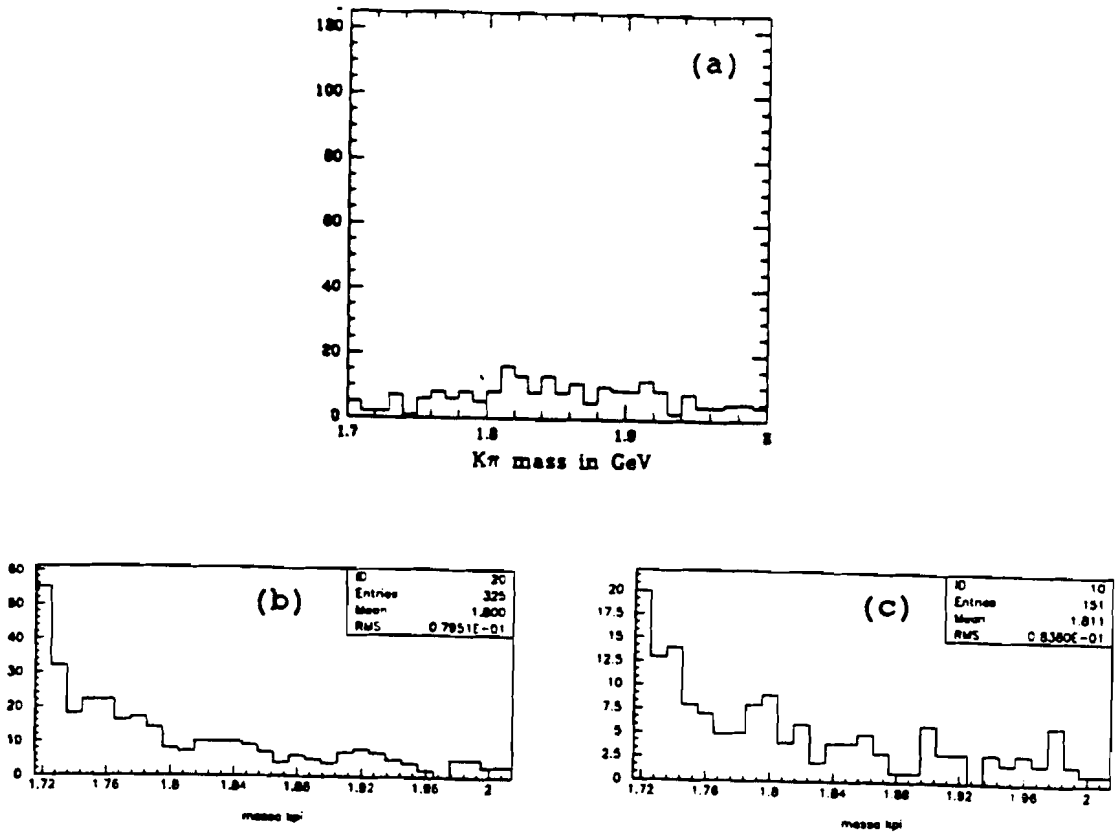


Figura 6.8. *Massa invariante de combinações $K\pi$ na vizinhança da massa do D^0 para (a) eventos de D^0 com as partículas trocadas ($K \leftrightarrow \pi$); (b) Eventos de $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ e (c) $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$ nos quais não se observa o último píon [Alve92] (Número de eventos por 10 MeV no eixo vertical e massa em GeV/c^2 no eixo horizontal)*

dividindo–se o intervalo $x_F \geq 0$ em *bins* de largura 0.1. Para cada *bin*, a aceitação é definida como a razão entre o sinal de Monte Carlo naquele *bin* com todos os cortes de análise e o número de eventos gerados naquele bin. Um procedimento exatamente análogo ocorre no cálculo das aceitações em p_t^2 e em p_t. Escolheu–se o valor de 1.0 GeV^2/c^2 para os *bins* da distribuição em p_t^2 e o valor de 0.4 GeV/c para os *bins* da distribuição em p_t.

Obtêm–se as distribuições dividindo os sinais dos dados em cada *bin* de uma dada variável pela aceitação da mesma naquele *bin*. Chamando de $MCERR$ o erro no número de eventos no sinal de MC e de $NGEN$ o número de eventos gerados num dado *bin*, temos que o erro no cálculo da aceitação é dado por $ACCERR = MCERR/NGEN$.

A figura 6.9 mostra a aceitação do detetor nas variáveis x_F, p_t^2 e p_t. Para se obter

a aceitação a alto x_F foi utilizada a versão MCV3 do Monte Carlo (ver seção 6.2), cujo cálculo resultou na figura 6.10.

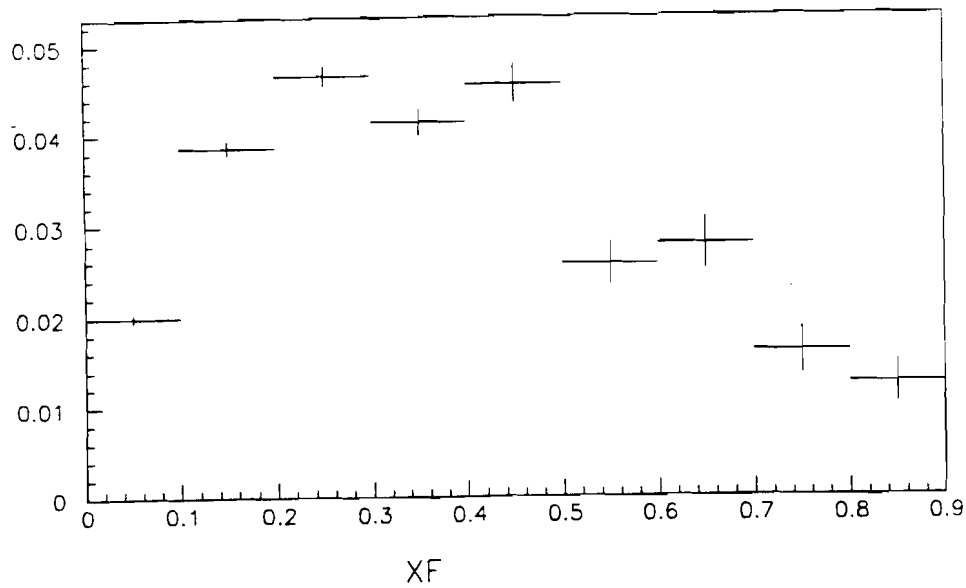


Figura 6.10. *A aceitação em x_F calculada com MCV3*

A geometria do detetor é tal que partículas produzidas com um ângulo com o eixo z maior do que 100 mrad não passam pela primeira placa do SMD e portanto, não estão incluídas nesta análise. Da mesma forma não se usam eventos com $x_F < 0$ pois a aceitação nesta região é muito baixa, o que introduziria fatores de correção elevados no cálculo das distribuições diferenciais. A aceitação em x_F cai perto de $x_F = 0$, devido principalmente à geometria do detetor. Para valores altos de x_F, a queda na aceitação se deve principalmente aos cortes de vértices.

Duas correções foram aplicadas ao cálculo das aceitações:

6.10.1. Correção na simulação do Čerenkov

A simulação no Monte Carlo do detetor Čerenkov não reproduz adequadamente a probabilidade que um dado traço provenha de uma dada partícula, probabilidade esta calculada pelo programa de reconstrução (PASS2). Em particular, é importante saber quão bem o MC modela a identificação de káons, pois se utiliza um corte exigindo que o traço que entre como o káon para formar a massa do D^0 tenha uma probabilidade

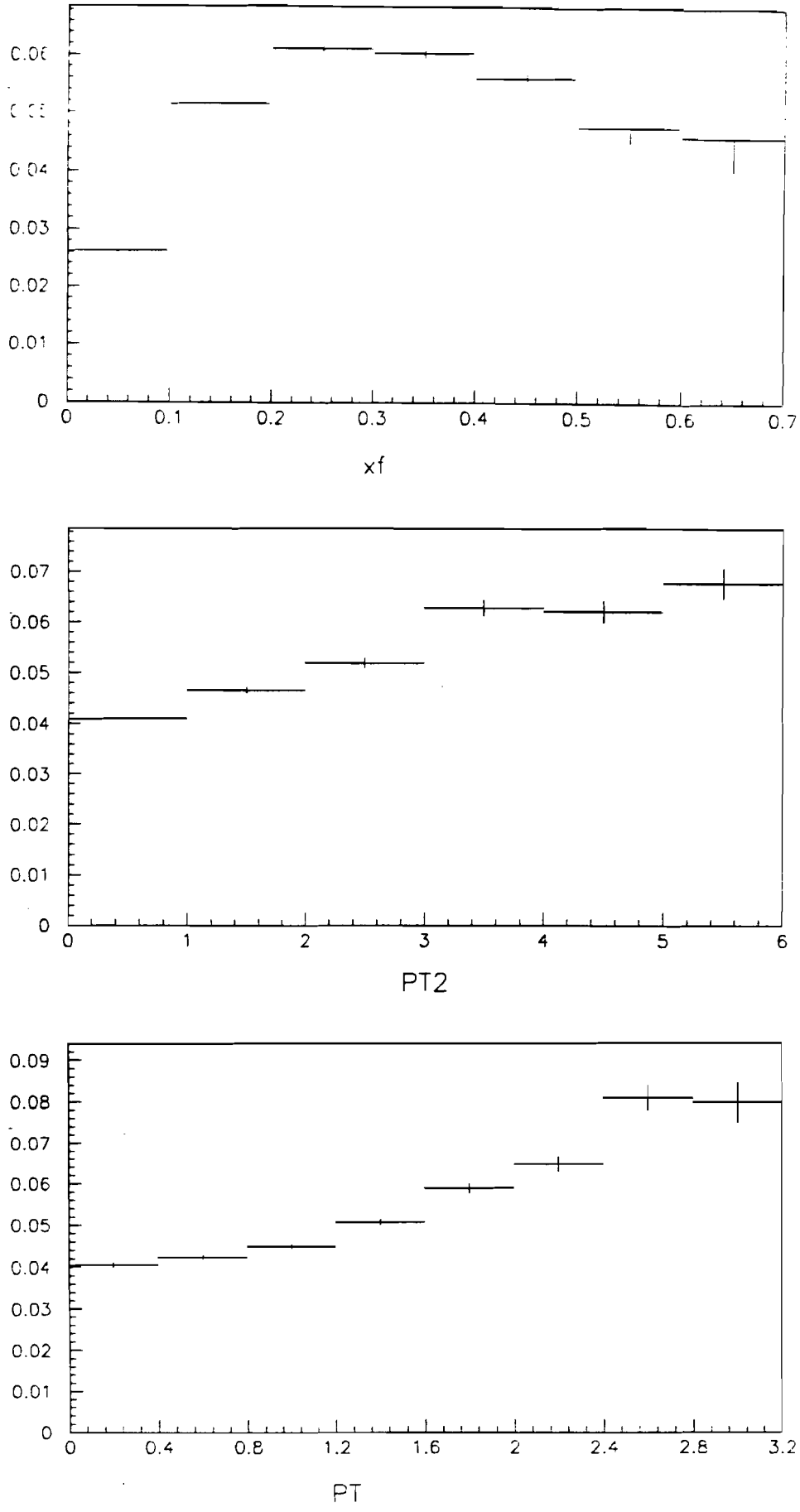


Figura 6.9. *As aceitações diferenciais*

Čerenkov acima da probabilidade *a priori* (ver tabela 6.5). A razão entre o sinal charmoso mais abundante no experimento, o $D^{\pm} = K^{\mp}\pi^{\pm}\pi^{\pm}$ com corte de $KPROB \geq 0.12$ no káon e o mesmo sinal produzido no MC com o mesmo corte, em *bins* do momento do káon, foi codificada numa função que atua como um peso para cada entrada nos sinais de Monte Carlo.

A figura 6.11 mostra como varia esta correção com o momento do káon.

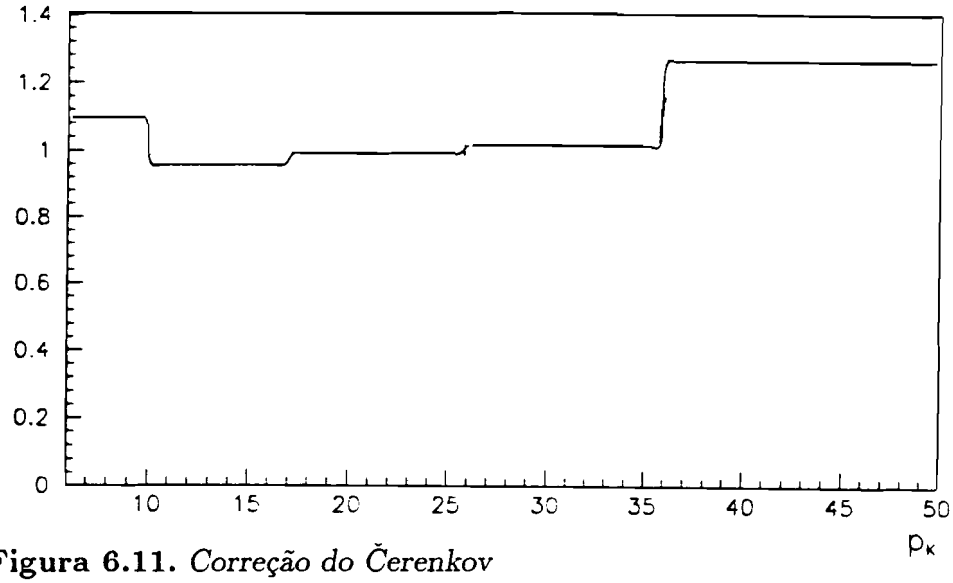


Figura 6.11. *Correção do Čerenkov*

6.10.2. Correção no *trigger* de energia transversa

O *trigger* de energia transversa pode fornecer um valor acima do correto caso os calorímetros ainda não tenham voltado ao estado "estacionário" depois de um dado evento, ou seja, exista alguma energia residual do evento anterior, ou caso mais de uma partícula do feixe incidente participe do evento. Estes efeitos dependem da intensidade do feixe.

Uma nova variável, $PT715$, que é a soma de todos os momentos transversos dos traços de categoria 7 e 15, foi definida para estudar estes efeitos. Em princípio ela não é afetada por nenhuma energia residual no calorímetro. Usou-se em seguida os dados com *trigger* de interação na determinação das funções de eficiência. Aqui se supõe que a relação entre $PT715$ e E_t é a mesma tanto para os eventos selecionados pelo *trigger* de interação quanto para os eventos reconstruídos contendo charme. As funções de

eficiência do *trigger* de energia transversa em função de $PT715$ são obtidas dividindo-se o histograma de $PT715$ dos eventos que passaram no *trigger* de interação e no de energia transversa pelo histograma de $PT715$ dos eventos que passaram no *trigger* de interação apenas [Spal91]. O histograma resultante é ajustado com a função

$$TRIGEFF = P1 - (P2/(1 + e^{((PT715-P3)/P4)}))$$

com um conjunto de parâmetros para cada uma das quatro regiões de tomada de dados* e para cada tipo de *trigger*. Esta análise utiliza a função que dá a eficiência para *triggers* do tipo E_t ou E_{tB}. Na figura 6.12 aparece a eficiência para as regiões de tomada de dados R1, R2 e R3. Esta função também atua como um peso, em cada entrada nos sinais de MC, no cálculo da aceitação.

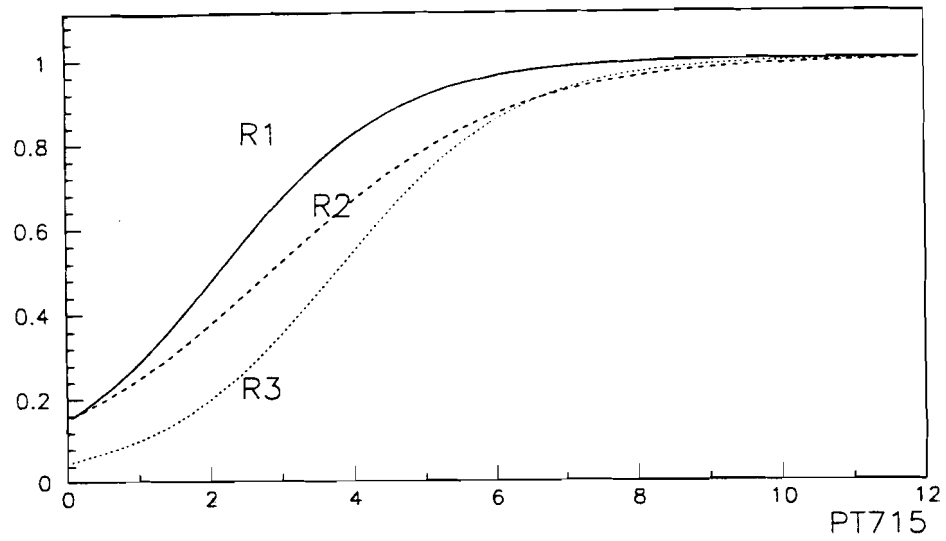


Figura 6.12. *A eficiência do trigger de energia transversa como função de $PT715$*

* A tomada de dados foi dividida em quatro regiões: R1, com feixe negativo de 210 GeV/c; R2, com feixe negativo de 250 Gev/c; R3, com feixe positivo de 250 GeV/c e R4, com feixe positivo de prótons. Nesta análise são utilizados os dados de R1 e R2.

6.11. Os valores de n, b e b'

Os dados em *bins* de x_F, p_t^2 e p_t, para a amostra total de píons, encontram-se nas figuras 6.13, 6.14 e 6.15.

Dividindo-se o número de eventos em um dado *bin* pela aceitação naquele *bin* obtem-se as distribuições em x_F, p_t e p_t^2. Na figura 6.16 são apresentados os ajustes dos dados (amostra de π^-) às funções discutidas na seção 1.1:

$$\frac{dN}{dp_t^2} = Ae^{bp_t^2}$$

$$\frac{1}{p_t}\frac{dN}{dp_t} = A'e^{b'p_t}$$

$$\frac{dN}{x_F} = C(1 - x_F)^n$$

Cabe observar que estas distribuições são calculadas com a escala vertical completamente arbitrária. A escala vertical de uma distribuição adquiriria um sentido físico se a sua integral fosse feita igual à seção de choque total de produção de D^0 no modo de decaimento em estudo.

A função de ajuste na figura 16c indo a zero para $p_t < 0.6$ GeV/c mostra um *bug* da interface gráfica do PAW. O ajuste só tem significado a partir do segundo *bin*, como já comentou-se antes.

Nos ajustes das distribuições utilizou-se a opção de χ^2 do PAW, de forma a levar em conta os erros em cada *bin*. Apenas sinais com significância estatística de pelo menos dois desvios padrão (sigmas) foram considerados. Este número, escolhido arbitráriamente, adveio da necessidade de se adotar um critério físico único para decidir a inclusão, nas distribuições, de sinais de baixa estatística. As distribuições em p_t foram ajustadas a partir do segundo ponto experimental, pois a inclusão do primeiro implicava num ajuste muito pior (em termos de $\chi^2/NDOF$). Os erros estatísticos em p_t e p_t^2 variam uma ordem de grandeza dependendo do número de pontos experimentais utilizados nos ajustes.

Desta forma, obtivemos os valores de n, b e b' listados na tabela 6.7, 6.8 e 6.9 para a amostra total do feixe de píons, apenas D^0 ou $\bar{D}^0$ e para cada um dos materiais do alvo.

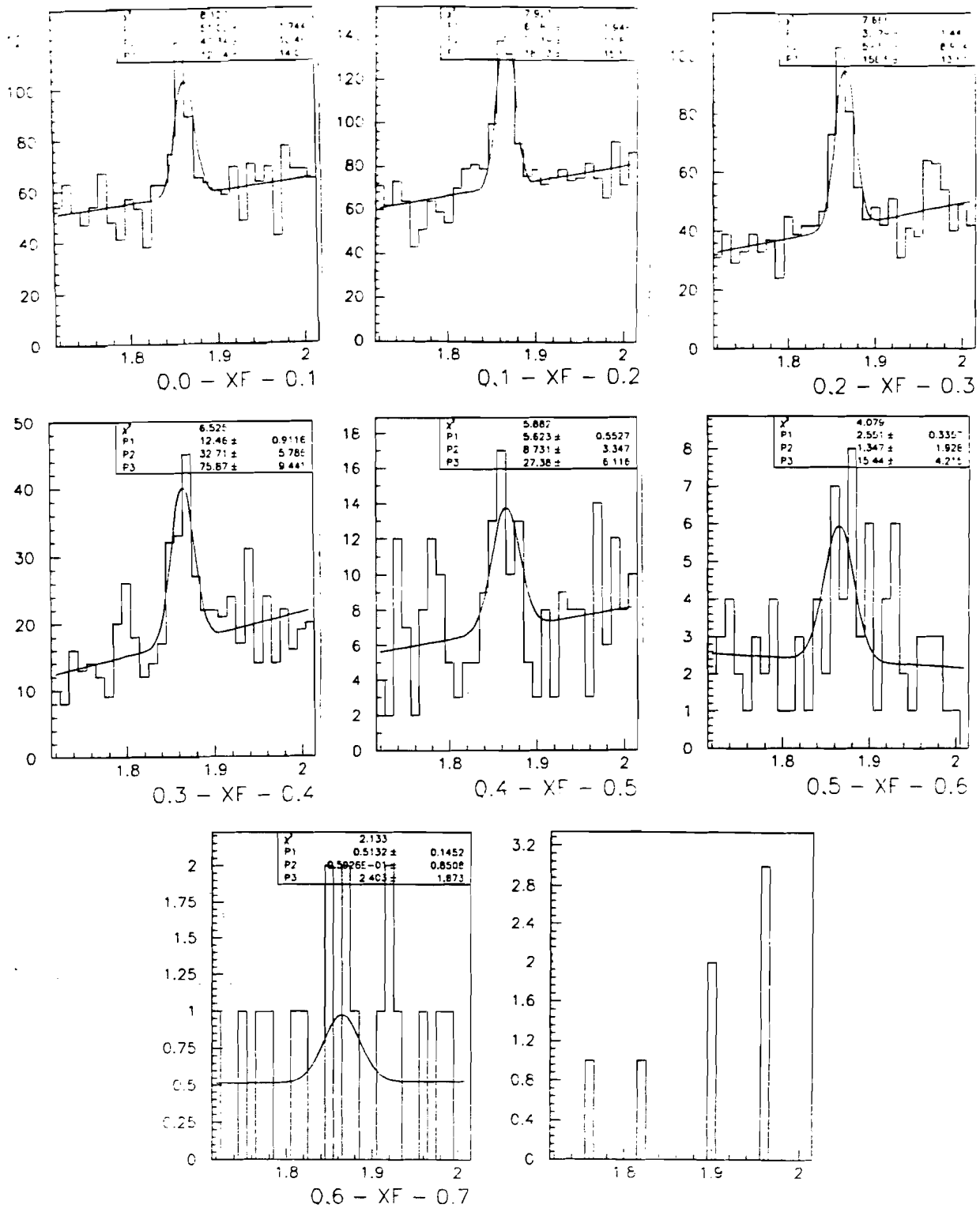


Figura 6.13. *Dados em bins de x_F (Número de eventos por 10 MeV no eixo vertical e massa em GeV/c^2 no eixo horizontal)*

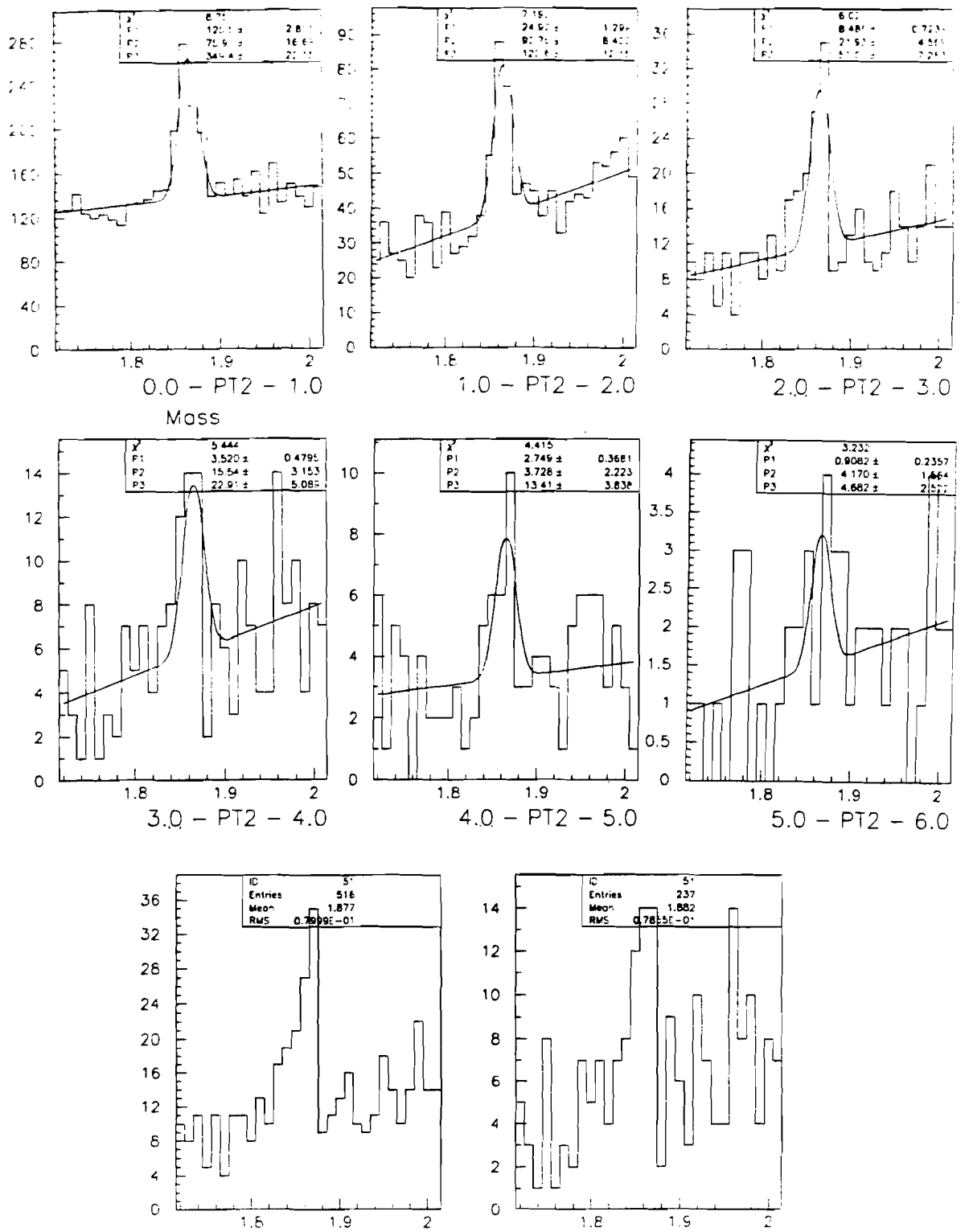


Figura 6.14. *Dados em bins de p_t^2 (Número de eventos por 10 MeV no eixo vertical e massa em GeV/c^2 no eixo horizontal)*

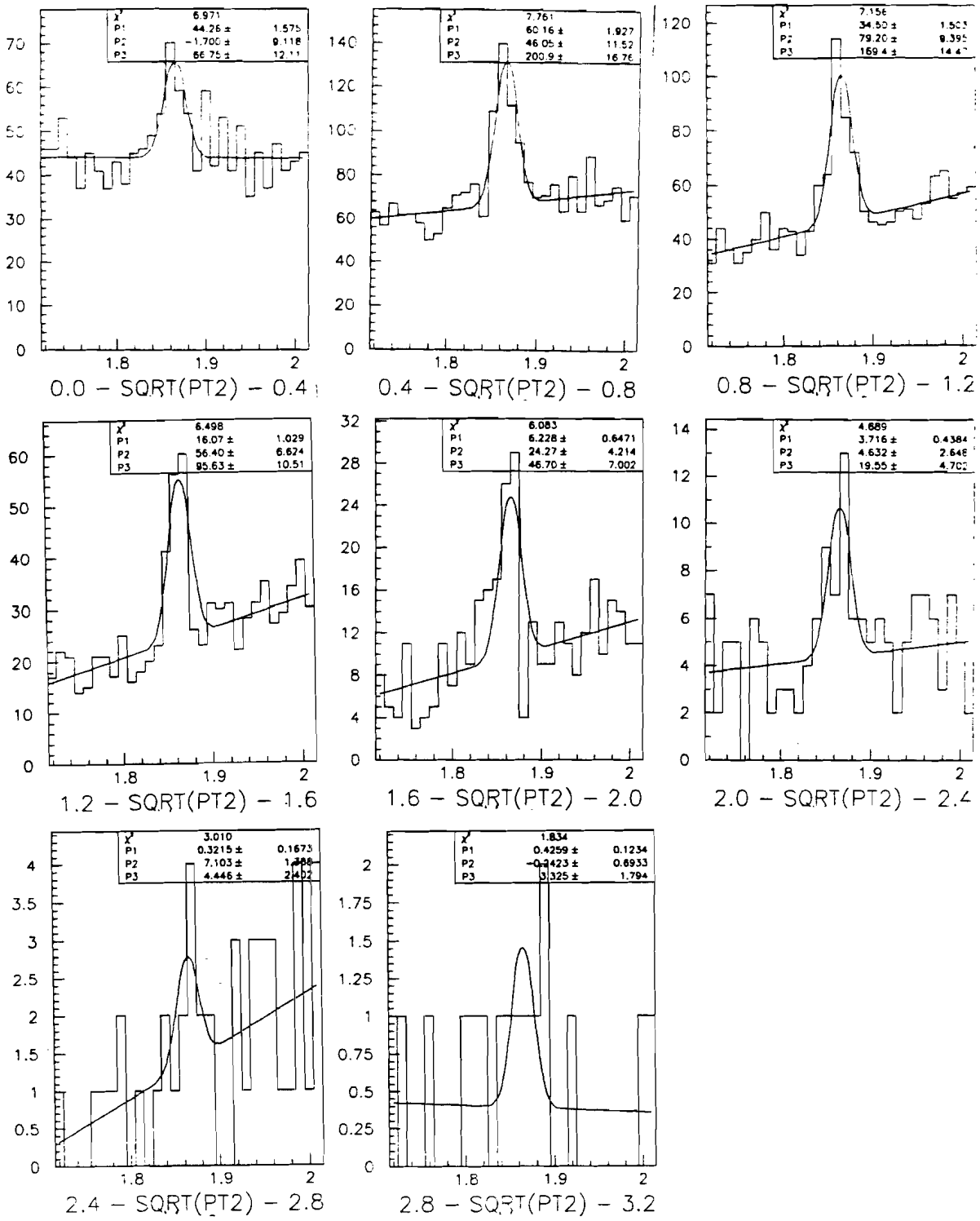


Figura 6.15. *Dados em bins de p_t (Número de eventos por 10 MeV no eixo vertical e massa em GeV/c^2 no eixo horizontal)*

O primeiro erro é o estatístico e o segundo, o sistemático, será discutido posteriormente. O valor do $\chi^2/NDOF$ e o número de pontos utilizados nos ajustes também aparecem na tabela.

Conjunto de dados	n	$\chi^2/NDOF$	pontos utilizados no ajuste
Amostra de π^-	$3.86 \pm 0.25 \pm 0.10$	1.6	6
D^0	3.89 ± 0.40	1.0	5
$\bar{D}^0$	3.74 ± 0.34	1.3	6
folhas de W	3.82 ± 0.67	1.5	5
folhas de Cu	4.28 ± 0.47	1.5	6
folhas de Al	2.35 ± 0.46	1.8	6
folhas de Be	2.28 ± 0.82	0.09	5

Tabela 6.7. *Valores de n*

Conjunto de dados	b	$\chi^2/NDOF$	pontos utilizados no ajuste
Amostra de π^-	$1.05 \pm 0.06 \pm 0.02$	1.1	5
D^0	1.12 ± 0.09	1.7	5
$\bar{D}^0$	1.00 ± 0.07	1.0	5
folhas de W	1.08 ± 0.15	2.4	5
folhas de Cu	1.12 ± 0.13	0.05	3
folhas de Al	0.95 ± 0.13	1.9	4
folhas de Be	1.29 ± 0.25	0.007	3

Tabela 6.8. *Valores de b*

6.12. Avaliação dos erros sistemáticos

Aos resultados experimentais geralmente se associam dois tipos de erros, o estístico, estimado de uma forma padrão, simples de ser obtida, e o sistemático, geralmente estimado de uma forma mais subjetiva. O primeiro surge de flutuações nas amostras finitas de dados e da resolução limitada do aparato experimental. A média de um número grande de repetições de um experimento deve tender ao valor "correto" da

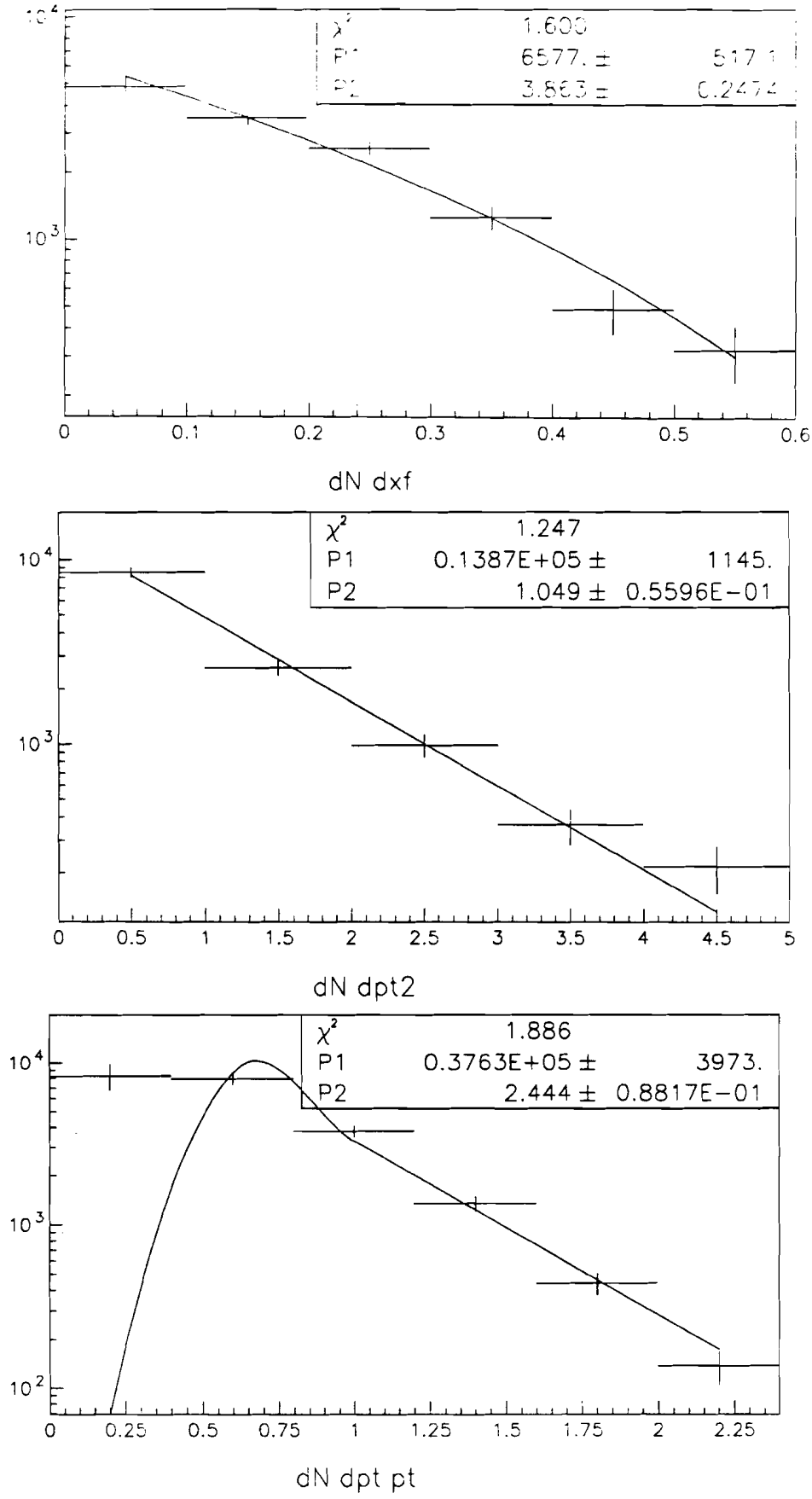


Figura 6.16. *Distribuições em x_F, p_t^2 e p_t (escala vertical arbitrária)*

Conjunto de dados	b'	$\chi^2/NDOF$	pontos utilizados no ajuste
Amostra de π^-	$2.44 \pm 0.09 \pm 0.05$	1.9	5
D^0	2.52 ± 0.14	0.8	5
$\bar{D}^0$	2.48 ± 0.10	1.9	7
folhas de W	2.26 ± 0.22	1.9	5
folhas de Cu	2.30 ± 0.16	2.2	7
folhas de Al	2.33 ± 0.27	0.25	4
folhas de Be	1.84 ± 0.41	1.4	3

Tabela 6.9. *Valores de b'*

grandeza medida. No entanto, os erros sistemáticos não diminuem necessariamente com a repetição da medida. Eles representam uma ameaça à qualidade da medida, surgindo, por exemplo, de instrumentos calibrados incorretamente, amostras contaminadas por um *background* excessivo, efeitos externos não percebidos, etc [Lyon91], [Lyon86].

Nesta seção o erro sistemático para n e b será estimado levando–se em contas várias possíveis fontes. O erro sistemático relativo de b' será considerado o mesmo que o erro sitemático relativo de b. A estimativa dos erros sistemáticos utiliza toda a amostra de píons negativos. Será feita a hipótese de que esta estimativa seja adequada, também, para todas as sub–amostras analisadas.

A avaliação dos erros sistemáticos considera o efeito da fixação da largura da gaussiana nos picos de massa e da fixação dos cortes, da correção do *trigger*, da correção da simulação do Čerenkov e do "buraco" na eficiência das câmaras de arrasto. Este último efeito, estudado anteriormente numa análise semelhante à esta [Wu91], é irrelevante para a obtenção de n. Como n seria a medida potencialmente mais atingida pelo "buraco" desconsidera–se tal efeito nos erros sistemáticos.

A largura da gaussiana foi fixada de acordo com o Monte Carlo, tanto para o sinal todo quanto para o sinal em cada *bin*. Em especial, observamos que o Monte Carlo modela bem o aumento da largura dos picos de massa conforme x_F cresce. Não existe um efeito semelhante para p_t^2 ou p_t. Na tabela 6.10 listamos o valor da largura como função de x_F. Variamos simultâneamente todas as larguras de ± 1 MeV e o impacto sobre n e b foi irrelevante. Portanto, a fixação da largura também será desconsiderada

no que se refere à estimativa dos erros sistemáticos.

A variação dos cortes ocasiona flutuações irrelevantes (quando comparadas aos efeitos da correção de Čerenkov e do *trigger* de energia transversa) de n e b em torno de seus valores padrão (amostra de feixe de π^-).

bin de x_F	largura (MeV)
$0.0 - 0.1$	10.73 ± 0.15
$0.0 - 0.1$	10.73 ± 0.15
$0.1 - 0.2$	9.74 ± 0.08
$0.2 - 0.3$	11.12 ± 0.11
$0.3 - 0.4$	12.95 ± 0.17
$0.4 - 0.5$	15.75 ± 0.30
$0.5 - 0.6$	17.06 ± 0.51
$0.6 - 0.7$	21.01 ± 0.83
$0.7 - 0.8$	24.23 ± 1.48
$0.8 - 0.9$	24.61 ± 3.74

Tabela 6.10. *Valores da largura da gaussiana em função de x_F para os sinais de Monte Carlo*

Na figura 6.17 aparecem os valores de n e b para os seguintes casos:

(i) Valor padrão com todas as correções para os dados de píons negativos, conforme consta da tabela 6.7 e 6.8;

(ii) Valor sem nenhuma das correções;

(iii) Apenas a correção do *trigger*;

(iv) Apenas a correção na simulação do Čerenkov;

As correções do *trigger* e da simulação do Čerenkov são conhecidas dentro de um fator de alguns porcento, de forma que se tomarmos uma incerteza nessas correções de 20%, estaremos considerando um limite superior. Assim, estimaremos o erro sistemático para n e b somando em quadratura um quinto da diferença entre o valor padrão de n e b e o valor com a correção de *trigger* apenas com um quinto da diferença entre o valor padrão e o valor com a correção na simulação do Čerenkov apenas. Assim o erro sistemático para n é 0.1 e o erro sistemático para b é 0.02. Ambos são dominados pela correção na simulação do Čerenkov. O erro sistemático fracional de b' será o mesmo que o de b se o erro sistemático para b' for 0.05.

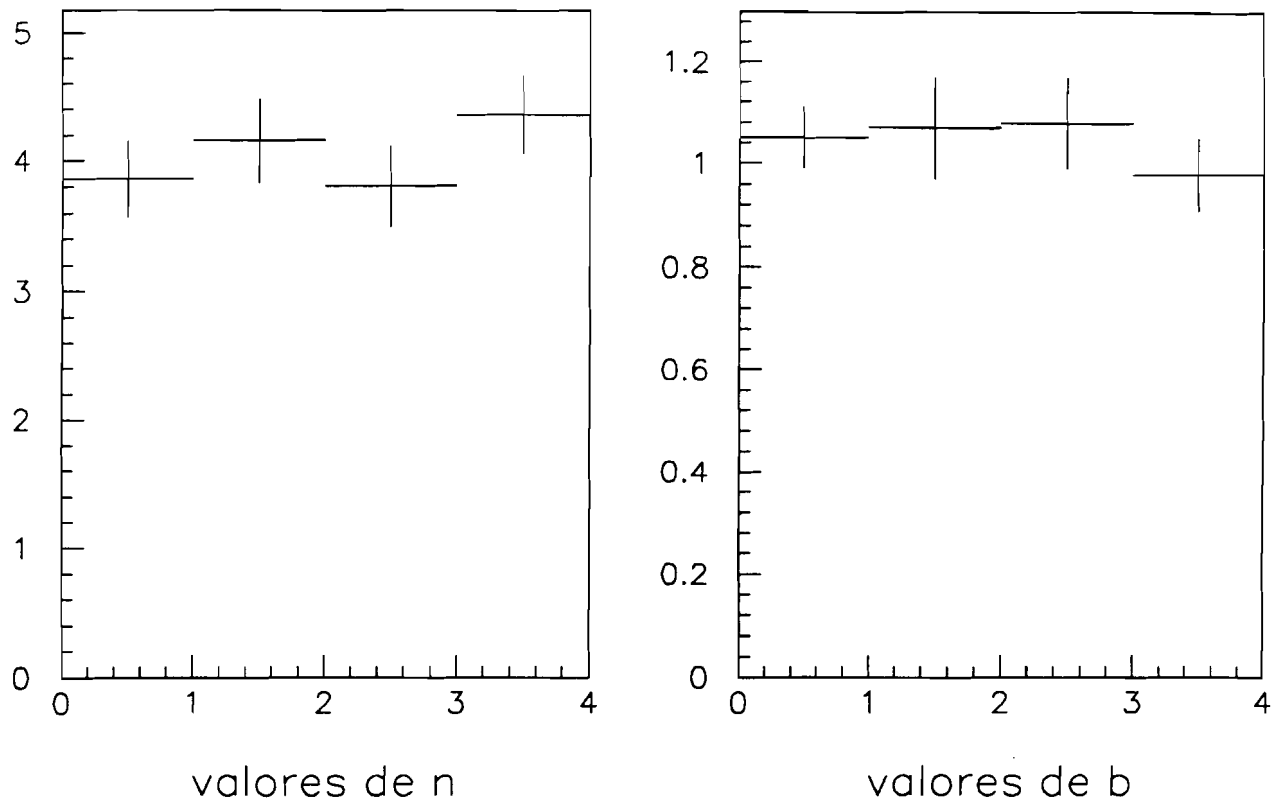


Figura 6.17. *Valores de n e b para o cálculo do erro sistemático*

6.13. Dependência em A das distribuições

Com os valores medidos de n, b e b', pode-se averiguar se as distribuições dependem de A. Não tendo conhecimento de nenhuma sugestão da teoria ou de experimentos anteriores, decidimos parametrizar tal dependência na seguinte forma:

$$n = n_0 + \beta \ln(A)$$

$$b = b_0 + \gamma \ln(A)$$

$$b' = b'_0 + \theta \ln(A)$$

A figura 6.18 mostra o ajuste das funções acima. Os valores dos ajustes estão na tabela 6.11. As inclinações das retas (β, γ e θ) devem ser consistentes com zero para que as distribuições não dependam de A. Há um efeito de 2.5 desvios padrão para β.

$n_0 = 0.28 \pm 1.2$ $\beta = 0.79 \pm 0.31$
$b_0 = 1.08 \pm 0.33$ $\beta = -0.28 \times 10^{-2} \pm 0.82 \times 10^{-1}$
$n'_0 = 1.96 \pm 0.56$ $\gamma = 0.072 \times 10^{-1} \pm 0.13$

Tabela 6.10. *Valores dos parâmetros de ajuste da dependência de n, b e b' em A*

6.14. A produção a alto x_F

Nesta seção será estabelecido um limite superior para a produção de partículas charmosas a alto x_F. Como não se observa nenhum sinal a partir de $x_F > 0.7$, utilizamos o valor de 90% *confidence level* para zero eventos num processo obedecendo à estatística de Poisson, 2.30 [PDG88]. Note que este número estabelece um limite superior conservador. A figura 6.10 mostra a aceitação a alto x_F, calculada com a versão MCV3 do Monte Carlo da E769. Como já foi comentado anteriormente, nesta versão o gerador possui um forte *leading effect*, de forma que muitos eventos são gerados a alto x_F. Como o número de eventos reconstruídos é dividido pelo número de eventos gerados em cada *bin* de x_F no cálculo da aceitação , elimina-se qualquer referência ao processo específico de geração dos eventos.

Assim, utilizando-se a aceitação da figura 6.10, obtem-se que o limite superior é de 145 eventos para $0.7 \leq x_F \leq 0.8$ (a 90% *confidence level*). Ou seja, a seção de choque integrada no intervalo $0.7 \leq x_F \leq 0.8$ é menos que 3% (a 90% *confidence level*) do que a seção de choque integrada no intervalo $0.0 \leq x_F \leq 0.1$ (com 4847 eventos).

6.15. Estudo da assimetria $c\bar{c}$

A figura 1.10 mostra que os cálculos de QCD em ordem α_S^3 predizem uma pequena assimetria entre c e $\bar{c}$ crescente com x_F. Isto nos motivou a estudar a assimetria entre D^0 e $\bar{D}^0$, tanto globalmente quanto em função de x_F e p_t^2.

Definindo a assimetria como $(D^0 - \bar{D}^0)/(D^0 + \bar{D}^0)$, tem-se que a assimetria global é -0.048 ± 0.047, consistente com assimetria zero. A figura 6.19 mostra a assimetria em função de x_F e p_t^2. Uma reta ajustada à assimetria como função de x_F ou p_t^2 mostra que não há assimetria se tanto a sua inclinação quanto seu cruzamento com o eixo da

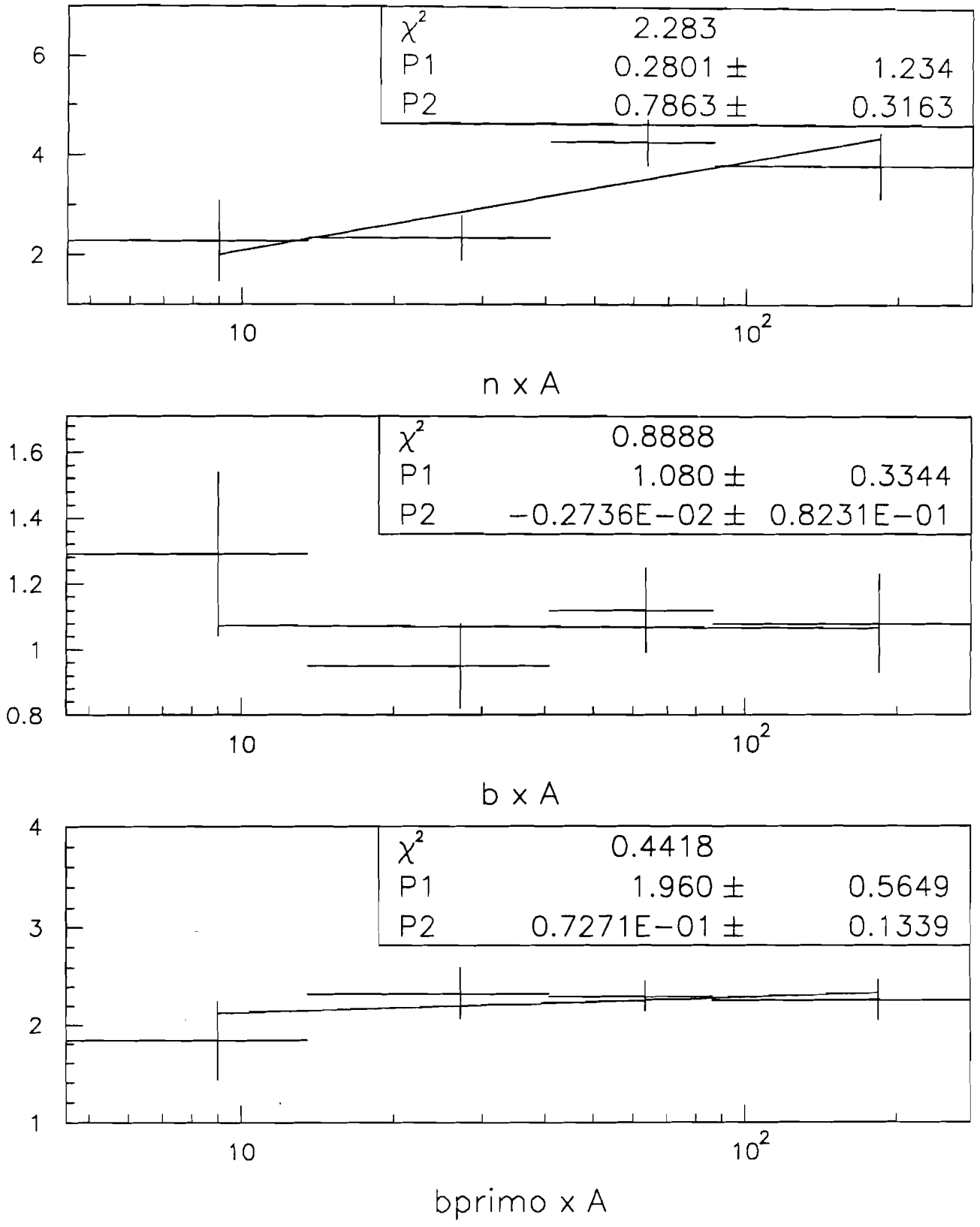


Figura 6.18. *n, b e b' como função de A*

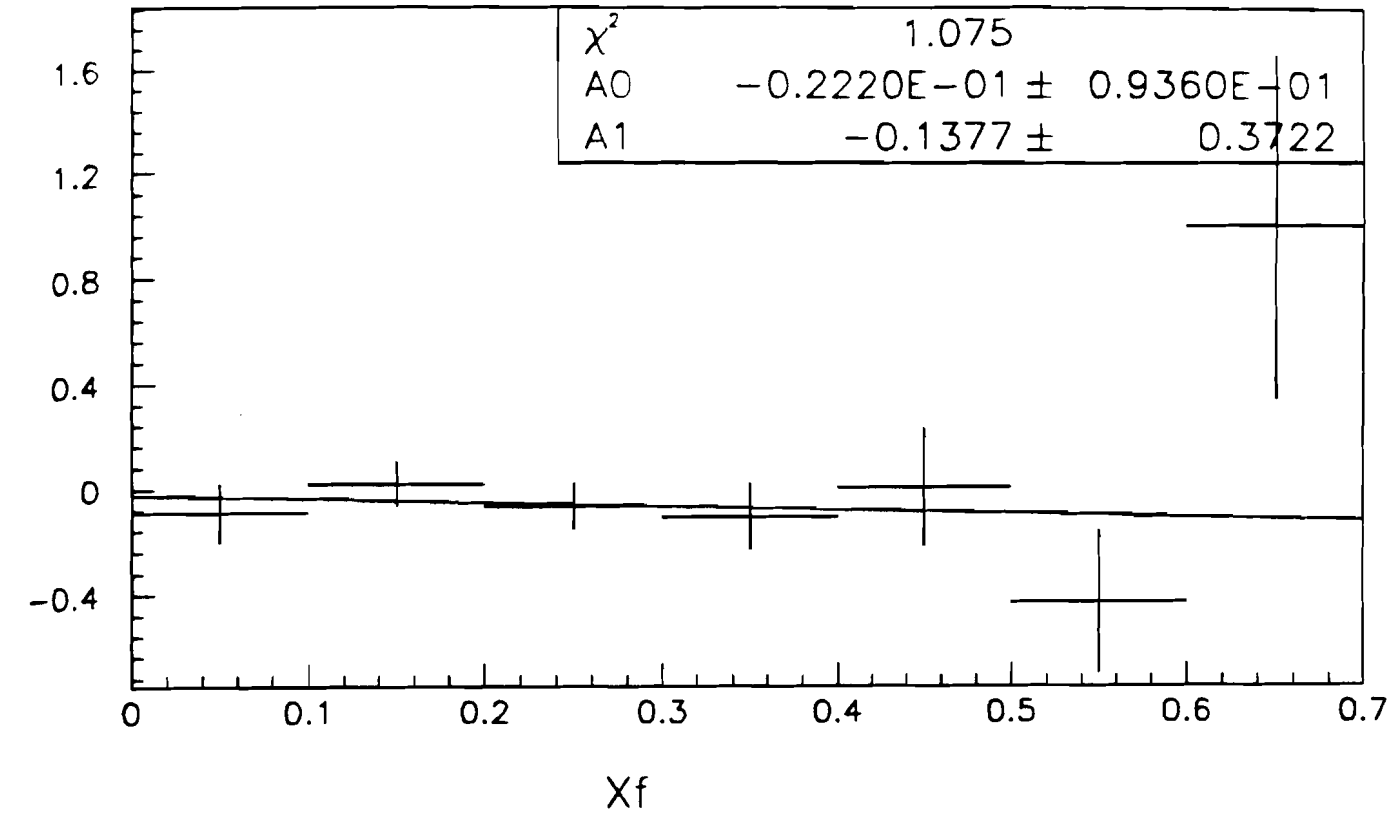
assimetria forem compatíveis com zero. Isto é exatamente o que mostra a figura 6.19, onde todos os parâmetros são compatíveis com zero dentro de um desvio padrão (no pior dos casos).

6.16. Comparação das seções de choque diferenciais com a teoria

Na figura 6.20, os quadrados representam a seção de choque diferencial em x_F dada pela QCD [Naso89] comentada na seção 1.6, figura 1.10. Como a produção de c é ligeiramente diferente de $\bar{c}$, tomou-se a média entre as duas curvas, principalmente para x_F alto. Os pontos experimentais em x_F aparecem na figura como estrelas. Todas as curvas foram normalizadas a 1 no primeiro ponto, $x_F = 0.05$. Pode-se ver que os pontos experimentais e os cálculos de QCD para o par $c\bar{c}$, quadrados na figura 20, estão bastante próximos. Para quantificar esse acordo, ajusta-se a predição da QCD utilizando a expressão 1.3, obtendo o valor de $n = 3.5$, ou seja, uma diferença de apenas 1.3 desvios padrão. No entanto, estes cálculos incorporam a suposição implícita de uma função delta como função de fragmentação, conforme discutido na seção 1.10. Isto significa que os hadrons no estado final são tão energéticos quanto os quarks charmosos, em média.

Com a equação 1.5 e as funções de fragmentação de Peterson e de Lund, estudadas em e^+e^-, modificou-se a predição para a seção de choque diferencial do par $c\bar{c}$. Na figura 6.20, os círculos representam a seção de choque diferencial de produção de $c\bar{c}$ convoluida com a função de Lund e os triângulos representam a convolução com a função de Peterson. As curvas resultantes dessas convoluções caem muito mais rapidamente que os dados. A fragmentação na forma de uma função delta claramente ajusta melhor os dados.

A primeira interpretação destes resultados parece ser que a fragmentação em produção hadrônica se realiza de forma completamente diferente de e^+e^-, já que a inclusão de funções de fragmentação medidas em e^+e^- afastam as predições da QCD para os quarks $c\bar{c}$ dos resultados experimentais. Deve-se lembrar, no entanto, que as funções de fragmentação mencionadas foram obtidas com $\sqrt{s} = 10.5$ GeV. Se as funções de



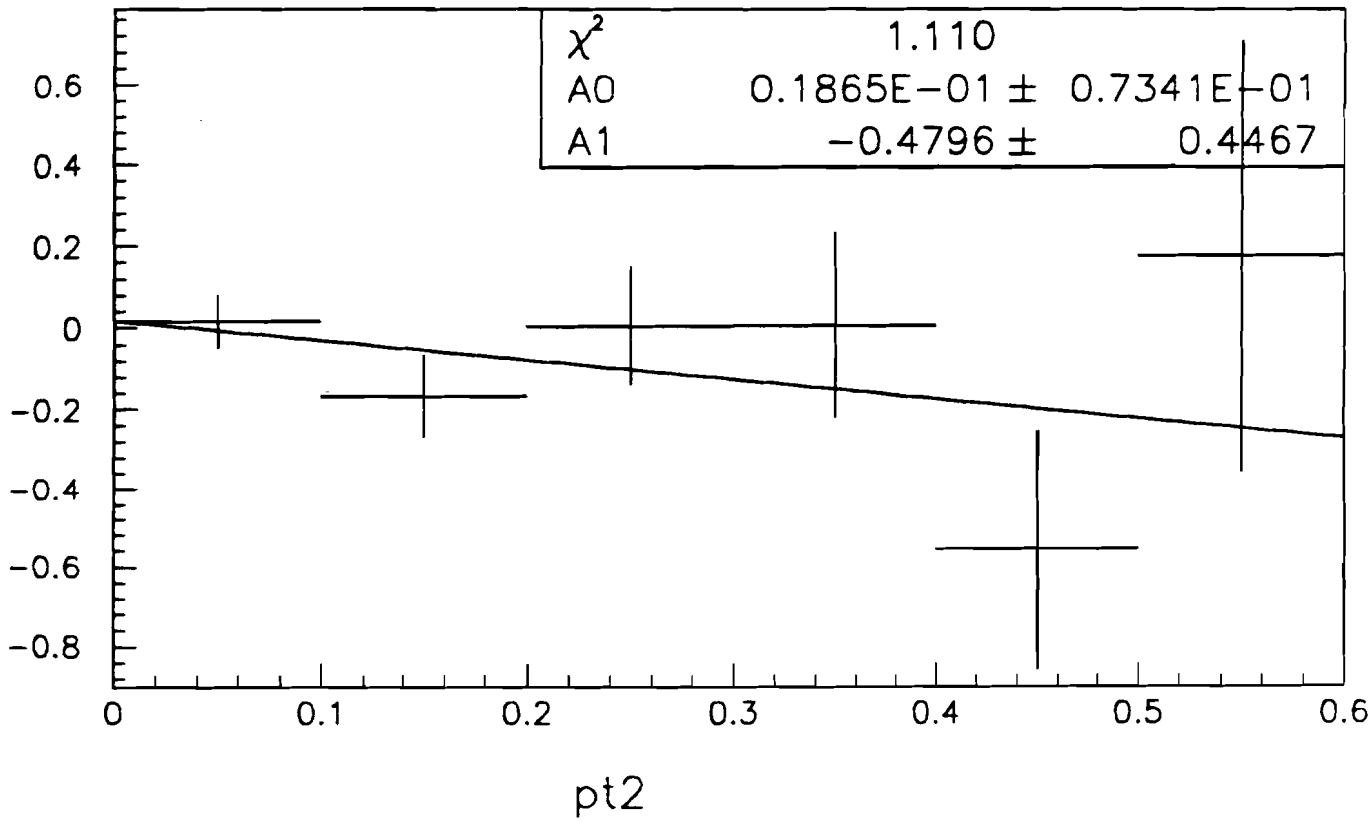


Figura 6.19. *Assimetria como (a) função de x_F e (b) função de $p_t^2 \times 10^{-1}$*

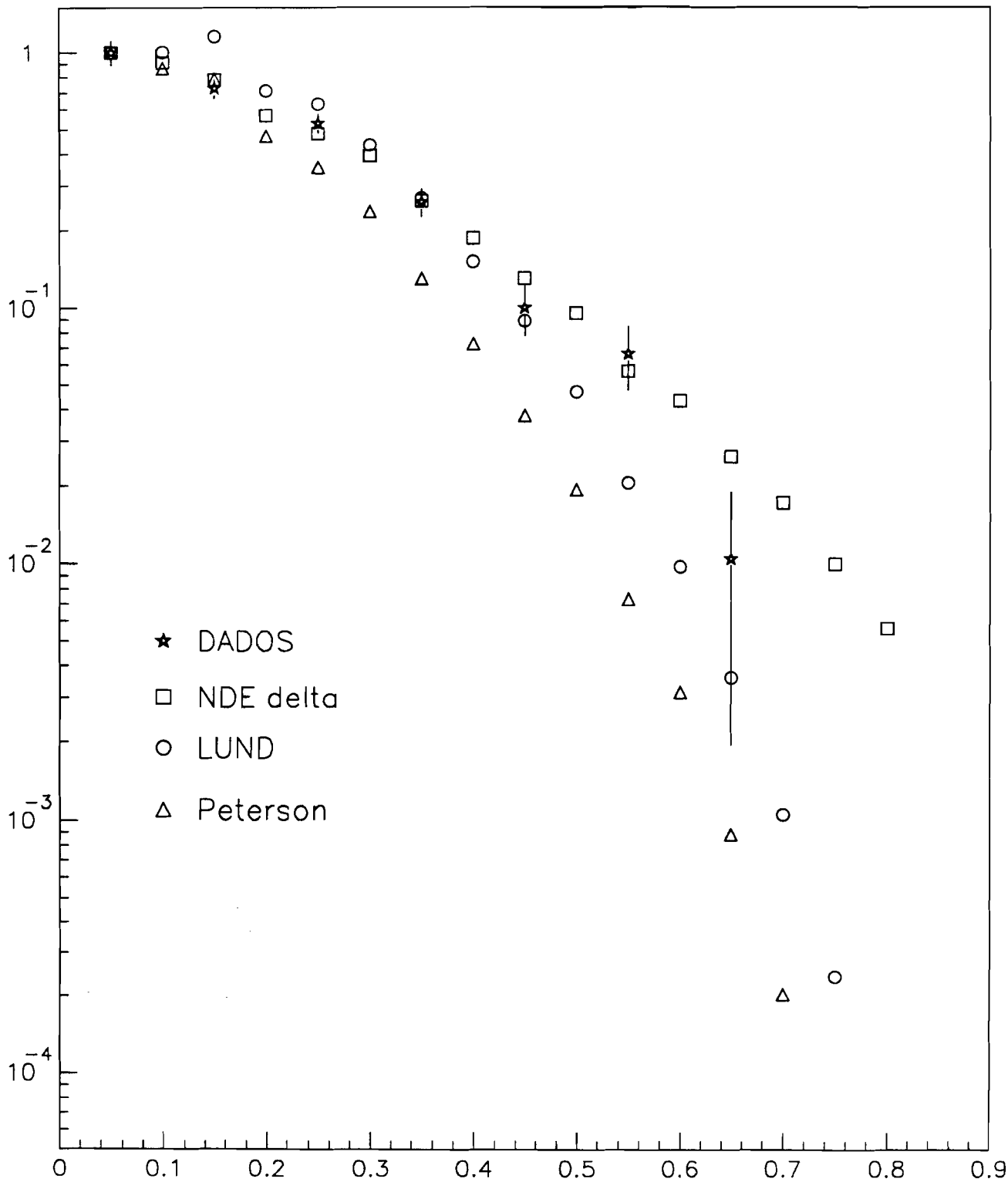


Figura 6.20. *Comparação da seção de choque diferencial em x_F para o par $c\bar{c}$, convoluída com a função de fragmentação de Lund e de Peterson, com os dados*

fragmentação fossem evoluidas para energias menores, elas deveriam se tornar mais *hard*, pois menos radiação de glúons tem que ser levada em conta (ver discussão na seção 1.3). Para se ter uma escala da energia no centro de massa dos processos partônicos na E769, recorre-se à relação $\hat{s} = x_1 x_2 S$. Se toda a produção acontecer através de fusão de glúons, da figura 1.2 pode-se tomar um número representativo para x dos glúons como $x = 0.2$. Assim, na energia da E769, $\sqrt{\hat{s}} \sim 4.0$ GeV. Assim, não é óbvio que as citadas funções de fragmentação possam ser aplicadas de forma direta a produção de charme na E769.

Outra interpretação, radicalmente distinta, parte da suposição de que o par $c\bar{c}$ é formado no limiar de produção ($\sim$ 4 GeV), ou seja, o par de mésons está no início do espaço de fase. A fragmentação tem que ser uma função delta, pois toda a energia do par de quarks vai para os mésons. Neste caso, a fragmentação do quark charmoso é independente dos outros quarks e acontece de forma análoga aos experimentos de e^+e^- com a energia ajustada à energia do $\psi(3770)$ que decai de forma dominante em $D\bar{D}$.

Outra possível interpretação deste resultado é que as funções de estrutura usadas por [Naso89] superestimam a densidade de pártons menos energéticos, fazendo com que a predição para a seção de choque de produção do par $c\bar{c}$ seja mais *soft*. Nos cálculos desta seção de choque foram utilizadas as distribuições de pártons de [Duke84] e [Diem88], conforme discussão na seção 1.3. A primeira delas foi obtida em ordem α_S^2, enquanto a segunda utilizou cálculos em ordem α_S^3, o que não é estritamente correto [Tung90].

O limite superior da produção a alto x_F, calculado na seção 6.14, mostra que a produção difrativa não representa muito da seção total do charme, em oposição aos modelos discutidos na seção 1.5.

Na tabela 6.11 apresentamos as predições da QCD [Ellis87] em ordem α_S^2 para a seção de choque diferencial em p_t^2 para um par $c\bar{c}$ para dois valores extremos da massa do quark charmoso. As curvas da figura 1.9 (referente a todos os valores de x_F) e de uma outra análoga da mesma referência (para $x_F > 0.2$) foram ajustadas pela função 1.1. O resultado mostra que a predição em ordem α_S^2 da QCD não concorda com as medidas de b, cujos valores situam-se em torno de 1.0.

Se a produção de partículas charmosas se deve a interações de curta distância

variável	corte
	b
$m_c = 1.2$ GeV/c^2, todo x_F	0.82
$m_c = 1.8$ GeV/c^2, todo x_F	0.57
$m_c = 1.2$ GeV/c^2, $x_F > 0.2$	0.72
$m_c = 1.8$ GeV/c^2, $x_F > 0.2$	0.55

Tabela 6.11. *Valores teóricos de b*

(colisão e fragmentação), ou seja, se o modelo de pártons é adequado para a produção de charme, então não deve haver dependência na distribuição de x_F com A. O resultado da seção 6.13, que mostra um efeito de 2.3 desvios padrão, evidencia possíveis efeitos nucleares na medida da seção de choque diferencial em x_F.

Em princípio, o fato da E769 ter medido um valor de $\alpha = 1$ (ver seção 2.3.3), consistente com a hipótese da validade do modelo de pártons, não é necessáriamente conflitante com o fato das distribuições em x_F dependerem de A, pois $\alpha = 1$ é um resultado integrado, enquanto $n = n(A)$ só diz respeito à forma da distribuição em x_F.

No entanto, a significância deste resultado diminui quando se combina a amostra de $D^0/\bar{D}^0$ com D^+/D^-, ficando $\beta = 1.5$ [Karc92], o que diminui consideravelmente o interesse do resultado anterior.

6.17. Comparação com os resultados de outras experiências

Os resultados obtidos nesta tese, juntamente com os da NA27 e da NA32, estão na figura 6.21. O nosso resultado para n da amostra de $\pi-$ (tabela 6.7), concorda com os sinais combinados da NA27 e da NA32 (ver figura 21). A WA82 mede um valor de n cerca de 2.5 desvios padrão menor do obtido nesta tese.

Quanto ao *leading effect*, podemos estabelecer apenas um limite superior, conforme comentamos na seção 2.3.2. A tabela 2.1 mostra que tanto a NA32 quanto a NA27 combinaram seus $D^0/\bar{D}^0$ e $D^\pm$ para estudar este efeito. As medidas da NA27 sugeriam a existência de um forte *leading effect* pois seus valores de n para a amostra *leading* e não-*leading* diferem de cerca de 6. Não se observa um efeito desta magnitude nesta análise. Embora nossa medida, usando apenas $D^0/\bar{D}^0$, tenha uma contaminação de cerca de 30% de mésons $D^0/\bar{D}^0$ provenientes do decaimento de D^{*+} e, portanto, só

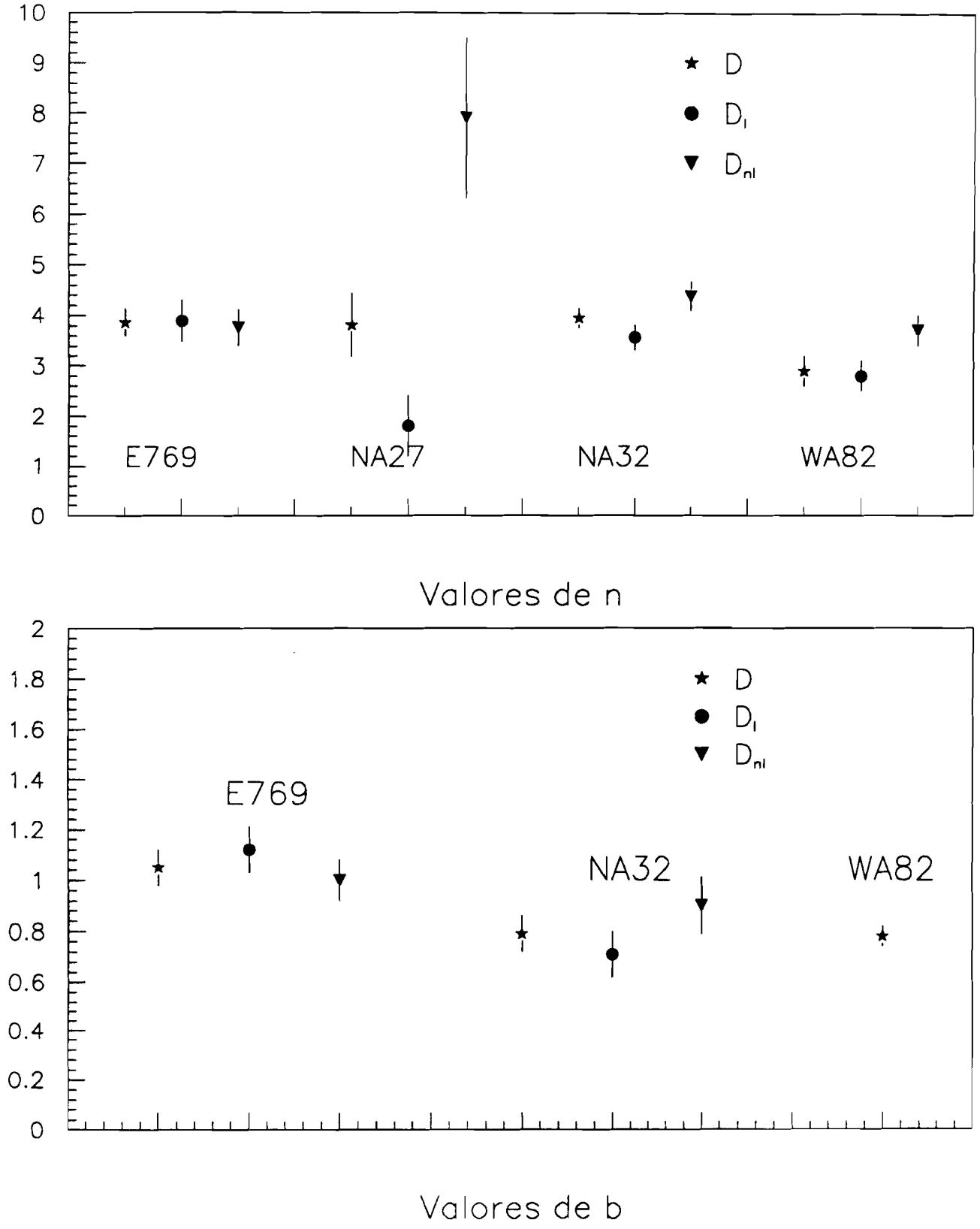


Figura 6.21. *Resultados experimentais para (a) n e (b) b*

possa estabeler um limite superior (ver seção 2.3.2), certamente elimina um efeito da magnitude observada pela NA27.

Nos resultados na NA32 a amostra de D^0 provenientes do D^{*+}, cerca de 27%, não foi excluida [Barl91]. Supondo que a contaminação referida anteriormente, quando considerada a amostra total, seja pequena, concluimos que a NA32 também não observa um grande *leading effect.*

Da mesma forma, os valores de n para a WA82 eliminam um *leading effect* da magnitude considerada pela NA27. Porém, tanto a WA82 quanto a WA82 observam a pesença de um pequeno *leading effect*, o que concorda com as análises anteriores da E769 para outras partículas charmosas [Mira92], [Wu91], e não apresenta contradição com os nossos resultados.

Finalmente, nossas medidas de b concordam com as da NA27 e com as da NA32 com feixe de $\pi-$ a 200 GeV/c (ver seção 2.3.2), mas não são compatíveis com as medidas da NA32 com feixe de π^- a 230 GeV/c (que aparecem na figura 21) e com as medidas da WA82, que são cerca de quatro desvios padrão menores.

CONCLUSÕES

Reconstruímos 1214 ± 44 eventos de $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ com os dados do experimento E769. Com uma amostra de 607 ± 29 eventos produzidos por um feixe de π^-, medimos os valores de $n = 3.86 \pm 0.25 \pm 0.10$, $b = 1.05 \pm \pm 0.02$ e $b' = 2.44 \pm 0.09 \pm 0.05$, parâmetros que caracterizam as distribuições dos eventos em x_F, p_t^2 e p_t, respectivamente.

O resultado para n está em bom acordo com medidas análogas da NA27 e NA32, que não concordam com as medidas da WA82. As previsões do modelo de aniquilação de quarks e fusão de glúons, para o par $c\bar{c}$, calculado em ordem α_S^3, acompanham bem os dados. No entanto, a utilização de funções de fragmentação faz com que as previsões da teoria se afastem dos dados.

Estabelecemos um limite superior para a produção de D^0: a seção de choque para $0.7 \leq x_F \leq 0.8$ é apenas 3% da seção de choque para $0.0 \leq x_F \leq 0.1$, a 90% *confidence level*, contrariando as expectativas dos modelos alternativos de produção de charme. Nossos resultados são consistentes com um *leading effect* moderado, mas eliminam qualquer efeito da magnitude observada pela NA27.

O resultado para b está em desacordo com as medidas recentes da NA32 e da WA82, embora concorde com o resultado da NA27 e com medidas anteriores da NA32. Nossas medidas também dão valores maiores do que o previsto pelos cálculos teóricos (em ordem α_S^2).

Nossos resultados são compatíveis com igual produção de c e $\bar{c}$, ou seja, a assimetria entre D^0 e $\bar{D}^0$, tanto a total quanto a assimetria como função de x_F e p_t^2, são compatíveis

com zero.

Parametrizando n, b e b' como função de A, medimos uma possível dependência de n com A num nível de dois e meio desvios padrão. Combinando-se a amostra de D^0 com a amostra de D^+ do nosso experimento, essa dependência cai para um sigma e meio.

Embora tenhamos obtidos alguns resultados significativos no sentido de compreender melhor os processos de produção de charme em interações hadrônicas, um experimento com uma estatística muito superior à E769, podendo explorar as regiões do espaço de fase de alto x_F e p_t que não tivemos acesso neste trabalho, certamente dará uma contribuição fundamental a esse assunto.

O experimento E791 do Fermilab se propõe exatamente a isto, com cerca de 20 bilhões de eventos de π^- a 500 GeV/c incidentes num alvo de diamante e platina e antevendo reconstruir pelo menos 100000 partículas charmosas. A versão melhorada do espectrômetro da E769 utilizada pela E791 contou com mais planos de SMD e principalmente com um novo sistema de aquisição de dados, descrito no capítulo 4 desta tese.

O Lafex/CBPF se encarregará de reconstruir cerca de um terço da amostra, utilizando um sistema de processadores paralelos ACPII. Com a nossa participação ativa também na reconstrução e análise destes dados, asseguraremos a continuação e o refinamento do trabalho desenvolvido nesta tese.

Apêndice A
As seções de choque para os mésons charmosos

Neste apêndice descreveremos os cálculos que refizemos para as seções de choque diferenciais (em ordem $O(\alpha_S^2)$ mencionadas no capítulo 1. Além das referências lá citadas, seguiremos de perto [Elli89], [Elli90] e [Barg87].

Utilizando a mesma notação do capítulo 1, estabeleceremos a forma da seção de choque diferencial em x_F dada pelo modelo de partons.

A seção de choque invariante (seguindo também o esquema da figura 1.1) é dada por

$$\frac{E_3 E_4 d\sigma}{d^3p_3 d^3p_4} = \sum_{i,j} \int dx_1 dx_2 F_i(x_1,\mu) F_j(x_2,\mu) \left[\frac{E_3 E_4 d\hat{\sigma}(\alpha_S(\mu), x_1 P_1, x_2 P_2)}{d^3p_3 d^3p_4} \right] \qquad (A.1)$$

onde dois hadrons incidentes de momenta P_1 e P_2 produzem um estado final com dois partons de momenta p_3 e p_4.

Na aproximação de Born escreve-se a seção de choque partônica como [Bjor64]

$$d\hat{\sigma}_{ij} = \frac{1}{2s} \frac{d^3p_3}{(2\pi)^3 2E_3} \frac{d^3p_4}{(2\pi)^3 2E_4} (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - p_3 - p_4) g^4 \overline{\sum} |M_{ij}|^2 \qquad (A.2)$$

onde se supõe que os partons incidentes tenham massa nula no fator que dá o fluxo incidente (primeiro fator do lado direito). Os outros dois fatores correspondem ao espaço de fase de duas partículas. A barra sobre o somatório indica média nos índices de cor e de *spin* sobre os estados iniciais e soma nos estados finais.

Pode-se escolher arbitrariamente o eixo z como o eixo das partículas incidentes com momenta P_1 e P_2 e o eixo x para o momento transverso dos partons no estado final. O quadrado da energia total no centro de massa é dado por $S = (P_1 + P_2)^2$. No cálculo da seção de choque partônica os partons incidentes têm momenta $p_1 = x_1 P_1$ e $p_2 = x_2 P_2$. Portanto, a energia no centro de massa dos partons é $s = x_1 x_2 S$. Se define a rapidez dos partons no estado final como uma função de suas energias e momenta longitudinais:

$$y = \frac{1}{2} \ln\left[\frac{E + p_z}{E - p_z}\right] \tag{A.3}$$

e a variável $x_F = p_z/(p_z)_M$, M denotando momento máximo.

No centro de massa dos hadrons incidentes podemos escrever os componentes dos quadrimomenta (E, p_x, p_y, p_z) dos partons como

$$\begin{aligned} p_1 &= \sqrt{S}/2(x_1, 0, 0, x_1) \\ p_2 &= \sqrt{S}/2(x_2, 0, 0, -x_2) \\ p_3 &= (m_t \cosh y_3, p_t, 0, m_t \sinh y_3) \\ p_4 &= (m_t \cosh y_4, -p_t, 0, m_t \sinh y_4) \end{aligned} \tag{A.4}$$

com $m_t = \sqrt{p_t^2 + m_Q^2}$.

Reescreve-se a equação (A.1), com o auxílio de (A.2) e (A.4) na forma

$$\frac{d\sigma}{dy_3 dy_4 d(p_t^2)} = \frac{\alpha_S^2(\mu)}{s^2} \sum_{i,j} x_1 F_i(x_1, \mu) x_2 F_j(x_2, \mu) \overline{\sum} |M_{ij}|^2 \tag{A.5}$$

A conservação do momentum e da energia exige que

$$\begin{aligned} x_1 &= \frac{m_t}{\sqrt{S}}(e^{y_3} + e^{y_4}) \\ x_2 &= \frac{m_t}{\sqrt{S}}(e^{-y_3} + e^{-y_4}) \\ s &= 2m_t^2(1 + \cosh \Delta y) \end{aligned} \tag{A.6}$$

onde $\Delta y = y_3 - y_4$.

Os elementos da matriz de transição para os processos partônicos da figura 1.1 , conforme as referências no capítulo 1, são:

$$\overline{\sum}|M_{q\bar{q}}|^2 = \frac{V}{2N_c^2}(\tau_1^2 + \tau_2^2 + \frac{\rho}{2}) \tag{A.7}$$
$$\overline{\sum}|M_{gg}|^2 = \frac{1}{2VN_c}(\frac{V}{\tau_1\tau_2} - 2N_c^2)(\tau_1^2 + \tau_2^2 + \frac{\rho^2}{4\tau_1\tau_2})$$

onde seguimos a notação compacta de [Elli89], explicitando a dependência no grupo de simetria de cor $SU(N_c)$, $(V = N_c^2 - 1, N_c = 3)$ e definindo

$$\tau_1 = \frac{2p_1.p_3}{s}, \quad \tau_2 = \frac{2p_2.p_3}{s}, \quad \rho = \frac{4m_Q^2}{s}, \quad s = (p_1 + p_2)^2 \tag{A.8}$$

Reescreve-se a seção de choque para a produção de um par de quarks pesados (A.5) na forma

$$\frac{d\sigma}{dy_3 dy_4 d(p_t^2)} = \frac{\alpha_S^2(\mu)}{4m_t^4(1+\cosh\Delta y)^2}\sum_{i,j} x_1 F_i(x_1,\mu) x_2 F_j(x_2,\mu)\overline{\sum}|M_{ij}|^2 \tag{A.9}$$

com os elementos de matriz (A.7) dados em termos de m_Q, m_t e Δy

$$\overline{\sum}|M_{q\bar{q}}|^2 = \frac{V}{2N_c^2}\left(\frac{1}{1+\cosh\Delta y}\right)\left(\cosh\Delta y + \frac{m_Q^2}{m_t^2}\right) \tag{A.10}$$

$$\overline{\sum}|M_{gg}|^2 = \frac{1}{VN_c}\left(\frac{V\cosh\Delta y - 1}{1+\cosh\Delta y}\right)\left(\cosh\Delta y + 2\frac{m_Q^2}{m_t^2} - 2\frac{m_Q^4}{m_t^4}\right) \tag{A.11}$$

Integrando duas vezes a equação (A.9) obtemos a seção de choque diferencial em x_F :

$$\frac{d\sigma}{dx_F} = \int_0^{(p_t^2)_M}\int_0^{(y)_M} \frac{d\sigma}{dy_3 dy_4 d(p_t^2)}\frac{\partial y_3}{\partial x_F} dp_t^2 dy_4 \tag{A.12}$$

com os limites cinemáticos

$$(p_t^2)_M = s/4 - M_Q^2$$
$$(y)_M = \frac{1}{2}\left[\ln(1+a) - \ln(1-a)\right], \qquad a = \sqrt{1 - \frac{4m_Q^2}{s}}$$

e

$$\frac{\partial y_3}{\partial x_F} = \frac{1}{\sqrt{x_F^2 + \frac{4m_t^2}{s-4m_Q^2}}}$$

Obtida a seção de choque $\sigma_{Q\bar{Q}}$ o próximo passo consiste em calcular a seção de choque dos hádrons (mésons charmosos no nosso caso) levando em conta o processo de hadronização (fragmentação) [Karc91], [Lead82]. Faremos uso das funções de fragmentação D_Q^H obtidas em experimentos de colisores e^+e^-, conforme discutido no capítulo 1.

Denominando u a fração de momentum do quark olriginal levada pelo méson charmoso, temos que

$$u = \frac{x_F}{\hat{x}_F} \leq 1$$

A probabilidade que os pares $Q\bar{Q}$ produzidos num certo $\hat{x}_F$, $d\sigma(\hat{x}_F) = d\sigma(\hat{x}_F)/d\hat{x}_F \times d\hat{x}_F$, de terminarem na região $(u, u + du)$ é $D_Q^H(u)du = D_Q^H(x_F/\hat{x}_F)(dx_F)/\hat{x}_F$. Assim,

$$d\sigma(x_F) = \frac{d\sigma(\hat{x}_F)}{d\hat{x}_F} d\hat{x}_F D_Q^H(\frac{x_F}{\hat{x}_F})\frac{dx_F}{\hat{x}_F} \qquad (A.13)$$

Dividindo ambos os lados por dx_F e integrando em $d\hat{x}_F$ de x_F até 1,

$$\frac{d\sigma(x_F)}{dx_F} = \int_{x_F}^{1} d\hat{x}_F \frac{d\sigma(\hat{x}_F)}{d\hat{x}_F} \frac{D_Q^H(\frac{x_F}{\hat{x}_F})}{\hat{x}_F} \qquad (A.14)$$

A equação (A.14) fornece a seção de choque diferencial para os hádrons charmosos, dadas a seção de choque pontual para o par $c\bar{c}$ e a função de fragmentação do quark Q num méson H.

REFERÊNCIAS

[ACP89] *ACP Cooperative Processes User's Manual*, Fermilab - Advanced Computer Program, Universities Research Association Inc., 1989

[Agui83] M. Aguilar–Benitez *et al.*, Phys. Lett. **B123** 98 (1983)

[Agui86] M. Aguilar–Benitez *et al.*, Phys. Lett. **B168** 170 (1986)

[Agui86a] M. Aguilar–Benitez *et al.*, Zeitschr. fur Phys. **C31** (1986) 491

[Agui86b] M. Aguilar–Benitez *et al.*, Phys. Lett. **B169** (1986) 106

[Alee87] A. N. Aleev et *al.*, JINR *preprint* E1-87-265, 1987

[Alve92] G. Alves, *Dependência em A para a Produção de Mésons Charmosos*, tese de Doutorado, CBPF, RJ, 1992

[Alta77] G. Altarelli, G. Parisi, Nucl. Phys. **B126** (1977) 298

[Alta82] G. Altarelli, Phys. Reports **81**, 1 (1982)

[Alta88] G. Altarelli, M. Diemoz, G. Martinelli e P. Nason, Nucl. Phys. **B308** (1988), 724

[Amat92a] S. Amato *et al.*, *The E791 Parallel Architecture Data Acquisition System*, submetido à Nuclear Instruments and Methods A, 1992

[Amat92b] S. Amato, *Produção do Méson $D^{*\pm}$ em Seu Modo de Decaimento $D^0\pi$, $D^0 \to K\pi\pi^0$, via feixe de Hadrons*, Tese de Doutorado, CBPF, RJ, 1992

[Ande83] B. Andersson *et al.*, Phys. Rep. **97**, 33 (1983)

[Ande87] B. Anderson, G. Gustafson, B. Nilsson-Almqvist, *preprint* da Universidade de Lund, LU-TP-87-6 (1987)

[Ange79a] C. Angelini *et al.*, Phys. Lett. **80B** 428 (1979)

[Ange79b] C. Angelini *et al.*, Phys. Lett. **84B** 150 (1979)

[Anjo85] J. C. C. Anjos *et al.*, *Pion and Kaon Production of Charm and Charm-Strange States*, Proposta do Experimento E769, 1985

[Amma80] R. Ammar *et al.*, Phys. Lett. **94B** 118 (1980)

[Appe86] J. Appel *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A243** 361 (1986)

[Appe81] *Triggering for Charm, Beauty and Truth*, Proceedings da *Europhysics Study Conference on High–Energy Physics*, Erice, Itália, 1981

[Appe90] J. A. Appel, *preprint* FERMILAB–Conf–90/173

[Aube74] J. J. Aubert *et al.*, Phys. Rev. Lett., **33** 1404 (1974)

[Augu74] J. E. Augustin *et al.*, Phys. Rev. Lett., **33** 1406 (1974)

[Babc78] J. Babcock, D. Sivers, S. Wolfram, Phys. Rev. **D18** 162 (1978)

[Bacc74] C. Bacci *et al.*, Phys. Rev. Lett., **33** 1408 (1974)

[Barg87] V. Barger, R. Phillips, *Collider Physics*, Addison-Wesley Publishing Company, Nova Yorque, 1987

[Barl91] S. Barlag *et al.*, Zeitschr. fur Phys. **C49** (1991)

[Bart87] D. Bartlett *et al.*, Ncul. Instr. Meth. **A260** 55 (1987)

[Berg87] E. L. Berger, Nucl. Phys. B (proc. suplem.) **213** 425 (1988)

[Bern87] M. Bernett *et al.*, IEEE Transactions on Nuclear Science, **34** 1047 (1987)

[Beth85] S. Bethke, Z. Phys. **C29**, 175 (1985)

[Bhad85] V. Bharadwaj *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **228**, 283 (1985)

[Bort88] D. Bortoletto *et al.*, Phys. Rev. **D37**, 1719 (1988) e Erratum, D39, 1471 (1989)

[Brod80] S. J. Brodsky *et al.*, Phys. Lett. **93B** 451 (1980)

[Brod81] S. J. Brodski *et al.*, Phys. Rev. D23 2745 (1981)

[Brow88] T. E. Browder, *A Study of* D^0-$\overline{D^0}$ *Mixing*, Tese de doutorado, Universidade da Califórnia, Sta. Bárbara, 1988

[Beng87] H. U. Bengtsson, T. Sjostrand, Computer Phys. Comm. **46**, 43 (1987)

[Burh76] E. H. Burhop *et al.*, Phys. Lett., **65B** (1976) 255

[Brun89] R. Brun *et al.*,*PAW, The Complete Reference*, CERN Program Library, 1989

[Cazz75] E. G. Cazzoli *et al.*, Phys. Rev. Lett. **D34** 1125 (1975)

[Chau85] P. Chauvat *et al.*, Phys. Lett. **163B** 273 (1985)

[Cobb88] H. Cobbaert *et al.*, Phys. Rev. Lett. **B206** 546 (1988)

[Coll87] J. C. Collins, D. E. Soper, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **37** 383 (1987)

[Coll86] J. C. Collins, D. E. Soper, G. Sterman, Nucl. Phys.**B263** 37 (1986)

[Comb79] B. L. Combridge, Nucl. Phys. **B151** 429 (1979)

[Cote86] P. Coteus *et al.*, *preprint* COLO-HEP-140, 1986

[deMe89a] J. R. T. de Mello Neto, *The Calibration Pass (Pass0)*, documento interno da E769, Fevereiro de 1989

[deMe89b] J. R. T. de Mello Neto, *The E791 Software*, documento interno da E791, 1989

[Diem88] M. Diemoz *et al.*, Z. Phys. **C39** 667 (1988)

[Duff85] M. E. Duffy *et al.*, Phys. Rev. Lett. **55** 1816 (1985)

[Duke84] D. W. Duke e J. F. Owens, Phys. Rev. **D30**, 49 (1984)

[Eich84] E. Eichten *et al.*, Rev. Mod Phys. **56** 579 (1984) e Erratum 58, 1065 (1986)

[Elli86] R. K. Ellis, *preprint* Fermilab-Conf-86/35-T, Abril, 1986

[Elli87] R. K. Ellis, C. Quigg, *preprint* Fermilab FN–445

[Erre91] D. Errede *et al.*, *preprint* Fermilab–Pub–91/67–E [E769]

[Esco81] C. O. Escobar *et al.*, Forsch. der Physik, **29** 463 (1981)

[Feyn72] R. P. Feynman, *Photon Hadron Interactions*, W. A. Benjamin, Reading, Mass. (1972)

[Fern86] R. C. Fernow, *Introduction to Experimental Particle Physics*, Cambridge University Press, 1986

[Ferb87] T. Ferbel, *Experimental Techniques in High Energy Physics*, Addison–Wesley Publishing Company, 1987

[Fiel78] R. Field, R. P. Feynman, Nucl. Phys. **B161** 1 (1978)

[Fiel89] R. D. Field,*Applications of Perturbative QCD*, Addison-Wesley Publishing Company, 1989

[Gay87] C. Gay e S. Bracker, IEEE Transactions on Nuclear Science, **34** 870 (1987)

[Geis90] W. M. Geist, *Atomic Mass Dependence in Soft and Hard pA Collisions*, Proceedings of Quark Matter '90, Menton, França, 1990

[Geor78] H. Georgi *et al.*, Ann. Phys. **114** 273 (1978)

[Gold76] G. Goldhaber *et al.*, Phys. Rev. Lett., **37** 255 (1976)

[Hagi79] K. Hagiwara, T. Yoshino, Phys. Lett. **80B** 282 (1979)

[Hanc87] R. Hance *et al.*, IEEE NS–34, 878, 1987

[Hans87] S. Hansen *et al.*, IEEE Transactions on Nuclear Science, **34** 1003 (1987)

[Heij81] E. Heijne, Anais do *Workshop on Silicon Detectors for High Energy*, Fermilab, 1981

[Jack75] J. D. Jackson, *Classical Eletrodynamics*, John Wiley & Sons,Inc, 1975

[Jaco72] M. Jacob, *Proceedings of the Sixteenth International Conference on High Energy Physics*, Fermilab, 1972

[Jedi89] R. Jedicke, *A Study of E769 DISC Pressure Curves*, documento interno da E769, 1989

[Jedi91] R. Jedicke, *Flavour Dependence of Hadroproduced Charm-Strange Mesons*, Universidade de Toronto, 1991

[Jone78] L. M. Jones, H. Wyld, Phys. Rev. **D17** 782 (1978)

[Karc89] P. Karchin, Z. Wu, *The efficiency and Resolution Studies of the SMD Planes*, documento interno da E769, 1989

[Karc92] P. Karchin, comunicação pessoal, Maio de 1992

[Kern83] A. Kernan, G. VanDalen, Phys. Reports **106** 297 (1984)

[Klei88] H. J. Klein, J. Zoll, *Patchy reference manual*, CERN Program Library, 1988

[Kuns88] Z. Kunszt, E. Pietarinen, Nucl. Phys. **B303** 607 (1988)

[Kwan91] S. Kwan, transparências apresentadas no *IVth Conf. on the Intersections between Particle and Nuclear Physics*, Tucson, Maio de 1991

[Lyon86] L. Lyons, *Statistics for Nuclear and Particle Physicists*, Cambridge University Press, 1986

[Lyon91] L. Lyons, *preprint* DELPHI 91–97 PHYS 143, 1991

[Mena86] S. Menary, *A Study of Transverse Momentum Distributions of Photoproduced Charged and Neutral D-mesons*, Tese de Mestrado, Universidade de Toronto, 1986

[Mira91] M. S. Miranda, *Um Conjunto de Ferramentas para Implementação de Processos Cooperatios*, Tese de Mestrado pela COPPE/UFRJ, 1991

[Mira92] J. M. de Miranda, *Características da Produção Hadrônica de Mésons* $D^{*\pm}$, Tese de Doutorado, CBPF/CNPq, 1992

[Naso88] P. Nason, S. Dawson e R. K. Ellis, Nucl. Phys. **B164** (1989)

[Naso89] P. Nason, S. Dawson e R. K. Ellis, Fermilab-PUB-89/91-T

[Niu71] K. Niu *et al.*, Prog. Theor. Phys., **46** 1644 (1971)

[Owen84] J. F. Owens, Phys. Rev. **D30** 993 (1984)

[PDG88] Particle Data Group,*Review of Particle Properties*, Phys. Lett. **B239** 1 (1988)

[Perl74] M. L. Perl. *High Energy Hadron Physics*, John Wiley & Sons, Inc., Nova Iorque, 1974

[Pete83] C. Peterson *et al.*, Phys. Rev. **D27** 105 (1983)

[Raab87] J. R. Raab, *Lifetime Measurements of the Three Charmed Pseudoscalar D-Mesons*, Tese de Doutorado, Universidade da Califórnia, EUA, 1987

[Raab88] J. R. Raab *et al.*, Phys. Rev. **D37** 2391 (1988)

[Reis92] A. C. dos Reis, *Medida da Seção de Choque de Produção do Bárion Chrmoso Λ_c em Interações πN a 250 GeV*, Tese de Doutorado, CBPF, 1992

[Rior87] M. Riordan, *The Hunting of the Quark*, Simon & Schuster, 1987

[Ritc83] J. L. Ritchie *et al.*, Phys. Lett. **126B** 499 (1983)

[Ritc84] J. L. Ritchie *et al.*, Phys. Lett. **138B** (1984)

[Sive76] D. Sivers, S. J. Brodsky, R. Blankenbecler, Phys. Rep., **23C** 1 (1977)

[Sjos87] T. Sjostrand, M. Bengtsson, Computer Phys. Comm. **43**, 367 (1987)

[Spal91] J. Spalding, C. Gay e A. Rafatian, *E769 Trigger Correction*, documento interno da E769, 1991

[Summ84] D. J. Summers, *A Study of the Decay $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$ in High Energy Photoproduction*, Tese de Doutorado, Universidade da Califórnia, Sta. Baárbara, 1984

[Summ85] D. J. Summers, Nucl. Instr. Meth. **228** (1985)

[Tung90] W. Tung, *Overview of Parton Distributions and the QCD Framework*, Proceedings of the Workshop on Hadron Structure Functions and Parton distributions, ed. por D. F. Gaesaman et al, Fermilab, 1990

[Tave87] S. P. K. Tavernier, Rep. Prog. Phys. **50** 1439 (1987)

[Vax84] VAX FORTRAN User's Guide, Digital Equipment Corporation, 1984

[Vign87] R. Vignoni *et al.*, IEEE Transactions on Nuclear Science, **34** 756 (1987)

[Yare86] R. J. Yarema *et al.*, IEEE Transactions on Nuclear Science, **33**, no.1, 1986

[Weil88] P. Weilhammer, *preprint* CERN-EP/88-08, 1988

[Wu91] Z. Wu, *The Feynman-x Dependence of $D^{\pm}$ Mesons in Pi^{-}-Nucleon Interactions*, Tese de Doutorado, Yale University, 1991