

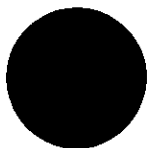
Tese de
DOUTORADO

PRODUÇÃO DO MESON $D^{*\pm}$ EM COLISÕES
HADRON-NÚCLEO À 250 GeV, OBSERVADO NO MODO DE DECAIMENTO
 $D^0\pi^\pm, D^0 \rightarrow K^\mp\pi^\pm\pi^0$

Sandra F. Amato

539.324
A488

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



Ao meu Querido filho André

AGRADECIMENTOS

Agradeço ao Prof. Santoro por sua iniciativa e garra de formar um grupo de física experimental de altas energias no Brasil com condições de trabalho e qualidade comparáveis à do exterior, e em especial pela orientação e pelo incentivo durante o meu doutoramento. Agradeço ao Prof. Jeff Appel pela co-orientação e dedicação durante o período no Fermilab.

Agradeço a Steve Bracker por me permitir participar ao seu lado de um dos projetos mais interessantes no nosso experimento e por me iniciar nas “chaves de fenda” do TPL, tentando sempre passar o seu imenso conhecimento e agressividade no trabalho.

Agradeço à minha mãe e ao meu irmão pela força e apoio durante toda a minha vida.

Agradeço em especial à Jussara pelas discussões, pelo trabalho em conjunto e pelas “Kumacs” da vida.

Agradeço ao Ignacio e ao Caruso pela leitura cuidadosa desta tese.

Agradeço ao Prof. Moacyr pela permanente dedicação na instalação dos *softwares* e bibliotecas fundamentais a todos os trabalhos em andamento no Lafex.

Agradeço aos amigos “lafexianos” João, Alberto, Arthur, Miriam e Gilvan pelo companheirismo e amizade tanto durante o trabalho como fora dele.

Agradeço ao Aníbal pelas discussões teóricas e pelo seu humor contagiante.

Agradeço aos amigos “Fermilabianos” Rob, Vicky, Ali, Lee, Scott e Danying por todo o carinho.

Agradeço aos engenheiros do Lafex por todo o suporte e desenvolvimento das ferramentas necessárias para que o nosso trabalho fosse possível.

A todos os membros do Lafex, agradeço por tornar o dia a dia no trabalho muito agradável.

Agradeço finalmente a toda a colaboração E769, a qual é composta por:

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⁾

⁽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

A experiência E769 no Fermilab utilizou um feixe composto por prótons píons e kaons, de 250 GeV/c, incidente em folhas de Berílio, Alumínio, Cobre e Tungstênio, coletando cerca de 400 milhões de eventos. Mediu-se as distribuições em x_F e p_T^2 de um sinal de 232 ± 13.5 D^* em seu canal de decaimento $D^0\pi$, com o D^0 decaindo em $K\pi\pi^0$, sem a reconstrução do π^0 . As estas distribuições foram ajustadas as curvas $A(1-x_F)^n$ e $Be^{-bp_T^2}$, respectivamente, e obteve-se $n = 4.14 \pm 0.31 \pm 0.03$ e $b = 0.68 \pm 0.06 \pm 0.03$ GeV⁻². Foi medida a dependência da produção do D^* com o número de massa do alvo e o ajuste à seção de choque foi feito utilizando a função A^α , obtendo-se $\alpha = 1.06 \pm .08 \pm .01$. Estas medidas foram comparadas com as de outra análise, com a de outros experimentos e com as previsões teóricas baseadas na QCD perturbativa.

Abstract

The Fermilab experiment E769 collected approximately 400 billion events using a 250 GeV/c pion, Kaon and proton beam incident on targets of Al, Cu, Be and W. One measured the x_F and p_T^2 distributions of 232 ± 13.5 D^* through the decay mode $D^0\pi$, where $D^0 \rightarrow K\pi\pi^0$ without reconstructing the π^0 . Fitting the distributions to the form $A(1-x_F)^n$ and $Be^{-bp_T^2}$, respectively, the values $n = 4.14 \pm 0.31 \pm 0.03$ and $b = 0.68 \pm 0.06 \pm 0.03$ GeV⁻² were found. The dependence of the cross section with the atomic number was measured and the fit to the curve A^α gave $\alpha = 1.06 \pm .08 \pm .01$. Those measurements are compared with another analysis, with those of other experiments and with predictions based on perturbative QCD.

Índice

1	Introdução	1
2	Aspectos Teóricos e Resultados Existentes	5
2.1	Seção de Choque Total	5
2.1.1	Seção de choque parton-parton - $\hat{\sigma}$	7
2.1.2	Distribuições Partônicas	9
2.2	Seção de Choque Diferencial	12
2.2.1	Distribuição em p_T	15
2.2.2	Distribuição em x_F	15
2.2.3	Dependência em A	18
2.3	Fragmentação	21
3	O Experimento E769	25
3.1	Feixe	27
3.2	DISC-(<i>Differential Isochronous Self-Collimating Counter</i>)	29
3.2.1	O efeito Čerenkov	29
3.2.2	O DISC utilizado na E769	31
3.3	Detetor de Radiação de Transição - TRD	34
3.3.1	Princípio de funcionamento	34
3.3.2	O TRD na E769	35
3.4	Detetor de Trajetórias no feixe	37

3.5	O Alvo	37
3.6	SMD	39
3.6.1	Princípio de funcionamento	41
3.6.2	SMD na E769	43
3.6.3	Eficiência e Resolução	44
3.7	<i>Drift Chamber</i>	45
3.7.1	Funcionamento	45
3.7.2	<i>Drift chamber</i> na E769	46
3.7.3	Eletrônica	48
3.8	Câmaras Proporcionais – PWC	49
3.9	Magnetos	50
3.10	Čerenkov	50
3.11	Calorímetros: Eletromagnético e Hadrônico	54
3.11.1	Chuveiros Eletromagnéticos	55
3.11.2	Chuveiros Hadrônicos	57
3.11.3	O SLIC	58
3.11.4	O Hadrômetro	60
3.12	Seleção dos Eventos	60
4	O Sistema de Aquisição de Dados	63
4.1	O Sistema de Aquisição de Dados da E769	64
4.2	O Sistema de Aquisição de Dados da E791	66
4.2.1	Arquitetura e Componentes	67
4.2.2	<i>Software</i>	72
4.2.3	Desempenho	81
5	Reconstrução e Monte Carlo	83
5.1	Reconstrução	83
5.1.1	Passo0	84

5.1.2	Passo1	84
5.1.3	Passo2	85
5.1.4	Seleção de Eventos com Vértice Secundário	86
5.2	Monte Carlo	88
6	Análise dos Dados	90
6.1	Determinação do Momento do π^0	90
6.2	Obtenção do Sinal	92
6.3	Accitação do Espectrômetro	104
6.4	Resultados	111
6.5	Erros Sistemáticos	117
6.6	Comparação com Outras Medidas	118
6.7	Comparação com a Teoria	122
7	Conclusões	125

Lista de Figuras

2.1	Diagrama de uma interação hadrônica no modelo a partons.	6
2.2	Diagramas de interações hadrônicas em ordem α_s^2	7
2.3	Distribuições de gluons segundo as parametrizações de Duke e Owens.	11
2.4	Seção de Choque Total de produção de quark c em interações πN (linha contínua) e pN (linha pontilhada).	13
2.5	Seção de Choque Total de produção de quark c em LO e NLO.	13
2.6	$d\sigma/dp_T^2$ para quark c em interações πN (linha contínua) e pN (linha pontilhada).	17
2.7	$d\sigma/dx_F$ para quark c em interações πN (linha contínua) e pN (linha pontilhada).	18
2.8	Medida da seção de choque diferencial em x_F da NA27 em interações $\pi^- p$ a 360 GeV: a) Não <i>Leading</i> b) <i>Leading</i>	19
2.9	Distribuição em x_F para produção de charm medida pela NA32 em interações $\pi^- Cu$ a 230 GeV: a) Não <i>Leading</i> b) <i>Leading</i> c) Soma de a) e b).	20
2.10	Função de Fragmentação do D^* medida por CLEO e comparada com o modelo LUND.	24
3.1	Espectrômetro da E769 visto em três dimensões	26
3.2	Arranjo dos detetores.	26
3.3	Representação Esquemática do Acelerador do Fermilab.	27
3.4	Elementos na Linha do Feixe <i>PEAST</i>	28

3.5	Principais tipos de Čerenkov.	30
3.6	Esquema do DISC - As medidas apresentadas na figura estão em cm.	32
3.7	Composição de píons, kaons e prótons no feixe negativo.	33
3.8	Esquema de um módulo do TRD.	36
3.9	Distribuição do número de planos com sinal.	37
3.10	Distribuição de eventos por número de planos com sinal e por fotomulti- plicadoras do DISC.	38
3.11	Distribuição das folhas do alvo.	39
3.12	Posição dos vértices primários reconstruídos.	40
3.13	Distribuição de cargas em uma junção p-i-n. a) Sem diferença de potencial aplicada, b) Com diferença de potencial aplicada.	42
3.14	Arranjo dos planos de SMD.	43
3.15	Seção de um plano de SMD.	45
3.16	Orientação dos planos das <i>drift chambers</i>	47
3.17	Arranjo dos planos de uma <i>drift chamber</i>	48
3.18	Geometria de uma PWC típica.	49
3.19	C1 e C2.	51
3.20	Intensidade da Radiação Čerenkov \times momento.	52
3.21	Arranjo dos espelhos de C1 e C2.	53
3.22	Caminho seguido pela radiação em C1 e C2.	54
3.23	Chuveiro Eletromagnético.	56
3.24	SLIC e Hadrômetro.	59
3.25	Detalhe do Interior do SLIC.	59
3.26	Diagrama Lógico do sistema de seleção de eventos	61
4.1	Componentes do Sistema de Aquisição de Dados da E769.	65
4.2	Componentes do Sistema de Aquisição de dados da E791.	68
4.3	Arranjo físico dos componentes.	73
4.4	Fluxo de um evento através do sistema.	75

4.5	Esquema de Atividades do VAX.	79
4.6	Monitor de Controle do Sistema.	80
5.1	Cortes usados na seleção de eventos.	87
6.1	Decomposição dos momentos do D^0 e $K\pi\pi^0$	91
6.2	Probabilidade para o traço ser kaon para a) $p_K > 40$ GeV e b) $p_K < 40$ GeV.	94
6.3	SDZ a) Monte Carlo b) Dados.	94
6.4	χ^2 a) Monte Carlo b) Dados.	95
6.5	S/\sqrt{B} para a) SDZ e b) χ^2	95
6.6	Massa do Sistema $\pi\pi^0$ para a) dados e b) Monte Carlo.	98
6.7	S/\sqrt{B} para valores da massa do sistema $\pi\pi^0$	98
6.8	$\cos\theta$ para a) dados e b) Monte Carlo.	99
6.9	S/\sqrt{B} para valores de $\cos\theta$	99
6.10	S/\sqrt{B} para valores de T.	100
6.11	Sinal total nos dados.	101
6.12	Sinal no Monte Carlo a) sem mudança nos parâmetros b) com mudança nos parâmetros. Sinal nos dados c) sem mudança nos parâmetros d) com mudança nos parâmetros.	103
6.13	Distribuições de massa para diferentes subconjuntos dos dados.	105
6.14	Distribuição de massa para os quatro alvos.	106
6.15	Sinal no Monte Carlo a) Simulação do detetor para feixe negativo b) para feixe positivo.	107
6.16	a) Curvas de eficiência do <i>trigger</i> E_T em função da variável PT715, para feixe de π^- b) Eficiência do Čerenkov para kaons em função do momento do kaon.	109
6.17	Aceitação média em <i>bins</i> de x_F e p_T^2	110
6.18	Aceitação média para cada material do alvo.	111
6.19	Sinais em <i>bins</i> de x_F para eventos induzidos por píons+kaons.	112

6.20	Sinais em <i>bins</i> de p_T^2 para eventos induzidos por píons+kaons.	113
6.21	Dependência da produção de D^* com x_F . Ajuste à curva $N(1 - x_F)^n$	115
6.22	Dependência da produção de D^* com p_T^2 . Ajuste à curva $N e^{-b p_T^2}$	116
6.23	Dependência da produção de D^* com o número de massa.	117
6.24	Em cada subconjunto, a primeira entrada representa o valor padrão , a segunda seu valor sem correção de Čerenkov, e a terceira sem correção do <i>trigger</i> e a quarta variando o ajuste do gráfico de diferença de massa. Os dois últimos pontos são respectivamente o valor de b para a região R2 e seu valor obtido com a aceitação sem cortes de análise.	120
6.25	Comparação com outras medidas de n	121
6.26	Comparação com outras medidas de b	122
6.27	Comparação com modelos teóricos.	123

Lista de Tabelas

2.1	Medidas Recentes de Seção de Choque Total de Partículas Chamosas.	14
2.2	Medidas Recentes de Distribuições em x_F e p_T	16
2.3	Medidas Recentes da Dependência em A	19
2.4	Diversas Parametrizações das funções de fragmentação	23
3.1	Especificações do Alvo.	40
3.2	Características do SMD.	44
3.3	Caraterísticas das <i>Drift Chambers</i>	47
3.4	Características dos Čerenkov.	53
5.1	Cortes usados no programa de seleção de eventos com vértice secundário	88
6.1	Cortes utilizados na análise.	92
6.2	Número de eventos observados em cada região	109
6.3	Valores para o sinal em intervalos de x_F e p_T^2 para os quatro subconjuntos dos dados.	114
6.4	Valores de b , n e α para diferentes correções e erro sistemático associado a cada uma delas.	119
6.5	Valores de n e b e α	119

Capítulo 1

Introdução

A existência do quark charme (c) foi postulada por Bjorken e Glashow (1964) [1] e deu margem em 1970 a Glashow, Iliopoulos e Maiani para explicar a ausência de correntes neutras com variação de estranheza [2]. A primeira evidência deste quark apareceu, simultaneamente, em 1974 em duas experiências, uma no Brookhaven National Laboratory (“hadroprodução”) [3] e a outra no Stanford Linear Accelerator Center [4] (e^+e^-). A partícula descoberta foi chamada de J/Ψ e é composta de um par $c\bar{c}$. Logo em seguida veio a observação de outros estados $c\bar{c}$ mais pesados, além da descoberta de partículas em que apenas um dos quarks é o c (charme aberto). Nesta época as tecnologias para enfrentar as dificuldades ligadas ao estudo da “hadroprodução” de charme eram muito limitadas dificultando o tratamento de vários problemas diretamente ligados à física do charme, como por exemplo: a seção de choque para produção de $c\bar{c}$ em interações hadrônicas é muito baixa, cerca de um par é criado em um total de 10^3 interações; além disto os eventos possuem alta multiplicidade e as razões de ramificação em um determinado estado final são muito pequenas, da ordem de 1 – 10%. A maioria dos resultados era obtida através de medidas indiretas, tais como a observação de leptons provenientes dos decaimentos semi-leptônicos das partículas charmosas. As medidas mais diretas eram feitas em regiões limitadas do espaço de fase, tipicamente na direção do feixe ou a grande momento transversal.

Os resultados de experiências desta época, e suas respectivas interpretações estão bem

descritos nas revisões feitas por Tavernier [5] e VanDalen [6]. As dificuldades acima mencionadas levaram a medidas discrepantes entre uma experiência e outra. Por exemplo, discrepâncias na seção de choque total chegavam a um fator 100; as distribuições do momento longitudinal obtidas em algumas experiências sugeriam que o quark c normalmente se acoplaria com o quark do feixe para formar o hadron charmoso, enquanto que outras não observavam este efeito; medidas do momento transversal médio do quark c variavam de 0.5 a 1 GeV, e algumas distribuições de massa possuíam seus picos em diferentes valores para diferentes experiências. Alguns destes efeitos pareciam estar em desacordo com a QCD e motivaram propostas de inúmeros modelos alternativos [7], [8], [9], [10], [11].

As experiências mais recentes foram muito beneficiadas pelo desenvolvimento de novas tecnologias relacionadas ao feixe incidente, aos detetores de vértice e à aquisição e tratamento de dados. Quanto ao feixe, foi com o aparecimento do Tevatron que se conseguiu uma energia e uma luminosidade necessárias para a obtenção de um número de eventos charmosos suficientemente grande para melhorar qualitativamente a física do charme. Quanto aos detetores, a principal inovação técnica é a que permite uma boa resolução espacial, de modo que se possa observar a separação entre o vértice de produção da partícula charmosa e o seu vértice de decaimento. A aplicação de detetores de alta resolução na região do vértice levou a sinais mais limpos, permitindo a observação das partículas em uma região de espaço de fase bem maior. Além disso, o desenvolvimento dos computadores usados, tanto na tomada dos dados, quanto na sua análise, permitiu que se registrassem milhares de eventos em vez de algumas dezenas. Na colaboração E769, foi o evento do Multiprocessador Paralelo ACP que permitiu o tratamento destes dados em tempo recorde e com precisão até então nunca alcançada. Os resultados destas novas experiências vieram esclarecer as controvérsias geradas pelas experiências de baixa estatística; parece existir uma razoável concordância entre as novas experiências, levando a interpretações teóricas mais simples sobre a física do charme.

Entre estas novas experiências de alta estatística está a E769 realizada no *Tagged Photon Lab* (TPL) do Fermilab, cujos dados foram coletados em 1987/88 e são analisados

nesta tese. Ela foi projetada para estudar os mecanismos de “hadroprodução” de charme, ou seja, fazer medidas das seções de choque (total e diferencial) de produção de partículas charmosas, e estudar a dependência da produção com o número de massa do alvo e com o tipo de feixe hadrônico. Para isto foi empregado um feixe composto de píons, kaons e prótons de 250 GeV de energia, incidente em diferentes alvos, e um espectrômetro constituído de *drift chambers*, câmaras proporcionais, magnetos, detetores de Čerenkov e calorímetros, como descrito no capítulo 3. Foi feita uma seleção de eventos baseada na energia transversa (a qual será definida no capítulo 3) i.e., apenas os eventos cuja energia transversa fosse maior que um certo valor eram gravados em fita. Isto reduziu o número total de eventos por um fator 3 e aumentou a porcentagem de eventos com charme de 40%. Foram gravados um total de 400 milhões de eventos, e entre eles foram obtidos 1841 ± 73 eventos de $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$, 1330 ± 61 de $D^0 \rightarrow K \pi$ e 83 ± 13 de $D_s \rightarrow K^- K^+ \pi^-$. Os resultados preliminares da colaboração foram publicados nas referências [12], [13], [14], [15], [16], [17] e nas teses de doutorado [18], [19], [20], [21], [22], [23].

Nesta tese são apresentados resultados da medida da seção de choque diferencial, em x_F e p_T , do $D^{*+}(2010)$ ¹ no seu modo de decaimento $D^0 \pi^+$, com o D^0 decaindo em $K^- \pi^+ \pi^0$. O D^* é uma partícula apropriada para o estudo da distribuição de x_F por ser, na maioria das vezes, produzido diretamente, isto é, não provem de decaimentos de outras partículas charmosas, a não ser por uma baixa contaminação [24] ($\sim 15\%$) devido às ressonâncias $D^{*0}(2428)$, $D^{*0}(2459)$ e $D_s^{*+}(2535)$. Além disso, o seu modo de decaimento resultando em um π^0 no estado final foi escolhido como desafio para se desenvolver uma técnica que permitisse a obtenção do sinal sem a observação direta do π^0 . Isto é importante pois os decaimentos de partículas charmosas em π^0 s são muito frequentes, porém a eficiência de detecção de π^0 é muito baixa (da ordem de 10% na nossa experiência). Com o desenvolvimento desta técnica, é possível não somente aumentar a estatística de D^* (observado mais facilmente através de seu decaimento em D^0 , com o D^0 decaindo em $K \pi$ ou $K 3 \pi$), mas também permitir a observação de outras partículas

¹Complexo Conjugado implícito durante todo o texto

charmosas que decaíam em alguma outra que finalmente gere um π^0 .

A E791 é a experiência posterior à E769 no mesmo laboratório, a qual foi projetada com o intuito de obter cerca de 200000 eventos charmosos reconstruídos. Para tal foi necessário o desenvolvimento de um sistema de aquisição de dados com capacidade de registrar aproximadamente 10 Mbytes/s, o sistema de aquisição mais rápido em física de altas energias. Particpei do desenvolvimento e da realização deste projeto nos dois anos que passei no Fermilab. Seu sucesso permitiu que o experimento coletasse cerca de 20 bilhões de eventos registrados em 20000 fitas *crabbits* e espera-se com estes dados elucidar questões referentes à produção e ao decaimento de partículas charmosas ainda não possíveis com a estatística mundial atualmente disponível.

No capítulo 2 é feita uma breve revisão teórica da “hadroprodução” de charme, onde enfatizam-se apenas os pontos relevantes para esta tese, bem como são apresentados os resultados de experiências mais recentes. No capítulo 3 é feita uma descrição completa do espectrômetro utilizado na nossa experiência. A descrição do sistema de aquisição de dados é feita detalhadamente no capítulo 4 por ter sido a parte da experiência na qual mais trabalhei e pela importância do sistema. No capítulo 5 são descritos a reconstrução dos dados e o programa de simulação utilizado. Apresenta-se a análise dos dados no capítulo 6 e finalmente as conclusões no capítulo 7.

Capítulo 2

Aspectos Teóricos e Resultados Existentes

A “hadroprodução” de quarks pesados e sua subsequente fragmentação em hádrons tem sido objeto de grande interesse na física de altas energias. A seção de choque para produção de um quark pesado pode ser calculada perturbativamente através da Cromodinâmica Quântica (QCD), de modo que medidas experimentais da “hadroprodução” de quarks pesados podem ser usadas para verificar a validade deste regime da teoria.

As três quantidades físicas que descrevem a produção inclusiva de partículas charmosas são a seção de choque total e as suas distribuições de momento longitudinal e transversal.

Neste capítulo apresenta-se um resumo do quadro teórico estritamente necessário à comparação de nossas medidas experimentais com a teoria.

2.1 Seção de Choque Total

A seção de choque para a produção de um quark pesado em interações hadrônicas é dada por [25]:

$$\sigma(S) = \sum_{i,j} \int dx_i dx_j f_i^A(x_i, Q^2/\mu^2) f_j^B(x_j, Q^2/\mu^2) \hat{\sigma}(x_i x_j S, Q^2/\mu^2) \quad (2.1)$$

Esta expressão pode ser ilustrada como na Figura 2.1. S é o quadrado da energia no sistema centro de massa, f_i^A é a probabilidade de se encontrar um parton i com fração

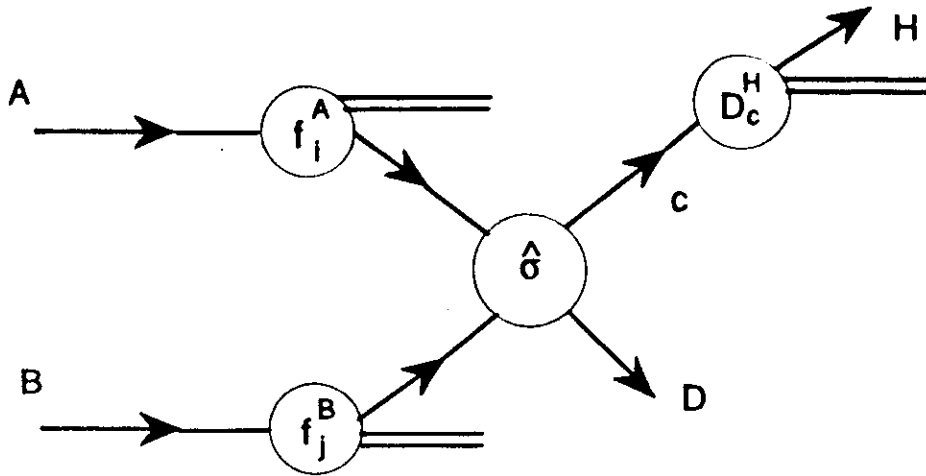


Figura 2.1: Diagrama de uma interação hadrônica no modelo a partons.

x_i do momento do hadron A. As funções f são chamadas de distribuições partônicas. Q é uma escala de momento, a qual deve ser escolhida de modo que seja possível utilizar a expansão perturbativa de $\hat{\sigma}$. $\hat{\sigma}$ é a seção de choque de curta distância do sub-processo $i + j \rightarrow q\bar{q}$. A hipótese de fatorização contida na fórmula 2.1 separa a física de curta distância, a qual está embutida em $\hat{\sigma}$ e, portanto, pode ser calculada perturbativamente, dos processos de longa distância, os quais são colocados nas distribuições partônicas de maneira que elas carregam tudo o que não se pode calcular nas interações hadrônicas.

A seção de choque de curta distância ($\hat{\sigma}$) pode ser calculada pela QCD perturbativa através da expansão em $\alpha_s(Q^2)$, onde α_s é a constante de acoplamento das interações fortes, e é dada, em primeira ordem, por:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln(Q^2/\Lambda^2)}$$

onde n_f é o número de sabores e Λ é a escala de massa da QCD. Para Q^2 muito maior que Λ^2 , $\alpha_s(Q^2)$ é pequeno, de modo que as interações entre os quarks assintoticamente livres podem ser descritas perturbativamente, sendo possível desprezar termos de ordens superiores em α_s . Por isto Λ pode ser considerado como sendo um valor limite, no sentido de que, se tomarmos Q^2 da ordem da massa do quark, a QCD perturbativa pode ser aplicada para quarks cuja massa seja muito maior que Λ . O valor de Λ é determinado experimentalmente.

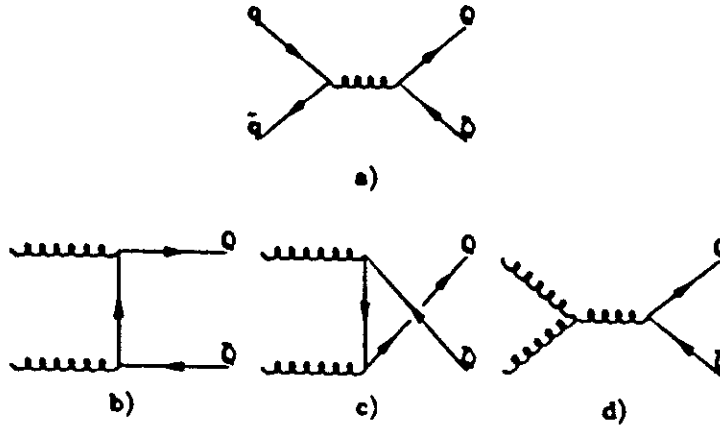


Figura 2.2: Diagramas de interações hadrônicas em ordem α_s^2 .

Esta seção de choque de curta distância e as funções de estrutura dependem ainda da escolha do parâmetro de renormalização μ . Como o lado esquerdo da equação 2.1 é uma medida física, ele não pode depender da escolha deste parâmetro. Desta forma, as distribuições partônicas f e $\hat{\sigma}$ devem ter uma dependência em μ que seja cancelada se todas as ordens em α_s forem incluídas, mas na prática consegue-se calcular apenas alguns termos desta série de maneira que a escolha de μ pode afetar as previsões. É conveniente escolher μ da ordem do momento transversal envolvido na reação $i + j \rightarrow q\bar{q}$, que pode ser tomado como sendo igual à massa do quark c [26].

2.1.1 Seção de choque parton-parton - $\hat{\sigma}$

Os primeiros termos da expansão de $\hat{\sigma}$ são de ordem $O(\alpha_s^2)$ e são chamados de termos de LO (*Leading Order*). Os processos que contribuem para esta ordem são devidos à fusão gluon-gluon e à aniquilação quark-antiquark e os respectivos diagramas são apresentados na Figura 2.2.

Alguns resultados experimentais [6] [27] não concordam com as previsões da QCD perturbativa em LO, levando a crer que a massa do quark c não é suficientemente grande para que a sua produção possa ser descrita calculando-se apenas os termos de ordem

$O(\alpha_s^2)$ [28]. Por outro lado, a produção de quark b [29] parece estar de acordo com as previsões teóricas. Existem argumentos [30] que sugerem que correções de ordem mais alta na expansão devem ser significativas, pois observa-se que o processo

$$g + g \rightarrow g + g, g \rightarrow q + \bar{q}$$

embora sendo da ordem α_s^3 , pode ser numericamente tão importante quanto os de $O(\alpha_s^2)$. Isto acontece porque a seção de choque do processo de mais baixa ordem, $gg \rightarrow Q\bar{Q}$, é cerca de cem vezes menor que a seção de choque $gg \rightarrow gg$. Os cálculos da seção de choque inclusiva em $O(\alpha_s^3)$ foram feitos recentemente [28] e os processos que contribuem para esta ordem são :

$$g + g \rightarrow Q + X, q + \bar{q} \rightarrow Q + X, g + q \rightarrow Q + X, g + \bar{q} \rightarrow Q + X$$

$$g + g \rightarrow \bar{Q} + X, q + \bar{q} \rightarrow \bar{Q} + X, g + \bar{q} \rightarrow \bar{Q} + X, g + q \rightarrow \bar{Q} + X$$

Os termos de ordem α_s^3 são chamadas de NLO (*Next to Leading Order*). A inclusão destes termos aumentou o valor da seção de choque total de um fator ~ 3 , ajustando-se melhor aos resultados experimentais existentes.

Como os termos de ordem superior a α_s^2 das distribuições partônicas f e da seção de choque de curta distância dependem do esquema de renormalização, ambos devem ser calculados usando o mesmo esquema, e além disto ambos devem ser expandidos até a mesma ordem em α_s , [31]. As principais medidas desta tese são as seções de choque diferenciais das interações pión-próton. Como ainda não foram calculadas as funções de distribuição partônica para pión em ordem α_s^3 e como a contribuição deste termo à seção de choque diferencial não é muito importante [26], só trataremos aqui os termos de LO.

Se tomarmos Q^2 como sendo da ordem de m_Q^2 , a seção de choque de curta distância de uma interação hadrônica pode ser expressa por [25]:

$$\hat{\sigma}_{ij}(s, m_Q^2) = \frac{\alpha_s^2(\mu)}{m_Q^2} F_{ij}(\rho, \frac{\mu^2}{m_Q^2})$$

onde $\rho = 4m_Q^2/s$. Os índices i e j especificam os tipos de partons que estão sofrendo a interação. As funções F_{ij} têm uma expansão perturbativa em α_s que pode ser dada por

$$F_{ij}(\rho, \frac{\mu^2}{m_Q^2}) = f_{ij}^{(0)}(\rho) + 4\pi\alpha_s(\mu)[f_{ij}^{(1)}(\rho) + \bar{f}_{ij}^{(1)}(\rho) \ln(\frac{\mu^2}{m_Q^2})] + O(\alpha_s^2)$$

e as expressões de mais baixa ordem para as funções $f_{ij}^{(0)}$ são :

$$f_{q\bar{q}}^{(0)}(\rho) = \frac{V\pi\beta\rho}{24N_c^2} [2 + \rho]$$

$$f_{gg}^{(0)}(\rho) = \frac{V\pi\beta\rho}{24N_c} [3\rho^2 + 2V(\rho + 1)]\mathcal{L}(\beta) + 2(V - 2)(1 + \rho) + \rho(6\rho - N_c^2)]$$

$$f_{gq}^{(0)}(\rho) = f_{qg}^{(0)}(\rho) = 0$$

onde

$$\beta = \sqrt{1 - \rho} \quad \mathcal{L}(\beta) = \frac{1}{\beta} \ln\left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta}\right) - 2$$

e $V = N_c^2 - 1$, $N_c = 3$. Note que os processos de interação entre quark e gluon se anulam an ordem mais baixa, mas estarão presentes em ordens superiores.

2.1.2 Distribuições Partônicas

As distribuições partônicas são funções fenomenológicas e, como tal, elas são obtidas a partir de dados experimentais a uma certa energia e faz-se então , a evolução utilizando-se as equações de Altarelli-Parisi [33], para determiná-las a qualquer Q^2 . Porém, o que se mede diretamente não são as distribuições partônicas e sim a seção de choque em um certo limite de x e $Q^2(0.015 < x < 0.75, 0.5 < Q^2 < 250GeV^2)$. O propósito de se parametrizar e fazer as evoluções das distribuições é o de fornecer as soluções das equações de Altarelli-Parisi em qualquer limite cinemático incluindo os ainda não atingidos experimentalmente.

O nível de incerteza associado às densidades partônicas depende dos erros experimentais e dos métodos teóricos utilizados na extração das densidades partônicas a uma certa

energia e da sua evolução a energias mais altas onde não existem dados experimentais. Existe uma grande variedade de parametrizações partônicas na literatura. Elas diferem entre si em vários aspectos, o que resulta em distribuições com diferentes consequências, mas a maior diferença está nas distribuições de gluons, devido principalmente à ausência de medidas diretas destas distribuições. As distribuições partônicas são consideradas universais, ou seja, não dependem do processo da interação [32].

As parametrizações mais comumente utilizadas [32] são as de Duke-Owens (DO) [34], Eichten, Hinchliffe, Lane e Quigg (EHLQ) [35], Martin, Robert e Stirling (MRS) [36] e as de Diemoz, Ferroni, Longo e Martinelli (DFLM) [37]. Elas foram obtidas em duas diferentes abordagens e usaram diferentes dados experimentais.

Uma das abordagens é parametrizar as distribuições em algum valor de referência Q_0^2 e então evoluí-las em Q^2 através das equações de Altarelli-Parisi nas regiões cinemáticas onde elas são medidas. Faz-se então um ajuste global para determinação dos melhores valores iniciais dos parâmetros e do valor de Λ . Esta abordagem é a utilizada por DO e MRS.

A outra abordagem, utilizada por EHLQ e DFLM, é tomar as parametrizações obtidas em diversas experiências e extrair a distribuição partônica em um valor de referência Q_0^2 . A evolução fica sendo independente dos dados e se baseia nos valores de Λ e das distribuições gluônicas determinadas pelo ajuste inicial.

Apresentaremos aqui as previsões teóricas de Ellis e Quigg [38], onde o valor de Λ é 200 MeV e as parametrizações das distribuições partônicas de pión e próton utilizadas são as de Duke e Owens por serem as únicas existentes para píons.

As parametrizações de DO são calculadas em um escala de referência $Q_0^2 = 4 \text{ GeV}^2$ e os resultados experimentais utilizados foram os de *Deep Inelastic* (SLAC 79, CDHS 83 e EMC 81) e de *dimuon* (CFS 81, ISR 82, J/ Ψ 79). Foram aplicados os cortes $x \geq 0.1$ e $Q^2 \geq Q_0^2$ e algumas hipóteses importantes, como número de sabores igual a 4, a não existência de quarks charmosos no mar, na escala de referência, e a distribuição do quark s foi escolhida como sendo igual à do mar. Dois conjuntos de parametrizações são fornecidos,

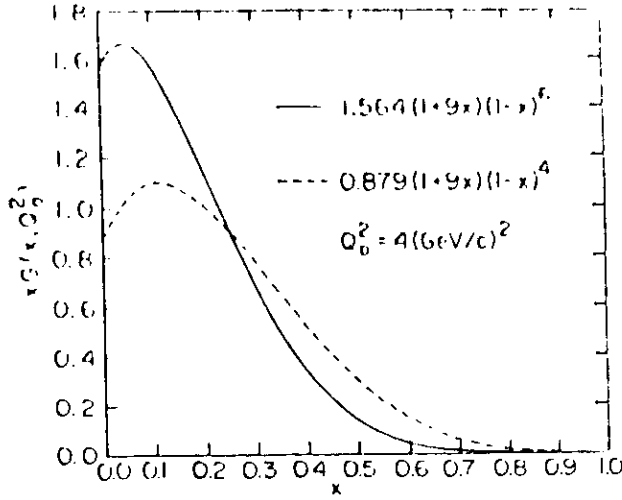


Figura 2.3: Distribuições de gluons segundo as parametrizações de Duke e Owens.

diferindo no valor de Λ e, conseqüentemente, nas distribuições de gluons. Para o conjunto 1 temos $\Lambda = 200$ MeV e $xG(x, Q_0^2) \sim (1+9x)(1-x)^6$ e para o conjunto 2, $\Lambda = 400$ MeV e $xG(x, Q_0^2) \sim (1+9x)(1-x)^4$. As distribuições de gluons são apresentadas na Figura 2.3. A dependência em Q^2 aparece através da variável

$$\bar{s} = \ln[\ln(Q^2/\Lambda^2)/\ln(Q_0^2/\Lambda^2)]$$

e seus valores numéricos podem ser encontrados nas referências [34] e [39]. As distribuições dos quarks de valência são expressas por:

$$x(u_v + d_v) = N_{ud}x^{\eta_1}(1-x)^{\eta_2}(1 + \gamma_{ud}x)$$

$$xd_v = N_d x^{\eta_3}(1-x)^{\eta_4}(1 + \gamma_d x)$$

onde,

$$N_{ud} = 3/B(\eta_1, \eta_2 + 1)[1 + \gamma_{ud}\eta_1/(\eta_1 + \eta_2 + 1)]$$

$$N_d = 1/B(\eta_3, \eta_4 + 1)[1 + \gamma_d\eta_3/(\eta_3 + \eta_4 + 1)]$$

e $B(x, y)$ são as funções Beta de Euler. Para os quarks de valência dos píons temos:

$$xv_\pi = x^a(1-x)^b/B(a, b+1)$$

As distribuições dos quarks do mar e de gluons são dadas por:

$$Ax^a(1-x)^b(1+\alpha x+\beta x^2+\gamma x^3)$$

Todos os parâmetros destas fórmulas (η , γ , A , a , b , α , β) são polinômios de segunda ordem em \bar{s} . Os limites de aplicação são :

$$10^{-3} < x < 1$$

$$4 \text{ GeV}^2 < Q^2 \lesssim 10^6 \text{ GeV}^2$$

O erro teórico nos cálculos de seções de choque é devido a vários fatores: à escolha da massa do quark pesado (no nosso caso, $m_c = (1.2 - 1.8)\text{GeV}$), à escolha das distribuições partônicas e da escala de renormalização.

Utilizando as expressões aqui referidas para as distribuições partônicas e para a seção de choque parton-parton, Ellis e Quigg [38] calcularam a dependência com a energia da seção de choque total de produção de charm em LO, a qual é mostrada na Figura 2.4. Vemos que a seção de choque é sensível à escolha da massa do quark c . Na Figura 2.5 é apresentada a seção de choque calculada usando os termos de NLO onde são incluídos alguns dados de interações pp. Os dados mais recentes (apresentados na Tabela 2.1 [40]) podem ser bem explicados utilizando-se as previsões da QCD com termos de NLO e $m_Q = 1.5 \text{ GeV}$.

2.2 Seção de Choque Diferencial

A dependência da seção de choque com o momento transversal e longitudinal das partículas charmosas produzidas é normalmente descrita em termos das variáveis x_F e p_T , onde x_F

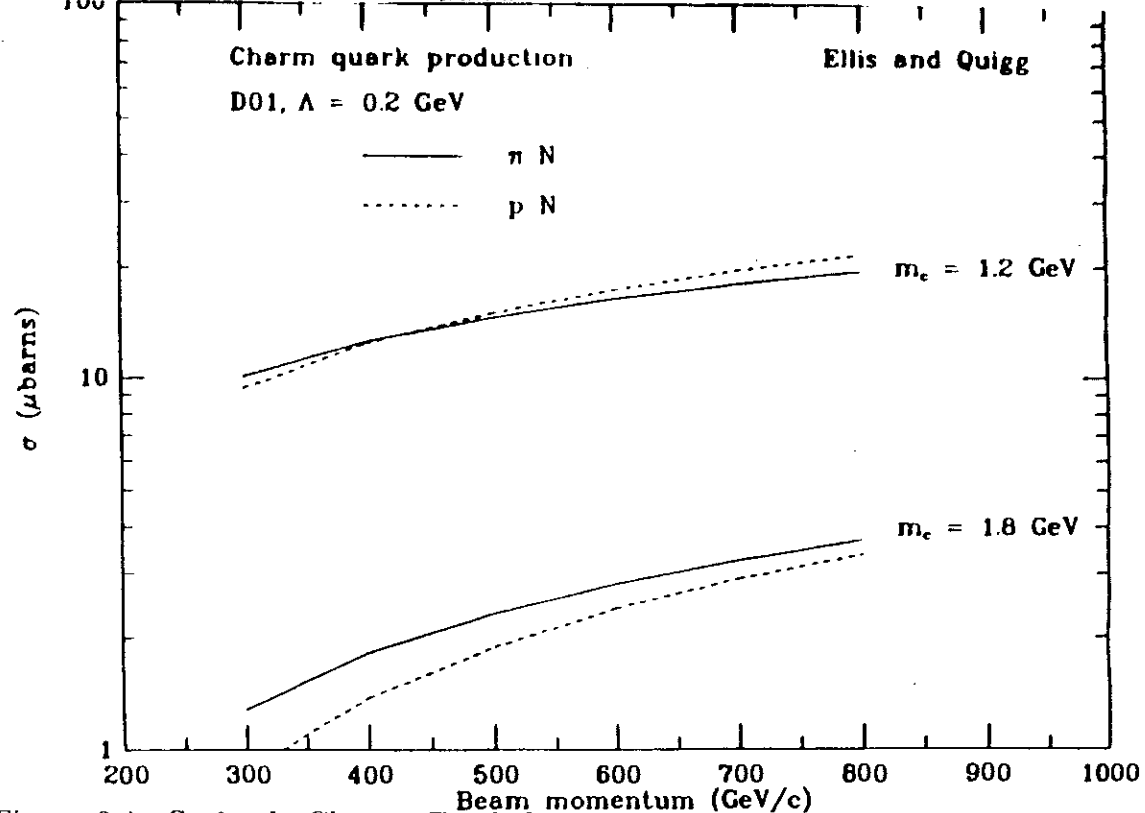


Figura 2.4: Seção de Choque Total de produção de quark c em interações πN (linha contínua) e pN (linha pontilhada).

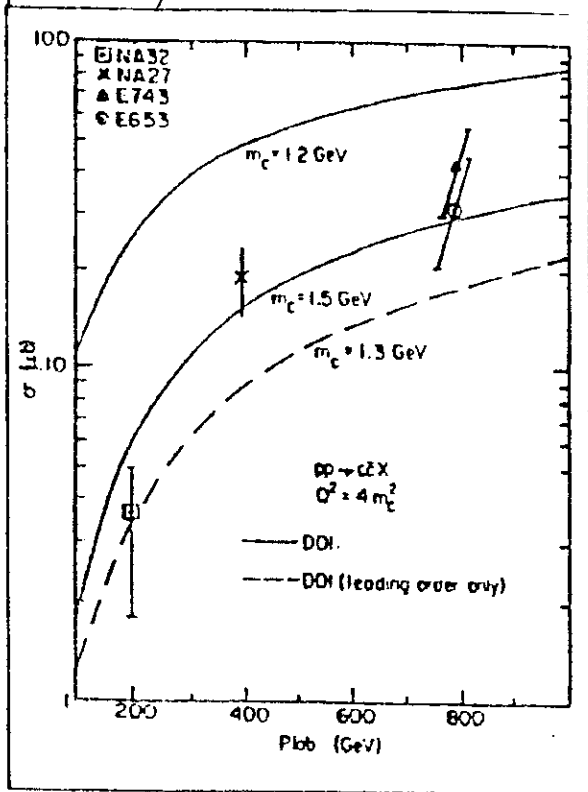


Figura 2.5: Seção de Choque Total de produção de quark c em LO e NLO.

Experiência	Partícula	Número de eventos	σ ou σ_B $x_F > 0 \mu\text{b/nucleon}$	Ref
NA32	D^0	543	$\sigma = 6.3 \pm 0.3 \pm 1.2$	[41]
π^-	D^+	249	$\sigma = 3.2 \pm 0.2 \pm 0.7$	
230 GeV	Todos os D's	792	$\sigma = 9.5 \pm 0.4 \pm 1.9$	
	$D_s \rightarrow KK\pi$	60	$\sigma_B = 0.067 \pm .011 \pm .010$	
	D^*	147	$\sigma = 3.4 \pm 0.3 \pm 0.8$	
	$\Lambda_c \rightarrow pk\pi$	154	$\sigma_B = 0.18 \pm .02 \pm .03$	[42]
	$\Xi_c^0 \rightarrow pKK^*(892)$	3	$\sigma_B = 0.019 \pm .011^{+.066}_{-.009}$	[43]
	$\Xi_c^+ \rightarrow \Xi^- \pi^+ \pi^+$	3	$\sigma_B = 0.13 \pm .08^{+.07}_{-.05}$	[44]
	$\Xi_c^+ \rightarrow \Sigma^+ K^- \pi^+$	2	$\sigma_B = .012 \pm$	[43]
E769	Todos os D's	2283	$\sigma = 9.1 \pm 2.1 \pm 1.2$	[45]
π^- 250 GeV				
NA32	Todos os D's	31	$\sigma = 8.5 \pm 1.6 \pm 1.2$	[41]
K^- 230 GeV				
	$D_s \rightarrow KK\pi$	4	$\sigma_B = 0.11 \pm .06 \pm .02$	
E653	$c\bar{c}$ (de D^0)	146 ± 35	$\sigma = 38 \pm 3 \pm 13\mu\text{b}$	[46]
p	$c\bar{c}$ (de D^+)		$\sigma = 38 \pm 9 \pm 14\mu\text{b}$	
800 GeV			Para todo x_F	

Tabela 2.1: Medidas Recentes de Seção de Choque Total de Partículas Charmosas.

é a razão entre a componente do momento da partícula charmosa na direção do feixe (p_L) e o momento máximo da reação, ambos medidos no sistema do centro de massa. Se a massa da partícula for desprezível, $x_F = 2p_L/\sqrt{s}$, onde s é o quadrado da energia total no sistema centro de massa.

As previsões da QCD para a seção de choque diferencial são obtidas da fórmula 2.1 diferenciando-a em relação à x_F e p_T^2 , ou seja,

$$\frac{d^2\sigma(S)}{dx_F dp_T^2} = \sum_{ij} \int dx_i dx_j f_i^A(x_i, Q^2/\mu^2) f_j^B(x_j, Q^2/\mu^2) \frac{d^2\hat{\sigma}(x_i x_j S, Q^2/\mu^2)}{dx_F dp_T^2}$$

Os resultados experimentais são normalmente parametrizados da forma:

$$\frac{d^2\sigma}{dx_F dp_T^2} \propto (1 - |x_F|)^n e^{-bp_T}$$

Apesar de não existir nenhuma teoria quantitativa por trás desta parametrização, ela continua sendo usada, pois todos os dados de quarks leves tem sido apresentados desta

forma. Além disso facilita a comparação com os resultados de outros experimentos. Existem previsões [47] para o valor de n para valores de $x_F \sim 1$. A maioria das experiências concordam na parametrização de p_T , mas a dependência em x_F ainda não é bem estabelecida.

Vale ressaltar que os cálculos de QCD perturbativa prevêm a dependência em x_F do quark c produzido e não do hadron observado. O quark c pode ganhar ou perder energia ao interagir com um outro quark (antiquark) para formar o hadron observável, processo este chamado de fragmentação. Neste processo podem aparecer efeitos que dependam do tipo de feixe e do tipo de alvo (dependência com o número de massa A do alvo). Os processos de fragmentação não são calculados pela QCD e sim baseados em modelos fenomenológicos criados usualmente a partir de dados de e^+e^- . Ao compararmos as distribuições em x_F do hadron charmoso com as previsões teóricas, temos que levar em conta as funções de fragmentação como veremos mais detalhadamente adiante.

2.2.1 Distribuição em p_T

Se supusermos que um parton possui um momento intrínseco K_T de modo que $\langle K_T^2 \rangle = 0.64 \text{ GeV}^2$, valor este obtido em experiências onde se observa o processo Drell-Yan, espera-se a partir de cálculos de QCD [48], que $\langle p_T \rangle = 0.9 \text{ GeV}/c$, ou $b \approx 1 \text{ GeV}^{-2}$. As distribuições $d\sigma/dp_T^2$ calculadas por Ellis e Quigg [38] para $x_F > 0.2$ são apresentadas na Figura 2.6 para dois diferentes valores da massa do charme para interações πN e pN . A curva $e^{-bp_T^2}$ não se ajusta a estas previsões para todo o intervalo de p_T^2 , mas é adequada para $p_T^2 < 8 \text{ (GeV}/c)^2$. Os valores do parâmetro b para as curvas πN são $.62 \pm .03$ e $.53 \pm .01$ para $m_c = 1.2 \text{ GeV}/c^2$ e $m_c = 1.8 \text{ GeV}/c^2$, respectivamente. Medidas dos valores mais recentes de b são apresentadas na Tabela 2.2 [40].

2.2.2 Distribuição em x_F

Na Figura 2.7 [38] apresentamos os cálculos da distribuição em x_F realizados por Ellis e Quigg para 2 valores de m_c e para interações πN e pN com $\sqrt{S} = 23.7 \text{ GeV}$. A distribuição

Experiência	Tipo de feixe	Partícula	n	$b \text{ GeV}^{-2}$	Ref	
NA32	200 GeV π^-	Todos os D's	$2.5^{+0.4}_{-0.3}$	$1.06^{+0.12}_{-0.11}$	[49]	
		<i>Leading</i> D	$2.1^{+0.5}_{-0.4}$	$1.22^{+0.20}_{-0.17}$		
		Não <i>Leading</i> D	$3.3^{+0.6}_{-0.5}$	$0.91^{+0.12}_{-0.11}$		
		D ⁺	$2.8^{+1.1}_{-0.9}$	$0.9^{+0.3}_{-0.2}$		
		<i>Leading</i> D ⁺	$4.7^{+1.9}_{-1.6}$			
		Não <i>Leading</i> D ⁺	$1.7^{+1.4}_{-1.0}$			
NA32	230 GeV π^-	Todos os D's	$3.74 \pm 0.23 \pm 0.37$	$0.83 \pm .03 \pm .02$	[41]	
		<i>Leading</i> D	$3.23^{+0.30}_{-0.28}$	0.74 ± 0.04		
		Não <i>Leading</i> D	$4.34^{+0.36}_{-0.35}$	$0.95 \pm .05$		
		Λ_c	$3.52^{+0.51}_{-0.49}$	0.84 ± 0.09		
		D _s	$3.94^{+0.93}_{-0.86}$	0.59 ± 0.10		
		D ⁺	$3.14^{+0.40}_{-0.39}$	0.79 ± 0.07		[50]
		<i>Leading</i> D ⁺	$2.62^{+0.53}_{-0.49}$	$0.71^{+0.09}_{-0.08}$		
		Não <i>Leading</i> D ⁺	$3.83^{+0.66}_{-0.62}$	0.9 ± 0.11		
NA32	200 GeV K^-	Todos os D's	4.7 ± 0.9	$2.7^{+0.7}_{-0.5}$	[49]	
NA32	230 GeV K^-	Todos os D's	$3.56^{+1.08}_{-0.99}$	$1.36^{+0.32}_{-0.26}$	[49]	
NA32	200 GeV p	Todos os D's	$5.5^{+2.1}_{-1.8}$	$1.4^{+0.6}_{-0.4}$	[49]	
E769	250 GeV π^-	D [±]	3.21 ± 0.24		[18]	
		<i>Leading</i> D	2.84 ± 0.31			
		Não <i>Leading</i> D	3.50 ± 0.36			
		D ⁰	4.2 ± 0.5	$1.09 \pm .15$		
WA82	340 GeV π^-	Todos os D's	$2.9 \pm 0.1 \pm 0.3$	0.78 ± 0.04	[51]	
WA82	370 GeV p	Todos os D's	5.5 ± 0.8	1.27 ± 0.18	[51]	
NA27	360 GeV π^-	Todos os D's	3.8 ± 0.6	1.18 ± 0.17	[27]	
		<i>Leading</i> D	$1.8^{+0.6}_{-0.5}$			
		Não <i>Leading</i> D	$7.9^{+1.6}_{-1.4}$			
NA27	400 GeV p	Todos os c's	4.9 ± 0.5	1.0 ± 0.1	[52]	
E743	800 GeV p	Todos os c's	8.6 ± 2.0	0.8 ± 0.2	[53]	
E653	800 GeV p	Todos os c's	$6.9^{+1.9}_{-1.8}$	$0.84^{+0.10}_{-0.08}$	[46]	
			$6.8^{+2.1}_{-1.9} x_F > 0$			
			$8.3^{+6.0}_{-5.6} x_F < 0$			

 Tabela 2.2: Medidas Recentes de Distribuições em x_F e p_T .

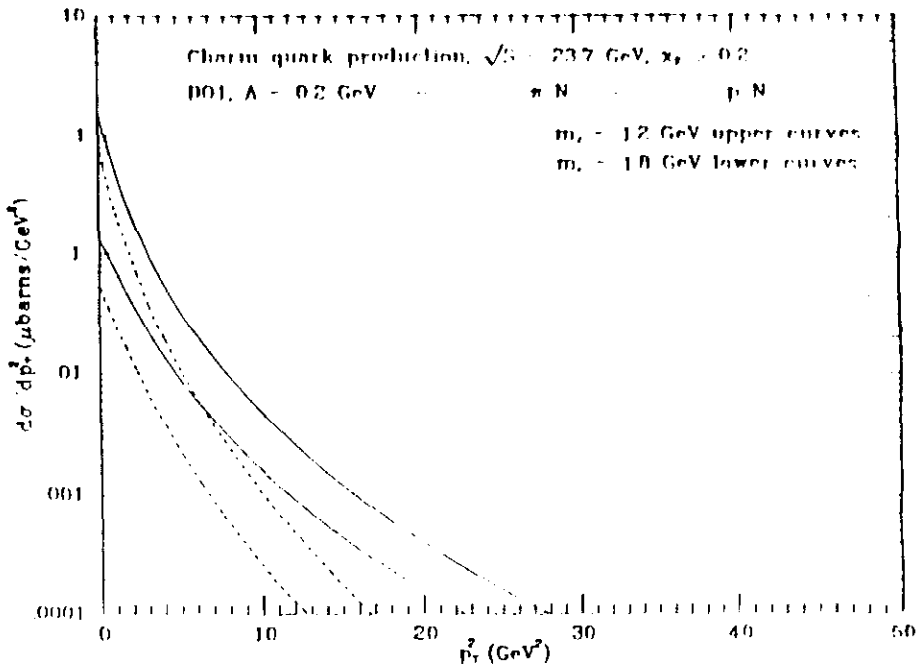


Figura 2.6: $d\sigma/dp_T^2$ para quark c em interações πN (linha contínua) e pN (linha pontilhada).

obtida pode ser parametrizada por $(1 - |x_F|)^n$ com $n = 5.0 \pm .2$ e $4.7 \pm .2$ para as interações πN . As incertezas teóricas citadas na seção 2.1.2 não afetam a seção de choque diferencial tanto quanto afetam a seção de choque total. Vemos que o valor de $d\sigma/dx_F$ muda, mas a sua forma (que é o que determina o parâmetro n) não muda muito.

Estes cálculos prevêm uma distribuição central ($x_F \sim 0$) dos quarks pesados, e se a massa do quark for suficientemente grande, as funções de fragmentação não deveriam influenciar a distribuição angular do hadron final que contém este quark. Existem alguns resultados experimentais [6], [27] (colaboração NA27) que mostram uma preferência da produção de hadrons charmosos a alto x_F , onde o quark c se juntaria com um quark do feixe para formar o hadron. Este efeito é chamado de *Leading Effect* e é observado na produção de quarks leves [54], [55]. Se o resultado da NA27 for confirmado, não significa necessariamente que a QCD não seja válida, mas que talvez o quark c não seja pesado o suficiente para justificar o tratamento perturbativo, e que neste caso a teoria precise ser complementada com algum tipo de recombinação de quarks.

O resultado obtido pela experiência NA27 [56], [57], [58], é apresentado na Figura 2.8.

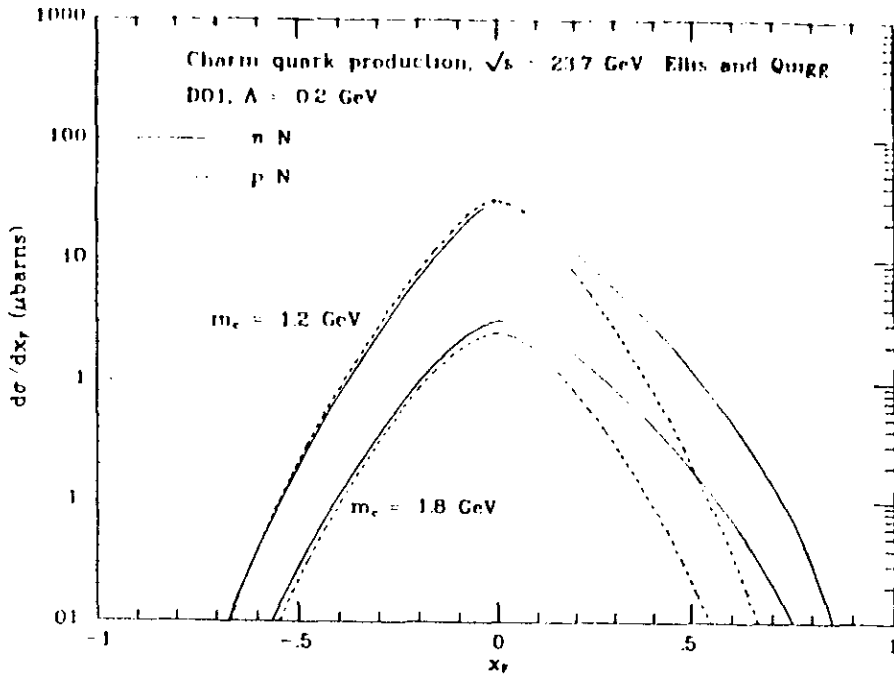


Figura 2.7: $d\sigma/dx_F$ para quark c em interações πN (linha contínua) e pN (linha pontilhada).

Em uma medida mais recente feita pela NA32 [50] observa-se o *leading effect* mas de uma maneira muito menos acentuada como vemos na Figura 2.9.

Na Tabela 2.2 são incluídos resultados para valores de n obtidos em diversas experiências.

2.2.3 Dependência em A

Muitos resultados experimentais foram obtidos utilizando-se alvos pesados. Para se extrair destes resultados a seção de choque hadron-hadron, deve-se supor uma certa dependência com o número de massa A do alvo, a qual é normalmente parametrizada como A^α . Se a produção de charm pode ser descrita pela QCD perturbativa, onde se considera os quarks assintoticamente livres, espera-se que a seção de choque seja proporcional ao número de partons e conseqüentemente ao número de nucleons no alvo, isto é, $\alpha \sim 1$. Portanto a dependência em A é uma medida da aplicabilidade do modelo a partons. Pequenos desvios deste valor podem ser explicados por efeitos de absorção no estado final se $\alpha < 1$, ou por efeitos cooperativos de espalhamento múltiplo se $\alpha > 1$.

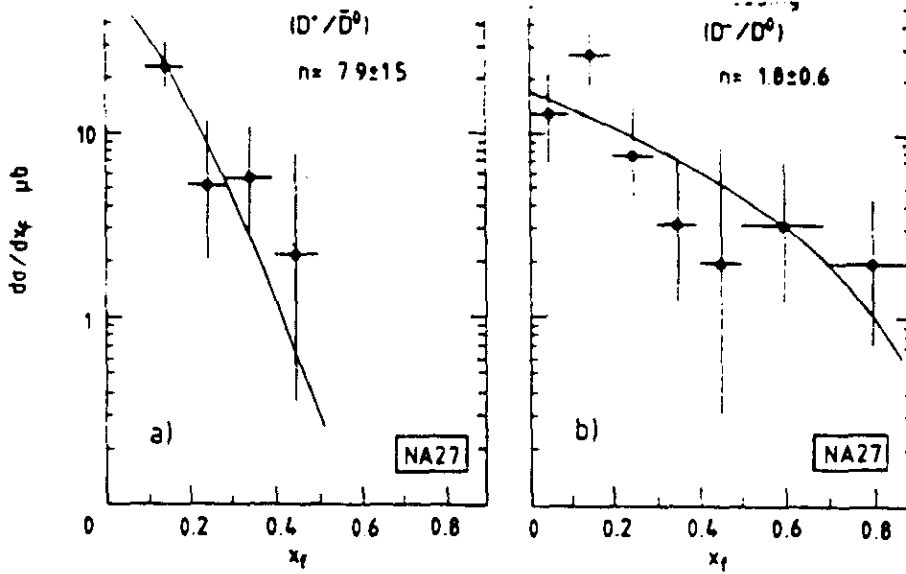


Figura 2.8: Medida da seção de choque diferencial em x_F da NA27 em interações $\pi^- p$ a 360 GeV: a) Não *Leading* b) *Leading*.

Experiência	Processo	α	limite de x_F	Ref
E613	<i>Beam Dump</i>	$0.75 \pm .05$	$x_F > 0$	[59]
WA78	<i>Beam Dump</i>	$0.80 \pm .05$	$x_F > 0.2$	[60]
NA25-NA27	Câmara de Bolha	$1.12^{+0.12}_{-0.10}$	$x_F > 0$	
WA82	$\pi^- A \rightarrow D's$	$0.88^{+0.04}_{-0.05}$	$0.0 < x_F < 0.7$	[23]
E769	$\pi^- A \rightarrow D's$	$0.99 \pm .04$	$0.0 < x_F < 0.5$	[45]
	$\pi^- A \rightarrow D^+$	$0.94 \pm .05$	$0.0 < x_F < 0.5$	[45]
	$\pi^- A \rightarrow D^-$	$1.04 \pm .07$	$0.0 < x_F < 0.5$	[45]

Tabela 2.3: Medidas Recentes da Dependência em A.

As medidas de α têm sido feitas indiretamente [59], [60] e os valores são mostrados na Tabela 2.3, onde vemos resultados conflitantes. As primeiras medidas diretas da dependência em A foram feitas pela nossa experiência [20] e pela WA82 [61], cujos valores são também incluídos na Tabela 2.3. Ambas as experiências usam sinais limpos e apresentam resultados compatíveis. Alguns resultados experimentais observam uma dependência de α com x_F e p_T principalmente para interações a baixo momento transferido.

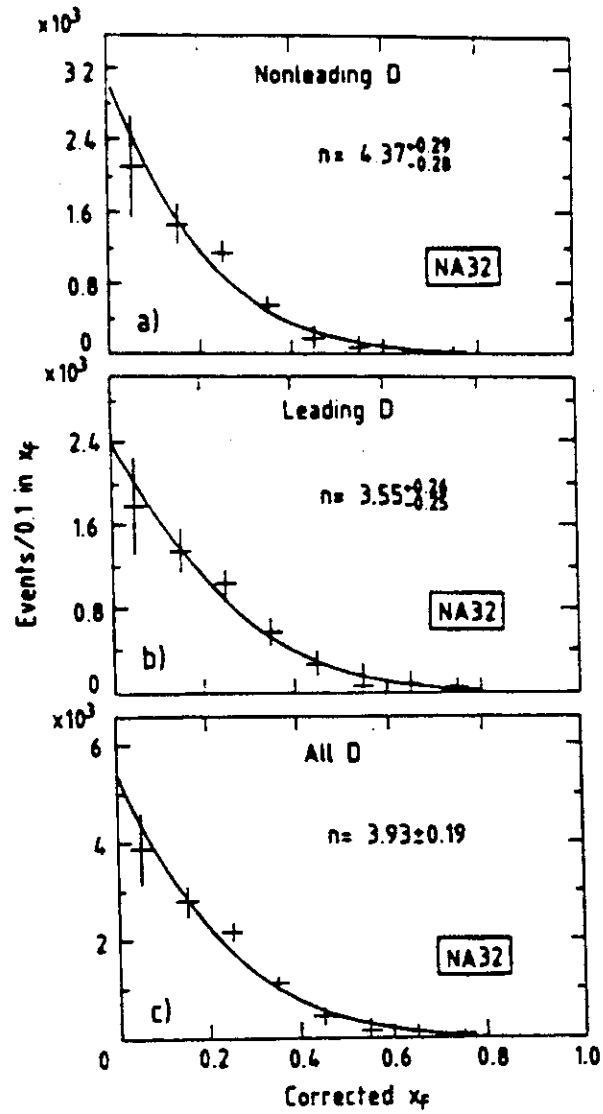


Figura 2.9: Distribuição em x_F para produção de charm medida pela NA32 em interações π^-Cu a 230 GeV: a) Não *Leading* b) *Leading* c) Soma de a) e b).

2.3 Fragmentação

O processo de fragmentação ou hadronização, através do qual os quarks e gluons se combinam para formarem os hadrons observáveis, é ainda muito pouco conhecido. A QCD é a teoria mais aceita para previsões de produção de quarks e gluons, mas os cálculos só são possíveis no regime perturbativo onde $\alpha_s \ll 1$. Os processos de fragmentação são dominados pelas forças de confinamento ($\alpha_s > 1$), e como não existem cálculos para o regime não perturbativo, recorre-se a programas de Monte Carlo que utilizam vários modelos, baseados em resultados experimentais, que tentam explicar a hadronização.

Os modelos de fragmentação mais populares são os de *Fragmentação independente* (IF), *Fragmentação de Cluster* (CF) e *Fragmentação de string* (SF) [62]. Todos eles se baseiam em processos iterativos, onde um quark, com determinado momento e energia, vai perdendo energia criando pares quark-antiquark. Este processo continua até que a energia disponível não seja mais suficiente para produzir outro par.

No modelo IF, os pares criados se fragmentam independentemente uns dos outros, sem levar em conta a conservação de energia, momento e cor. Quando o processo de criação de pares termina, estas quantidades são então ajustadas, de maneira a serem conservadas. No CF e SF o processo de criação de pares é visto como sendo uma corda que se estica e ao quebrar-se é criado um par quark-antiquark. O modelo SF exige que pares adjacentes se combinem para formar um hadron. No modelo CF os quarks são combinados apenas no final da iteração.

Cálculos de Monte Carlo são amplamente utilizados para simular os dados experimentais. Os programas mais utilizados são o ISAJET [63], o PYTHIA [64] e o EUROJET [65]. Eles se baseiam em resultados de experiências e^+e^- . O ISAJET usa o modelo IF [66], enquanto que os outros, os desenvolvidos pelo grupo LUND, usam o JETSET que se baseia em SF.

A seção de choque inclusiva para produção de hadrons pode ser escrita em função da fração de energia do quark que o hadron carrega ($z = E_H/E_q$), ou de x_F/\hat{x}_F , como:

$$\frac{d\sigma}{dE_H}(AB \rightarrow HX) = \sum_q \frac{d\sigma}{dE_q}(AB \rightarrow qX) D_q^H(z) \frac{dE_q}{E_q} \quad (2.2)$$

Define-se as funções de fragmentação $D_q^H(z)$ como sendo as densidades de probabilidade para que um hadron H seja gerado por um quark q com fração de momento z deste quark.

No caso da criação de um quark pesado, a probabilidade de se criar, a partir do vácuo, um par $c\bar{c}$ (ou mais pesado) é muito pequena, o que significa que uma partícula charmosa deve necessariamente conter o primeiro quark criado. É bem provável que um quark se junte a um antiquark que tenha aproximadamente a mesma velocidade e, nesse caso, um quark pesado precisaria perder apenas uma pequena fração de sua energia para materializar outros quarks mais leves com velocidade comparável. Se o quark pesado se combinar com um destes quarks leves, o hadron formado carregará uma grande fração da energia do quark original ($z \sim 1$). Espera-se qualitativamente que a função de fragmentação de quarks pesados seja concentrada em altos valores de z e que tenda a uma função delta do tipo: $D_Q^H \sim \delta(1 - z)$ para quarks muito pesados. Esta previsão é bem diferente para os quarks leves [67], que possuem uma distribuição mais acentuada em baixos valores de z . As funções de fragmentação são normalmente extraídas de experiências e^+e^- e acredita-se que elas não dependam do processo de produção do quark, ou seja, que elas também possam ser usadas nos cálculos de interações hadrônicas [32].

Existe na literatura um conjunto de fórmulas analíticas para a função de fragmentação, desenvolvidas no contexto de SF. Elas são apresentadas na Tabela 2.4, onde as variáveis de parametrização utilizadas são definidas como

$$x = \frac{p}{p_{max}}; \quad x_+ = \frac{E + p_z}{E_{max} + p_{max}}$$

onde p e E são o momento e a energia do hadron no sistema centro de massa.

As principais características destas parametrizações são as seguintes:

O fator $\exp[-B \frac{m_{H\perp}^2}{x_+}]$, que aparece na parametrização de Bowler, representa a probabilidade de que o hadron H seja produzido pela quebra da corda em um ponto espaço-

Função simétrica usada no modelo LUND (Andersson <i>et al.</i>): [68] onde $m_{H\perp}^2 \equiv m_H^2 + p_T^2$	$D_Q^H(x^+) = N \frac{(1-x^+)^\beta}{x^+} \exp\left\{\frac{-Hm_{H\perp}^2}{x^+}\right\}$
Bowler [69] onde $B \equiv (\prod / 2\kappa^2)$, \prod é a probabilidade de se criar um κ é a energia por unidade de	$D_Q^H(x^+) = N \frac{(1-x^+)^\beta}{x^+} \exp\left\{-Bm_Q^2 \left[\frac{m_{H\perp}^2}{m_Q^2 x^+} - 1 - \ln\left[\frac{m_{H\perp}^2}{m_Q^2 x^+}\right]\right]\right\}$ par $q\bar{q}$ por unidade de tempo e de comprimento e comprimento.
Kartvelishvili <i>et al.</i> [70]	$D_Q^H(x) = Nx^{\alpha_Q}(1-x)$
Peterson <i>et al.</i> [71] onde $\epsilon_Q \equiv m_{q\perp}^2/m_Q^2$	$D_Q^H(x) = N\left[x\left[1 - \frac{1}{x} - \frac{\epsilon_Q}{(1-x)}\right]^2\right]^{-1}$
Collins e Spiller: [72] onde $\epsilon_Q \equiv \left[\frac{\langle K_T^2 \rangle}{m_Q^2}\right]$ e $\langle K_T^2 \rangle = (0.45\text{GeV})^2$	$D_Q^H(x) = N\left[\frac{1-x}{x} + \frac{2-x}{1-x}\epsilon_Q\right](1+x^2)\left[1 - \frac{1}{x} - \frac{\epsilon_Q}{1-x}\right]^{-2}$

Tabela 2.4: Diversas Parametrizações das funções de fragmentação

temporal de forma que tenha sido a primeira quebra da corda. O fator $\frac{1}{x^+}$ exprime o espaço de fase longitudinal. O fator $(1-x^+)^\beta$, com $\beta \sim 1$, leva em conta correções radiativas, que são importantes pois, devido à radiação de gluons, apenas uma fração da energia do quark primário fica disponível para a criação do primeiro hadron. Este fator é particularmente importante na fragmentação de quarks pesados, onde se acredita que o hadron que contém este quark seja o primeiro a ser formado. O fator de Petersen,

$$\left[1 - \frac{1}{x} - \frac{\epsilon_Q}{(1-x)}\right]^{-2}$$

faz com que D_q^h se comporte como $(1-x)^2$ quando $x \rightarrow 1$, mesmo sem levar em conta fatores de correções radiativas.

A colaboração CLEO [73] fez medidas da função de fragmentação do D^{*+} (Figura 2.10), D^0 , D^+ e Λ_c e comparou seus resultados com ajuste feito pelo modelo Lund (JETSET5.2). Esta colaboração também usou o ajuste à função de fragmentação do D^* a uma energia de centro de massa de 10.5 GeV para prever a distribuição de fragmentação a uma energia de 30 GeV usando as equações de evolução da QCD [74]. Os resultados foram consistentes com medidas feitas pelas colaborações TASSO, JADE, HRS, TPC e PEP, mostrando que o mesmo conjunto de parâmetros que descreve a fragmentação descreve vários hadrons

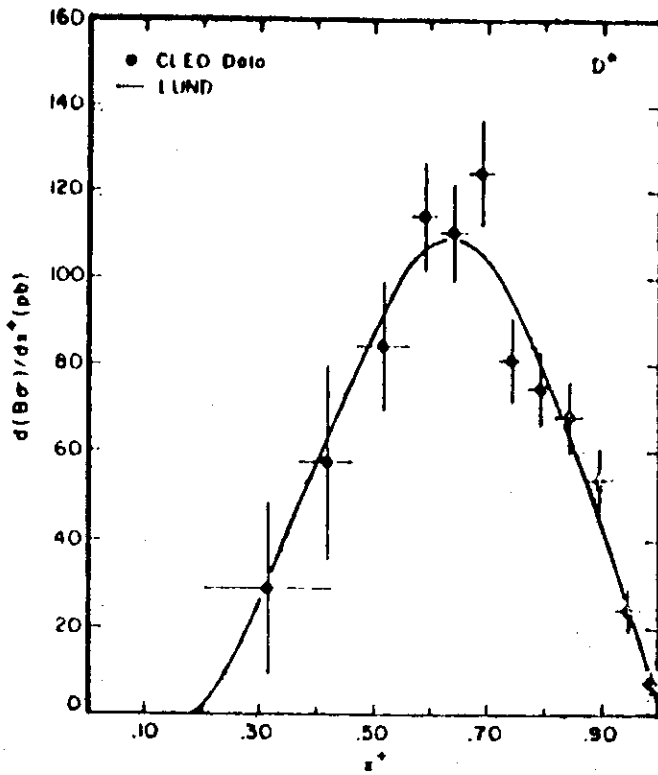


Figura 2.10: Função de Fragmentação do D^* medida por CLEO e comparada com o modelo LUND.

charmosos, em diversas energias. Estas medidas serão utilizadas por nós ao compararmos nossos resultados com as previsões teóricas no Capítulo 6.

Os aspectos teóricos e os resultados experimentais que acabamos de apresentar servirão como base para comparação, no capítulo 6, com as medidas feitas nesta tese.

Capítulo 3

O Experimento E769

A experiência E769 no *Tagged Proton Laboratory* (TPL) do Fermilab utilizou feixes de pions, kaons e prótons de 250 GeV incidentes em diferentes alvos. Os detetores são basicamente os que foram utilizados nas experiências anteriores do TPL: a E516 [75], a qual utilizou um alvo de hidrogênio líquido, e a muito bem sucedida E691 [76], [77], [78], [79], ambas concebidas para estudar a fotoprodução de charm. A E769 utiliza um espectrômetro, que é constituído de 11 planos de *Silicon Microstrip Detector* (SMD) para detecção de vértice, 35 planos de *Drift Chamber* para reconstrução dos traços, dois magnetos para determinação dos momentos das partículas carregadas, dois detetores Čerenkov para identificação das partículas e dois calorímetros, um eletromagnético e um hadrônico para fornecer a energia neles depositada. A Figura 3.1 mostra o espectrômetro em três dimensões e na Figura 3.2 é apresentada a posição relativa dos detetores.

As principais diferenças entre a E691 e a E769 são a mudança do tipo de feixe (de fóton para hadron), a inclusão na linha do feixe de um espectrômetro constituído por um Čerenkov Diferencial (DISC), um detetor de radiação de transição (TRD), 8 câmaras proporcionais (PWC's) e dois planos de SMD. Foram ainda incluídos dois planos de SMD após o alvo e dois PWC's antes da primeira *drift chamber* para melhorar a medida da posição y dos traços. Além disso foi desenvolvido um sistema de aquisição de dados capaz de gravar eventos a uma taxa de 1.4 MB/seg, o que corresponde a 4 vezes a taxa da E691.

O sistema de coordenadas do TPL é destrógero e definido com o eixo z ao longo do

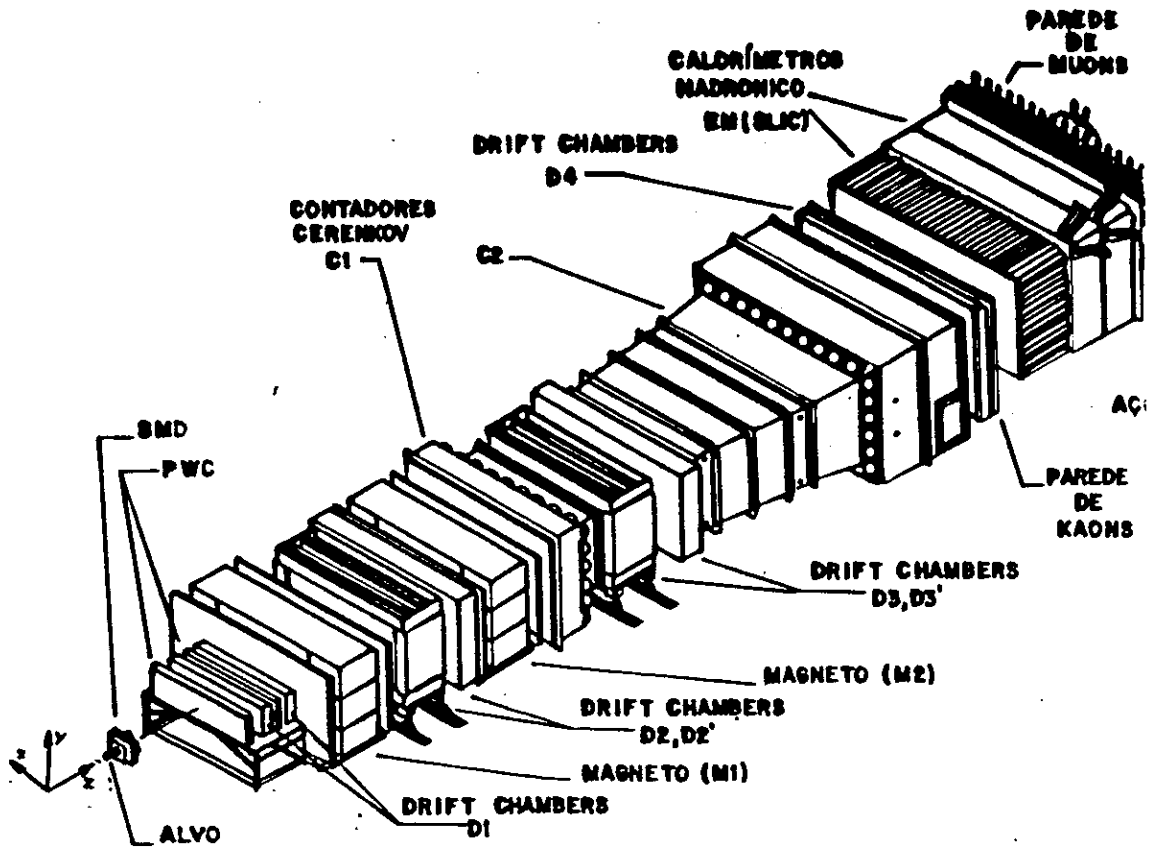


Figura 3.1: Espectrômetro da E769 visto em três dimensões .

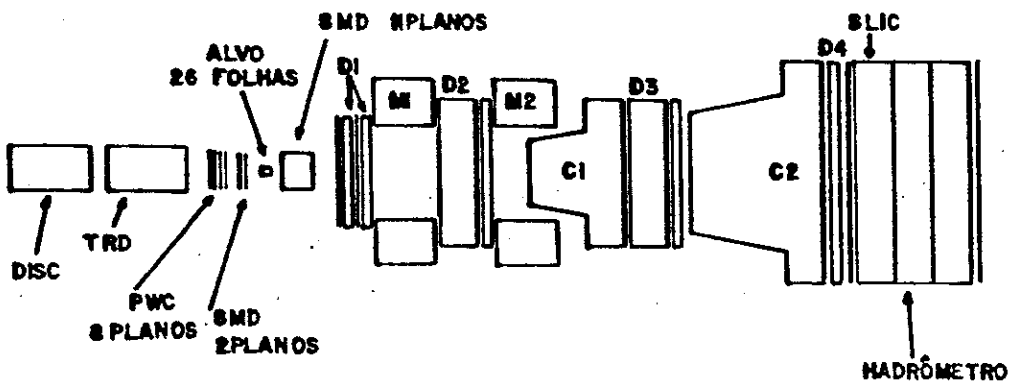


Figura 3.2: Arranjo dos detetores.

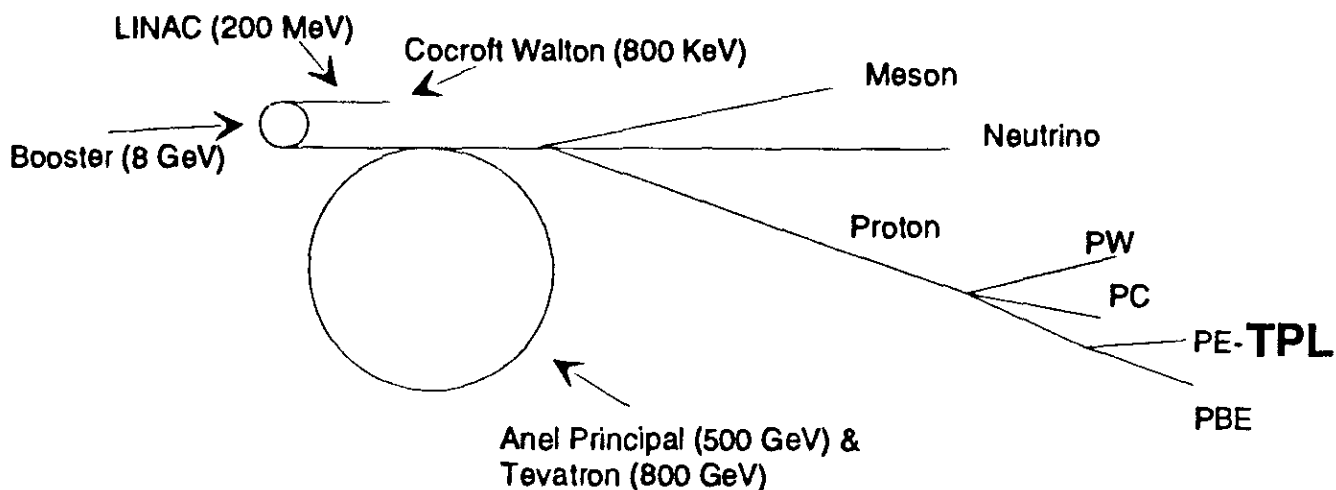


Figura 3.3: Representação Esquemática do Acelerador do Fermilab.

feixe e o eixo y apontando para cima.

3.1 Feixe

Para estudarmos como a “hadroprodução” de charme depende da partícula incidente, a E769 utilizou três tipos de feixe: píons, kaons e prótons. A obtenção de cada um destes feixes passa por alguns estágios que serão descritos nesta seção.

O feixe de próton inicial é obtido a partir de uma fonte de íons de Hidrogênio localizada antes do acelerador Cockroft-Walton (veja Figura 3.3). Os íons de Hidrogênio (H^-) são acelerados no Cockroft-Walton alcançando uma energia de 800 KeV e são então injetados no acelerador linear LINAC. No final do LINAC existe uma folha de carbono que faz com que cada íon H^- perca seus dois elétrons transformando-se em um próton. Os prótons assim obtidos são por sua vez injetados no *Booster* que faz com que eles atinjam uma energia de 8 GeV passando então para o anel principal do Fermilab onde são acelerados até 150 GeV. Finalmente esse feixe de prótons passa ao Tevatron onde alcança a energia de 800 GeV com uma intensidade de 10^{13} prótons por pulso.

Ao atingir o pico de energia os prótons são extraídos durante 22 segundos (este período

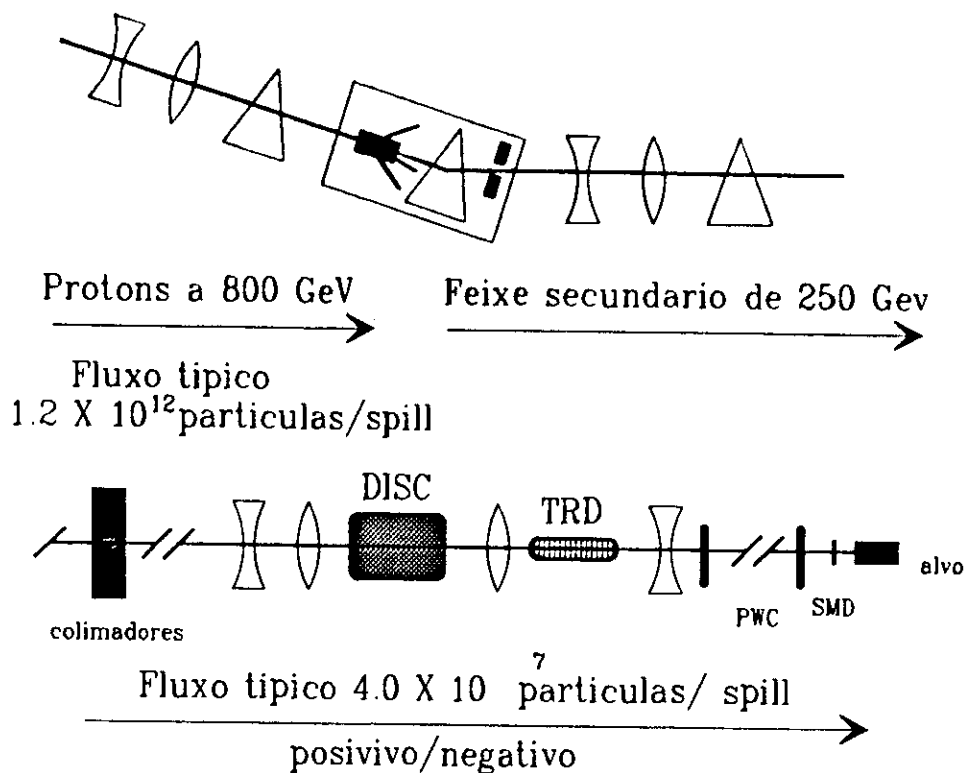


Figura 3.4: Elementos na Linha do Feixe *PEAST*.

é chamado de *spill*) e mandados para 3 diferentes áreas de experimentos: Meson, Neutrino e Proton. A linha do próton é ainda subdividida em *PWEST (PW)*, *PCENTER (PC)*, *PEAST-b (PBE)* e *PEAST (PE)* onde se encontra o TPL. A Figura 3.4 mostra o esquema da linha de feixe *PEAST*. Os prótons no *PEAST*, cujo fluxo é de aproximadamente 1.2×10^{12} prótons/*spill*, incidem em um alvo de Berílio de 30 cm de espessura produzindo um feixe secundário de partículas; entre elas encontram-se prótons, kaons e píons. Esse feixe passa por um magneto que seleciona hadrons carregados cuja energia é de 250 GeV, os quais formarão o feixe incidente na nossa experiência. Na Figura 3.4 os prismas representam dipolos magnéticos e as lentes côncavas e convexas representam quadrupolos focalizantes e desfocalizantes respectivamente. A polaridade do dipolo determina se o feixe terá carga positiva ou negativa. A composição do feixe tem a seguinte razão $\pi : K : p \approx 1 : 0.085 : 0.025$ para partículas carregadas negativamente, enquanto que para partículas positivas a razão é de $1 : 0.11 : 0.57$.

O feixe de hadrons carregados, de 250 GeV de energia, é então transportado para a área experimental da E769 onde após serem identificados pelo DISC e TRD incidem no alvo como mostra a Figura 3.4.

3.2 DISC—(*Differential Isochronous Self-Collimating Counter*)

Este detetor foi colocado neste experimento como parte do sistema de identificação do evento em relação à partícula incidente e usa como princípio físico o efeito Čerenkov.

3.2.1 O efeito Čerenkov

O efeito Čerenkov ocorre quando a velocidade de uma partícula carregada, atravessando um meio dielétrico, excede a velocidade da luz nesse meio. A partícula emite então ftons a um ângulo fixo (θ_c) que é relacionado à sua velocidade (β) e ao índice de refração ($n(\lambda)$) do meio pela fórmula:

$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta n(\lambda)}$$

A radiação pode ser então coletada por fotomultiplicadoras. Existem basicamente três tipos de contadores Čerenkov, os quais estão esquematizados na Figura 3.5 [80]:

- O *Čerenkov de limiar*, onde a radiação é focalizada por um espelho em uma única fotomultiplicadora.
- O *Čerenkov Diferencial*, onde a radiação é refletida formando um anel e focalizada em um diafragma anular ajustável. Essa radiação é detetada por fotomultiplicadoras colocadas em torno desse anel, equidistantes umas das outras e funcionando em coincidência para melhorar a seleção e rejeição de partículas.
- O DISC , que consiste em um Čerenkov Diferencial equipado de um sistema ótico especial, colocado entre o espelho e o diafragma para corrigir aberrações geométricas e cromáticas.

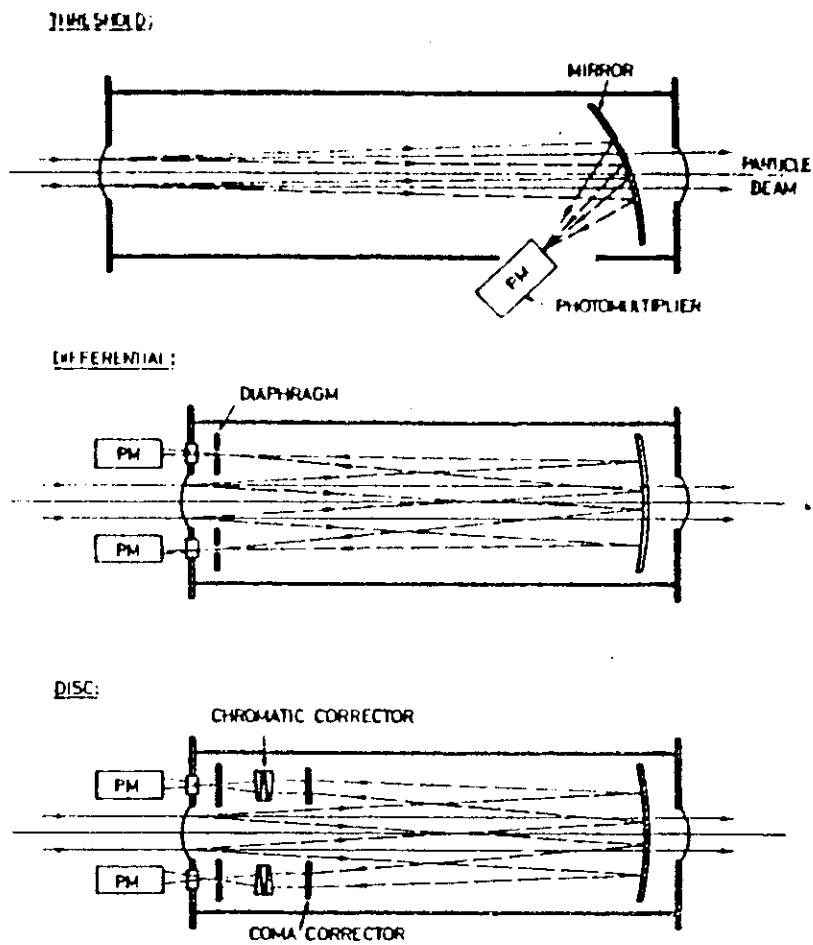


Figura 3.5: Principais tipos de Čerenkov.

O DISC é apropriado para medir a velocidade de uma partícula dentro de um certo intervalo, enquanto que o Čerenkov de limiar detecta a presença de partículas cuja velocidade exceda um valor mínimo. A E769 utilizou um DISC na linha do feixe e dois Čerenkov de limiar no espectrômetro, que serão descritos na seção 3.10.

3.2.2 O DISC utilizado na E769

O DISC utilizado na E769 [19] foi construído no CERN, medindo 5 metros de comprimento e 0.5 metros de diâmetro. Ele é composto de uma câmara cheia de gás de Hélio a uma pressão de 8.5 atmosferas. No final da câmara existe um espelho esférico para refletir os fótons, fazendo com que eles atravessem as fendas do diafragma, o qual é localizado no plano focal do espelho (veja Figura 3.6). O espelho possui um buraco no centro para que as partículas do feixe o atravessem sem que ocorra uma interação. A luz de Čerenkov, proveniente de um determinado tipo de partícula do feixe, forma então um anel no diafragma, e as fendas permitem que apenas um anel de 10.75 cm de raio atravesse o diafragma. Os fótons são então detetados por oito fototubos localizados logo atrás das fendas e distribuídos simetricamente em torno do eixo do feixe.

O sinal de cada fototubo é amplificado e conduzido por dois cabos diferentes, um que é utilizado pelo sistema de seleção de eventos, e outro que leva o sinal para módulos ADC modelo 2249 da LeCroy para eventual gravação do evento em fita.

O DISC teve uma resolução angular de $\sim 20\mu\text{rad}$ o que corresponde a uma resolução na velocidade de $4 \times 10^{-7}c$. Na nossa energia, a diferença dos ângulos da radiação emitida por píons e kaons é $\sim 75\mu\text{rad}$ e a diferença na velocidade é $\sim 3.6 \times 10^{-6}c$.

Os três tipos de partículas do feixe (prótons, píons e kaons) possuem o mesmo momento e portanto velocidades diferentes, produzindo 3 anéis no diafragma. Os raios desses anéis podem ser alterados variando-se a pressão do Hélio, a qual é ajustada para selecionar um determinado tipo de feixe, de modo que apenas a radiação emitida por este feixe passe pelas fendas. Como o feixe tem uma certa largura, é possível que a partícula desejada não acione todos os fototubos; por isso ela é identificada se houver uma coincidência no

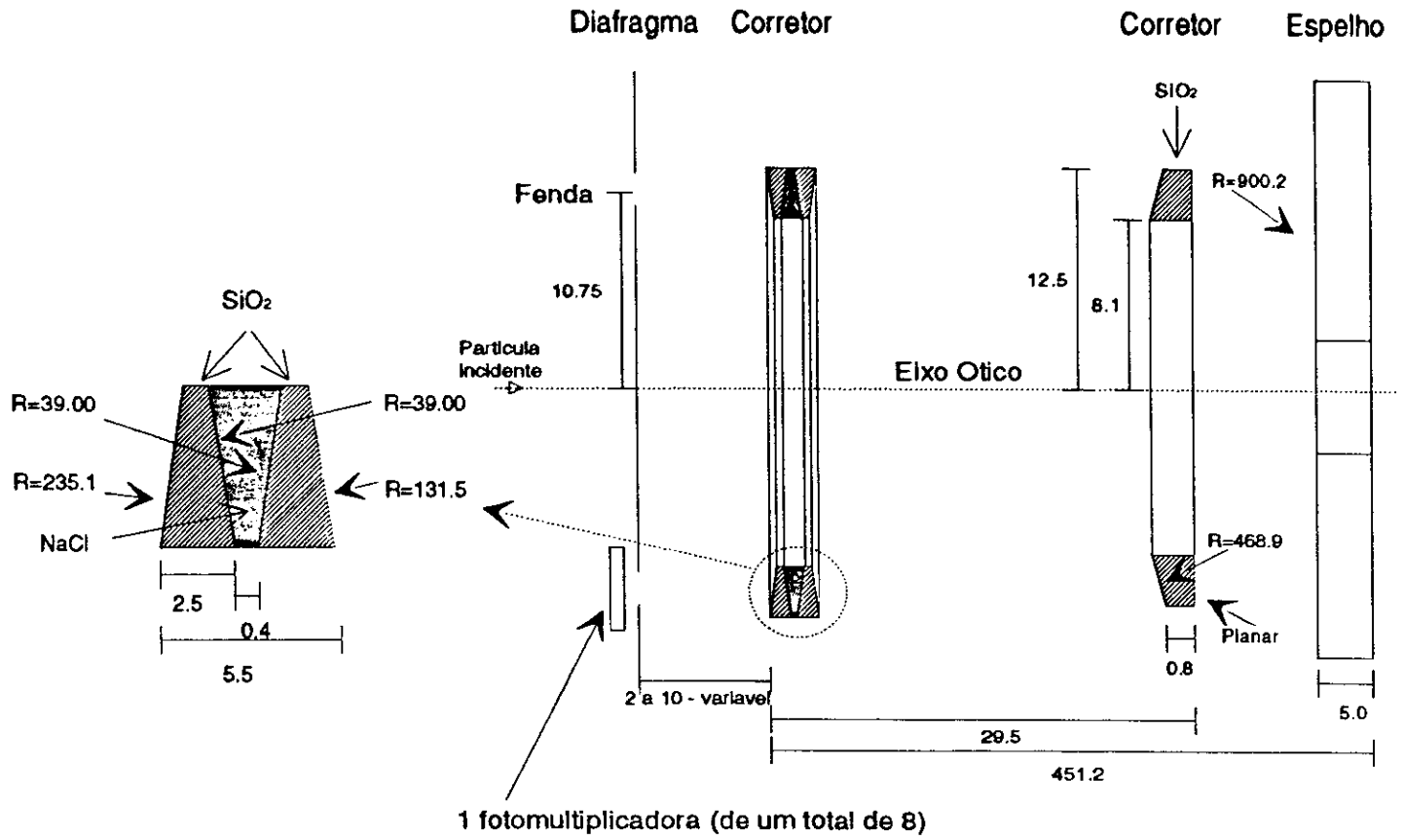


Figura 3.6: Esquema do DISC – As medidas apresentadas na figura estão em cm.

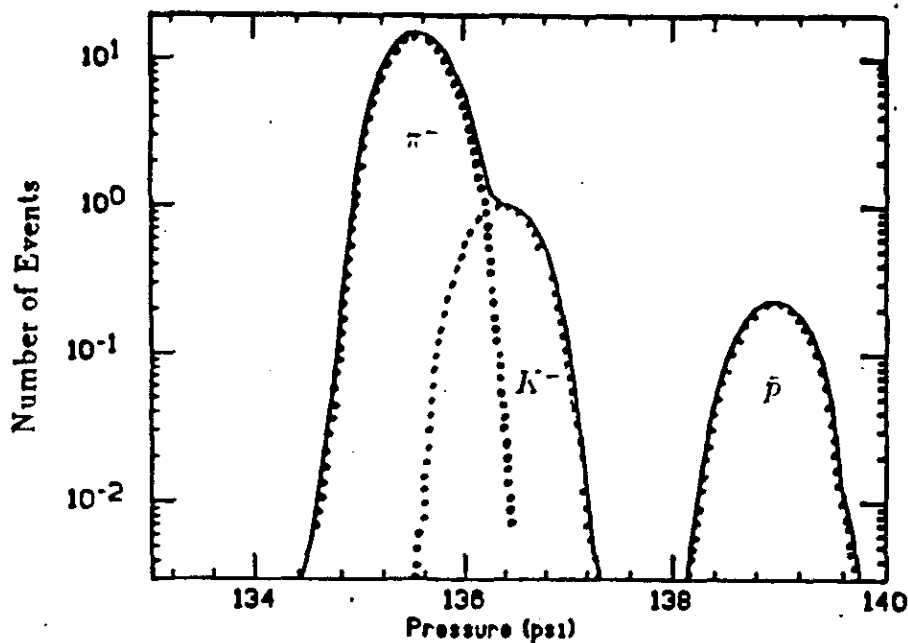


Figura 3.7: Composição de píons, kaons e prótons no feixe negativo.

sinal de 4 fototubos sendo um em cada quadrante.

A Figura 3.7 mostra a composição de píons, kaons e antiprótons no feixe de partículas de carga negativa. Como a proporção de kaons no feixe era da ordem de apenas 6%, a pressão no DISC foi ajustada para selecionar kaons de modo a enriquecer nossos dados com eventos induzidos por este tipo de feixe. O valor escolhido para a pressão foi de 0.4 psi, um pouco acima do pico associado ao kaon para minimizar a contaminação devida aos píons. Todos os eventos que o DISC acusava como sendo induzido por kaon e que ainda passassem pelo E_T trigger (descrito na seção (3.12)) foram gravados em fita. Além disso, uma fração de não kaons foi selecionada por um *prescaler*. Um *prescaler* seleciona cada n -ésimo evento, onde n é ajustável.

A composição do feixe foi medida a partir de curvas de pressão como as da Figura 3.7 e os valores são [19]:

no feixe positivo:

no feixe negativo:

$$f_{\pi} = 61 \pm 3\%$$

$$f_{\pi} = 93 \pm 1\%$$

$$f_K = 4.4 \pm 0.2\%$$

$$f_K = 5.2 \pm 0.7\%$$

$$f_p = 34 \pm 3\%$$

$$f_p = 1.5 \pm 0.3\%$$

A contaminação de píons foi mantida abaixo de 5% e a eficiência na detecção de kaons foi de 40%.

3.3 Detetor de Radiação de Transição – TRD

Tal como o DISC, o TRD também é um detetor que faz parte do sistema de identificação da partícula que induziu o evento. Vejamos primeiramente o princípio físico que rege seu funcionamento.

3.3.1 Princípio de funcionamento

Uma partícula carregada emite radiação ao passar de um meio para outro cuja constante dielétrica seja diferente da do primeiro. Quando a partícula está num meio de constante dielétrica baixa, os efeitos de polarização são pequenos, e o campo elétrico associado a ela tem uma grande extensão espacial. Quando ela passa para um meio de constante dielétrica maior, os efeitos de polarização aumentam reduzindo a extensão do campo elétrico. A repentina redistribuição de cargas origina a radiação de transição. A altas energias, a energia W emitida em forma de radiação de transição se encontra na região de raios-X e é dada por [81]

$$W = \frac{2}{3} \alpha \omega_p \gamma$$

onde α é a constante de estrutura fina, γ é o fator de Lorentz e ω_p é a frequência de plasma do meio:

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi\alpha Z N_A \rho}{A m_e}$$

O número médio de raios-X emitidos em cada transição é $\langle N \rangle \sim \alpha/2$ tendo preferencialmente a direção para frente em um cone de ângulo $\theta \sim \gamma^{-1}$ e uma profundidade $D = \gamma\omega_p^{-1}$.

A fim de aumentar o número de fótons emitidos, deve-se aumentar o número de transições. Existe um compromisso que deve ser respeitado na escolha da profundidade do meio, pois este deve ser fino para que a radiação não seja absorvida pelo meio e ao mesmo tempo deve ser maior que a profundidade característica D .

3.3.2 O TRD na E769

O TRD utilizado na E769 [82] foi desenhado e construído para esta experiência. Ele é composto de 24 módulos, sendo cada um (Figura 3.8) formado por 200 folhas de radiador (polipropileno) de $12.7\mu\text{m}$ de espessura, separadas entre si por uma distância de $180\mu\text{m}$, a qual é mantida devido à existência de uma rede de nylon entre as folhas. A rede de nylon possui um orifício no meio para reduzir a auto-absorção da radiação de transição. O volume do radiador foi preenchido com Hélio.

Além das 200 folhas que funcionam como radiador, cada módulo contém duas câmaras proporcionais, cada uma com 64 fios espaçados de 1mm entre si, para detetar a radiação emitida. A mistura de gás utilizada nas câmaras foi 90% de Xenon e 10% de aldeído metílico. Entre o radiador e as câmaras fazia-se fluir Nitrogênio para evitar a contaminação de Xe/Aldeído Metílico pelo Hélio. Os 64 fios em cada câmara foram divididos em grupos de 4 que foram combinados em um OR lógico, cada conjunto dando um sinal. Esses 16 sinais foram preamplificados, mandados para cartões amplificadores e discriminadores e agrupados novamente por um OR lógico informando a quantidade de sinais por plano e daí lidos por *latches*¹ pelo modelo 4448 da LeCroy.

O TRD foi utilizado na E769 apenas na tomada de dados obtidos com o feixe de carga positiva, para separar os píons de prótons (no feixe positivo a fração de prótons era de 34%) e de kaons não identificados pelo DISC por estarem fora do seu volume fiducial.

¹Uma *latch* é um circuito digital que armazena uma informação sem perda da qualidade do sinal, o qual será lido posteriormente

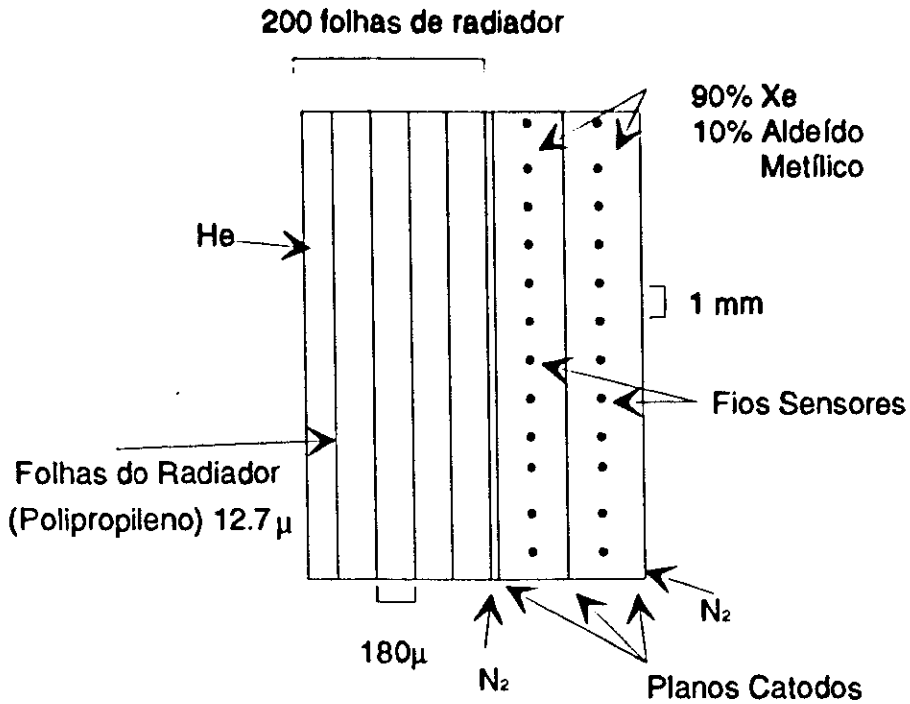


Figura 3.8: Esquema de um módulo do TRD.

Como os prótons possuem massa maior que a dos píons e portanto menor γ , eles emitirão menos radiação. A Figura 3.9 mostra a distribuição de sinais nos planos, de eventos que não foram identificados pelo DISC como sendo induzidos por kaons. O primeiro pico é devido a prótons e o segundo a píons, portanto, durante a análise dos dados, usa-se um corte no número de planos atingidos para determinar se o evento foi induzido por píons ou prótons. Na Figura 3.10 é apresentado o número de fototubos no DISC que detetaram um sinal, contra o número de planos com sinal no TRD para um mesmo evento; vemos que o TRD e o DISC, quando usados em conjunto se tornam bastante potentes na discriminação desses três tipos de partículas para identificação do feixe. A eficiência na detecção de píons foi de 85% e a contaminação por prótons foi da ordem de 1%.

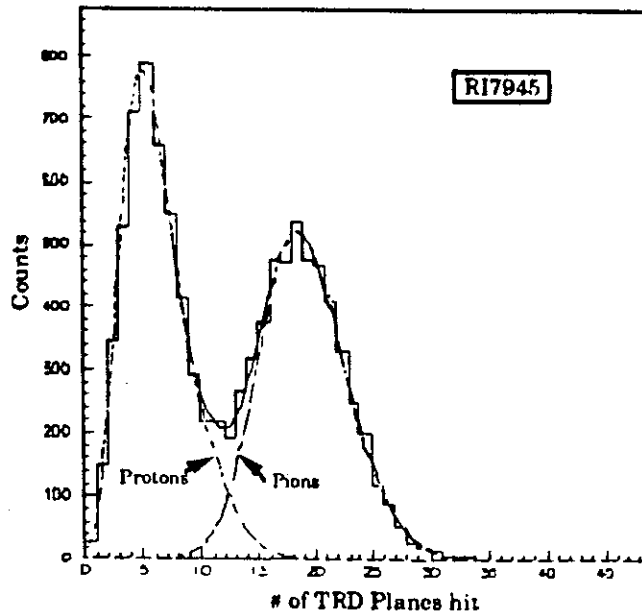


Figura 3.9: Distribuição do número de planos com sinal.

3.4 Detetor de Trajetórias no feixe

Entre o TRD e o alvo existe um sistema de detecção de trajetórias composto por 2 conjuntos de câmaras proporcionais (PWC) e 2 planos de SMD. Eles serão detalhados nas seções (3.8) e (3.6) respectivamente.

3.5 O Alvo

Um dos objetivos da E769 é estudar como a produção de *charm* depende do número de massa (A) do alvo. Para isso usamos no alvo quatro tipos de materiais: Be, Al, Cu e W. Ele foi dividido em 26 folhas igualmente espaçadas de 1.36 mm ao longo do eixo z para que pudéssemos determinar em qual folha a interação ocorreu e assim sabermos a posição z do vértice com uma precisão maior que a fornecida pelo resto do espectrômetro.

O alvo foi escolhido de forma a garantir a distinção entre uma dependência linear em A com outro tipo de dependência.

A espessura das folhas de Be, Al e Cu foi de $250 \mu\text{m}$ e das folhas de W foi de $100 \mu\text{m}$,

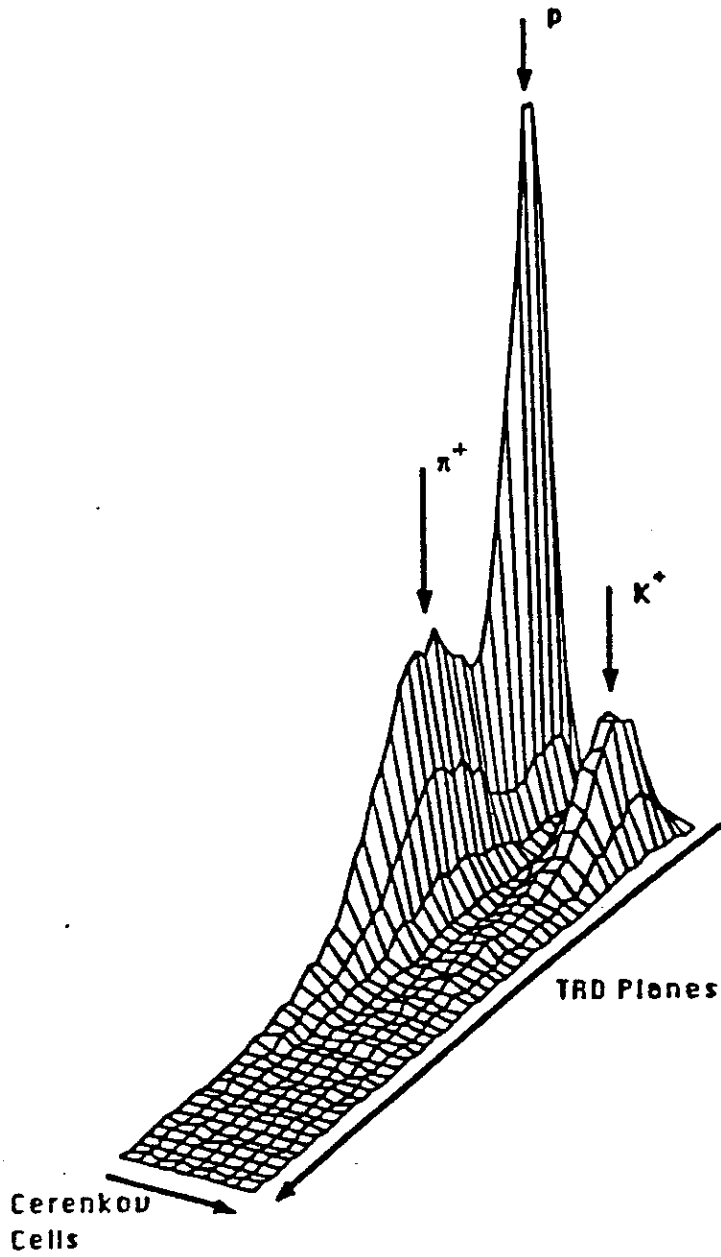


Figura 3.10: Distribuição de eventos por número de planos com sinal e por fotomultiplicadoras do DISC.

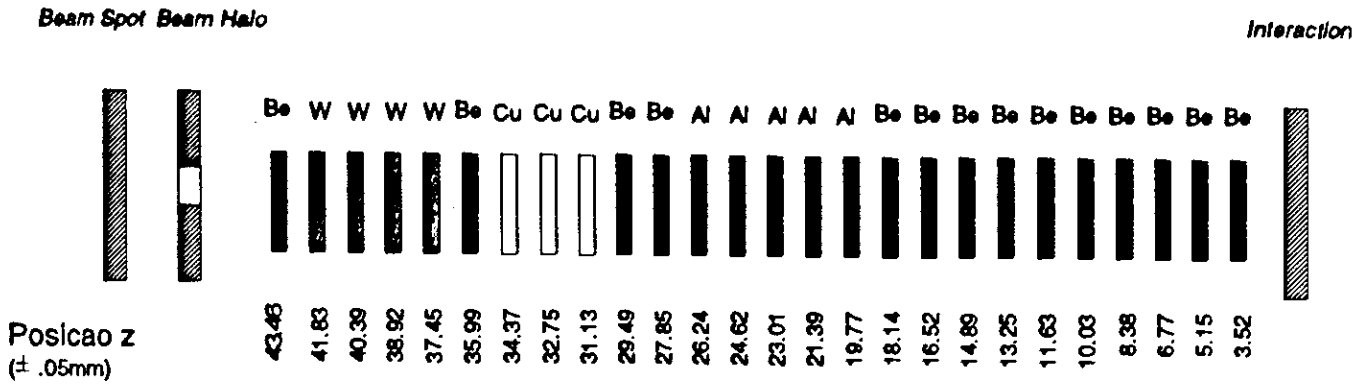


Figura 3.11: Distribuição das folhas do alvo.

e suas posições foram escolhidas objetivando a minimização de espalhamento secundário nas outras folhas; por isso as folhas de Tungstênio foram as primeiras a receber o feixe. A quantidade de folhas de cada material foi escolhida de forma a proporcionar 2% de um comprimento de interação, o que significa que a cada 50 partículas que atravessam o alvo uma sofre interação. Assim, obtivemos uma alta taxa de interação e ao mesmo tempo reduzimos a probabilidade de interações secundárias. As propriedades dos diferentes materiais são apresentadas na Tabela 3.1 e a posição das folhas é mostrada na Figura 3.11. A Figura 3.12 mostra a distribuição da posição z dos vértices primários reconstruídos; vemos que é possível associar o vértice primário a uma determinada folha. O pico em torno da posição $z = -0.5$ é devido a interações ocorridas no cintilador de interação que será descrito na seção 3.12.

3.6 SMD

Para que possamos observar o decaimento de uma partícula charmosa, a qual possui vida média curta (~ 0.5 picosegundos, $c\tau \sim 100\mu\text{m}$), é necessário o uso de um detetor que possua alta resolução espacial ($\sim 15\mu\text{m}$) e que funcione a uma alta frequência ($\sim 10^6 \text{Hz}$), características essas difíceis de se atingir com detetores mais antigos como *drift chamber*, PWC's ou cintiladores. As emulsões nucleares e câmaras de bolha são os detetores com

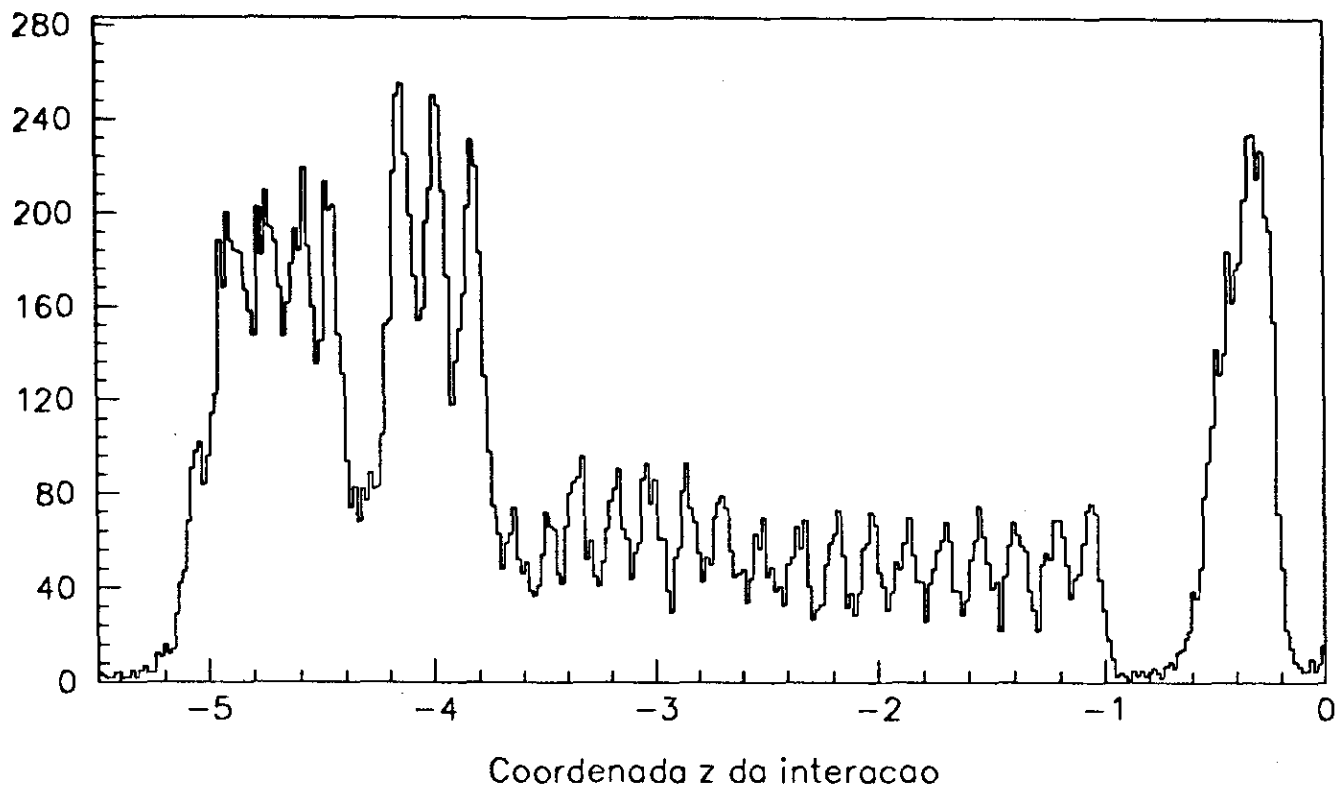


Figura 3.12: Posição dos vértices primários reconstruídos.

Material	Número Atômico	Número de Folhas	Espessura por folha (μm)	Comprimento de Radiação (%)
Be	4	14	250.	0.87
Al	13	5	250.	0.32
Cu	29	3	250.	0.50
W	74	4	100.	0.43
Total	-	26	-	2.12

Tabela 3.1: Especificações do Alvo.

melhor resolução, mas não trabalham em alta frequência e não podem ser usadas como *trigger*.

O uso de detector de estado sólido como o *Silicon Microstrip detector* (SMD) se mostrou bastante eficiente na determinação da posição dos vértices primário e secundário e foi um dos fatores determinantes do sucesso da experiência anterior do TPL – a E691.

3.6.1 Princípio de funcionamento

Detetores que usam materiais sólidos [83] se baseiam em tecnologia desenvolvida para a indústria de semicondutores. O Silício é o material utilizado nas experiências de altas energias por operar à temperatura ambiente. Ele possui quatro elétrons de valência e na estrutura cristalina os átomos são equidistantes. Cada elétron de valência está acoplado a um elétron do átomo vizinho por uma ligação covalente. Em um cristal puro à temperatura de zero absoluto, todos os elétrons são ligados e não conduzem eletricidade. A banda de valência é cheia e está separada da banda de condução por uma energia de 1.1 eV.

À temperatura ambiente, a energia térmica é suficiente para quebrar essas ligações, permitindo que os elétrons cheguem à banda de condução e se tornem portadores de corrente. O lugar livre deixado por esses elétrons se comporta como portadores de corrente de sinal oposto. A ligação de valência de um elétron de um átomo vizinho pode ser quebrada, de modo que ele possa pular para o lugar livre existente no primeiro átomo, dando a impressão de que o buraco se moveu. A esta temperatura existe um grande número de elétrons livres, da ordem de $10^{11}/\text{cm}^3$.

Na maioria dos detetores é adicionada uma certa quantidade de impureza aos cristais. Essas impurezas podem ser de dois tipos: um elemento que tenha três elétrons de valência (tipo-p) ou um que tenha cinco (tipo-n). Um átomo da impureza toma o lugar de um átomo do semicondutor e no caso de um tipo-p, por exemplo, não será formada uma das quatro ligações covalentes, tornando mais provável que um elétron do semicondutor vizinho preencha essa ligação, deixando um buraco em seu lugar.

A detecção de partículas explora as propriedades de retificação de estruturas compostas

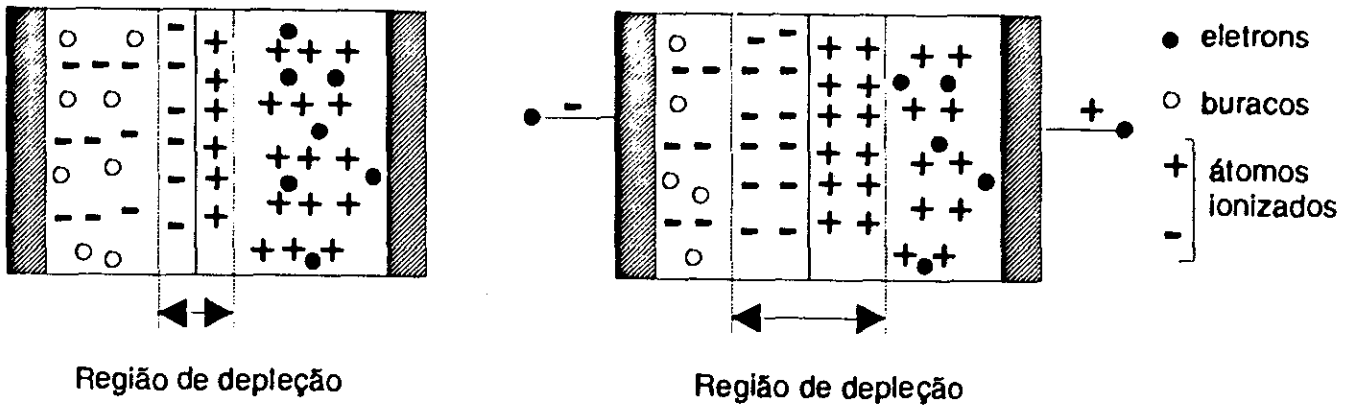


Figura 3.13: Distribuição de cargas em uma junção p-i-n. a) Sem diferença de potencial aplicada, b) Com diferença de potencial aplicada.

de junções de materiais de diferentes tipos, por exemplo um de tipo-p e um de tipo-n. A Figura 3.13 mostra a distribuição de cargas em tal junção na ausência de voltagem externa; os buracos migram para o material de tipo-p e os elétrons para o de tipo-n e aí se recombinam. Como as duas regiões eram inicialmente neutras, após a migração dos elétrons e buracos, a região p terá uma carga negativa e a região n terá carga positiva que se acumulam na junção evitando o prosseguimento da difusão de cargas.

A região onde se encontram esses íons é chamada de zona de depleção por estar ausente de portadores de carga. Se uma voltagem negativa for aplicada ao material p, de modo a que os portadores de corrente se distanciem ainda mais da junção, uma maior região ficará ionizada, aumentando assim a barreira de potencial entre as duas regiões (Figura 3.13). Para que seja possível coletar uma quantidade de carga suficiente, deve-se criar uma grande região de depleção.

Quando uma partícula com energia de mínima ionização passa por um plano de SMD com espessura da ordem de 300 μm , ela produz aproximadamente 25000 pares elétron-buraco ao longo de sua trajetória. O campo elétrico na zona de depleção faz com que os elétrons se dirijam para o material n e os buracos para o material p, onde o sinal é coletado.

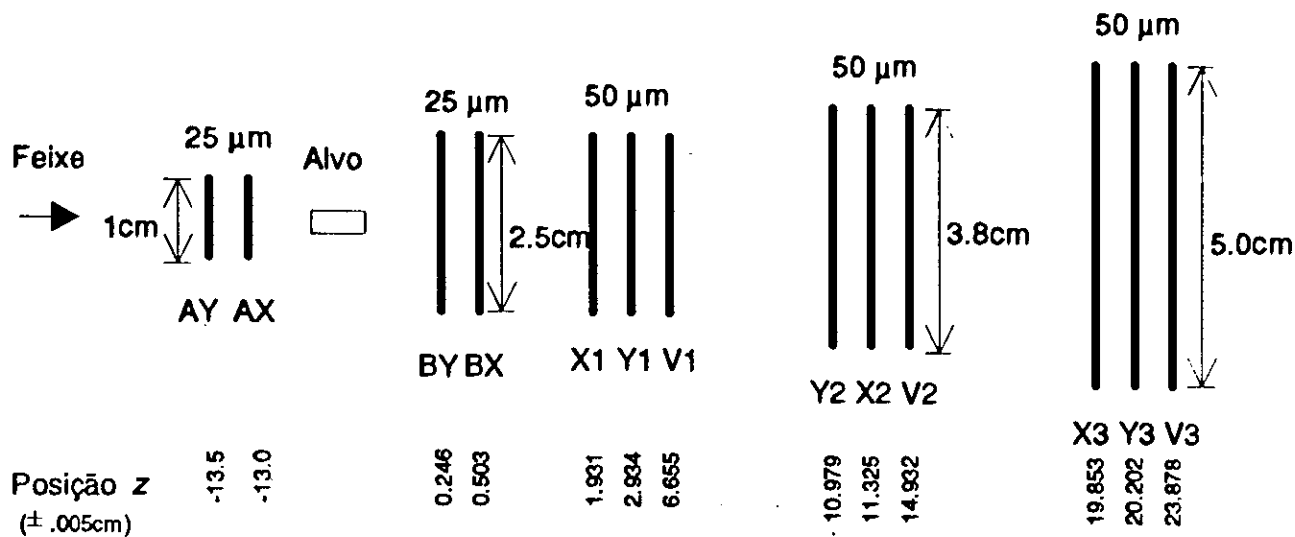


Figura 3.14: Arranjo dos planos de SMD.

3.6.2 SMD na E769

A E769 utilizou 13 planos de SMD, 2 na linha do feixe, antes do alvo, para medir a posição x, y do feixe, e 11 logo após o alvo para medir a posição dos vértices primário e secundário (veja Figura 3.14). Os 2 planos antes do alvo juntamente com os 2 localizados logo após o alvo foram adicionados pela E769 aos 9 restantes já utilizados previamente pela E691. Estes 4 planos possuem 386 tiras distantes de $25\mu\text{m}$ na região central e 152 na região mais afastada do centro, distantes de $50\mu\text{m}$, sendo que nos planos do feixe apenas as tiras distantes de $25\mu\text{m}$ foram lidas. Os planos da E691 possuem tiras espaçadas de $50\mu\text{m}$. Na Tabela 3.2 apresentamos a área de cada estação e o número de tiras lidas. As tiras eram orientadas nas direções x, y e v , onde v é rodada de 20.5° em relação a x .

Uma seção de um plano de SMD é apresentada na Figura 3.15. Cada tira é composta de uma junção do tipo p-i-n onde i é um material intermediário de Silício não dopado. Em um lado do Silício é colocada uma camada de Arsênio para formar uma camada do tipo n^+ . Tiras de Boro (material de tipo p) são implantadas do outro lado do Silício. O Alumínio é colocado sobre o Boro e sobre o Arsênio para coletar a carga depositada. O

Estações	Número de tiras lidas	Área Ativa (mm)
A	2 X 386 (25 μ m)	10 X 10
B	2 X 386 (25 μ m) 2 X 304 (50 μ m)	16 X 16
1	3 X 512 (50 μ m)	26 X 26
2	3 X 768 (50 μ m)	50 X 50
3	3 X 1000 (50 μ m)	50 X 50

Tabela 3.2: Características do SMD.

sinal no Boro obtido devido à passagem de uma partícula carregada, é pre-amplificado e mandado para cartões amplificadores/discriminadores/*latch* localizados a poucos metros dos planos. Cada tira num plano aciona um bit na *latch*, dependendo se ela é atingida (1) ou não (0). Esses cartões são agrupados e lidos serialmente por módulos Nanoscanner CAMAC.

3.6.3 Eficiência e Resolução

Os planos da E691 tiveram uma eficiência de 93% e os novos da E769 (de 25 μ m de espaçamento) de 70% [18] devido a problemas de eletrônica e ruído.

A resolução (σ_t) teórica de um detetor de posição é dada pela expressão $p/(\sqrt{12})$ onde p é a distância entre os fios (ou tiras no caso do SMD), portanto $\sigma_t = 7.2\mu m$ para os planos de 25 μm e $\sigma_t = 14.4\mu m$ para os de 50 μm , porém na prática a resolução acaba sendo pior devido a ruídos, erros nas constantes de alinhamento, espalhamentos múltiplos, etc.. A resolução medida foi de $\sim 16\mu m$ para os de planos 25 μm e $\sim 21\mu m$ para os de 50 μm .

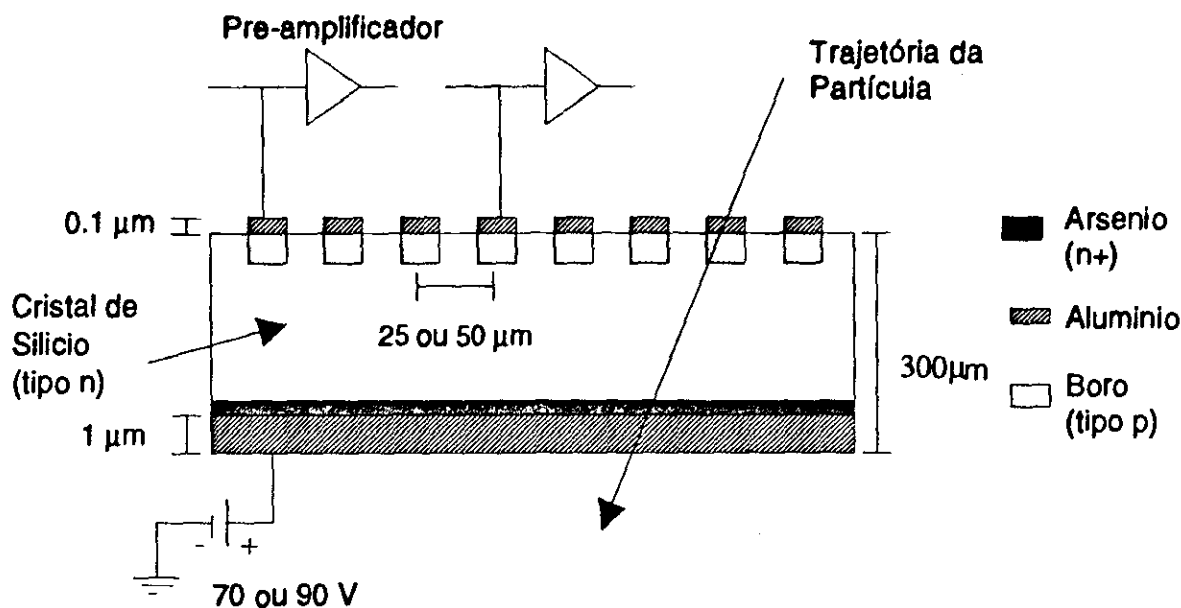


Figura 3.15: Seção de um plano de SMD.

3.7 Drift Chamber

As *drift chambers* usadas em conjunto com os SMD's formaram um poderoso instrumento de determinação de trajetória de partículas carregadas. Colocadas estrategicamente entre magnetos, os traços eram seguidos através do espectrômetro, e medindo a deflexão sofrida por eles devido ao campo magnético, era possível determinar o momento da partícula e a sua projeção na entrada do calorímetro.

3.7.1 Funcionamento

A *drift chamber* é um detetor que identifica as trajetórias de partículas, e usa o tempo de arrasto dos elétrons arrancados de átomos de um gás para medir a posição em que a partícula passou. Quando uma partícula passa através de um gás ela vai arrancando os elétrons dos átomos desse gás. Esses elétrons vão em direção a fios sensores onde produzem uma avalanche de elétrons que é coletada. Fios de campo colocados estrategicamente na câmara, garantem que os elétrons se moverão com velocidade v_d quase constante em

direção aos fios sensores. Sabendo o tempo decorrido entre a passagem da partícula (t_0) e a detecção do sinal (*drift time*), obtemos a distância d entre esta partícula e o sensor, pois $d = v_d \Delta t$. O instante t_0 pode ser determinado usando-se um cintilador que gera um pulso rápido quando a partícula passa. O sinal em um fio deixa uma ambiguidade na determinação de qual lado do fio a partícula passou. O valor da velocidade pode ser selecionado dependendo da escolha do gás e da voltagem aplicada. Independente do gás escolhido, é essencial que a câmara opere na região de *plateau* onde pequenas mudanças no campo elétrico não produzam grandes variações na velocidade.

3.7.2 *Drift chamber* na E769

A E769 utilizou um total de 35 planos agrupados em 4 estações (D1, D2, D3 e D4). Cada estação contém um certo conjunto de planos agrupados em *assemblies* (um *assembly* é definido como um conjunto de planos usados para determinar um ponto por onde a partícula passou). Os planos possuem os fios orientados em uma das direções X, U ou V, onde X é a direção vertical e U e V formam ângulos de $\pm 20.5^\circ$ com a vertical (Figura 3.16). Além desses, a estação D1 possui planos X' que possuem os fios na direção vertical, porém deslocados em relação aos planos X, para resolver a ambiguidade que surge devido à impossibilidade de se saber por qual lado do fio a partícula passou. A Tabela 3.3 mostra as características de cada estação.

A Figura 3.17 mostra o arranjo dos planos de uma *drift chamber*. Um plano sensor é composto de fios sensores e de fios de campo alternados. Os fios sensores ($25\mu\text{m}$) são mantidos a uma voltagem positiva maior que a dos fios de campo ($127\mu\text{m}$), de modo que os elétrons liberados do gás caminham em direção a eles, criando uma avalanche e induzindo um sinal. Estes planos ficam entre planos de fios de catodo (também de $127\mu\text{m}$) mantidos a uma voltagem negativa em relação aos fios sensores criando linhas equipotenciais quase cilíndricas em torno dos fios sensores.

O gás utilizado nas câmaras consistiu de misturas iguais de argônio e etano e ainda 1.5% de etanol que evita faíscas, protegendo assim os fios. A velocidade v_d foi determinada

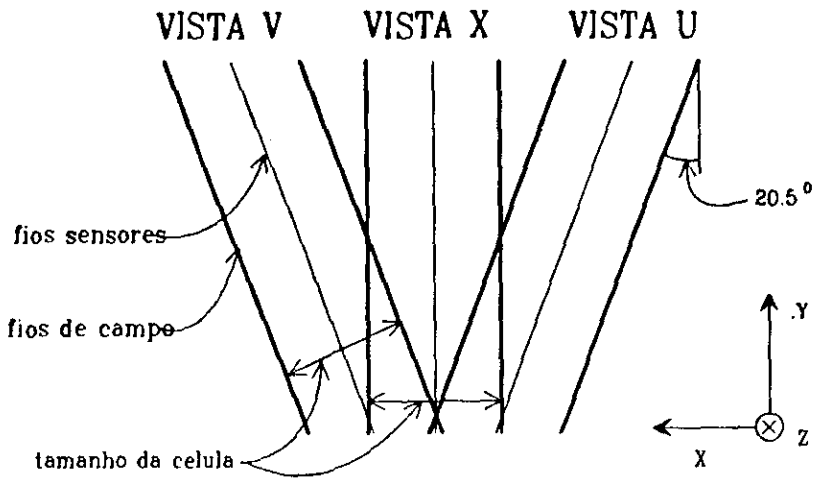


Figura 3.16: Orientação dos planos das *drift chambers*.

	D1	D2	D3	D4
Dimensões (x,y) (cm)	160 X 120	230 X 200	330 X 200	550 X 300
Número de canais	1536	2400	1952	416
tamanho da célula (U/V)(cm)	0.476	0.892	1.487	2.97
tamanho da célula X (cm)	0.446	0.953	1.588	3.18
Número de <i>Assemblies</i>	2	4	4	1
Orientação dos fios	X X' U V	X U V	X U V	X U V
Número de planos	8	12	12	3
Resolução (cm)	0.035	0.030	0.030	0.080

Tabela 3.3: Características das *Drift Chambers*.

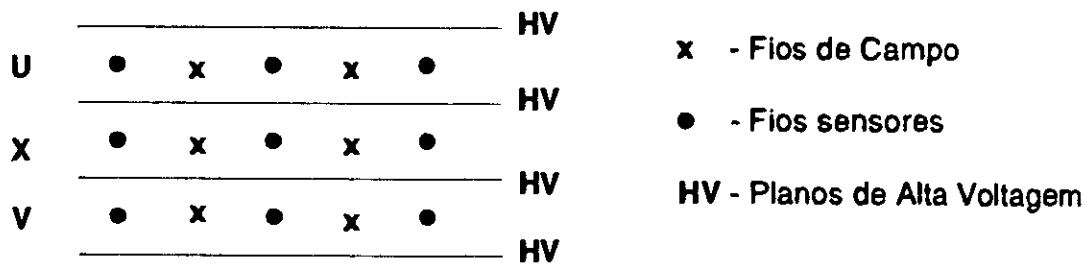


Figura 3.17: Arranjo dos planos de uma *drift chamber*.

a partir de traços de múons. A resolução das câmaras para a reconstrução de um único traço foi aproximadamente $250\mu\text{m}$.

3.7.3 Eletrônica

O sinal devido à passagem de uma partícula carregada tem tipicamente um valor entre 0.8 e 2.0 mV. Para amplificar e discriminar sinais dessa ordem foram usados cartões com *chips* LeCroy DC201 ou *chips* N-277C da Nanomaker. Os cartões eram localizados sobre as câmaras e cada um lia o sinal proveniente de 16 fios sensores. A saída desses *chips* eram sinais ECL (*Emitter Coupled Logic*) que eram levados para as TDC's (*Time to Digital Converter*).

As TDC's eram localizadas em bastidores CAMAC que continham três tipos de módulos: (1) Os 4291 que eram as TDC's propriamente ditas (cada bastidor podia conter até 29 desses módulos), (2) O 4298 – o controlador do bastidor e (3) O 4299 – um depósito de memória. Cada TDC digitalizava 32 canais. O sinal de START para a TDC provinha do pulso da câmara, enquanto que o STOP era gerado pelo *trigger*. O controlador 4298 lia e compactava em ordem as informações das TDC's localizadas em seu bastidor e colocava os dados no módulo 4299, que podia armazenar até 4000 palavras de 16 *bits* ficando pronto para ser lido pelo sistema de aquisição de dados.

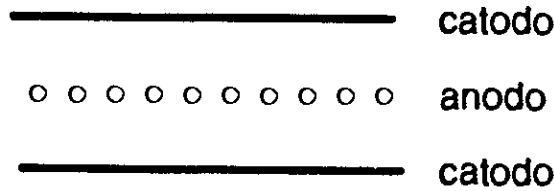


Figura 3.18: Geometria de uma PWC típica.

3.8 Câmaras Proporcionais – PWC

Câmaras proporcionais são detetores de partículas que consistem essencialmente de um tanque de gás submetido a um campo elétrico. A Figura 3.18 mostra a geometria típica de uma câmara proporcional de muitos fios (MWPC – *Multiwire Proportional Chamber*). Um plano de fios anodos é localizado entre dois planos catodos. Quando uma partícula carregada passa pela câmara, ela deixa uma trilha de elétrons e íons no gás. Os íons se dirigem para os eletrodos induzindo ali um sinal indicando a passagem da partícula.

A E769 utilizou 2 conjuntos de MWPC na linha do feixe e 2 planos após o alvo. Os dois conjuntos no feixe eram compostos de quatro planos cada um, sendo que cada plano possuía 64 fios orientados em uma das direções x, y, x' e w , espaçados de 1mm. O plano x' era deslocado do plano x de 0.5 mm para atingir uma melhor resolução. O plano w formava um ângulo de -60° com o plano x .

Os dois planos localizados após o alvo podem ser vistos na Figura 3.2. Eles possuíam 288 fios espaçados de 2mm. Eles foram utilizados para melhorar a resolução na direção y .

Todas as câmaras foram preenchidas com uma mistura gasosa composta de 17% CO_2 , 0.3% Freon e 82.7% Argônio. Os sinais eletrônicos foram amplificados/discriminados por módulos LeCroy modelo 2731A.

3.9 Magnetos

O espectrômetro da E769 possui dois magnetos de grande abertura para medir o momento das partículas carregadas, que ao passarem por eles sofrem uma deflexão θ dada por

$$\theta \simeq \frac{\int B \cdot dl}{3.33p}$$

onde p é o momento da partícula em GeV/c, B é o campo magnético em Tesla e l é o comprimento da trajetória em metros. O campo magnético foi orientado na direção y fazendo com que as partículas sofressem uma deflexão apenas na direção x - olhando do alvo no sentido do espectrômetro, as positivas se curvam para a direita e as negativas para a esquerda. A corrente do primeiro magneto (M1) foi de 2500A e do segundo (M2) de 1800A. A mudança causada no momento transversal (p_T) foi de 212.4MeV/c e 320.7MeV/c para M1 e M2, respectivamente.

O campo magnético foi mapeado utilizando um instrumento do Fermilab chamado *Ziptrack*, o qual consiste em três bobinas perpendiculares que se moviam através dos magnetos. Essas medidas foram feitas na primeira experiência do TPL, a E516 e os resultados foram utilizados nos programas de reconstrução.

3.10 Čerenkov

A E769 utilizou dois detetores de Čerenkov [84] (já utilizados pelas experiências anteriores do TPL) para separar kaons e prótons dos píons, que são produzidos abundantemente, isto é importante, pois a maioria das partículas charmosas decaem em kaons e prótons. O princípio de funcionamento de um Čerenkov foi descrito na seção 3.2.

A localização dos dois detetores pode ser vista na Figura 3.2 e os detetores propriamente ditos são apresentados na Figura 3.19. Note que uma parte de C1 ocupava o interior do magneto M2. Como a maioria das partículas produzidas possui momento entre 5 e 40 GeV/c, a composição de gás foi escolhida para identificar partículas nessa região de momento. C1 foi preenchido com Nitrogênio (índice de refração, $n=1.0003089$) e C2

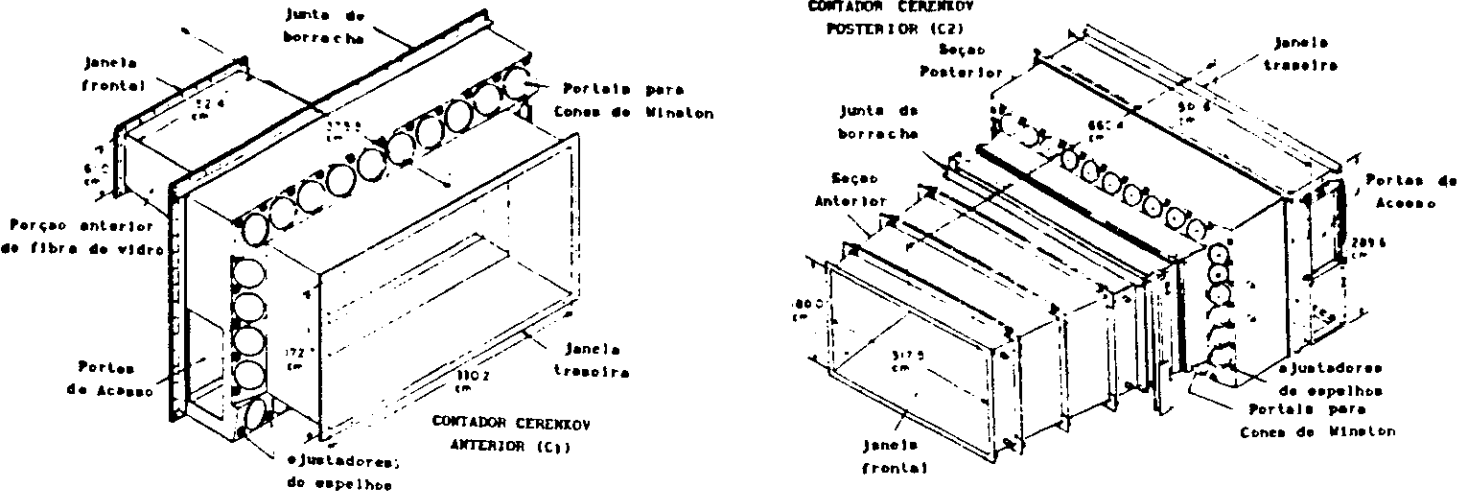


Figura 3.19: C1 e C2.

utilizou uma mistura de 80% Hélio e 20% Nitrogênio ($n=1.0000901$). Ambos os detetores eram submetidos à pressão atmosférica. O número de fótons produzido por unidade de comprimento por comprimento de onda ($dN^2/d\lambda dl$) é dado por

$$\frac{dN^2}{d\lambda dl} = \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} \sin^2 \theta_c$$

onde $\alpha = 1/137$ e λ é o comprimento de onda dos fótons emitidos.

Na Figura 3.20 é apresentado o número de fótons emitidos em C1 e C2 de acordo com o momento da partícula que atravessa o detetor. Lembrando que o ângulo (θ_c) de emissão dos fótons é dado por $\cos \theta_c = (\beta n)^{-1}$, existe um momento limiar (p_{lim}) no qual uma partícula de massa m começa a emitir radiação; este momento é dado por:

$$p_{lim} = \gamma_{lim} m v_{lim} = \frac{mc}{\sqrt{n^2 - 1}}$$

pois $v_{lim} = c/n$ e $\gamma_{lim} = 1/\sqrt{1 - v_{lim}^2/c^2}$.

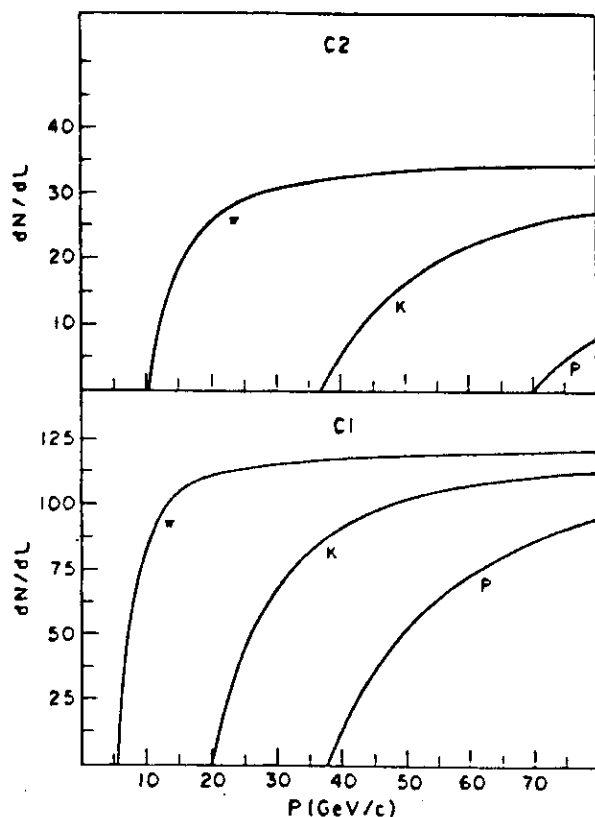


Figura 3.20: Intensidade da Radiação Čerenkov \times momento.

A interseção das curvas da Figura 3.20 com o eixo das abscissas nos dá o valor de p_{lim} .

O tamanho dos detetores foi escolhido de forma a que aproximadamente 15 fotoelétrons fossem capturados por um determinado fototubo. A Tabela 3.4 mostra as características de C1 e C2.

Os espelhos eram segmentados de forma a minimizar os casos em que mais de uma partícula atingisse o mesmo segmento, mas ao mesmo tempo captar toda a radiação emitida por uma única partícula. Esse estudo levou à segmentação mostrada na Figura 3.21, com 28 e 32 segmentos em C1 e C2, respectivamente.

A radiação emitida era refletida pelos segmentos dos espelhos para uma fotomultiplicadora do tipo RCA 8854 localizada no plano focal de cada espelho. Na frente de cada fototubo foi colocada uma estrutura em forma de cone conhecida como cone de Winston, para coletar os fótons emitidos. As dimensões desse cone foram determinadas de modo a

	C1	C2
Comprimento (m)	3.7	6.6
Número de Espelhos	28	32
Gás	N ₂	80%He + 20%N ₂
Índice de Refração (n)	1.000309	1.0000901
Limiar para pión (GeV/c)	5.35	10.5
Limiar para kaon (GeV/c)	18.7	37.2
Limiar para próton (GeV/c)	35.5	70.7

Tabela 3.4: Características dos Čerenkov.

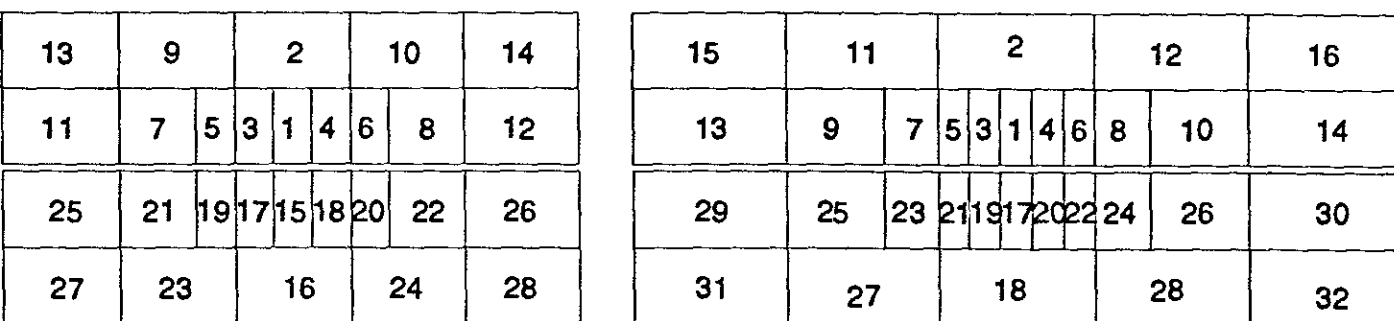


Figura 3.21: Arranjo dos espelhos de C1 e C2.

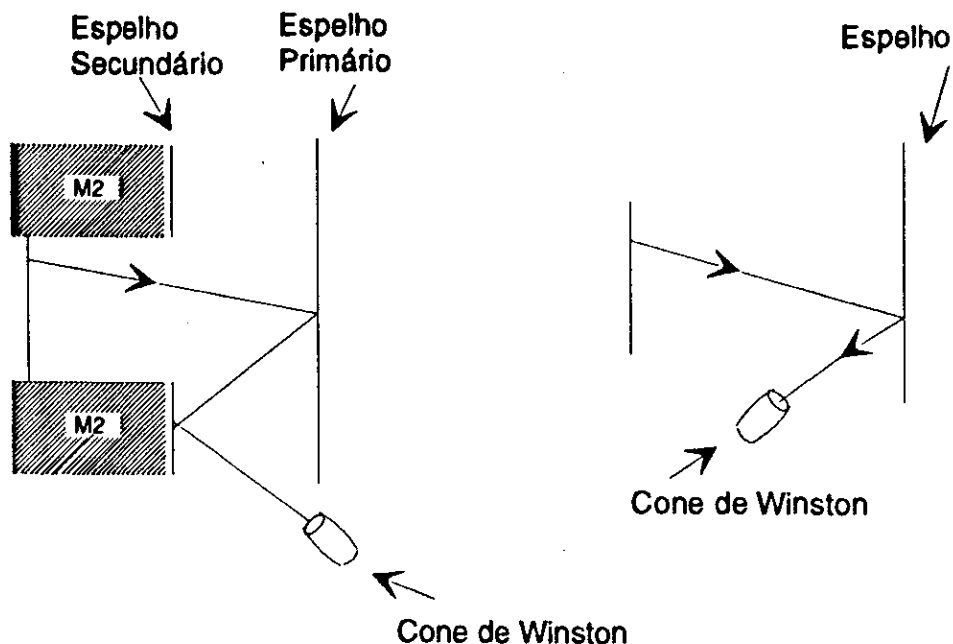


Figura 3.22: Caminho seguido pela radiação em C1 e C2.

captar uma grande parte da radiação, mas ao mesmo tempo eliminar a luz de *background*. Os cones de Wiston aceitavam luz com ângulo de incidência de até 20° .

A Figura 3.22 mostra o caminho seguido pela luz nos dois detectores. Os fototubos de C1 tiveram que ser postos dessa maneira a fim de ficarem longe do magneto que poderia causar uma degradação de performance.

Os sinais das fotomultiplicadoras foram digitalizados por módulos ADC's LeCroy 2249. A calibração das fotomultiplicadoras foi feita utilizando raio laser, o qual era levado por fibras óticas colocadas em frente aos fototubos.

3.11 Calorímetros: Eletromagnético e Hadrônico

Os calorímetros são detectores que medem a energia depositada pelas partículas que o atingem. Existem dois tipos básicos: o eletromagnético e o hadrônico que se distinguem por otimizarem a detecção de um chuveiro gerado por fótons ou elétrons no primeiro caso,

e de um chuveiro gerado por hadrons no segundo caso. O calorímetro é o único instrumento capaz de detectar partículas neutras. A E769 utilizou um calorímetro eletromagnético (SLIC - *Segmented Liquid Ionization Calorimeter*) e um hadrônico (Hadrômetro) que foram usados em conjunto para fornecer o principal *trigger* da nossa experiência.

3.11.1 Chuveiros Eletromagnéticos

Quando elétrons (ou pósitrons) com energia acima de 100 MeV atravessam um material, sua energia é perdida principalmente através do processo de *bremstrahlung*, onde os fótons emitidos carregam tipicamente uma grande fração da energia inicial do elétron. O processo principal de interação de fótons, com energia maior que 100 MeV, é a produção de par que dá origem a um outro elétron e um pósitron também energéticos. Desta maneira, um elétron ou fóton entrando no calorímetro desenvolve um chuveiro eletromagnético que continua até que a energia das partículas chegue a 100 MeV, onde outros processos, tais como ionização e excitação, se tornam mais importantes.

A descrição matemática do desenvolvimento de um chuveiro eletromagnético é bastante complexa, portanto aqui apresentaremos um modelo simples [81] que quantifica o desenvolvimento longitudinal do chuveiro. Como a altas energias o ângulo de emissão de elétrons e fótons é pequeno, o chuveiro se desenvolverá principalmente na direção para a frente. A unidade de distância atravessada pelo chuveiro é tipicamente medida em comprimento de radiação, que é dado aproximadamente por

$$X_{rad} = 180A/Z^2 \quad g/cm^2$$

Este modelo faz algumas hipóteses básicas: (1) Cada elétron com $E > E_c$ ao penetrar um comprimento de radiação dá a metade da sua energia ao fóton liberado no processo de *bremstrahlung*, onde E_c é a energia crítica a partir da qual processos de colisão se tornam importantes. (2) Cada fóton com $E > E_c$ ao atravessar um comprimento de radiação cria um par elétron-pósitron, onde cada um leva metade da energia do fóton. (3) Elétrons com $E < E_c$ não emitem mais fótons e perdem toda sua energia em colisões. (4) As perdas

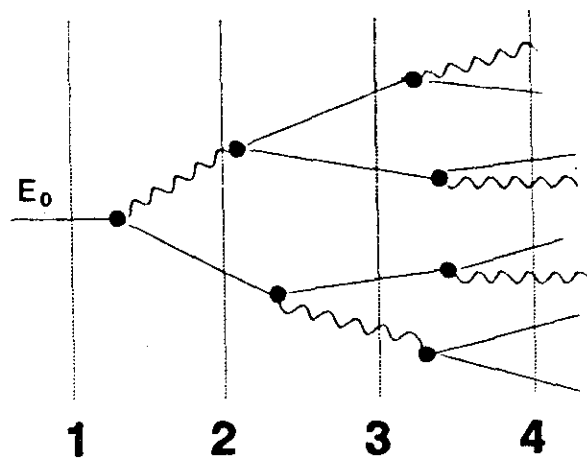


Figura 3.23: Chuveiro Eletromagnético.

de energia por ionização são desprezíveis para $E > E_c$. Suponha que o chuveiro seja iniciado por um elétron com energia E_0 como mostra a Figura 3.23. Depois do primeiro comprimento de radiação haverá um elétron e um fóton, cada um com energia $E_0/2$. No segundo comprimento de radiação teremos dois elétrons, um pósitron e um fóton cada um com energia $E_0/4$. Este modelo prevê algumas quantidades interessantes:

(1) O número total de partículas presentes depois de t comprimentos de radiação é dado por:

$$N(t) = 2^t = e^{t \ln 2}$$

(2) Após um certo número de comprimentos de radiação, existirá aproximadamente o mesmo número de elétrons, pósitrons e fótons no chuveiro.

(3) A energia média de uma partícula a uma profundidade t é

$$E(t) = E_0/2^t$$

(4) O comprimento no qual o chuveiro tem uma energia E' é

$$t(E') = \frac{\ln(E_0/E')}{\ln 2}$$

(5) O chuveiro tem seu número máximo de partículas quando $E = E_c$ o que acontece a uma profundidade

$$t_{max} = \frac{\ln(E_0/E_c)}{\ln 2}$$

onde o chuveiro para abruptamente.

(6) O número máximo de partículas aí é

$$N_{max} = e^{t_{max} \ln 2} = E_0/E_c$$

Assim, o número máximo de partículas é proporcional à energia incidente.

(7) A soma dos comprimentos dos traços das partículas carregadas é dada por

$$L \simeq E_0/E_c$$

sendo também proporcional à energia incidente.

Medidas quantitativas mais precisas são obtidas com técnicas de Monte Carlo, onde a dependência da seção de choque com a energia, o desenvolvimento transversal do chuveiro e flutuações estatísticas são levados em conta.

Para coletar a radiação usa-se cintiladores que canalizam a luz nos fototubos cobertos internamente por material totalmente refletor. A quantidade de luz coletada nos dá a energia da partícula incidente.

3.11.2 Chuveiros Hadrônicos

O processo físico que causa a propagação de um chuveiro induzido por hadrons é um pouco diferente do eletromagnético. Um hadron ao entrar no detetor sofre interações e em cada interação, cerca de metade da sua energia é usada na produção de algumas partículas secundárias (hadrons) com alta energia. Um hadron é produzido com momento transversal tipicamente da ordem de 350 MeV/c, portanto chuveiros hadrônicos são mais largos que os eletromagnéticos. Além disso, os dois tipos de chuveiro diferem bastante

pela quantidade de energia depositada; os elétrons tendem a depositar toda a sua energia, enquanto que píons depositam apenas energia de mínima ionização. Uma outra característica dos chuveiros hadrônicos é que eles levam mais tempo que os eletromagnéticos para se desenvolverem, o que pode ser visto comparando-se o número de partículas presentes em cada camada do detetor quando produzido por feixes de elétrons ou de píons. Como consequência, os Hadrômetros devem ser mais longos que os Calorímetros eletromagnéticos.

3.11.3 O SLIC

O SLIC [85], mostrado na Figura 3.24, era basicamente um grande tanque ($2.44\text{m} \times 4.88\text{m}$) preenchido com cintilador líquido. Era dividido em 60 camadas com cada uma delas fornecendo medida da posição em uma das três direções : U, V e Y (U e V tendo a mesma orientação que as correspondentes da *Drift chamber*), como mostra a Figura 3.25. Cada camada (exceto a primeira e a última) consistia de um par radiador-cintilador. O radiador era composto de lâminas de Alumínio-Chumbo-Alumínio com espessura de cerca de 0.37cm e cobertas com teflon. O Chumbo tem grande seção de choque eletromagnética, portanto bem adequado para iniciar e manter o chuveiro. As camadas do cintilador eram formadas de folhas de Alumínio de $\sim 0.0508\text{cm}$ de espessura e enrugada em forma de ondas quadradas formando canais de 3.17cm de largura e 1.27cm de profundidade. Os dois lados da folha de Alumínio também eram cobertos com Teflon.

O meio cintilador (NE235A) tinha um índice de refração maior que o do teflon, fazendo com que a luz incidente a um ângulo menor que 20° fosse totalmente refletida. Em um dos lados de cada canal existia um espelho a 90° que refletia a luz que ia em sua direção para o outro lado do canal onde existia uma barra coletora (*wavebar*). Todos os canais com mesma orientação e distância da linha do feixe eram ligados à mesma barra que coletava e integrava a luz sobre todo o comprimento do detetor. As barras eram feitas de material *lucite* dopado com 90mg/l de BBQ, o qual transforma a luz do cintilador de azul para o verde, onde os fototubos são mais eficientes. Na parte central do SLIC, onde a densidade

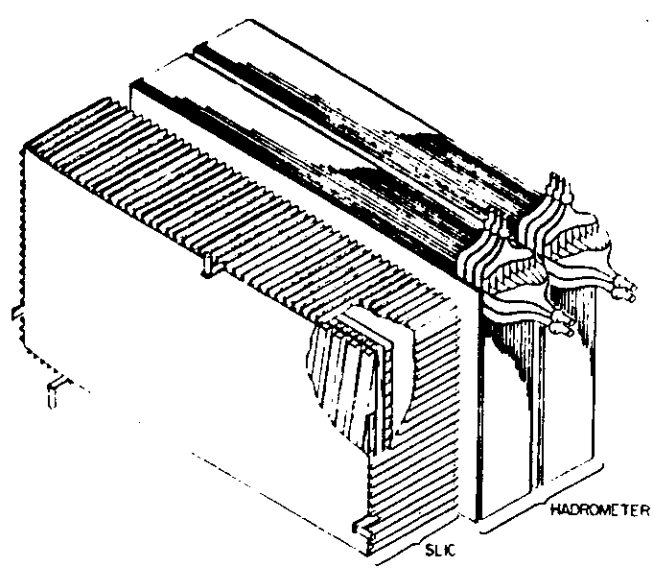


Figura 3.24: SLIC e Hadrômetro.

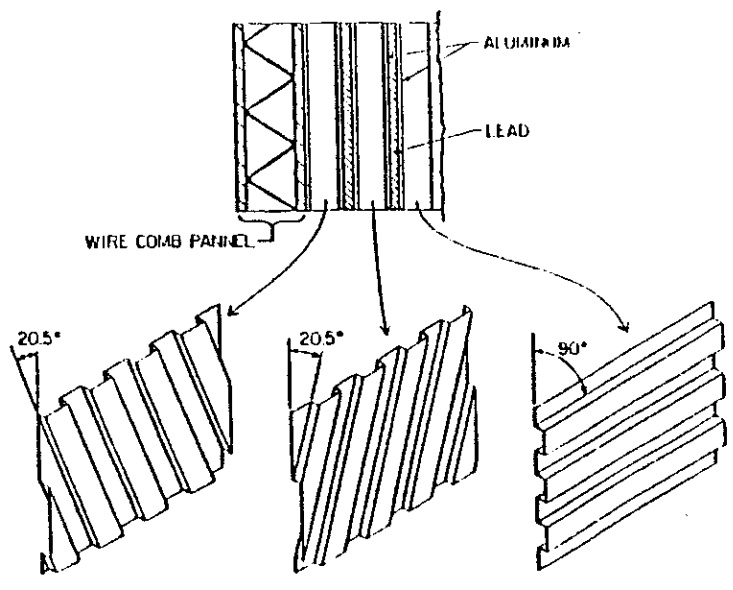


Figura 3.25: Detalhe do Interior do SLIC.

de partículas é alta, cada barra é conectada a um fototubo RCA 4902, enquanto que nas partes mais externas cada duas barras são ligadas a um deles.

O sinal de cada fototubo era lido por um canal de 12 bits de um módulo ADC 2285A da LeCroy e a calibração geral foi feita utilizando múons de mínima ionização que atravessavam o detetor. A resolução na energia do SLIC é de $\sigma_E/E = 20\%/\sqrt{E}$.

3.11.4 O Hadrômetro

O hadrômetro [86] (também visto na Figura 3.24) era formado por 36 camadas de pares radiador-cintilador, separado em dois conjuntos de 18 cada um. Os radiadores eram placas de aço de 2.5 cm de espessura com o mesmo tamanho do detetor (2.7m × 4.9m). O cintilador usado foi o polimetil metacrilato dopado com PPO e POPOP². Cada camada possuía tiras de 14.3 cm de largura orientadas ou na direção X ou na Y. A luz de 9 planos com tiras na mesma direção era coletada por guias de luz e direcionada para fototubos do tipo EMI 9791KB. Os fototubos eram lidos também por módulos ADC 2285A da LeCroy. A energia total depositada por um hadron era obtida usando-se o hadrômetro e o SLIC em conjunto, pois mais de 50% dos hadrons depositam grande energia no SLIC também. A resolução na energia do hadrômetro é dada por $\sigma_E/E = 75\%/\sqrt{E}$.

3.12 Seleção dos Eventos

Como a seção de choque para produção de charme é da ordem de 1 a 2% da seção de choque para produção total de hadrons, e também porque apenas uma fração das interações ocorridas podem ser gravadas em fita, deve-se fazer uma seleção dos eventos (*trigger*) para enriquecer a amostra de charme antes que os mesmos sejam gravados. Como o quark charme tem uma massa muito grande, os decaimentos de partículas charmosas se caracterizam por apresentar um momento transverso (p_T) alto. Este fato foi explorado na E691 e também nesta experiência para aumentar, na nossa amostra, o número de charme

²O PPO (2,5-Difenol-oxazol) é o componente ativo, enquanto o POPOP (1,4-di-(2-(5-fenil-oxazolil))benzeno) funciona como deslocador de comprimento de onda

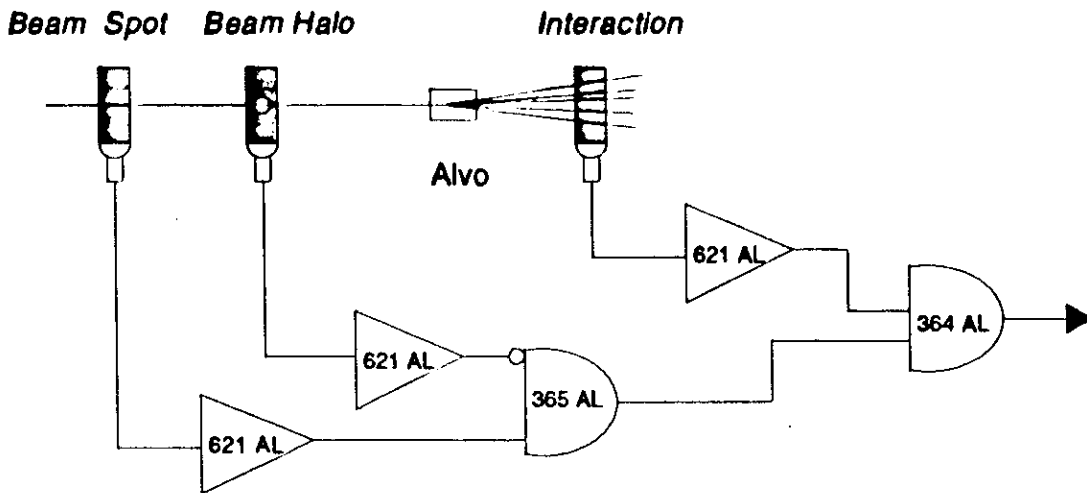


Figura 3.26: Diagrama Lógico do sistema de seleção de eventos

em relação ao *background* de p_T tipicamente baixo devido aos quarks mais leves u , d e s . A E769 usou 4 tipos de *trigger*: Interação, E_{Ts} , E_{Tk} e E_{Tb} .

Cerca de 6% dos dados foram tomados com o *trigger* de interação, que consistia do sinal conjugado de três cintiladores (como mostra a figura 3.26) para determinar se uma interação ocorreu. Os cintiladores eram chamados de *beam spot*, *beam halo* e *interaction*, os dois primeiros colocados antes do alvo e o terceiro após o alvo. No *beam halo* existia um orifício na direção do feixe, portanto um sinal neste cintilador implicava que a partícula não era proveniente do feixe. Os discriminadores do *beam spot* e do *beam halo* foram ajustados de forma a permitir que o sinal devido à presença de apenas uma partícula do feixe acionasse o sistema. O limiar do discriminador do *interaction* foi ajustado de forma a detetar a passagem de no mínimo 5 partículas. A anti-coincidência do *beam spot* e do *beam halo* em coincidência com o *interaction* significava que apenas uma partícula proveniente do feixe sofreu uma interação no alvo. Este *trigger* foi $\sim 100\%$ eficiente na detecção de charm.

A maior parte dos dados foram tomados com o E_{Ts} *trigger*, onde E_T vem de energia transversa definida como sendo a soma da energia depositada em cada célula do SLIC e do hadrômetro às quais é dado um peso proporcional à distância da partícula ao centro para

favorecer eventos com alto momento transverso. Foi exigido que o evento possuísse E_T maior que 5 GeV (6 GeV em alguns períodos). Este *trigger* atingiu um fator de rejeição 3 e foi *prescalado* por um fator que variou de 5 a 60. Eles foram *prescalados* para aumentar o número de *triggers* $E_T k$. O fator de enriquecimento de charm foi medido resultando um valor ~ 1.4 . Com este *trigger* obtivemos uma eficiência de $\sim 80 \pm 16\%$.

O $E_T k$ era bem parecido com o $E_T s$ sendo que ele ainda exigia um sinal positivo de identificação de Kaon proveniente do DISC. Como a composição de kaons no feixe era apenas de 6%, esse *trigger* não foi *prescalado* a fim de se gravar o máximo de interações induzidas por Kaons.

Cerca de 16% dos nossos dados foram tomados utilizando o *trigger* $E_T b$, o qual era idêntico ao $E_T s$, porém com o limiar de energia ajustado para aceitar eventos com E_T maior que 8 GeV para enriquecer ainda mais nossa amostra com eventos contendo partículas charmosas. O enriquecimento foi de um fator 2. Eles foram *prescalados* por um fator que variou de 7 a 100.

Os eventos assim selecionados serão recebidos, processados e gravados em fita pelo sistema de aquisição de dados que descreveremos no próximo capítulo.

Capítulo 4

O Sistema de Aquisição de Dados

Neste capítulo descreveremos o sistema de aquisição de dados da E769 e da E791. A 791 é a experiência posterior à 769 no TPL/FERMILAB, que utilizou basicamente o mesmo espectrômetro e tem por finalidade obter uma maior estatística de eventos com partículas charmosas, a fim de diminuir o erro ainda grande de algumas medidas, bem como descobrir novos modos de decaimentos ainda não vistos nos dados existentes. Para atingir este objetivo, foi necessário um poderoso sistema de aquisição de dados, projeto no qual trabalhei como parte de minha formação no preparo de uma experiência de física de altas energias e que, por isso, descreverei com detalhe nesta tese. As únicas diferenças entre a E769 e a E791 (além do sistema de aquisição de dados) foram:

- A E791 utilizou apenas feixe de π^- (com uma energia superior, de $\simeq 500$ GeV), e portanto não necessitou do DISC e do TRD.
- O alvo foi uma combinação de Platina e Carbono com 3% de um comprimento de interação. Somente dois tipos de alvo simplificam bastante o processo de análise e diminui a incidência de efeitos indesejáveis.
- A inclusão de mais 12 planos de SMD, melhorando muito a determinação dos vértices.
- A inclusão de novos planos na parede de múons, já existente no TPL, mas não utilizada na análise da E769.

Estas diferenças deverão representar uma grande melhora na qualidade dos dados, mas a concepção básica do experimento continua sendo a mesma, o que nos permite considerar a E791 e a E769 como sendo duas tomadas de dados de uma mesma experiência.

4.1 O Sistema de Aquisição de Dados da E769

Como foi dito anteriormente, o acelerador fornece partículas durante um período de 20 segundos (*spill*) com um intervalo de 40 segundos entre esses períodos. O sistema de aquisição de dados da experiência anterior do TPL, a E691, conseguia receber 100 eventos por segundo (como cada evento continha ~ 1800 palavras de 16 bits isto representava uma taxa de 0.36 Mb/s). Com este fluxo de dados foi possível gravar os eventos nas fitas durante o *spill*. A experiência E769 necessitou de um sistema de aquisição [87] com maior capacidade para atingir seus objetivos. Este sistema foi capaz de ler 400 eventos por segundo (~ 1.4 Mb/s), utilizando módulos de armazenamento temporário de eventos. Com estes módulos foi possível usar também o intervalo entre os *spills* para processar e gravar os eventos a uma taxa de 0.625Mb/s.

A Figura 4.1 mostra os principais componentes do sistema da E769. Os dados provenientes dos detetores eram digitalizados pelos módulos CAMAC e então lidos pelos controladores SCC (*Smart Crate Controller*) [88], um em cada um dos 7 bastidores. Cada SCC mandava seus dados para um módulo VME (*Versa Module Europe*) chamado *Rbuf* (*Readout Buffer*), que possuía dois espaços de memória independentes, permitindo que um evento fosse colocado em um deles enquanto um outro evento era lido do outro espaço de memória. Todos os bastidores eram lidos ao mesmo tempo e com este sistema foi possível digitalizar e ler um evento em $500\mu\text{s}$.

Os fragmentos de um evento em cada um dos *Rbufs* eram lidos por um dos 16 computadores ACPs¹ (*Advanced Computer Program*), que colocava os fragmentos em um mesmo espaço de memória, construindo assim um evento. Enquanto dois ACPs estavam lendo

¹Um ACP é um processador VME com o chip 68020 da Motorola, um co-processador 68881 e 2 Megabytes de memória. Ele foi desenvolvido no Fermilab em colaboração com o grupo de engenheiros do Lafex - CBPF

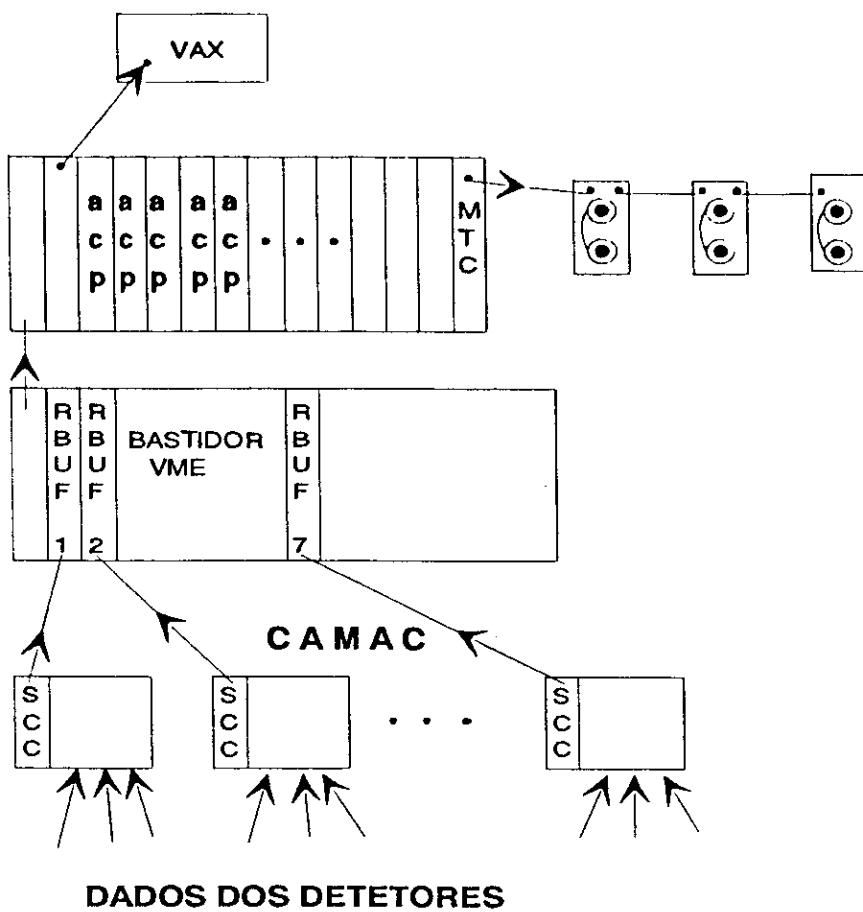


Figura 4.1: Componentes do Sistema de Aquisição de Dados da E769.

os *Rbufs*, os outros estavam processando os eventos lidos previamente. O responsável por designar a cada momento quais processadores estariam lendo e quais estariam processando os eventos, era um outro ACP que executava um programa chamado *Boss*, o qual também controlava o fluxo dos eventos para as fitas e para um depósito de eventos (os quais seriam utilizados para monitoramento) num VAX 11/780. O VAX também era responsável pelo controle geral do sistema, e era através dele que o operador mandava comandos para o VME, como por exemplo começar a tomar dados, montar as fitas *etc...* Os eventos foram gravados por 3 unidades de fita de 9 trilhas de 6250 bpis sob o controle do *Boss* e de um controlador de fita (MTC - *Magnetic Tape Controller*).

Optamos por descrever mais detalhadamente o sistema da E791, no qual trabalhei intensamente durante dois anos, evitando repetir detalhes técnicos válidos para os dois sistemas.

4.2 O Sistema de Aquisição de Dados da E791

O objetivo inicial da E791, no que diz respeito ao número de eventos, foi o de gravar em fitas magnéticas, 10 vezes mais eventos que o conseguido pela E769 no mesmo intervalo de tempo. Para isto, foi necessário o desenvolvimento de um novo sistema de aquisição de dados [89] que reduzisse, por um fator 10, o tempo de digitalização e leitura de um evento. Todos os digitalizadores foram trocados por novos componentes com eletrônica mais avançada e o sistema conseguiu digitalizar e ler um evento em $50\mu\text{s}$. O número de eventos lidos aumentou para 8700 por segundo em cada *spill*, e o tamanho médio de um evento foi de 3 Kbytes (menor que o da E769), o que dá uma taxa de 26Mb/s. Assim, como na experiência anterior, os eventos eram processados durante o *spill* e o intervalo entre os *spills*, porém na E791 foi necessária uma maior capacidade de memória de armazenamento temporário para que o fluxo de dados fosse regular. Para isso, utilizamos um conjunto de módulos de memória, chamado *Event Fifo Buffer* (EFB)[90], construído no Fermilab, com capacidade de armazenar 640 Mb e capaz de receber eventos a uma taxa de 100 Mb/s. Para processar os eventos e mandá-los para as fitas usamos 6 bastidores com 9 ACPs

cada um. As fitas de 9 trilhas usadas anteriormente foram substituídas por 42 unidades de fitas cassete de 8 mm de 2.3 Gb, as quais eram escritas em paralelo. Com este sistema conseguimos ler, processar e escrever os eventos a uma taxa de 9.6 Mb/s.

Nas próximas sub-seções descreveremos a arquitetura do sistema e seus componentes com maior detalhe, bem como os programas desenvolvidos.

4.2.1 Arquitetura e Componentes

O sistema de aquisição de dados da E791 é mostrado esquematicamente na Figura 4.2. Os fragmentos dos eventos são digitalizados e mandados para o sistema por controladores de vários tipos. Existiam 16 controladores operando em paralelo e, portanto, um evento era fragmentado em 16 partes. Cada dois fragmentos iam para um armazenador EFB, sendo então necessário um conjunto de 8 deles; cada um tinha 80 Mb de memória, dando um total de 640 Mb, o que era suficiente para acomodar todos os eventos gerados nos 23 segundos de um *spill*. A distribuição dos canais dos detetores entre os controladores, e a distribuição dos controladores entre os armazenadores foi cuidadosamente calculada para que cada um destes armazenasse aproximadamente a mesma quantidade de informação.

A saída de cada EFB era conectada em 6 módulos chamados *Event Buffer Interface* (EBI), um em cada um dos 6 bastidores. Os EBIs eram interfaces entre os ACPs e os armazenadores, os quais se encontravam em bastidores de barramentos diferentes. Módulos de ACP localizados nestes bastidores construíam os eventos, lendo cada fragmento de um armazenador através da interface EBI e colocando-os em posições contíguas em suas memórias. Outros ACPs controlavam a gravação dos eventos nas fitas, comunicando-se com um módulo chamado Ciprico RF3513 (também conhecido como MTC de *Magnetic Tape Controller*), que é uma interface entre o VME e o barramento SCSI (*Small Computer System Interface*) utilizado pelas fitas.

Controladores dos Digitalizadores

Cada um dos 16 sistemas digitalizadores era gerenciado por um controlador que coletava as informações de cada digitalizador individual (TDC, ADC, SCANNER ou *latches*)

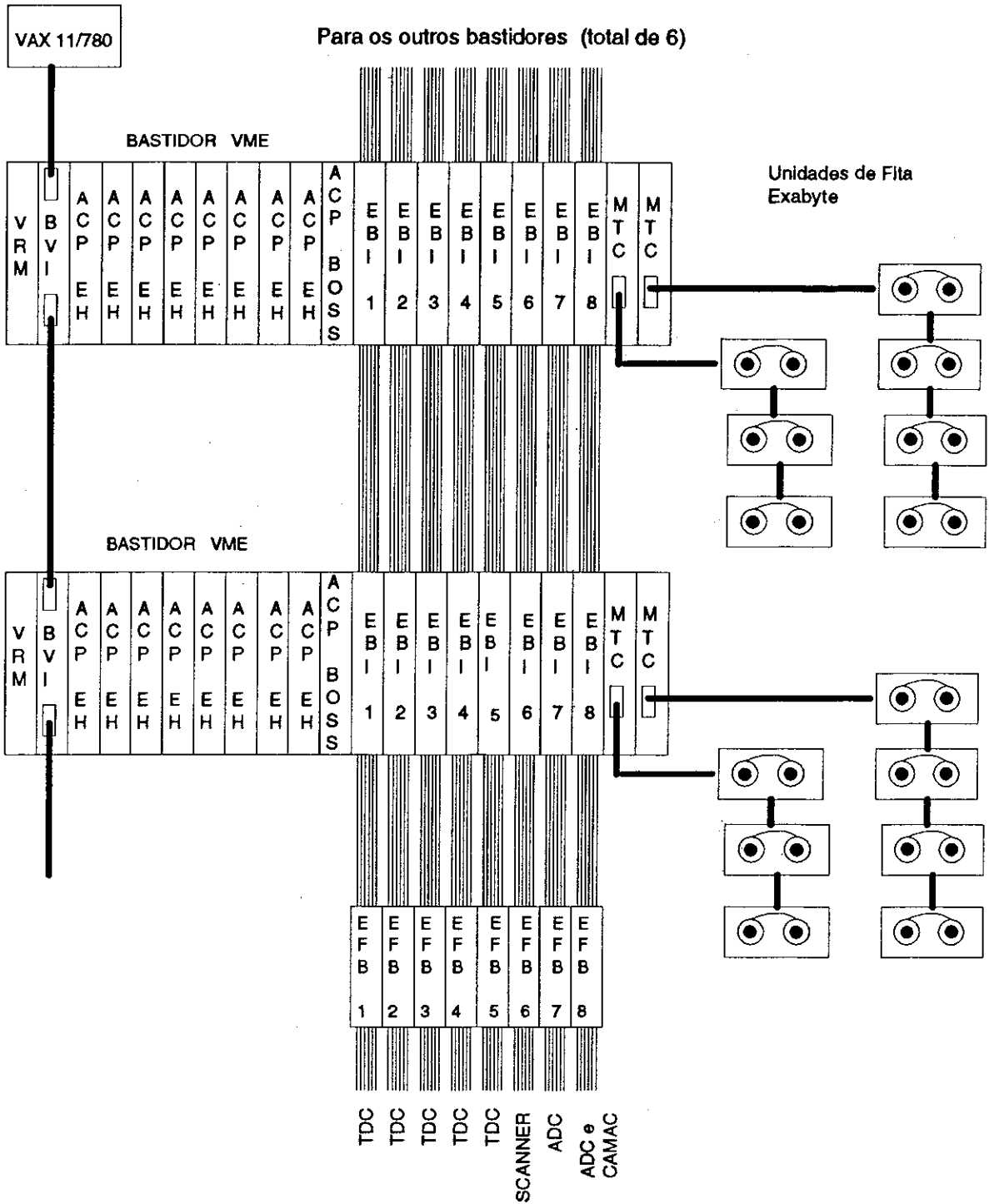


Figura 4.2: Componentes do Sistema de Aquisição de dados da E791.

e as colocava nos armazenadores. O sistema de aquisição de dados colocou algumas imposições nas especificações destes controladores, cuja saída teve que ser adaptada ao tipo de sinal que os armazenadores aceitavam (TTL diferencial de 32 bits). Os ACPs, ao construir um evento, teriam que saber quantas palavras deveriam ser lidas em cada armazenador; assim, uma das imposições foi que o controlador colocasse na primeira palavra de um fragmento o número de palavras a serem lidas. Os controladores também deveriam aceitar um número chamado *Event Synchronization Number* (ESN) de 4 bits, o qual era gerado por um *scaler*, aumentado de um a cada *trigger* e distribuído para todos os controladores, de forma que todos os fragmentos de um mesmo evento possuissem o mesmo ESN. Os controladores colocavam este número em uma parte do fragmento e os ACPs, ao reconstruir um evento, verificariam se esse ESN era o mesmo para todos os fragmentos.

Como cada ACP deveria ter acesso a todos os fragmentos de um evento, em cada bastidor deveria haver uma interface EBI associada a um armazenador. Como existiam 16 fragmentos, a princípio teríamos que utilizar 16 posições em cada bastidor VME para colocar as interfaces, deixando poucos lugares para os processadores. A solução foi fazer com que dois fragmentos fossem para um armazenador, sendo necessário então 8 armazenadores e, conseqüentemente, 8 interfaces em cada bastidor. Para isso, uma outra imposição nos controladores foi de que cada dois deles fossem capazes de compartilhar um mesmo armazenador, mandando dados um de cada vez.

Dos 8 armazenadores, cinco eram ligados a pares de TDC, um a um par de *scanners*, um a dois bastidores de ADC e o último a um terceiro bastidor de ADC mais um bastidor CAMAC (Veja Figura 4.2). A composição dos eventos foi de 50% proveniente dos TDC, 27% dos ADC, 18% dos SMD, 3% dos PWC e 2% do CAMAC.

EFB

Os armazenadores EFB foram projetados e construídos no Fermilab. Cada um consistia de um módulo de entrada e saída de dados (módulo de I/O), um controlador do tipo FIFO (*first in first out*) e um número de módulos de memória que podia ser de 1 a

5. Cada bastidor podia acomodar dois armazenadores completamente independentes. O módulo de I/O continha as respectivas portas de entrada e saída dos dados (RS485), linhas que identificavam o estado do armazenador (*status*), uma linha de notificação (*strobe*), e um processador Z80 da Zilog usado principalmente para testes. O módulo controlador gerenciava a escrita, a leitura e os ciclos de memória nos armazenadores. Os módulos de memória possuíam 16 Mbytes cada um, distribuídos em DRAM SIMMs. A velocidade de operação dos armazenadores era uma função linear do número de módulos de memória utilizados. Cada armazenador usou 5 destes módulos, podendo operar a uma velocidade de 100 Mb/s para receber e liberar os dados.

Os dados eram colocados nos armazenadores através de uma porta de 32 bits. Essa colocação dos dados era feita com o auxílio de uma linha de notificação diferencial TTL sob o controle dos digitalizadores. Cada palavra de 32 bits, enviada pelo controlador dos digitalizadores, era acompanhada de um sinal notificador que colocava a palavra no armazenador, e este atualizava seus ponteiros internos. A saída do armazenador era através de uma porta de dados e de sinal notificador similares. Além da linha de notificação, existiam 4 linhas de identificação de estado do EFB: *Cheio*, *Quase Cheio*, *Quase Vazio* e *Vazio*. Os níveis para os quais os armazenadores eram considerados *Quase Cheios* ou *Quase Vazios* eram ajustados através da porta serial do módulo de entrada e saída. Tinha-se acesso a estas linhas de estado através de uma porta diferencial TTL, usada pelas interfaces EBIs e também através de portas LEMO localizadas no painel frontal dos controladores do armazenador. Se pelo menos um armazenador atingisse o nível *Quase Cheio*, o sinal era levado ao *trigger* para que este parasse de aceitar eventos. O sinal de *Quase Vazio* foi usado pelos ACPs e será descrito adiante. Havia ainda uma porta de entrada para reinicializar os ponteiros do armazenador para o estado *Vazio*, a qual era usada pelo sistema para esvaziar os armazenadores.

EBI

A interface EBI era um módulo “escravo” VME projetado especialmente para a E791.

Sua tarefa era tirar uma palavra de 32 bits de um armazenador EFB e colocá-la no barramento do bastidor VME, fazendo com que o dado estivesse disponível aos ACP's quando estes fossem construir um evento. Cada bastidor tinha uma interface para cada armazenador, o que dava um total de 8 interfaces por bastidor. Como o sistema utilizou 6 bastidores, cada saída dos armazenadores teria que ser conectada a 6 interfaces, uma em cada bastidor. A cada vez, apenas uma dessas 6 interfaces podia ter acesso ao armazenador; elas continham um circuito que passava a permissão de uma para a outra a fim de controlar este acesso. As interfaces se comportaram então como chaves que distribuíaam o fluxo de dados dos armazenadores para os bastidores VME.

Uma interface podia executar várias funções, dependendo do endereço que um "mestre" do VME escrevesse ou lesse nela. A leitura em um endereço especial permite que o dado, que já está disponível no barramento, seja transferido para o "mestre", no caso um ACP. Um sinal de notificação era mandado para o armazenador para que ele atualizasse seus ponteiros e colocasse a próxima palavra à disposição. Lendo em um outro endereço especial, temos acesso às linhas de estado do armazenador, de modo que o processador podia saber se a interface tinha a permissão para ler, e saber o nível do armazenador. Além disso, existiam três endereços nas interfaces que podiam ser escritos, e cujo conteúdo era irrelevante. Suas funções eram de colocar o sinal de permissão, tirar este sinal e além disso passá-lo para a interface do próximo bastidor.

ACP

Em cada um dos 6 bastidores VME existiam 8 processadores ACP's, responsáveis pela reconstrução de um evento, e ainda um outro ACP que realizava outras funções, como controlar as atividades dos 8 ACP's no seu bastidor; maiores detalhes serão descritos na seção de *software*. Os ACP's possuíam um compilador de fortran da ABSOFT e a maior parte do código foi escrita em Fortran, com excessão de algumas poucas rotinas que foram escritas em *Assembly*.

Os comandos do operador ao sistema VME eram executados através de um VAX

11/780. O VAX era ligado ao VME por um módulo DR11-W, um controlador (QBBC)[91] e uma interface (BVI). Além disso, um outro módulo chamado *VME Resource Module* (VRM) atuava como árbitro em cada bastidor VME.

MTC e Unidades de Fita

A gravação dos eventos nas fitas era gerenciada por controladores Ciprico RF3513, os quais eram chamados também de MTC (que vem de *Magnetic Tape Controller*). As unidades de fita usadas foram da Exabyte que escreviam em cassetes de 8mm. A princípio, cada controlador poderia gerenciar até 7 unidades de fita, mas observamos que o barramento SCSI utilizado saturava com 4 exabytes. O sistema deveria atingir uma taxa de escrita de 1.6 Mb/s em cada bastidor e as exabytes escrevem a uma velocidade de 0.24 Mb/s. A solução foi colocar 2 controladores por bastidor e ligar 3 e 4 exabytes em cada um respectivamente, dando um total de 42 exabytes no sistema inteiro.

Os comandos para os controladores eram armazenados em listas circulares localizadas em um determinado módulo ACP. Estas listas continham informações do endereço do bloco de dados a ser transferido e seu comprimento. Após colocar uma informação nesta lista, o ACP notificava o controlador mandando um sinal para uma de suas portas. O controlador transferia então os eventos que estavam em um ACP para as exabytes, e ao completar, escrevia informações sobre o sucesso ou não da gravação em uma outra lista equivalente à de comando. O *software* que controlava a gravação em fita foi planejado de maneira a que as 7 fitas de cada bastidor fossem sendo preenchidas uniformemente. Durante uma tomada de dados normal, no final de 3 horas as 42 fitas eram trocadas ao mesmo tempo.

Na Figura 4.3 é apresentado o arranjo físico de todos os componentes nos *racks* do sistema de aquisição de dados.

4.2.2 *Software*

O *software* do sistema de aquisição de dados é composto de 3 programas. Um executado no VAX, que é basicamente a interface do usuário com o sistema VME. Um segundo

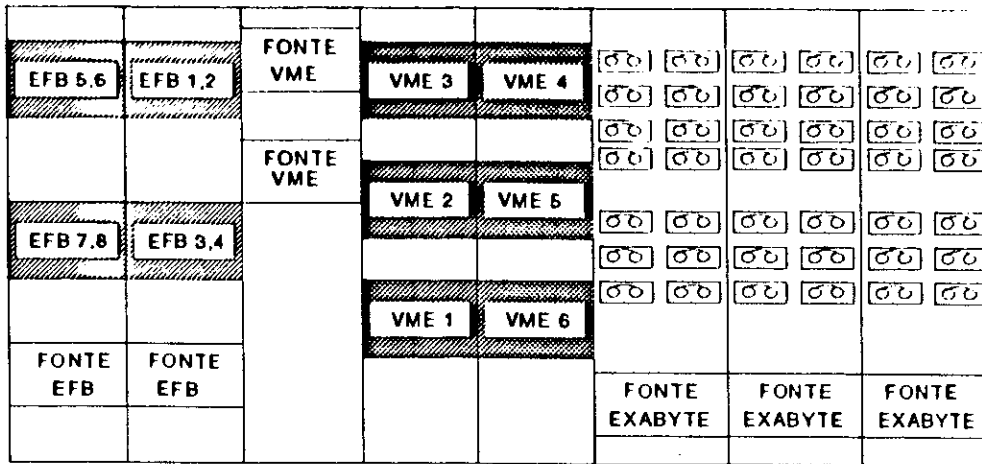


Figura 4.3: Arranjo físico dos componentes.

executado em um único ACP em cada bastidor, chamado *Boss* e cujas principais funções são de gerenciar seu bastidor e organizar o fluxo de eventos para as fitas. O terceiro programa é executado nos outros módulos de ACP (8 em cada bastidor) e é chamado de *Event Handler* (EH) por juntar os fragmentos dos eventos, comprimi-los e colocá-los em blocos para serem transferidos para as fitas. A estrutura geral dos três programas é uma seção de inicialização seguida de um *loop* eterno que fica verificando se há algum comando a ser executado.

A organização do *software* é basicamente a mesma utilizada pelo sistema da E769. Existe uma hierarquia entre os 3 programas: o do VAX está no topo, seguido pelos *Bosses* e então pelos EHs. O programa de nível mais alto escreve na memória do processador de nível imediatamente abaixo, quando quer mandar um comando para este; e quando quer receber a resposta do comando, ele lê da memória do de nível mais baixo. Um processador de nível mais baixo nunca altera a memória de um de nível mais alto. Os *Bosses* não se comunicam entre si e coordenam apenas os EHs do seu bastidor. Os EH também não se comunicam entre si diretamente.

Quando o sistema é inicializado, o VAX lê em um arquivo a configuração do sistema desejada pelo usuário (quantidade de bastidores, ACPs, fitas *etc.*) e passa esta informação

para os processadores. Uma das características interessantes deste sistema é a sua estrutura em módulos, ou seja, o sistema pode funcionar com qualquer número de bastidores, ACPs e fitas que se deseje, sem que seja necessária qualquer modificação nos programas.

Programa do EH

Um manipulador de eventos - EH - poderia estar em dois estados: ou lendo ou processando o evento. Quando o processador estava no estado de ler o evento, ele era chamado de *coletor* e ficava dedicado a esta tarefa, e quando estava processando os eventos ele era chamado de *compactador*. A Figura 4.4 mostra o esquema do fluxo de um evento através do sistema.

Como em cada bastidor, apenas um ACP poderia ser *coletor*, 6 destes estavam ativos simultaneamente, já que existiam 6 bastidores. Para colocar os fragmentos juntos, o *coletor* primeiro verificava se todos os EFBs continham dados examinando as linhas de estado, que não deveriam estar no nível *Quase Vazio*, e então esperava que a interface EBI de seu bastidor ligada ao primeiro armazenador recebesse a permissão de leitura. Quando ela recebia esta permissão, o *coletor* movia o fragmento do evento para uma lista circular localizada em sua memória, e passava a permissão para a interface do próximo bastidor. Sabia-se quantas palavras mover, pois os controladores dos digitalizadores colocaram esta informação na primeira palavra do fragmento. O coletor repetia este processo para cada interface no seu bastidor, até que ele tivesse um evento completo em um espaço contíguo de sua lista circular. O tamanho desta lista era de 1.4Mb, o que dava para acomodar aproximadamente 450 eventos. Quando esta lista estava cheia, os fragmentos não eram mais lidos e simplesmente a permissão da interface era passada para o outro bastidor, para que a leitura dos eventos continuasse nos outros bastidores. O código do *coletor* foi um dos únicos a ser escrito em *Assembly*, por ser a parte que toma mais tempo do sistema.

A construção dos eventos é feita em paralelo nos 6 bastidores. Após a leitura do primeiro segmento de um evento M, a permissão da interface no primeiro bastidor é pas-

sada para a interface (associada ao mesmo armazenador) do próximo bastidor. Enquanto se está lendo o segundo segmento do evento M, lê-se também o primeiro fragmento do evento M+1 e assim por diante. Dessa maneira o desempenho do sistema é linearmente aumentado se aumentarmos o número de bastidores, até que ele seja igual ao número de interfaces (ou armazenadores) utilizados. Se usarmos mais bastidores do que o número de armazenadores, teremos um *coletor* em algum bastidor esperando pela permissão para ler.

O *Boss* fica constantemente verificando quão cheia está a lista circular do *coletor*. Quando ela está cheia, o *Boss* ordena a este ACP que troque de estado, tornando-se um *compactador* e designa um outro ACP para virar um *coletor*. O *compactador* começa a comprimir e reformatar os eventos. A compressão foi feita apenas nos segmentos que vinham das TDCs (dados das *drift chambers*) e que puderam ser reduzidos de 1/3 sem perda de informação, resultando em uma compressão de 20% do evento inteiro. Os eventos compactados eram transferidos para uma outra lista, cujo tamanho (16383 palavras de 32 bits) já era exatamente igual ao do *record* a ser escrito em fita. Havia 10 dessas listas em cada manipulador e cada lista armazenava aproximadamente 20 eventos. Quando esta lista estava cheia, o *compactador* colocava-a em uma fila para ser mandada para a fita pelo *Boss*. Além de colocar os eventos nesta lista, o *compactador* enviava um evento a cada 1000 para uma outra lista especial, que era eventualmente transferida para o VAX, e que era usada para monitoramento da experiência.

O *coletor* verificava a integridade dos eventos através do contador de palavras de um fragmento e do ESN. Todos os fragmentos tinham um valor mínimo e um máximo permitidos para o contador. Se um dos fragmentos de um mesmo evento tivesse o ESN diferente dos demais, ou se o contador de palavras estivesse fora dos limites válidos, o *coletor* entrava em um modo especial: ele notificava o *Boss* a ocorrência de um grave erro, o *Boss* por sua vez notificava o VAX, o qual mandava um sinal ao *trigger* para que este parasse de aceitar eventos; o VAX também ordenava a todos os *Bosses* que interrompessem as atividades de seus *coletores*, e esvaziava todos os dados que ainda

estavam nos armazenadores, pois podiam estar corrompidos. Após estas providências, o VAX reabilitava o *trigger* e instruía todos os *Bosses* a retomarem suas atividades normais, ou seja, designarem um novo *colector* para continuar a leitura dos eventos. Todo esse processo de detecção de erro e reestabelecimento do sistema levava apenas alguns segundos.

Programa do Boss

O programa do *Boss* é o responsável por controlar, no seu bastidor, qual ACP será o *colector* e quais serão os *compactadores*. Como foi dito anteriormente, ele ficava constantemente verificando os manipuladores para ver se era hora de trocar o *colector* para *compactador*.

O *Boss* também controlava a gravação dos eventos em fita. Ele consultava constantemente os *compactadores* para saber se existia alguma lista de eventos pronta para ir para a fita. Se existisse, os *compactadores* mandavam para o *Boss* o endereço e o tamanho de sua lista, e este então selecionava para qual controlador de fita e qual exabyte esta lista seria mandada, baseando-se em quanto cheia estava a fita e quantos comandos para os controladores ainda estavam na fila. O controlador escolhido transferia a lista da memória do *compactador* para a fita. Quando a transferência estava completa, o controlador informava ao *Boss*, que por sua vez informava ao respectivo *compactador* que a lista estava livre para ser reutilizada.

Os *Bosses* também eram responsáveis por coletar informações de erros ocorridos e passá-las para o VAX. Eles ocasionalmente mandavam comandos especiais para as unidades de fita, cujas respostas eram os números de bytes escritos e reescritos. Quando algum tipo de erro irremediável ocorria na gravação, o controlador informava ao *Boss*, que tirava de linha a unidade de fita com defeito, e esta só voltava para o sistema quando todo este pudesse ser reinicializado. Da mesma forma, se algum ACP não respondesse a um comando do *Boss* dentro de um certo tempo, ele era considerado fora do sistema. A aquisição de dados podia continuar após esses erros, pois haviam múltiplas unidades de fita e ACPs em cada bastidor; a velocidade do sistema seria reduzida, mas este não pararia.

Programa do VAX

Através do programa do VAX, o operador mandava comandos para o VME, e monitorava o sistema. A Figura 4.5 mostra o esquema das atividades do VAX. O monitor de controle do sistema (mostrado na Figura 4.6) fornecia informações gerais sobre o sistema, além de um menu de comandos. Em uma tomada de dados normal, o operador, após colocar as fitas nas respectivas unidades, executaria o comando LOAD para montar as fitas, e em seguida o START para começar a leitura dos eventos. O comando START NOTAPE era usado em testes, o sistema funcionava exatamente da mesma forma, porém os eventos não eram mandados para as fitas. O processo de tomada de dados podia ser interrompido por alguns instantes e ser retomado (em caso de necessidade de reparos rápidos) através dos comandos PAUSE e RESUME.

O Vax continuamente perguntava aos *Bosses* quão cheia estavam as fitas. Se 10% delas estivessem 95% gravadas, o VAX automaticamente executaria o comando END para parar a tomada de dados. Este comando também podia ser executado pelo operador em qualquer momento que desejasse. Para interromper a tomada de dados era necessário que o sistema não parasse em algum estado do qual não pudesse recomeçar depois. Primeiro o VAX interrompia o *trigger* para que os eventos parassem de fluir para os armazenadores, instrua os *Bosses* para desabilitar o *coletor* e não designar mais nenhum outro até que todos os eventos que já estivessem nas memórias dos *compactadores* fossem processados e mandados para as fitas. O VAX esvaziava os armazenadores e esperava que todos os eventos fossem mandados para as fitas e então notificava o operador que a tomada de dados estava encerrada. Apenas após receber esta notificação, o operador poderia recomeçar outra tomada de dados nas mesmas fitas ou então executar o comando UNLOAD, o qual faria com que as fitas fossem rebobinadas e as portas de todas as unidades abertas para uma eventual troca de fitas.

Os *compactadores* armazenavam alguns eventos para serem mandados para o VAX para monitoramento da experiência. O VAX mandava esses eventos para um depósito especial, o qual era acessível a outros VAXes existentes no laboratório. Um conjunto de

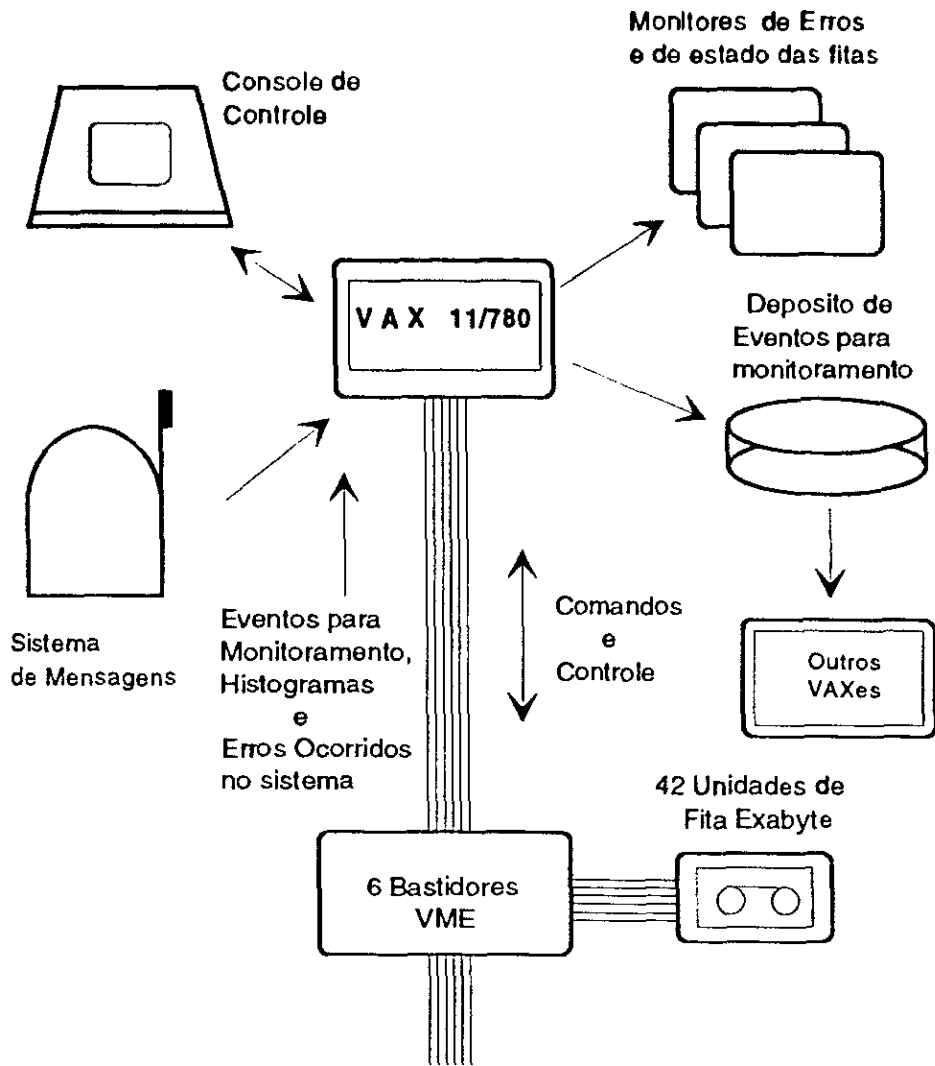


Figura 4.5: Esquema de Atividades do VAX.

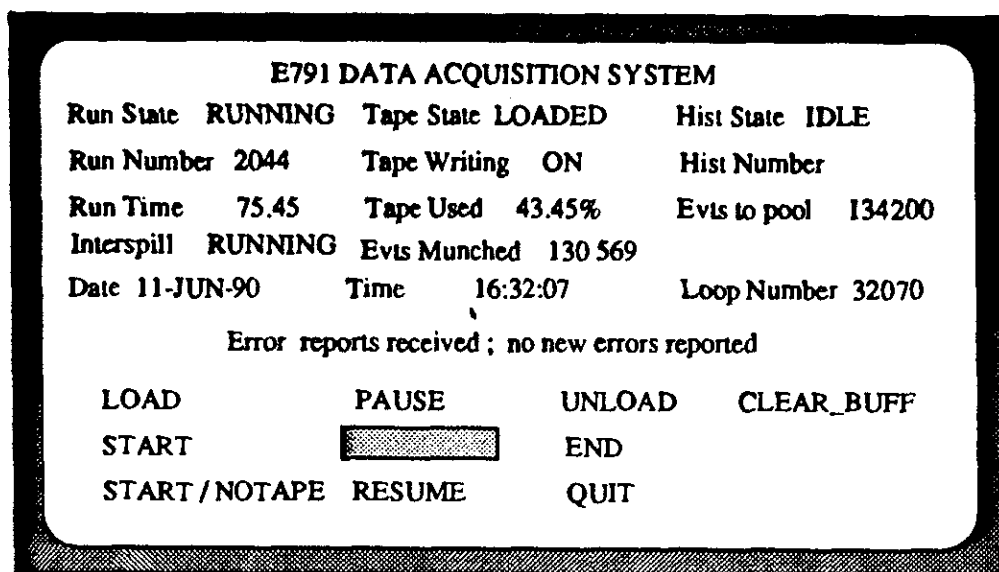


Figura 4.6: Monitor de Controle do Sistema.

programas completamente independente do de aquisição de dados, reconstruía e analisava os eventos para examinar o funcionamento dos detetores.

O sistema de aquisição de dados também fornecia uma outra alternativa de monitoramento muito mais rápido. Para se detetar se existia algum canal defeituoso de algum detetor, são necessários histogramas que dêem o número de vezes em que os canais foram atingidos. Através de um sistema de mensagens existente no VAX, o usuário solicita ao VAX para que este forneça um histograma de canais atingidos de determinada parte do detetor. O pedido é distribuído aos *compactadores* que enquanto estão processando eventos, também constroem tal histograma. Os *Bosses* somam os conteúdos dos histogramas gerados por cada *compactador* e o VAX soma aqueles gerados pelos *Bosses*, enviando o histograma final para o mesmo depósito dos eventos. Este conjunto de eventos e histogramas é que servem para o monitoramento geral, ao qual nos referimos acima. O usuário então recolhia este histograma e podia então examinar o funcionamento dos detetores, com uma alta estatística de eventos (~ 200000) gerados em um ou dois minutos.

O VAX recolhia algumas informações dos *Bosses*, tais como número de eventos lidos,

o quanto as fitas estavam cheias, erros ocorridos no sistema *etc.*, e apresentava estas informações em monitores dedicados. Além disso, ele escrevia em arquivos em disco o número da tomada de dados, a data, o número de eventos escritos em cada fita, e se houve falha em alguma unidade de fita. Este arquivo era posteriormente incluído no banco de dados da experiência.

4.2.3 Desempenho

O sistema obteve um desempenho excelente. Como foi mencionado anteriormente, o sistema admitia a falha de ACPs e unidades de fita, colocando-os inativos durante um período até que pudessem ser reinicializados. Todos os componentes comportaram-se bastante bem, exceto pelas unidades de fita que depois de 2000 horas de uso aproximadamente começaram a apresentar problemas mecânicos.

Durante os testes de performance, falsos eventos eram colocados no sistema pelos digitalizadores. Nós trocamos as posições dos módulos nos bastidores e verificamos que se o *Boss* fosse colocado na posição mais à direita, o fluxo de eventos através do sistema seria maior. Além disso, observamos que haviam manipuladores desnecessários nos bastidores, pois os 8 não eram mantidos 99% do tempo ocupados e, portanto, acabamos por usar 5 em vez de 8. Neste caso o sistema gravou nas fitas a uma taxa de 9.6 Mb/s. Observamos que este limite não foi determinado pelas exabytes como esperado, mas pela velocidade com que um ACP podia ter acesso ao barramento, o que era feito sempre que um *coletor* estava construindo um evento ou quando o *Boss* estava se comunicando com um manipulador ou com um controlador de fita.

Durante a tomada de dados real, o acelerador liberou 2×10^{12} prótons por *spill* e o número médio de eventos selecionados foi de 200000 por *spill*, sendo que cada evento continha ~ 3 Kb, o que dá uma taxa de entrada no sistema de 26 Mb/s em um *spill*. Como esta taxa era menor que a utilizada nos testes, o fluxo de dados através do sistema atingiu seu máximo de 9.6 Mb/s.

A E791 tomou dados durante 5 meses e gravou 20 bilhões de eventos em 24000 fitas

de 8mm. Estes dados estão agora sendo analisados e o objetivo da experiência de obter 100000 partículas com charm será facilmente atingido.

Capítulo 5

Reconstrução e Monte Carlo

Para analisarmos os dados fornecidos pelo sistema de aquisição de dados, é necessário que transformemos esses dados em propriedades físicas das partículas, tais como suas trajetórias, momento e identificação. A esta transformação chamamos de reconstrução dos eventos.

Para finalmente estudarmos os mecanismos de produção das partículas charmosas, é necessário conhecer a aceitação do espectrômetro, para sabermos exatamente quantas partículas charmosas foram produzidas, e não apenas as observadas. Para isso devemos simular a produção destas partículas e sua detecção pelo espectrômetro. A estes programas de simulação chamamos de programas de Monte Carlo. A aceitação do espectrômetro é definida como sendo a razão entre o número de eventos reconstruídos e o número de eventos gerados.

5.1 Reconstrução

O programa de reconstrução consistia basicamente de 3 passos: Passo0, Passo1 e Passo2, os quais serão descritos com mais detalhe abaixo. Após o Passo2, os eventos eram compactados e colocados em fitas chamadas DST (*Data Summary Tape*). Os eventos reconstruídos das DSTs ainda passavam por um programa que selecionava todos os eventos que possuissem ao menos um vértice secundário separado de uma certa distância do vértice primário. Além destes programas ainda existia o de identificação do tipo de partícula do

feixe, o qual associava a cada partícula uma probabilidade de ser pión, kaon ou próton, baseado nas informações do DISC e do TRD.

5.1.1 Passo0

Os primeiros 2000 eventos de cada fita provenientes do sistema de aquisição de dados, passam por um programa chamado Passo0 o qual extrai dos dados os canais com defeito dos SMDs, os pedestais dos ADCs e as larguras dos picos de prótons e píons provenientes do TRD.

A fita é então rebobinada e enquanto os outros programas (Passo1 e Passo2) reconstroem os dados, o Passo0 é chamado para acumular dados, tais como número médio de canais atingidos em cada plano de DC, número médio de fototubos atingidos do DISC, *etc..*

5.1.2 Passo1

O Passo1 é responsável pela determinação da trajetória e do momento das partículas. Primeiro tenta-se achar um traço nos planos de SMD. Os requisitos básicos que definem um traço exigem que haja pelo menos seis planos atingidos e que desses pelo menos um seja de cada um dos referidos como x , y e v . Após a direção básica ter sido determinada, é feita uma extrapolação da trajetória para os outros planos de SMD, para a D1 e para as câmaras proporcionais localizadas após o alvo. Procura-se então um sinal em torno dos lugares previstos pela extrapolação nos SMDs e tenta-se ajustar uma linha reta minimizando-se o χ^2 , o qual é dado por

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

onde p_i^p é a posição prevista no i -ésimo plano, p_i^m é a posição do sinal encontrado no mesmo plano e $n = 11$ é o número total de planos.

Após a determinação dos traços nos SMDs, eles são extrapolados para D3, passando pelos magnetos, onde se utiliza os mapas de campo de M1 e M2, e a partir desta trajetória determina-se o momento das partículas.

O Passo1 também calcula a trajetória do feixe utilizando os planos de SMD e PWC existentes na linha do feixe.

5.1.3 Passo2

As trajetórias determinadas no Passo1 são passadas para o Passo2, para extrair informações sobre a identificação das partículas utilizando-se os dados do Čerenkov, sobre a energia utilizando-se o SLIC e o Hadrômetro, e além disso, determinar os vértices existentes no evento.

Para identificar a partícula, o programa primeiro determina o número de foto-elétrons detectados em uma fotomultiplicadora do Čerenkov, e depois prevê este número devido a partículas de momento p , mas de diferentes massas. Comparando os dois números, ele determina uma probabilidade para o tipo da partícula. Esta probabilidade é calculada individualmente para os dois Čerenkov, e a probabilidade final (P_{final}) combina as informações dos dois e mais a probabilidade *a priori* (A_i), de modo que

$$P_{final} = P_{C1} \times P_{C2} \times A_i$$

e exigindo que $\sum_{i=1}^5 P_{final} = 1$.

A probabilidade *a priori* é a probabilidade de produção de partículas do tipo i em interações hadrônicas, a qual é usada quando não há informações de nenhum dos Čerenkov. Isto pode acontecer quando a partícula possui momento abaixo do limiar, ou quando seu momento é superior a 40 GeV, ou ainda quando a luz de 2 partículas atinge o mesmo fototubo. O valor destas probabilidades para cada um dos cinco tipos de partículas é $e = .01$, $\mu = .01$, $\pi = .84$, $K = .12$ e $p = .04$.

A determinação dos vértices foi baseada no valor do χ^2 por grau de liberdade (GL). A construção de um vértice começa com a junção de dois traços (determinados pelo SMD). Outros traços são adicionados a este vértice desde que $\chi^2/GL \leq 2$. O χ^2 de um vértice é definido como sendo a soma dos χ^2 de cada traço obedecendo a um vínculo de que todos passem pelo vértice. Assim, cada traço tem dois parâmetros variáveis. O número

de graus de liberdade é dado pelo número de planos atingidos pelo traço (n_i) menos o número de parâmetros usados no ajuste. Como existem três coordenadas do vértice e dois parâmetros para cada traço:

$$GL = \sum_i^N n_i - (3 + 2N)$$

onde N é o número de traços no vértice.

Após a determinação de um vértice, aqueles traços dela excluídos são ajustados a outros vértices. No final, o programa gera uma lista de vértices primários e secundários.

Uma vez que os eventos estejam completamente construídos, as informações desnecessárias para uma análise final são eliminadas e os dados gravados nas fitas DST.

5.1.4 Seleção de Eventos com Vértice Secundário

Uma das mais importantes características de eventos com partículas charmosas é a separação entre os seus vértices de produção e decaimento, os quais chamaremos primário e secundário, respectivamente. Para reduzir o nosso conjunto de dados, mantendo os eventos com charme, foi desenvolvido um programa, chamado *pair strip* que seleciona eventos com pelo menos um vértice secundário com uma separação do vértice primário bem definida.

Em primeiro lugar, o programa escolhe como vértice primário aquele que possui o maior número de traços. Depois ele escolhia um vértice de dois traços que passassem pelo primeiro magneto. Este vértice deveria passar por um conjunto de cortes (apresentados na Tabela 5.1), e neste caso o evento seria selecionado.

As variáveis z_{pri} e z_{sec} , que aparecem nesta Tabela, são as posições z dos vértices primário e secundário, respectivamente. Estes valores asseguram que o vértice está depois do último plano de SMD da linha do feixe. O corte no erro da posição z (σ_z) do vértice primário garante que ele seja de boa qualidade. As variáveis RAT, SDZ e PT2DK são esquematizadas na figura 5.1.

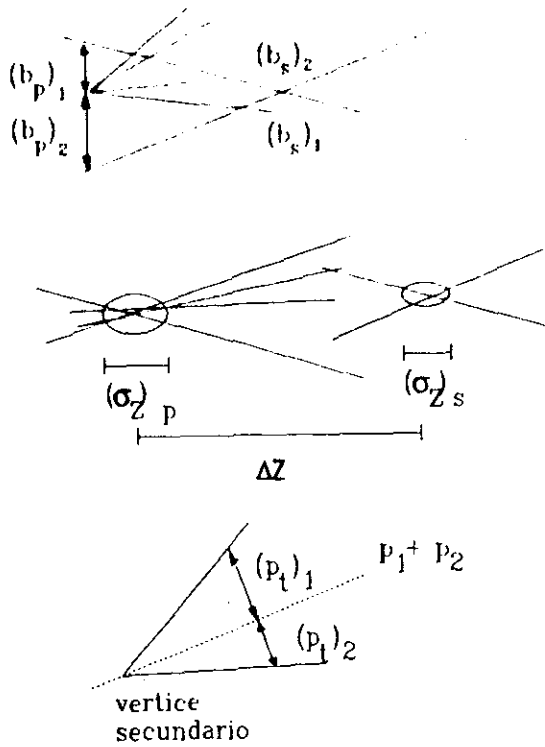


Figura 5.1: Cortes usados na seleção de eventos.

Um corte na variável RAT garante que os traços do vértice secundário não provenham do vértice primário. Para isto, determina-se o parâmetro de impacto de cada traço em relação aos dois vértices e faz-se um corte no valor de RAT dado por

$$RAT = \prod_{i=1}^2 \frac{(b_s)_i}{(b_p)_i}$$

onde b_s e b_p são os parâmetros de impacto do traço i em relação aos vértices secundário e primário, respectivamente.

O corte mais poderoso no que diz respeito à redução de *background* é o da variável SDZ , a qual é definida como sendo:

$$SDZ = \frac{z_{sec} - z_{pri}}{\sqrt{\sigma_{sec}^2 + \sigma_{pri}^2}}$$

onde σ_{sec}^2 e σ_{pri}^2 são os erros nas posições dos vértices secundários e primários respectivamente. Desta maneira, SDZ é uma medida de quantos *sigmas* os vértices estão separados um do outro.

Variável	Valor do corte
z_{pri}, z_{sec}	> -6 cm
σ_z	< 180 μ m
$(\chi^2/GL)_{sec}$	< 5
RAT	< 0.06
SDZ	> 6.0
PT2DK	> 0.1 GeV ²

Tabela 5.1: Cortes usados no programa de seleção de eventos com vértice secundário

Uma das fontes de *background* são as interações secundárias induzidas pelos traços do vértice primário, as quais são confundidas com um decaimento de partículas charmosas. O momento médio transversal das partículas de tal interação é da ordem de 0.3 GeV, enquanto que o de partículas provenientes dos decaimentos é da ordem de 1 GeV; utilizou-se então, um corte na variável PT2DK, dada por

$$PT2DK = \sum_i (p_i^2);$$

para reduzir esta fonte de *background*.

Com estes cortes obtivemos um fator de rejeição da ordem de 14, onde o fator de rejeição é definido como o número de eventos iniciais sobre o número de eventos que passaram por todos os cortes.

5.2 Monte Carlo

Para gerar os eventos de Monte Carlo, a E769 utilizou o programa PYTHIA 4.8 do CERN. Este programa gera os quarks c através de aniquilação quark-antiquark e fusão de um par de gluons. Após a geração dos quarks, o programa JETSET 6.3 era utilizado para hadronizar os partons, criando assim partículas observáveis e determinando seus momentos e energias. O JETSET baseia-se no modelo LUND de fragmentação de cordas.

Um programa chamado Digitalizador extrapola as trajetórias destas partículas através do espectrômetro. Ele determina as posições dos traços nos planos de SMD, PWC e DC, o número de foto-elétrons produzidos nos dois Čerenkov e a energia depositada nos calorímetros. Todos os dados são colocados no formato dos eventos reais da E769, transformando as quantidades físicas em fios atingidos ou sinais de fototubos. Nesta seção é incluído todo o nosso conhecimento do espectrômetro, tais como eficiência e ruído de cada detetor, canais com problemas, *etc.*. É claro que este conhecimento é limitado, o que nos leva a tomar bastante cuidado com medidas que dependam fortemente dos resultados obtidos com os eventos simulados.

Uma vez que os eventos de Monte Carlo estejam no mesmo formato dos eventos reais, eles são submetidos ao mesmo programa de reconstrução dos dados e ao programa de seleção de eventos com vértice secundário.

Capítulo 6

Análise dos Dados

Para realizarmos o estudo da seção de choque diferencial em x_F e p_T do D^* , é necessário, em primeiro lugar, a obtenção do sinal propriamente dito. Para isto devemos escolher alguns cortes que maximizem o sinal e, ao mesmo tempo, reduzam o *background*. Após a escolha dos cortes, devemos calcular a aceitação do espectrômetro para estes cortes para que possamos inferir quantos D^* 's foram efetivamente produzidos. A partir daí estamos prontos para estudar a distribuição em x_F , p_T , e a dependência da produção do D^* com o número de massa A do alvo. Todos estes passos serão detalhados neste capítulo.

O D^* , ressonância charmosa, é o “laboratório” escolhido nesta tese, para estudarmos os mecanismos de produção de charme. O decaimento do D^* em $D^0\pi$, com o D^0 decaindo em $K\pi\pi^0$, é o caso a ser estudado. A exigência de um pión neutro no estado final nos permitiu desenvolver uma técnica para obtenção do sinal, sem que fosse necessária a reconstrução do π^0 . Este método está sendo originalmente apresentado aqui por constituir parte essencial do trabalho nesta análise.

6.1 Determinação do Momento do π^0

A técnica é baseada no fato de que é possível obter o quadrimomento do π^0 desde que a direção do D^0 seja medida com precisão suficiente pelo detetor de vértice. Com o momento do sistema $K\pi\pi^0$, determina-se o momento do D^0 e do D^* (adicionando um outro pión ao D^0) e obtem-se o sinal da diferença de massa entre o D^* e o D^0 . A álgebra é mais simples

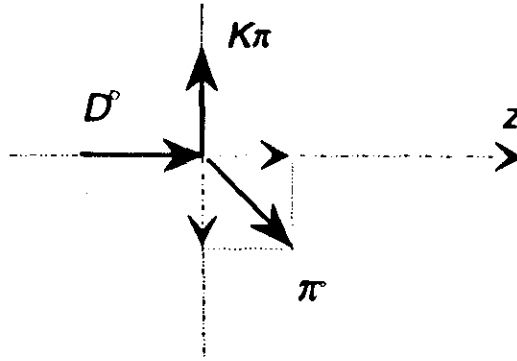


Figura 6.1: Decomposição dos momentos do D^0 e $K\pi\pi^0$.

no referencial em que o eixo z é escolhido na direção do D^0 e tal que o momento do $K\pi$ na direção z seja igual a zero, de modo que temos $p_{\pi^0}^T = p_{K\pi}$ (Veja Figura 6.1).

Tomando $M_{K\pi\pi^0} = M_D$ podemos obter o momento do π^0 na direção z :

$$M_{K\pi\pi^0}^2 = (E_{K\pi} + E_{\pi^0})^2 - (\vec{p}_{K\pi} + \vec{p}_{\pi^0})^2$$

como $\vec{p}_{K\pi} \cdot \vec{p}_{\pi^0} = -(p_{K\pi}^T)^2$ e $p_{\pi^0}^2 = (p_{\pi^0}^z)^2 + (p_{\pi^0}^T)^2$ obtemos:

$$(p_{\pi^0}^z)^2 = (E_{K\pi} + E_{\pi^0})^2 - M_D^2$$

Escrevendo a energia do π^0 em função do seu momento: $E_{\pi^0} = \sqrt{(p_{\pi^0}^z)^2 + (p_{\pi^0}^T)^2 + M_{\pi^0}^2}$ e substituindo na equação acima temos:

$$\frac{M_D^2 - E_{K\pi}^2 - (p_{K\pi}^T)^2 - M_{\pi^0}^2}{2E_{K\pi}} = \sqrt{(p_{\pi^0}^z)^2 + (p_{\pi^0}^T)^2 + M_{\pi^0}^2} \quad (6.1)$$

e finalmente obtemos uma expressão para o momento do π^0 na direção z em função de grandezas mensuráveis:

$$(p_{\pi^0}^z)^2 = \frac{(M_D^2 - E_{K\pi}^2 - (p_{K\pi}^T)^2 - M_{\pi^0}^2)^2}{4E_{K\pi}^2} - (p_{K\pi}^T)^2 - M_{\pi^0}^2 \quad (6.2)$$

Como o lado direito da equação 6.1 é uma energia, o seu lado esquerdo deve ser maior ou igual a zero.

as regiões do espectrômetro pelas quais o traço passou, e os seus valores foram escolhidos de modo que o traço passasse pelo menos pelo primeiro magneto para que fosse possível a determinação de seu momento.

Estes traços devem possuir cargas opostas e um deles deve ser identificado como kaon. Como os detetores de radiação de Čerenkov identificam melhor as partículas com momento entre 6 e 40 GeV/c, observamos a probabilidade de um traço ser kaon, para partículas com momento menor que 40 GeV e com momento maior que 40 GeV (Figura 6.2). Como vemos existe um maior número de partículas identificadas como kaons para momento menor que 40 GeV/c e, portanto, na análise final utilizamos diferentes cortes da probabilidade dada pelo Čerenkov para estas duas regiões de momento: se a partícula tivesse momento abaixo de 40 GeV/c, ela deveria ter probabilidade de ser kaon maior que 0.13 que é logo acima da probabilidade *a priori* (0.12) para ser identificada como kaon; se seu momento fosse maior que 40 o corte seria em 0.1, eliminando apenas os casos em que o traço seja positivamente identificado como pión ou próton. Quanto ao traço associado ao pión, utilizamos um corte na probabilidade de que ele fosse um pión (*piprob*) $> .2$ eliminando apenas os casos em que ele seja positivamente identificado como kaon ou próton.

Uma vez escolhidos os candidatos a $K\pi$, estes dois traços são ajustados em um vértice. Para determinarmos a qualidade do vértice utilizamos cortes no χ^2/GL do ajuste e na variável SDZ (definida no capítulo anterior) que representa a significância estatística da separação entre o vértice primário e secundário. A distribuição em SDZ no Monte Carlo e nos dados é apresentada na Figura 6.3 e a distribuição em χ^2 na Figura 6.4. A distribuição de S/\sqrt{B} para estas variáveis é mostrada na Figura 6.5. Os valores dos cortes são os apresentados na Tabela 6.1.

Tendo a posição do vértice primário e secundário (como foi dito anteriormente, o vértice primário é aquele que possui o maior número de traços), fica determinada a direção do suposto D^0 e a partir daí podemos tentar ajustar um π^0 ao vértice que contém o $K\pi$, utilizando a equação (6.2).

Como a equação (6.2) é quadrática, temos três possibilidades:

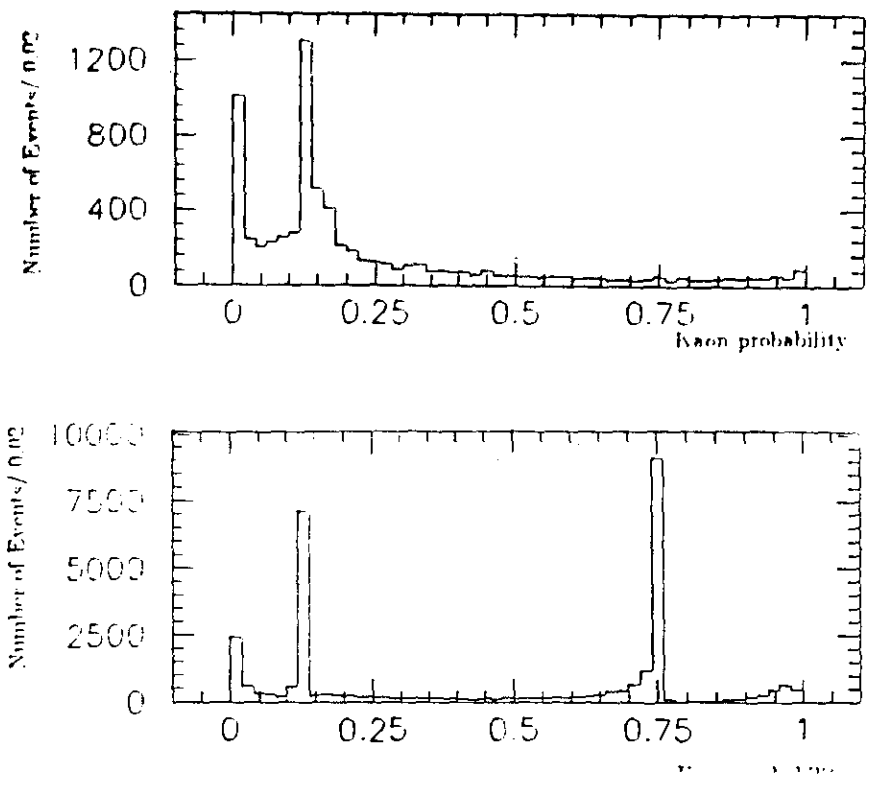


Figura 6.2: Probabilidade para o traço ser kaon para a) $p_K > 40$ GeV e b) $p_K < 40$ GeV.

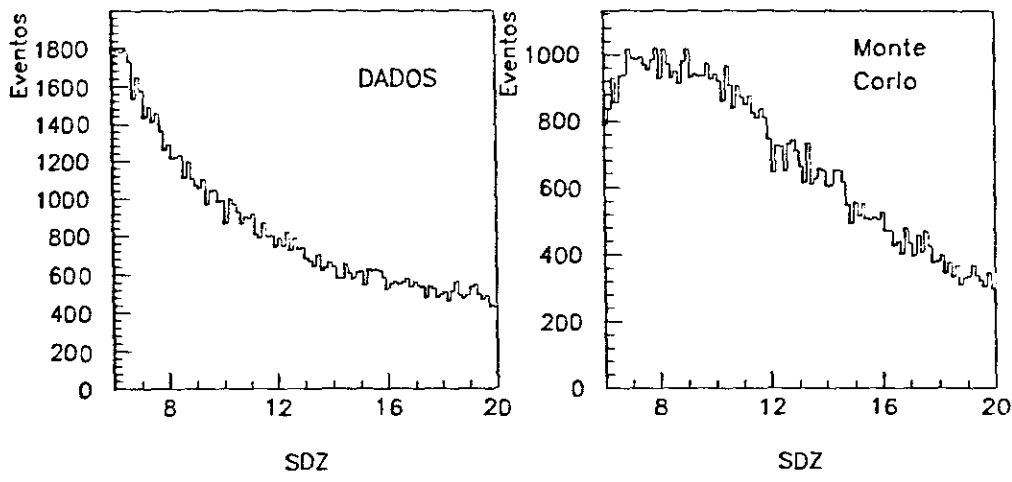


Figura 6.3: SDZ a) Monte Carlo b) Dados.

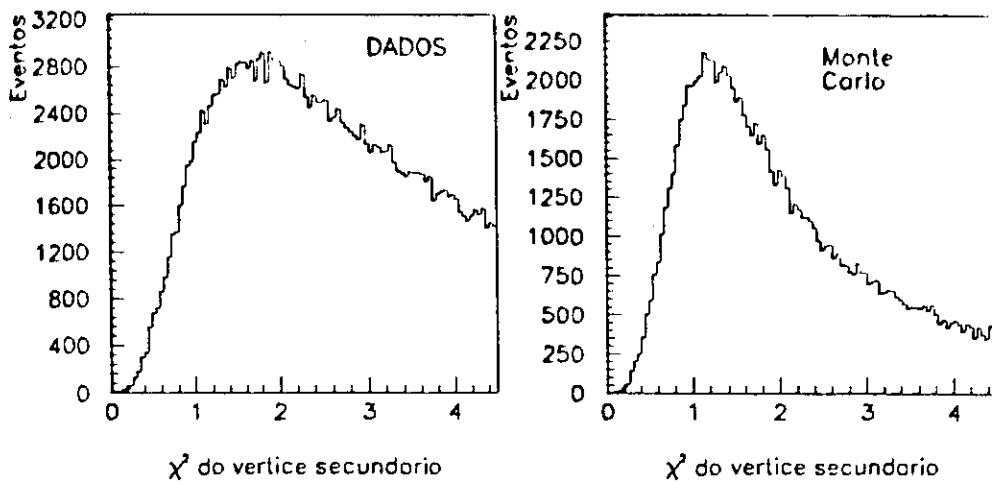


Figura 6.4: χ^2 a) Monte Carlo b) Dados.

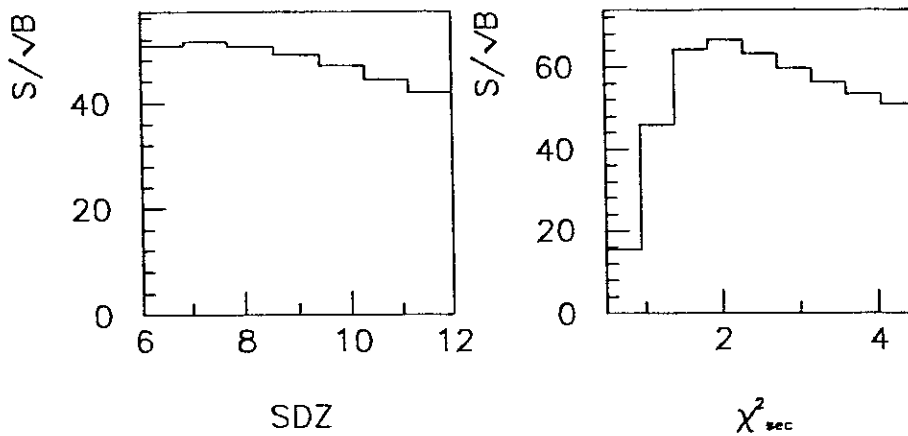


Figura 6.5: S/\sqrt{B} para a) SDZ e b) χ^2 .

- Se tivermos apenas uma solução, esta será a solução;
- Se tivermos duas soluções, será adotada a que nos der o menor valor para a massa do D^* . Esta escolha foi feita baseada em estudos com os eventos de Monte Carlo;
- Devido à resolução finita do detetor de vértice é possível que obtenhamos resultados não físicos como o valor do lado esquerdo da equação 6.1 menor que zero, ou o próprio valor de $(p_{\pi^0}^z)^2$ menor que zero. Tentamos então recuperar alguns eventos perdidos, variando de $\pm 1\sigma$ os parâmetros de medida dos traços. Voltaremos a falar deste assunto após a descrição de todos os cortes onde apresentaremos o efeito deste artifício.

Neste ponto temos o quadrimomento do sistema $K\pi\pi^0$ e portanto do D^0 também. Precisamos agora combinar um outro pión ao D^0 para formarmos o D^* . As exigências sobre este pión são que ele deva pertencer à lista de traços do vértice primário e sua carga deve ser oposta à do kaon. Esta propriedade pode ser ilustrada tomando como exemplo o D^{*+} , o qual é composto pelos quarks $c\bar{d}$. Como ele deve decair em $D^0(c\bar{u}) \pi^+(u\bar{d})$, para termos um kaon no estado final, as cargas das três partículas do D^0 devem ser $K^-(s\bar{u}) \pi^+(u\bar{d}) \pi^0(u\bar{u} + d\bar{d})$, se levarmos em conta apenas os canais favorecidos por Cabibbo, ou seja, $c \rightarrow s$.

De posse do quadrimomento do D^* ainda selecionamos apenas os eventos cujo momento seja menor que 250 GeV/c, que é o valor da energia do feixe, eliminando portanto eventos não físicos.

A diferença de massa entre o D^* e o D^0 é igual a $145.4 \pm .2 \text{ MeV}/c^2$, o que é aproximadamente a massa do pión ($139.6 \pm \text{ MeV}/c^2$). Isto faz com que tenhamos uma energia disponível, Q , definida como $Q = M(D^*) - M(D^0) - M(\pi)$, muito baixa (5.8 MeV), nos encontrando, portanto, no início do espaço de fase. Além disso, por se tratar de uma diferença, efeitos sistemáticos se cancelam resultando numa resolução superior a do sinal do próprio D^* . Todo o nosso estudo será baseado nos gráficos da diferença de massa subtraindo ainda o valor 145.4 MeV, ou seja, os gráficos de massa serão feitos na variável

$\Delta = M(D^*) - M(D^0) - 145.4 \text{ MeV}$, o que faz com que esperemos um pico em torno de zero.

Em uma análise convencional de decaimentos de D^* em $D^0 \rightarrow K\pi$ ou $K\pi\pi\pi$, onde todas as trajetórias são reconstruídas, um poderoso corte, que reduz o *background* drasticamente, é o corte na diferença de massa Δ , cujo valor na análise deste decaimento na E769 [21] foi de 2 MeV, estudando-se então o sinal na massa do próprio D^* . Como não podemos usar este corte, pois o nosso D^0 é um vínculo e não reconstruído, era quase impossível a observação do sinal. Decidimos portanto estudar o sistema $K\pi\pi^0$ em seu modo ressonante $K\rho$ com $\rho \rightarrow \pi\pi^0$ que possui ainda uma alta razão de ramificação $((7.8 \pm 1.1)\%)$ para o estado final $K\pi\pi^0$ total que é de $(11.9 \pm 1.2)\%$ [92]. O decaimento do D^0 em ρ nos permitiu a utilização de dois cortes que foram fundamentais para a nossa análise.

Um deles foi o corte na massa do ρ . A Figura 6.6 mostra a distribuição da massa do sistema $\pi\pi^0$ de eventos reais e de Monte Carlo (gerados com o D^* decaindo em $D^0\pi$ e o D^0 decaindo em $K\rho$). A distribuição nos sugere que devemos fazer um corte no valor da massa do $\pi\pi^0$, e o valor deste corte foi escolhido baseado no estudo do S/\sqrt{B} . A distribuição de S/\sqrt{B} para vários valores da massa é apresentada na Figura 6.7 e o valor do corte escolhido foi $M(\pi\pi^0) < 1 \text{ GeV}$.

O segundo corte, no que diz respeito ao ρ , foi na distribuição angular do seu decaimento. Como o ρ é um méson vetorial, no seu centro de massa a distribuição angular é proporcional a $\cos^2\theta$, onde θ é o ângulo entre a direção de uma das partículas do decaimento do ρ (no nosso caso escolhemos o π carregado) e a da outra partícula do decaimento do D^0 (o kaon). A distribuição em $\cos\theta$ para os dados reais e para os obtidos por Monte Carlo é mostrada na Figura 6.8 e a distribuição de S/\sqrt{B} para cortes nesta variável é apresentada na Figura 6.9. O valor escolhido para o corte foi $\cos\theta > 0.5$.

O último corte utilizado é o chamado “vida média”. O objetivo deste corte é eliminar as interações secundárias que são confundidas com os decaimentos das partículas que estamos tentando observar. A idéia é determinar um ponto máximo permitido para o decaimento da partícula charmosa que seria um certo múltiplo de sua vida média. Este

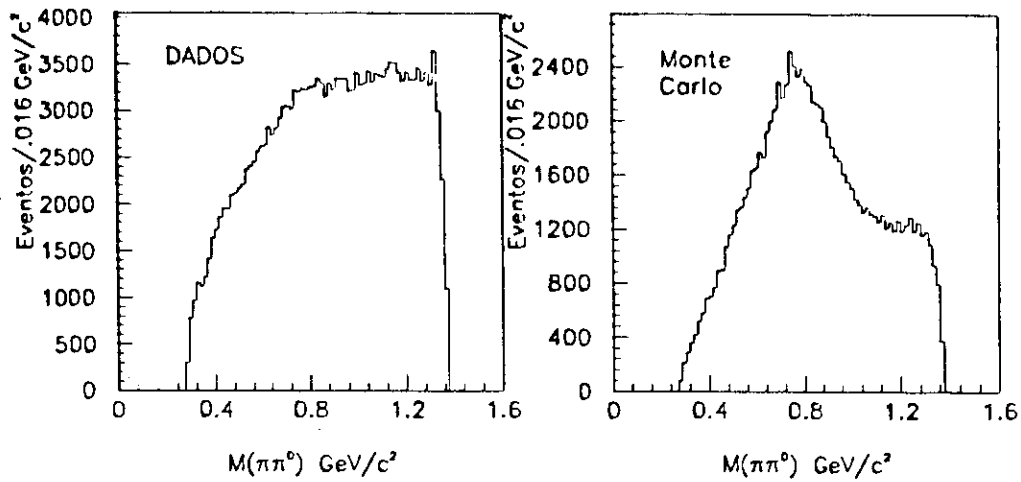


Figura 6.6: Massa do Sistema $\pi\pi^0$ para a) dados e b) Monte Carlo.

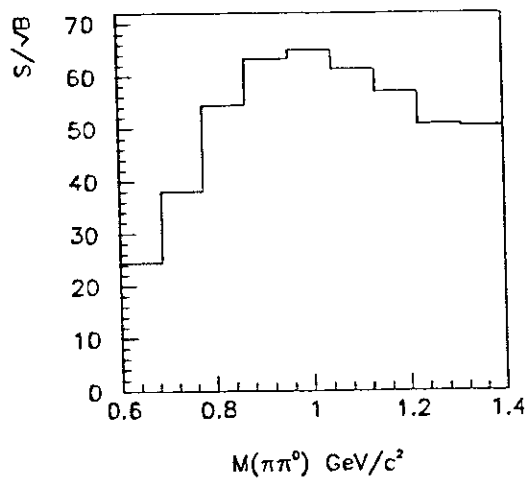


Figura 6.7: S/\sqrt{B} para valores da massa do sistema $\pi\pi^0$.

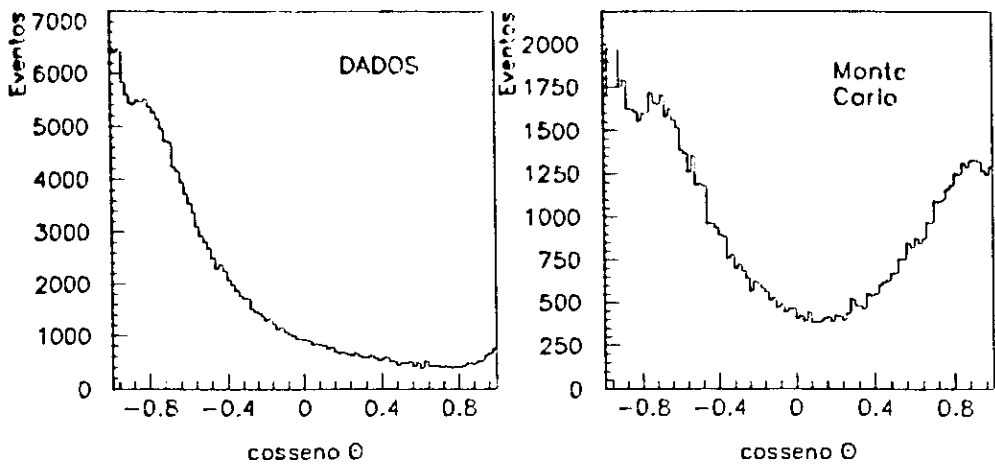


Figura 6.8: $\cos \theta$ para a) dados e b) Monte Carlo.

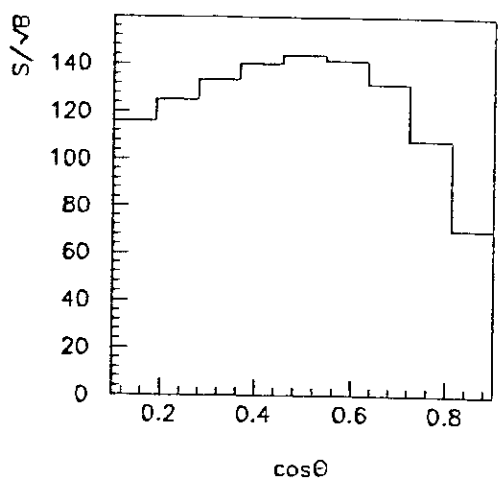


Figura 6.9: S/\sqrt{B} para valores de $\cos \theta$.

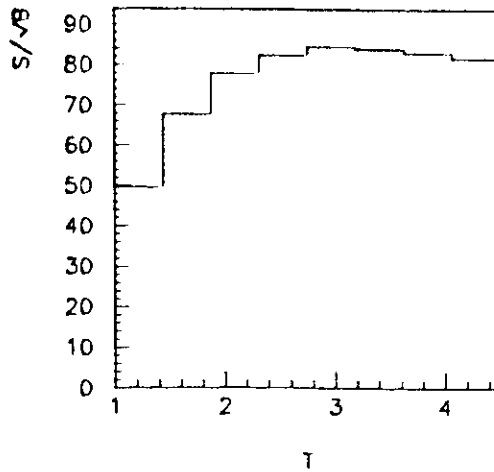


Figura 6.10: S/\sqrt{B} para valores de T .

ponto máximo deve ser considerado em relação ao corte SDZ utilizado na análise, pois apenas os eventos com SDZ maior que um certo valor são aceitos. A posição máxima permitida é definida como

$$z_{max} = z_{end} + T\gamma cT$$

onde $z_{end} = z_{pri} + sdzcut \frac{(z_{sec} - z_{pri})}{SDZ}$; $sdzcut$ é o valor do corte utilizado para sdz (6.); γcT é igual à razão entre a energia e a massa da partícula que decai, e T é o número de vidas médias permitido, o qual é escolhido também pelo método de maximização de S/\sqrt{B} . A distribuição de S/\sqrt{B} é mostrada na Figura 6.10 e o corte escolhido para z_{max} foi tal que desse um valor menor que 3 vidas médias a partir de z_{end} , ou seja $T = 3$.

Após a escolha de todos os cortes foi feita a seleção dos eventos a partir dos dados pre-selecionados pela *pair-strip*. O programa de seleção é escrito em Fortran e foi executado no *cluster* de *Sun Stations* da rede do Lafex – CBPF. O programa utiliza o pacote do CERN chamado HBOOK para gerar um banco de dados o qual guarda em um arquivo, para cada evento que passar pelos cortes, o valor das variáveis consideradas importantes na análise. Este banco de dados (chamado de *n-tuple*) é manipulado por um outro pacote do CERN chamado PAW (*Physics Analysis Workstation*) [93].

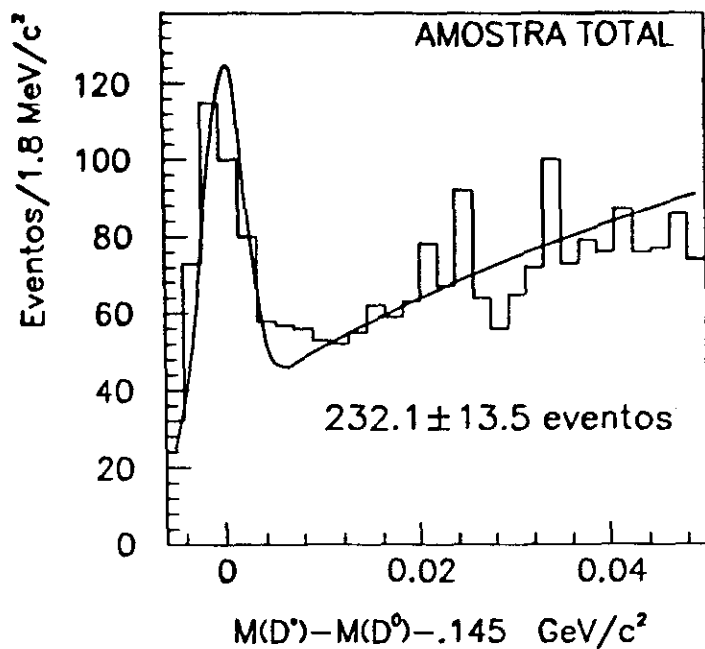


Figura 6.11: Sinal total nos dados.

O sinal de toda a amostra, após os cortes da Tabela 6.1, é apresentado na Figura 6.11. Para ajustar o sinal utilizamos uma gaussiana com largura e valor central fixados pelo Monte Carlo. O *background* é proporcional ao espaço de fase e, como estamos no seu início, ele é uma função de \sqrt{Q} [94]. O ajuste foi feito com a função $P1|(\Delta + .008)|^{0.5}$. Veremos mais adiante que o ajuste do *background* é a nossa maior fonte de erros sistemáticos. Os ajustes aos gráficos da diferença de massa foram feitos utilizando a opção de *Log-Likelihood* existente no PAW.

Como dissemos anteriormente, devido à insuficiente resolução da medida da direção do D^0 , podemos obter valores para $p_{\pi^0}^z$ que se encontrem fora do limite cinemático permitido. Quando este era o caso, variamos alguns parâmetros tais como, a posição x e y do vértice secundário, os momentos do kaon e do pión e o ângulo entre as direções destas duas partículas, para tentarmos aumentar a nossa eficiência na obtenção de valores físicos para $p_{\pi^0}^z$. O erro na medida dos momentos é dado por $\epsilon_p = 1\%(.05p + .5)$ e o erro nas posições

x e y do vértice secundário é da ordem de 20μ . Variamos estes parâmetros de $\pm(1$ a $5)\sigma$ e o estudo nos mostrou que a variação no ângulo entre o kaon e o pión não resultava em melhora significativa, mas a variação nos outros parâmetros (momento do pión e do kaon e posição x e y do vértice) de apenas 1σ elevou a nossa eficiência de 0.4% para 1.0%, um aumento significativo, que mostra o quanto a nossa técnica é sensível à resolução das medidas.

Na Figura 6.12 apresentamos o efeito da variação dos parâmetros dos traços para o ajuste de um π^0 ao vértice de decaimento do D^0 , para Monte Carlo e dados reais. Para nos certificarmos de que este artifício não favorece os eventos em que $\Delta = 0$ artificialmente, e sim porque estamos realmente perdendo eventos devido à insuficiência da precisão das medidas, aplicamos este método a eventos com a combinação errada da carga do kaon e do π proveniente do D^* , pois se eles têm a mesma carga eles não provêm do decaimento desejado. Aplicamos a variação dos parâmetros a este conjunto de dados e observamos que eles não favorecem eventos com $\Delta = 0$.

Os dados podem ser divididos em quatro subconjuntos de acordo com o feixe utilizado (em ordem temporal): O primeiro (R1) e o segundo (R2) se caracterizam por terem sido gerados com feixes compostos por píons e kaons negativos, sendo que a energia do primeiro foi de 210 GeV e a do segundo de 250 GeV; O terceiro (R3) utilizou feixe de píons e kaons positivos (250 GeV) e o quarto (R4) foi produzido por feixes de prótons. O quarto conjunto de dados não fará parte desta análise por possuir baixa estatística e por requerer um estudo mais completo do que o que se tem no presente; por questões de tempo será analisado em um outro momento.

Na nossa análise faremos quatro medidas dos valores dos parâmetros n e b utilizados para ajustar as distribuições em x_F e p_T^2 , respectivamente. Uma incluindo os eventos induzidos por kaons e píons, contribuindo para o nosso resultado de maior estatística, uma outra induzida apenas por píons, e esta última dividiremos ainda em *leading* e não *leading*. Os eventos *leading* são aqueles em que o D^* possui um dos quarks do feixe. Como o D^{*+} é formado pelos quarks $c\bar{d}$, para que ele possua um quark do feixe, este deve ser

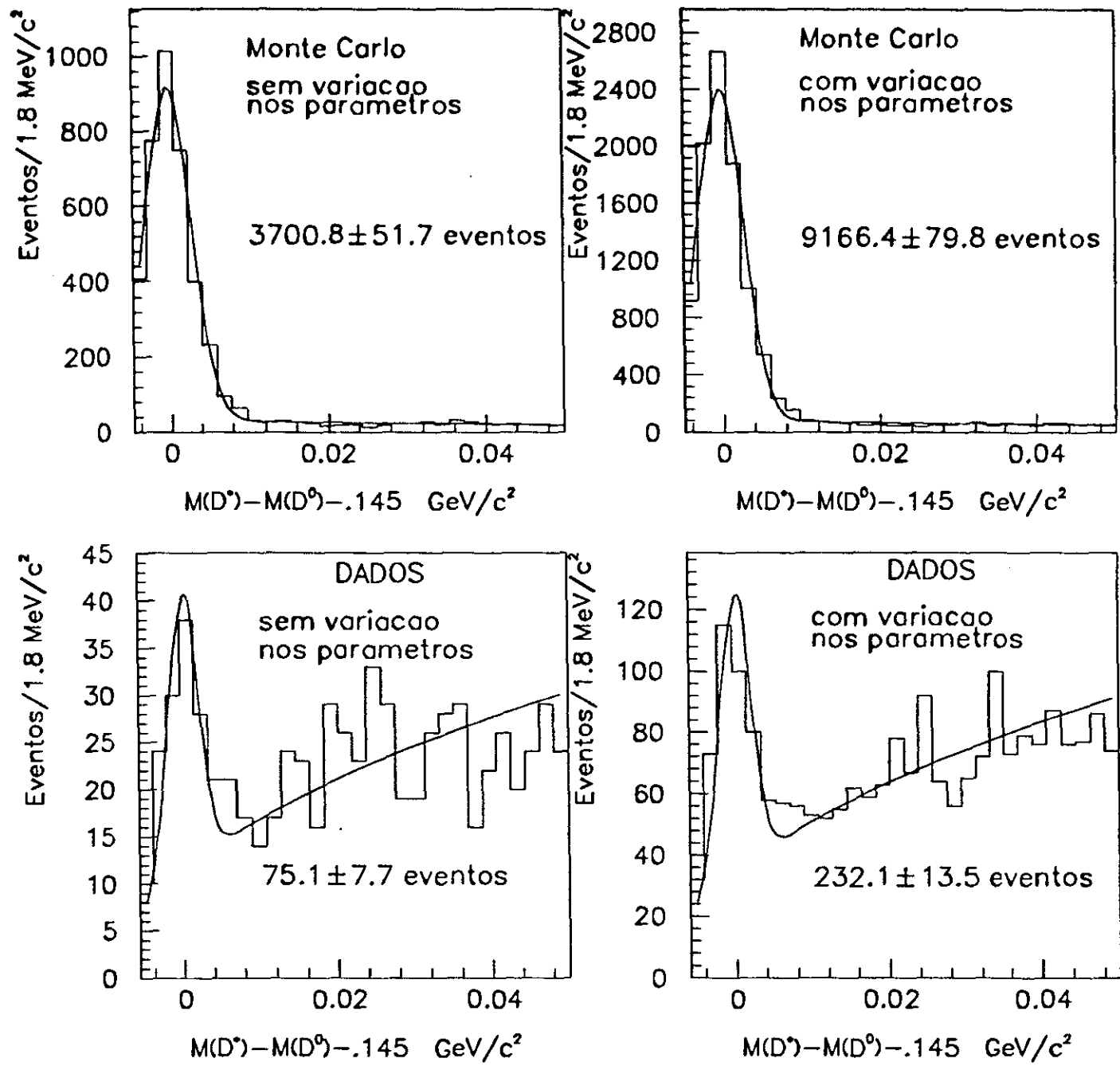


Figura 6.12: Sinal no Monte Carlo a) sem mudança nos parâmetros b) com mudança nos parâmetros. Sinal nos dados c) sem mudança nos parâmetros d) com mudança nos parâmetros.

positivo ($\pi^+(u\bar{d})$); portanto os eventos *leading* são os que o D^* possui a carga igual a do feixe. Os sinais dos eventos para estes quatro subconjuntos são mostradas na Figura 6.13.

Para o estudo da dependência em A, usamos eventos induzidos por mesons (kaons + píons), e induzidos apenas por píons. Neste estudo, não consideramos as quatro folhas de Berílio que se encontram entre os outros tipos de alvo (ver figura 3.11) para evitar erros sistemáticos devido à sua localização. A distribuição de massa em cada tipo de alvo para feixe de $K + \pi$ é mostrada na Figura 6.14.

6.3 Aceitação do Espectrômetro

Para estimarmos a aceitação do espectrômetro, geramos cerca de 871000 eventos que possuem pelo menos um D^{*+} decaindo em $D^0\pi^+$ e o D^0 decaindo em $K^-\rho^+$. Estes eventos devem passar pelo programa de digitalização que, conforme mencionamos no Capítulo 5, simula o espectrômetro colocando os eventos no formato dos dados reais.

Alguns parâmetros do programa de digitalização utilizados para os eventos induzidos por feixes negativos (R1+R2) foram diferentes dos utilizados para os induzidos por feixe positivo (R3). Isto porque após um certo tempo de tomada de dados a parte central das *drift chambers* ficou danificada devido a uma grande parte do feixe (98%) que atravessava o espectrômetro sem interagir com o alvo. Isto leva a uma aceitação diferente para os eventos induzidos por feixes positivos e negativos.

A geração, digitalização e reconstrução dos eventos requer um tempo computacional muito grande. Para se ter uma idéia, levar-se-iam 4 meses para realizar todos estes processos para a nossa amostra, em uma *workstation* VAX. Todos estes passos foram realizados nos nós de ACPII do Lafex, sem os quais não seria possível a realização deste trabalho em tempo hábil.

A Figura 6.15 mostra a distribuição da variável Δ após os cortes especificados na Tabela 6.1, para eventos de Monte Carlo digitalizados com os dois conjuntos de parâmetros. Para os eventos induzidos por feixe negativo temos uma aceitação de 1% e para os gerados por feixe positivo a aceitação é de 0.6%. Para o ajuste dos dados de Monte Carlo

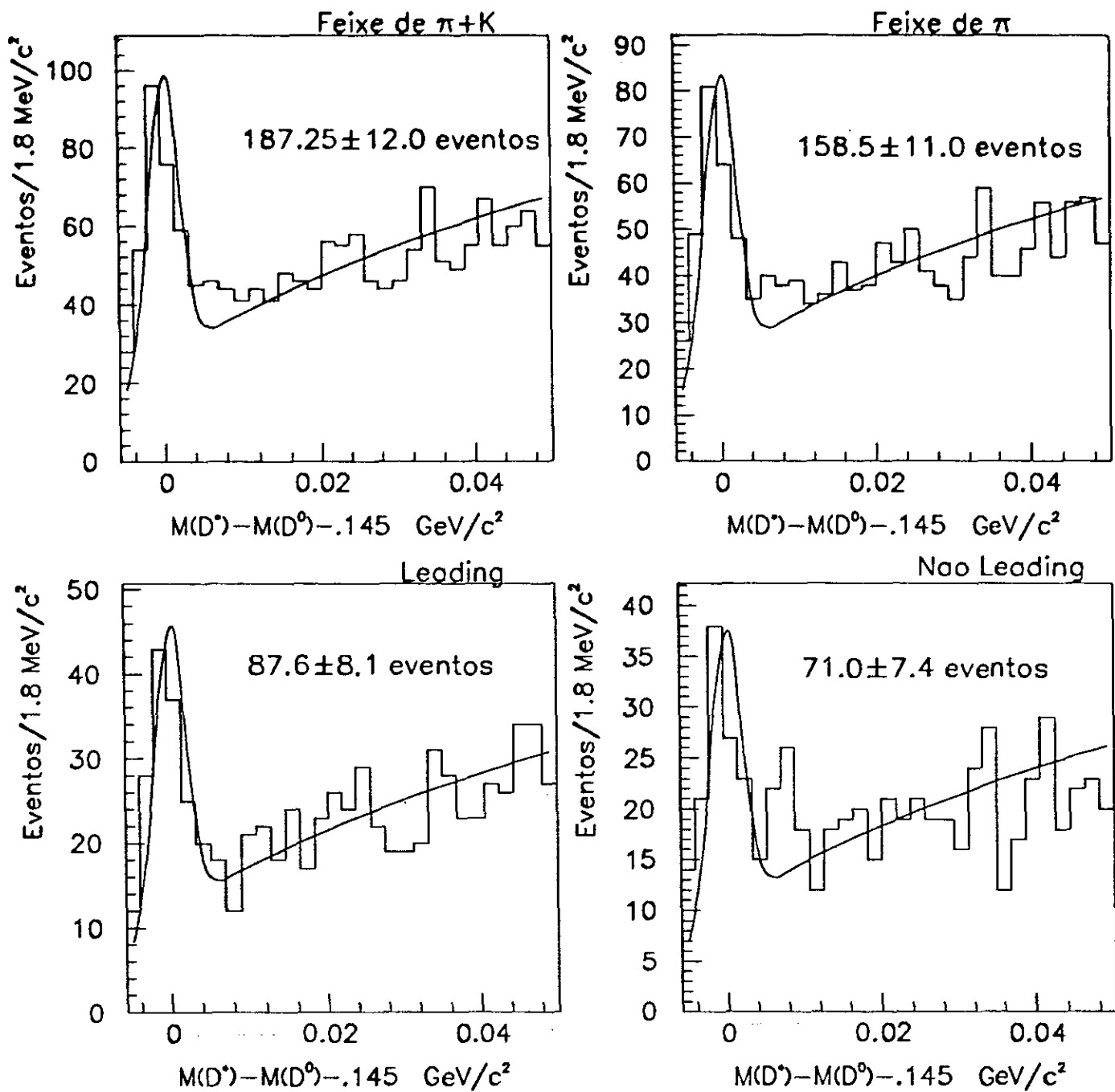


Figura 6.13: Distribuições de massa para diferentes subconjuntos dos dados.

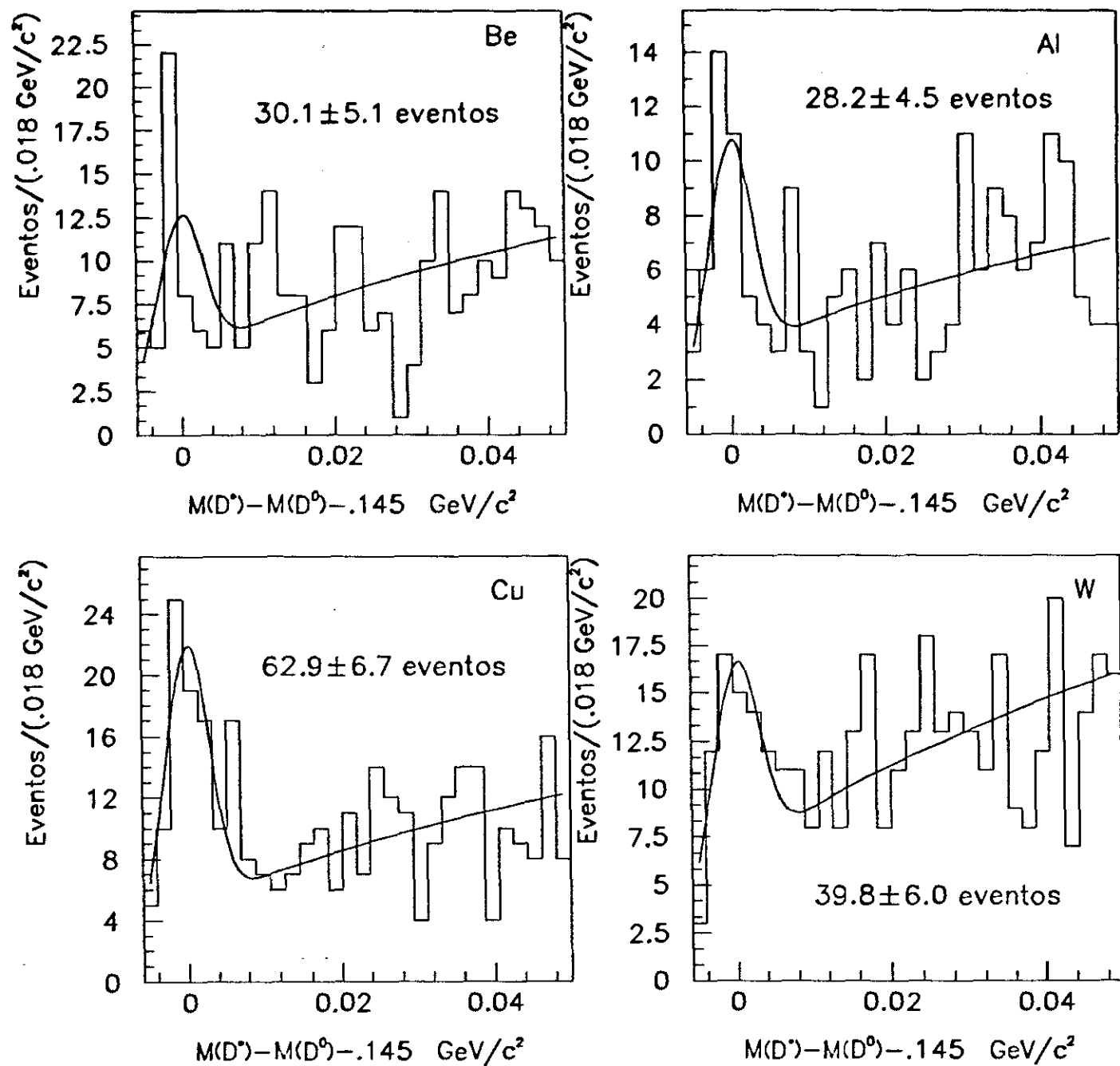


Figura 6.14: Distribuição de massa para os quatro alvos.

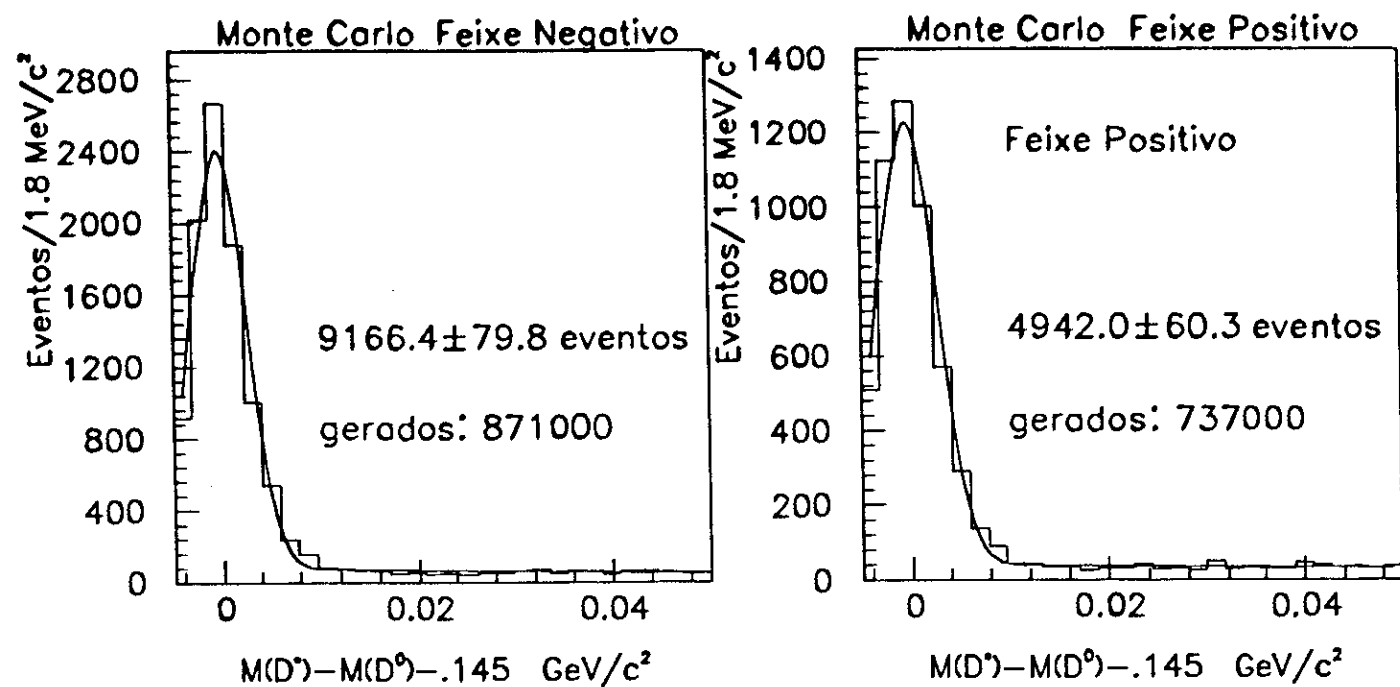


Figura 6.15: Sinal no Monte Carlo a) Simulação do detector para feixe negativo b) para feixe positivo.

utilizamos uma gaussiana (com largura e valor central livres) para o sinal e uma função linear para o *background*. Os parâmetros obtidos estão apresentados na Figura 6.15.

Os eventos de Monte Carlo devem, a princípio, modelar corretamente os nossos dados reais. Estudos feitos por membros da colaboração mostraram que o nosso Monte Carlo não representava bem a eficiência do *trigger*, nem a eficiência do Čerenkov na identificação de kaons. Portanto os eventos de Monte Carlo devem ainda sofrer correções devido a estas diferenças.

A diferença na eficiência do *trigger* foi principalmente devido ao fato de haver mais de uma partícula do feixe interagindo durante o intervalo do sinal de integração dos calorímetros e, portanto, a energia depositada devido a esta segunda partícula era também incluída na medida de E_T . Para resolver este problema [95] parametrizou-se a eficiência do *trigger* em função de uma variável chamada PT715 em vez da variável E_T , onde PT715 é a soma dos momentos transversos de todos os traços cuja *categoria* seja 7 ou 15. Os

traços que recebem estes valores para a *categoria* são aqueles que passaram pela terceira e pela quarta *drift chamber*, respectivamente, e portanto possuem a melhor determinação de momento. Como o momento é determinado pelas *drift chambers* (em conjunto com os magnetos) e o intervalo de integração do sinal destas é cerca da metade do dos calorímetros, reduz-se na mesma proporção a probabilidade de incluir uma segunda partícula do feixe no mesmo evento. As curvas de eficiência são então obtidas calculando-se a eficiência para um determinado *trigger* (E_T , por exemplo) em *bins* de PT715 e dividindo esta pela eficiência do *trigger* de interação. Esta razão foi parametrizada pela forma funcional:

$$Eff(PT715) = 1 - \frac{1}{1 + \exp \frac{p1715 - p1}{p2}}$$

onde $p1$ e $p2$ são os parâmetros de ajuste que dependem do tipo de *trigger* e do período da aquisição dos dados, ou seja, R1, R2, R3 ou R4. As curvas de eficiência para o *trigger* E_T ou E_Tb para R1, R2 e R3 são mostradas na Figura 6.16.

A discrepância na eficiência do Čerenkov foi devida a problemas no programa de simulação do detetor e para corrigirmos este efeito foram utilizados dados reais. Para determinar a eficiência do Čerenkov, para cada região de momento do kaon, foi utilizado [96] o sinal do $D \rightarrow K\pi\pi$ nos dados reais e nos de Monte Carlo. A razão entre as eficiências dos dados e do Monte Carlo em função do momento do kaon é apresentada na Figura 6.16. Cada evento de Monte Carlo é ponderado pelo valor desta razão para cada momento do kaon e pela eficiência do *trigger* para cada valor de PT715.

Como temos três conjuntos de Monte Carlo, um para feixe negativo de 210 GeV, outro para feixe negativo de 250 GeV e o terceiro para feixe positivo de 250 GeV, devemos calcular a aceitação para cada um destes conjuntos e depois combiná-las de modo que elas sejam ponderadas pelo número de eventos reais observados em cada região. Se O_1 , O_2 e O_3 são os números de eventos reais observados nas regiões R1, R2 e R3 respectivamente, e ac_1 , ac_2 e ac_3 as respectivas aceitações, teremos que o número total de eventos (T) efetivamente produzidos é a soma dos produzidos em cada região, ou seja:

$$\frac{O_1}{ac_1} + \frac{O_2}{ac_2} + \frac{O_3}{ac_3} = T$$

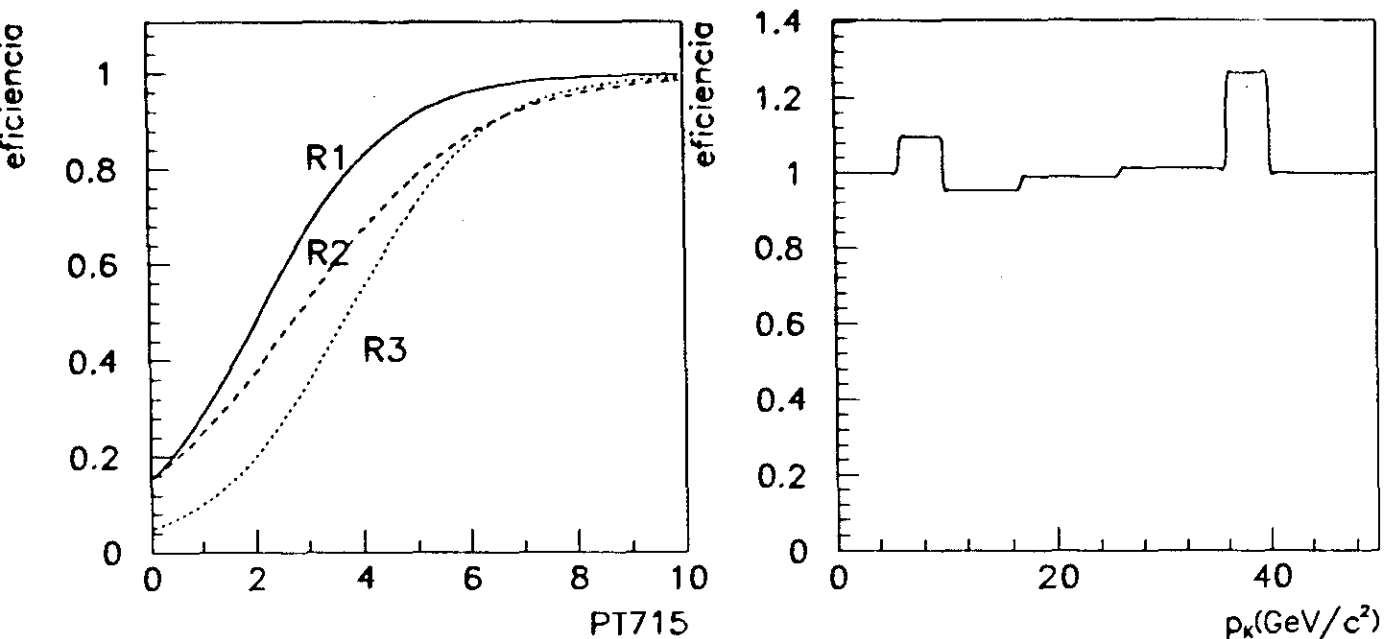


Figura 6.16: a) Curvas de eficiência do *trigger* E_T em função da variável $PT715$, para feixe de π^- b) Eficiência do Čerenkov para kaons em função do momento do kaon.

Feixe	O1	O2	O3	O1+O2+O3
$K + \pi$	30.6 ± 4.7	104.7 ± 8.8	52.1 ± 6.6	$187.3 \pm 12.$
π	26.7 ± 4.5	95.3 ± 8.4	36.9 ± 5.5	$158.5 \pm 11.$

Tabela 6.2: Número de eventos observados em cada região .

Se quisermos obter uma aceitação média ac_m tal que

$$\frac{O_1 + O_2 + O_3}{ac_m} = T$$

podemos extrair o valor de ac_m a partir do número de eventos observados e da aceitação em cada região . Os valores de O_1 , O_2 e O_3 para os eventos induzidos por pión e para os induzidos por píons ou kaons são apresentados na Tabela 6.2.

Para obtermos as distribuições em x_F , p_T e no número de massa do alvo, precisamos determinar a aceitação em cada *bin* de x_F , de p_T e em cada alvo. O procedimento para a obtenção das aceitações para cada uma destas variáveis será detalhado a seguir.

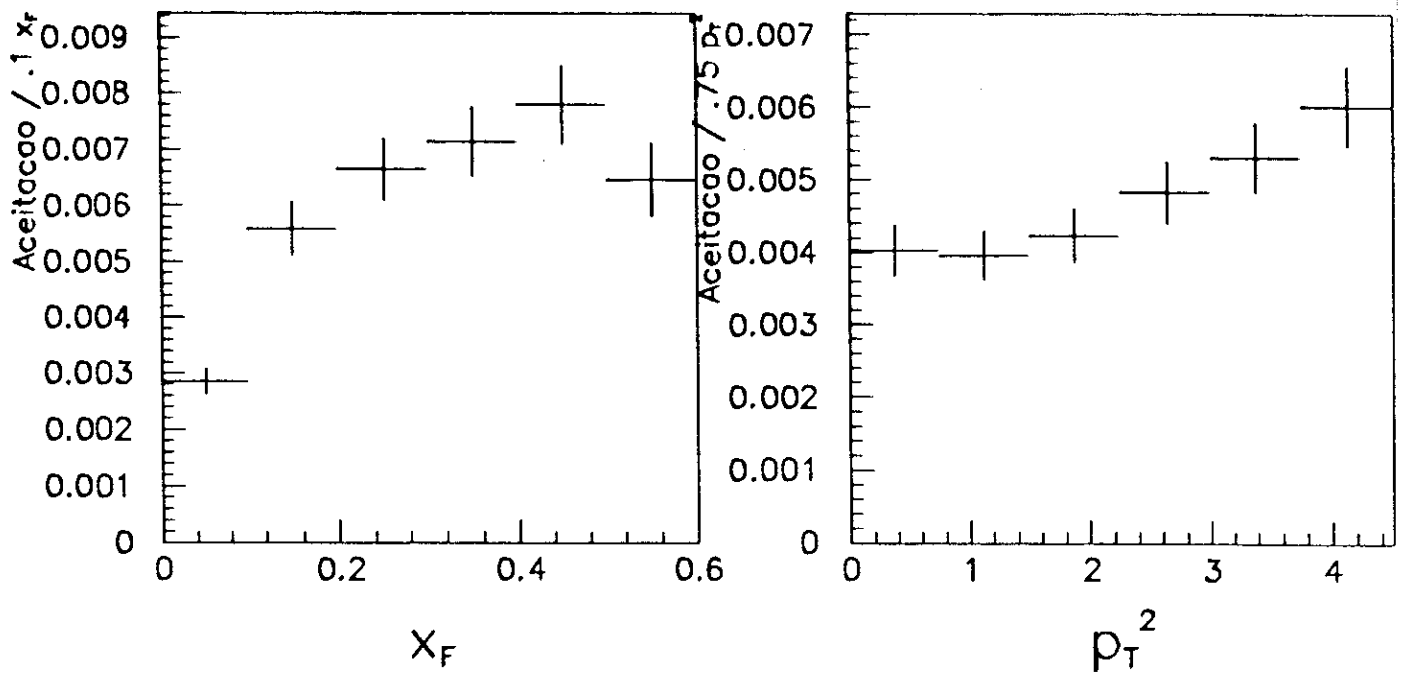


Figura 6.17: Aceitação média em *bins* de x_F e p_T^2 .

Em primeiro lugar devemos obter o número de eventos gerados em cada *bin*, seja de x_F ou p_T^2 . Os *bins* de x_F foram escolhidos em intervalos de 0.1 e os de p_T^2 em intervalos de 0.75. O próximo passo é obter o sinal nos eventos de Monte Carlo, com todos os cortes aplicados, para cada intervalo de x_F (ou p_T^2). Além disso os eventos de Monte Carlo são corrigidos de acordo com um peso devido às correções de eficiência do *trigger* e do Čerenkov citadas acima.

A aceitação para cada *bin* é calculada então dividindo-se o número de eventos de Monte Carlo que passaram pelos cortes, pelo número de eventos gerados, ambos em cada *bin*. Todos estes passos são feitos para os três conjuntos de Monte Carlo, e as distribuições da aceitação média em *bins* de x_F e p_T^2 , para feixe de mésons, são mostradas na Figura 6.17. A queda na aceitação para x_F perto de zero é devido à aceitação geométrica do detetor e a baixa aceitação para altos valores de x_F é principalmente devido aos cortes de vértice, aos “buracos” das *drift chambers* e à baixa eficiência de reconstrução dos traços quando estes possuem ângulos pequenos em relação ao eixo z .

Na Figura 6.18 é mostrada a aceitação média para cada material do alvo. A queda da aceitação para os materiais mais afastados do alvo (Berílio é o mais próximo ao alvo e o

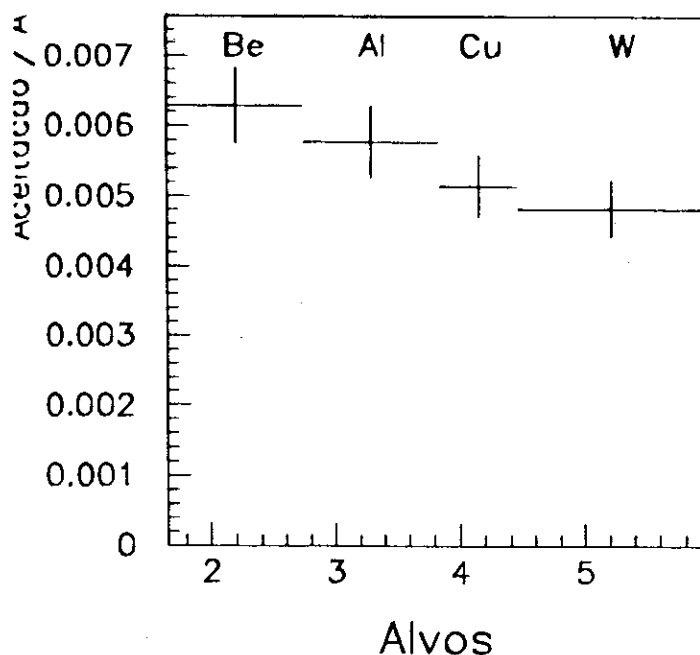


Figura 6.18: Aceitação média para cada material do alvo.

Tungstênio é o mais afastado) é devido à geometria do conjunto e aos cortes de vértice, pois a resolução dos SMD depende da coordenada z do vértice.

6.4 Resultados

Para a obtenção do sinal dos eventos reais em *bins* de x_F e p_T^2 utilizamos todos os tipos de *trigger*: E_T , E_{Tb} , E_{Tk} e interação. A inclusão de todos os tipos é motivada pelo fato do cálculo de n e b não ser sensível à forma da curva da eficiência do *trigger*, além de desejarmos usar o máximo possível de eventos para termos uma maior significância estatística. Nas Figuras 6.19 apresentamos o sinal nos eventos em *bins* de x_F apenas para os eventos induzidos por píons ou kaons. Na Figuras 6.20 são apresentados o sinal em *bins* de p_T^2 também para a mistura de feixes de píons e kaons. Os nossos dados se encontram nos intervalos $0 < x_F < .6$ e $0 < p_T^2 < 4.5$. Os valores do sinal em *bins* de x_F e p_T^2 para os eventos induzidos por píons, para os *leading* e não *leading* estão agrupados na Tabela 6.3.

Finalmente, os sinais corrigidos pelas aceitações em *bins* de x_F e p_T^2 são apresentados nas Figuras 6.21 e 6.22 para os quatro subconjuntos dos dados. Aos pontos experimentais,

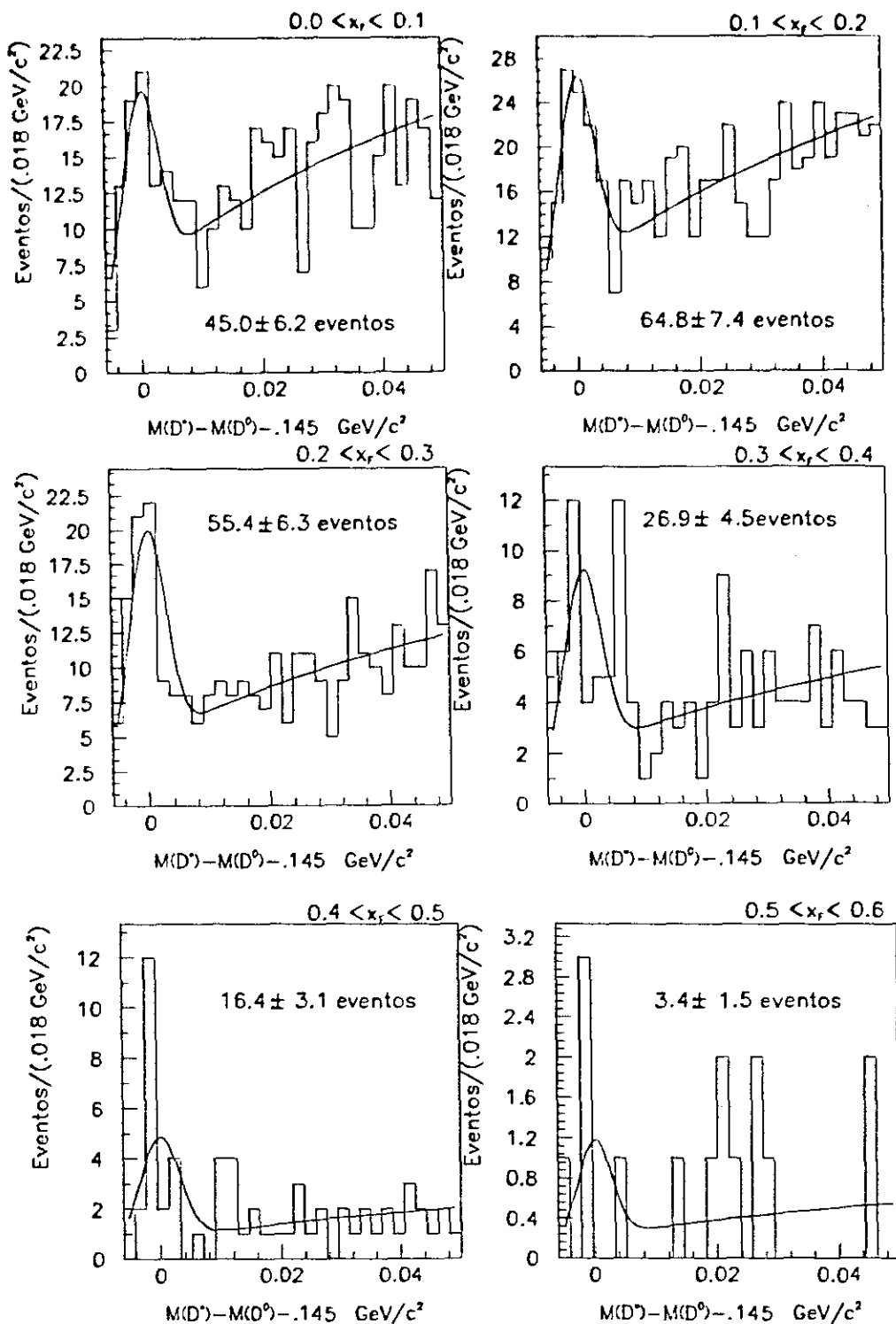


Figura 6.19: Sinais em bins de x_F para eventos induzidos por píons+kaons.

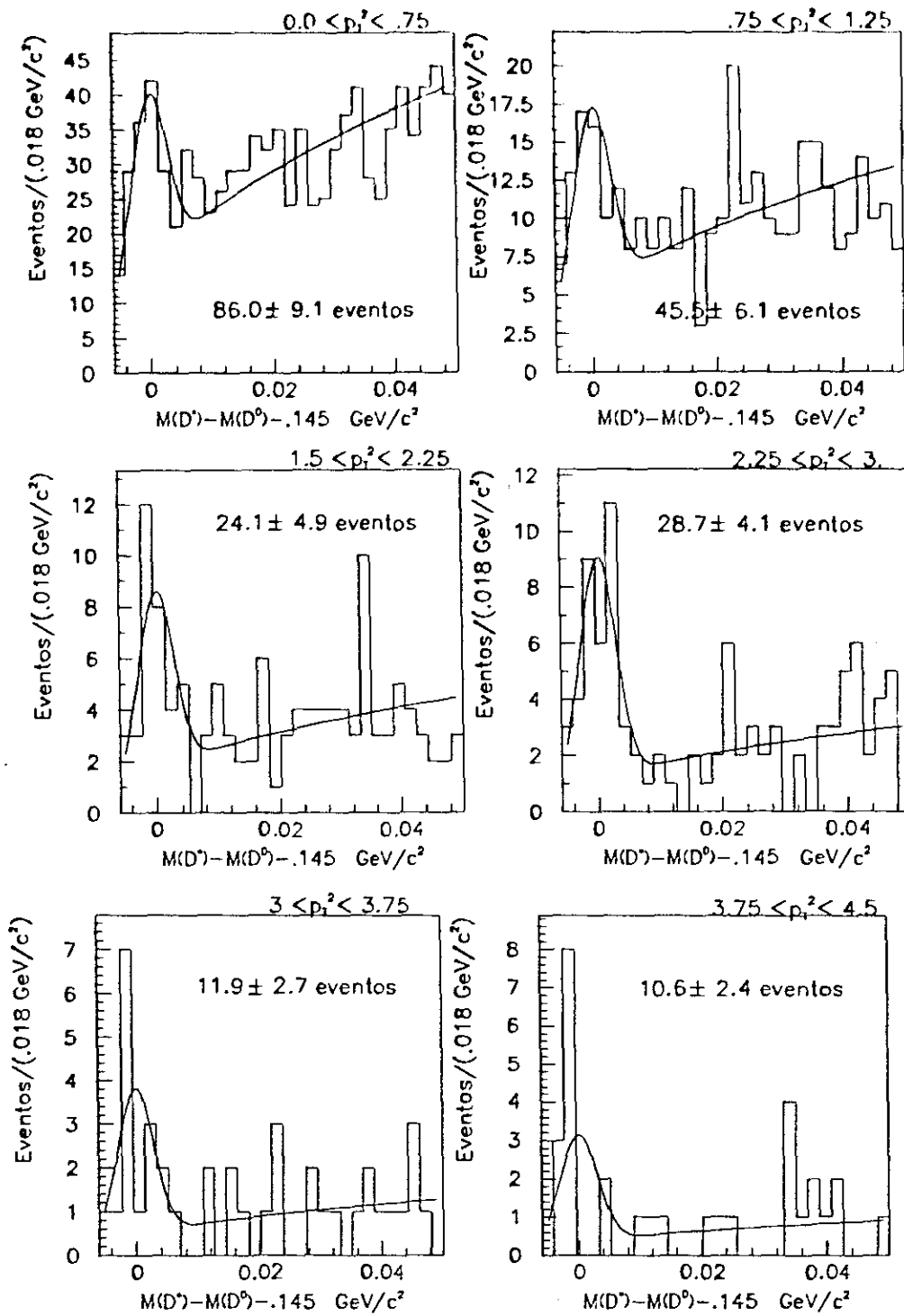


Figura 6.20: Sinais em bins de p_T^2 para eventos induzidos por píons+kaons.

Intervalo	Méson	Píon	Leading	Não Leading
$0.0 < x_F < 0.1$	44.93 ± 6.25	40.39 ± 5.88	21.37 ± 4.25	19.02 ± 4.05
$0.1 < x_F < 0.2$	64.39 ± 7.35	53.78 ± 6.71	32.60 ± 5.12	21.29 ± 4.32
$0.2 < x_F < 0.3$	55.30 ± 6.24	46.10 ± 5.71	26.36 ± 4.26	19.82 ± 3.80
$0.3 < x_F < 0.4$	27.02 ± 4.51	24.31 ± 4.28	11.01 ± 2.92	13.60 ± 3.14
$0.4 < x_F < 0.5$	16.30 ± 3.09	10.18 ± 2.45	5.53 ± 1.78	6.0 ± 2.0
$0.5 < x_F < 0.6$	3.449 ± 1.49	4.0 ± 2.0	4.0 ± 2.0	-
$0.00 < p_T^2 < 0.75$	85.98 ± 9.07	76.58 ± 8.44	36.15 ± 6.01	40.74 ± 5.93
$0.75 < p_T^2 < 1.5$	45.48 ± 6.07	37.22 ± 5.59	24.26 ± 4.32	13.23 ± 3.52
$1.50 < p_T^2 < 2.25$	23.88 ± 3.95	18.40 ± 3.52	10.94 ± 2.59	7.32 ± 2.38
$2.25 < p_T^2 < 3.0$	28.71 ± 4.13	21.71 ± 3.61	12.70 ± 2.69	8.96 ± 2.40
$3.00 < p_T^2 < 3.75$	11.88 ± 2.65	10.32 ± 2.42	6.0 ± 2.0	3.53 ± 1.49
$3.75 < p_T^2 < 4.5$	10.64 ± 2.43	10.86 ± 2.44	4.86 ± 1.65	6.00 ± 1.79

Tabela 6.3: Valores para o sinal em intervalos de x_F e p_T^2 para os quatro subconjuntos dos dados.

ajustamos as curvas

$$N_{D^*}^{prod}(x_F) \propto (1 - x_F)^n \qquad N_{D^*}^{prod}(p_T^2) \propto e^{-bp_T^2}$$

Os valores obtidos para os parâmetros n e b estão contidos na Tabela 6.5 no final da seção. Podemos observar que as parametrizações se ajustam bem aos nossos resultados nos intervalos de x_F e p_T^2 em que nossas medidas foram feitas.

Para o estudo da dependência em A podemos escrever a seção de choque como:

$$\sigma_{D^*} \equiv \frac{N_{D^*i}^{prod}}{N_{inc}} \frac{A_i}{\rho_i N_A l_i} \propto A^\alpha$$

e portanto,

$$N_{D^*i}^{prod} \propto \frac{\rho_i l_i}{A_i} A^\alpha$$

onde ρ e l são, respectivamente, a densidade e espessura de cada alvo; N_A é o número de Avogadro, $N_{D^*i}^{prod}$ é o número de D^* produzidos e N_{inc} é o número de partículas incidentes. O ajuste do sinal corrigido para cada alvo, juntamente com o valor obtido para α , é apresentado na Figura 6.23 para feixe de $K + \pi$ e para feixe de π . Estes resultados são integrados em todo o intervalo de $0 < x_F < 1$ e $0 < p_T < 10$ GeV/c.

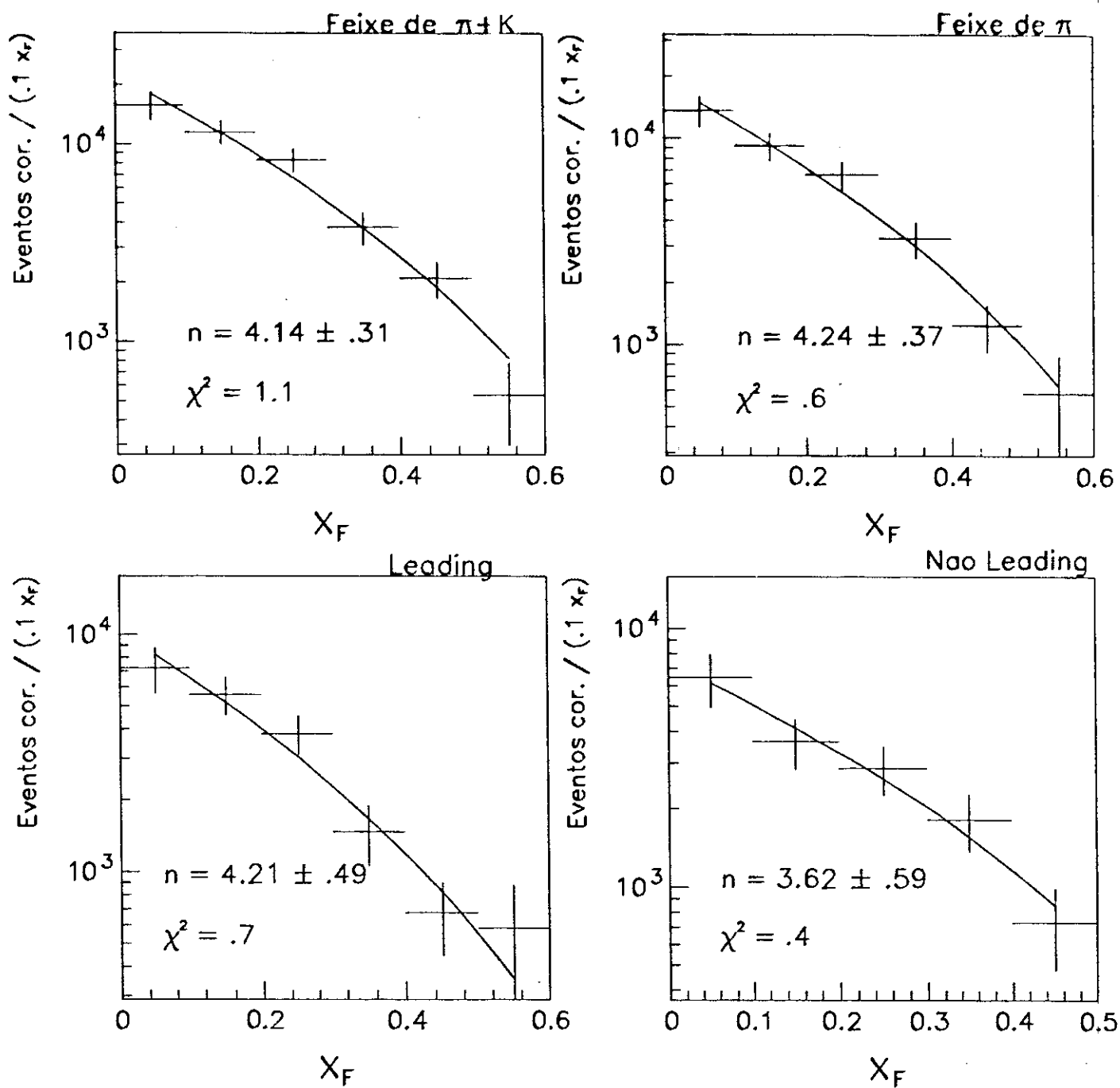


Figura 6.21: Dependência da produção de D^* com x_F . Ajuste à curva $N(1 - x_F)^n$

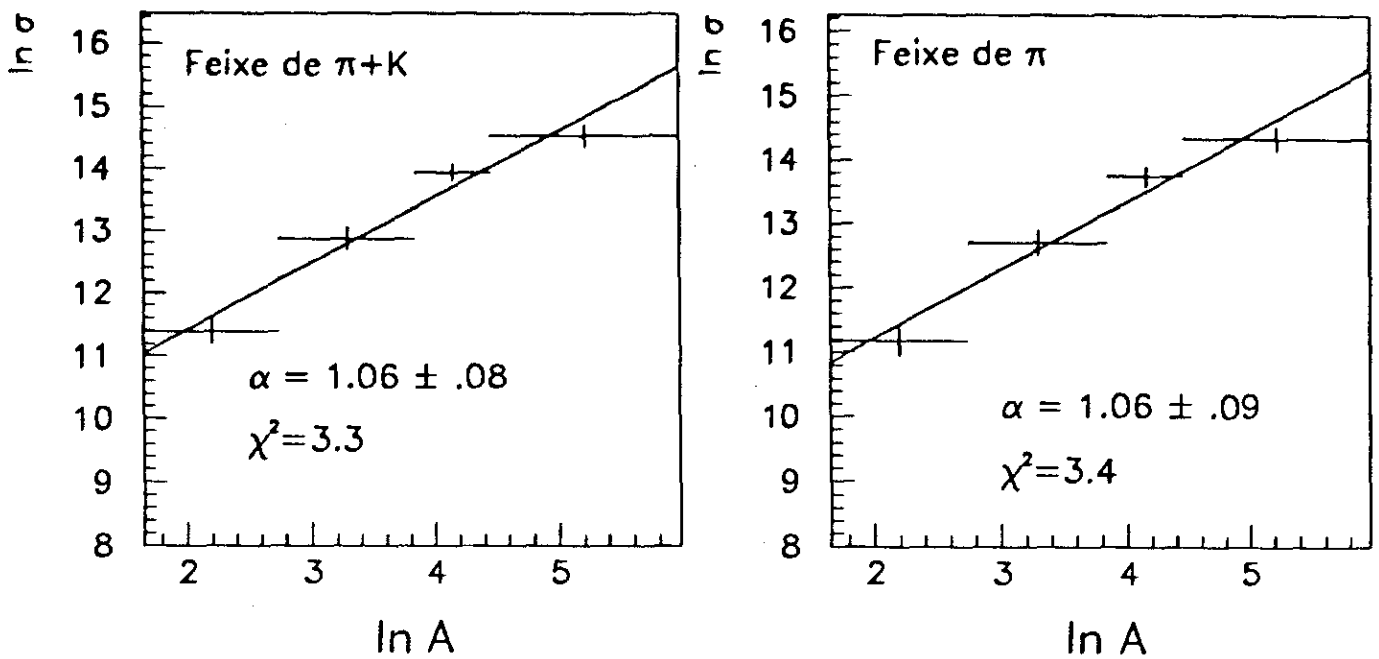


Figura 6.23: Dependência da produção de D^* com o número de massa.

6.5 Erros Sistemáticos

Consideramos quatro tipos de erros sistemáticos devidos: à correção do *trigger*, à correção do Čerenkov, ao ajuste nos gráficos da diferença de massa e à escolha dos cortes utilizados na análise.

Para estimarmos o efeito das correções do *trigger* e do Čerenkov, obtivemos os valores de n , b e α sem utilizar as respectivas correções nas aceitações. A diferença dos valores assim medidos e os valores obtidos com as correções nos dá uma estimativa de um valor máximo de erro sistemático. Estimamos que conhecemos a simulação do *trigger* e do Čerenkov em cerca de 20%, tomamos como erro sistemático 20% da diferença entre os valores dos parâmetros. Os valores destes erros se encontram na Tabela 6.4 .

Para estimarmos os erros sistemáticos provenientes do ajuste dos gráficos de diferença de massa, deixamos um parâmetro a mais livre, a potência na função $P1|(\Delta + .008)|^{P3}$ usada para o ajuste do *background*, lembrando que $P3$ era fixo em 0.5. Este valor de

0.5 foi escolhido com base em argumentos físicos de que o *background* é proporcional ao espaço de fase que por sua vez é proporcional a $Q^{0.5}$. Porém vemos que em alguns histogramas um valor diferente se ajusta melhor. Deixamos portanto este parâmetro livre porém sempre observando se o valor fornecido pelo programa de ajuste se encontrava entre 0 e 1. Caso contrário, tentava-se fixar o parâmetro estimando-se um valor que se ajustasse ao gráfico. Consideramos que o erro sistemático devido a estes ajustes era de 20% do valor da diferença de n , b e α . Podemos observar na Tabela 6.4 que estes são as maiores fontes de erros sistemáticos na nossa medida.

Para avaliarmos o erro devido à escolha dos valores dos cortes utilizados, obtivemos valores de n , b e α usando aceitações produzidas e suprimindo alguns cortes. Como nossos cortes só dependem de características geométricas e da eficiência do espectrômetro, as quais julgamos que sejam bem modeladas pelo Monte Carlo, podemos tomar uma fração pequena da diferença dos valores, a qual foi escolhida como sendo 5%. Para a determinação deste erro utilizamos apenas os dados de π^- a 250 GeV/c, pois supomos que os demais se comportem da mesma maneira.

Na Figura 6.24 apresentamos graficamente os valores de n , b e α obtidos. Como os erros sistemáticos são independentes, eles foram somados em quadratura para obtermos o valor final. Nosso resultado final, incluindo os erros sistemáticos, são apresentados na Tabela 6.5 onde o primeiro erro é o estatístico e o segundo o sistemático.

6.6 Comparação com Outras Medidas

Apresentamos na Figura 6.25 uma comparação dos valores de n obtidos nesta tese com medidas realizadas por outros experimentos. Nesta figura, $E769_1$ representa a nossa medida dos valores de n , para a qual, como foi dito anteriormente, usamos a cadeia de decaimento $D^* \rightarrow D^0\pi$, com D^0 decaindo em $K\pi\pi^0$; $E769_2$ é uma medida independente feita por outro membro da colaboração [21] utilizando um sinal de 414 D^* em outra cadeia de decaimento $D^0\pi$, $D^0 \rightarrow K\pi$. É importante compararmos duas medidas independentes dentro de um mesmo experimento para evitarmos efeitos causados pelo uso de diferentes

	n	Erro sist. assoc. a n	b GeV ⁻²	Erro sist. assoc. a b	α	Erro sist. assoc. a α
Méson						
Medida Padrão	4.14 ± 0.31		0.68 ± 0.06		1.06 ± 0.08	
Sem Cor. \check{C}	4.11 ± 0.30	.01	0.68 ± 0.06	.001	1.06 ± 0.08	.0001
Sem Cor. <i>Trigger</i>	4.28 ± 0.30	.02	0.65 ± 0.06	.006	1.07 ± 0.08	.0024
Ajuste livre	4.04 ± 0.37	.02	0.55 ± 0.07	.025	1.01 ± 0.12	.0092
Pion						
Medida Padrão	4.24 ± 0.37		0.67 ± 0.07		1.06 ± 0.09	
Sem Cor. \check{C}	4.20 ± 0.37	.01	0.67 ± 0.07	.001	1.06 ± 0.09	.0001
Sem Cor. <i>Trigger</i>	4.35 ± 0.37	.02	0.64 ± 0.07	.006	1.07 ± 0.09	.0022
Ajuste Livre	4.23 ± 0.40	.01	0.60 ± 0.09	.012	0.99 ± 0.13	.0152
Leading						
Medida Padrão	4.21 ± 0.49		0.66 ± 0.08			
Sem Cor. \check{C}	4.35 ± 0.51	.03	0.66 ± 0.08	.001		
Sem Cor. <i>Trigger</i>	4.16 ± 0.49	.01	0.63 ± 0.08	.006		
Ajuste livre	4.67 ± 0.54	.09	0.60 ± 0.09	.012		
Não Leading						
Medida Padrão	3.62 ± 0.59		0.76 ± 0.12			
Sem Cor. \check{C}	3.57 ± 0.59	.01	0.76 ± 0.12	.001		
Sem Cor. <i>Trigger</i>	3.72 ± 0.59	.02	0.73 ± 0.12	.006		
Ajuste Livre	3.45 ± 0.62	.03	0.65 ± 0.15	.022		
π^- 250 GeV	4.39 ± 0.38		0.72 ± 0.09		1.1 ± 0.09	
sem cortes	4.34 ± 0.39	.01	0.80 ± .1	.017	1.1 ± .1	.0090

Tabela 6.4: Valores de b, n e α para diferentes correções e erro sistemático associado a cada uma delas.

Feixe	n	b GeV ⁻²	α
$K + \pi$	4.14 ± 0.31 ± 0.03	0.68 ± 0.06 ± 0.03	1.06 ± 0.08 ± 0.01
π	4.24 ± 0.37 ± 0.02	0.67 ± .08 ± 0.03	1.06 ± 0.09 ± 0.02
<i>Leading</i>	4.21 ± 0.49 ± 0.09	0.66 ± 0.09 ± 0.02	
<i>Não Leading</i>	3.62 ± 0.59 ± 0.04	0.76 ± 0.13 ± 0.03	

Tabela 6.5: Valores de n, b e α. O primeiro erro é estatístico e o segundo sistemático.

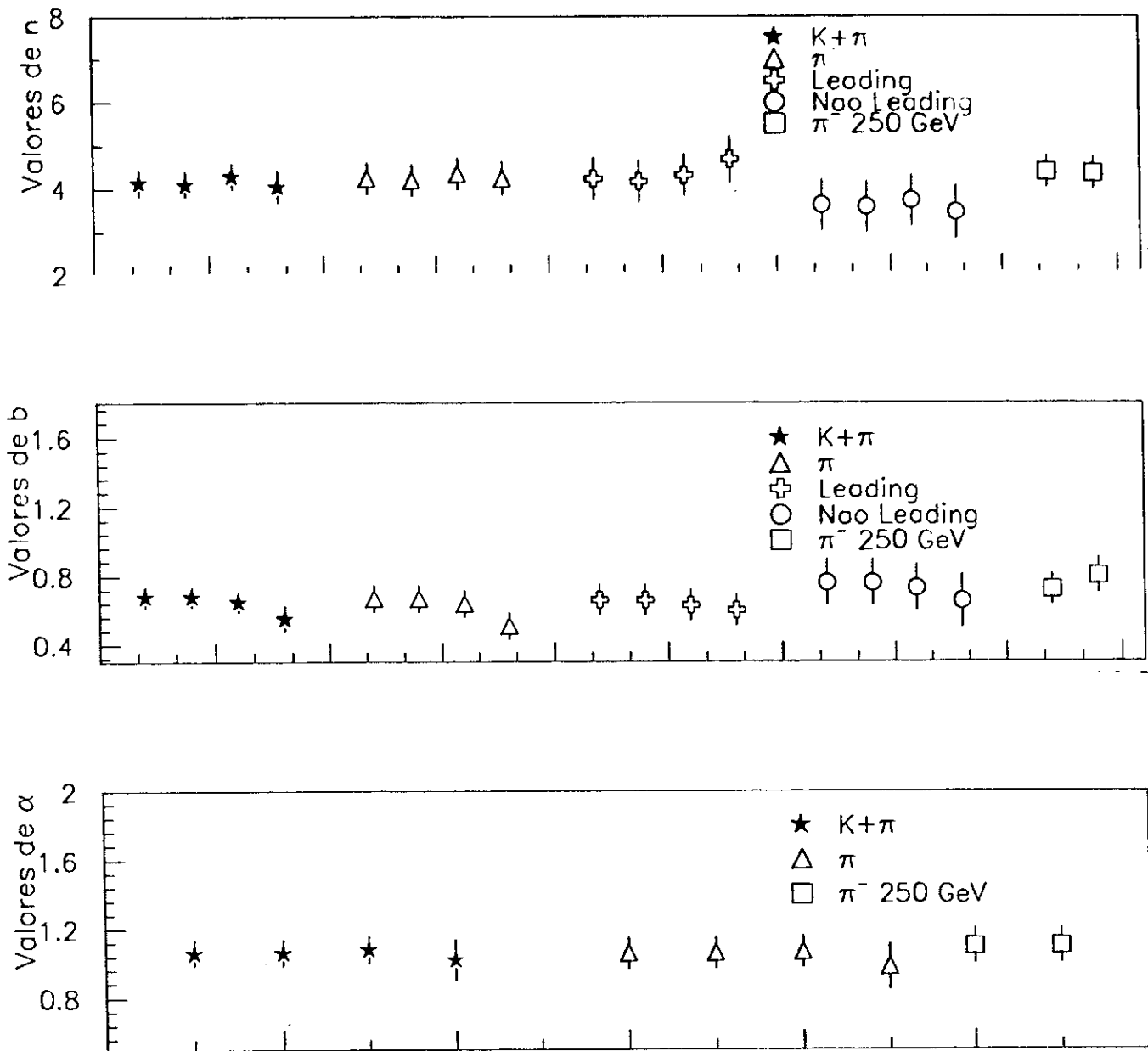


Figura 6.24: Em cada subconjunto, a primeira entrada representa o valor padrão, a segunda seu valor sem correção de Čerenkov, e a terceira sem correção do *trigger* e a quarta variando o ajuste do gráfico de diferença de massa. Os dois últimos pontos são respectivamente o valor de b para a região R2 e seu valor obtido com a aceitação sem cortes de análise.

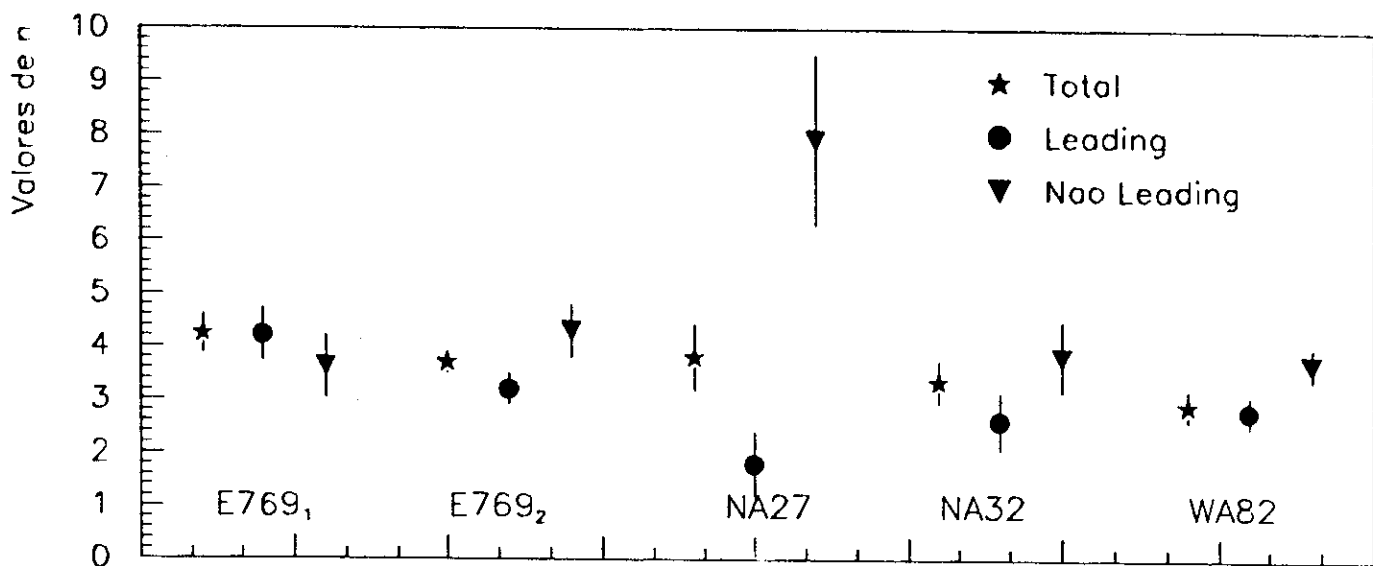


Figura 6.25: Comparação com outras medidas de n .

técnicas e detetores. Incluímos na figura os resultados das experiências NA27, NA32 e WA82. A medida da NA27 (também conhecida como LEBC-EHS) é feita através de um sinal de 57 mésons D produzidos por π^- de 360 GeV/c incidentes em câmara de bolha. A medida da NA32 (Colaboração ACCMOR) à qual comparamos nossos resultados é a que foi obtida utilizando 147 D^* produzidos por π^- de 230 GeV/c incidentes em alvo de Cobre. Os resultados da WA82 são preliminares e foram obtidos medindo-se ~ 937 mésons D produzidos por π^- a 340 GeV/c em um alvo composto por Silício e Tungstênio. Podemos observar que nosso resultado para o D^* total é compatível com a outra medida da E769, e com os resultados da NA32 e da NA27, mas um pouco acima do obtido pela WA82. Não observamos o *leading effect* medido pela NA27.

Na Figura 6.26 comparamos nossos valores de b com a outra medida da E769, e com os obtidos pela NA32 e WA82. Podemos observar que eles estão em bom acordo com todas as outras medidas. A diferença entre os valores de b para *leading* e não *leading* é da ordem de 1 desvio-padrão.

Nossa medida do parâmetro α está em completo acordo com a medida mais precisa, a da E769 [20] que mediu $0.99 \pm .04$ e com o resultado preliminar da WA82 ($\alpha = 0.88 \pm .04$).

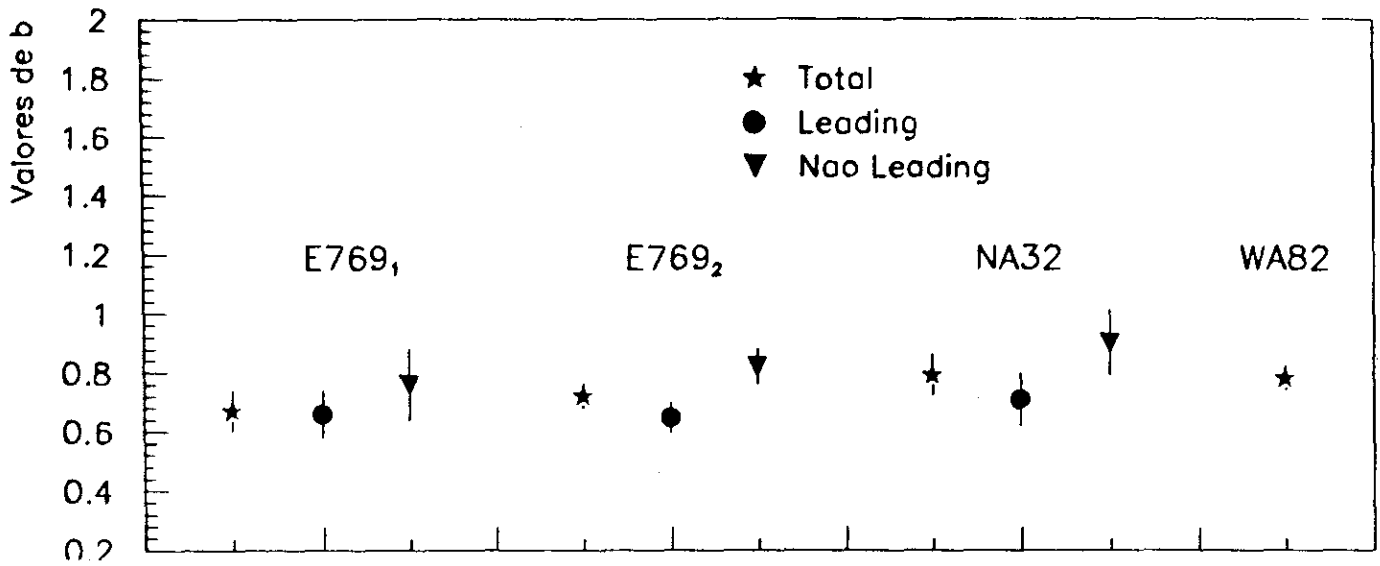


Figura 6.26: Comparação com outras medidas de b .

Os resultados da E613 ($0.75 \pm .05$) e da WA78 ($0.80 \pm .05$) não são confirmados por nós.

6.7 Comparação com a Teoria

A comparação dos nossos resultados será feita com as distribuições calculadas por Ellis e Quigg [38] em ordem α_s^2 para valores da massa do quark charme 1.2 e 1.8 GeV/c^2 e para $\sqrt{S} = 23.7 \text{ GeV}$, apresentadas no capítulo 2. Podemos observar na Figura 6.27 que obtemos um ótimo acordo ao compararmos diretamente com os cálculos da QCD perturbativa, utilizando como função de fragmentação a função delta, o que sugere que o processo de fragmentação não é relevante para a produção do quark charme.

Na Figura 6.27 comparamos ainda nossos resultados levando em conta duas funções de fragmentação $D_c^H(x_F/\hat{x}_F)$: a utilizada pelo modelo LUND e a de Peterson. Ambas foram medidas pela colaboração CLEO [73] em experiência de e^+e^- produzindo D^* a $\sqrt{S} = 10.5 \text{ GeV}$. Esta comparação é válida desde que se suponha que o processo de fragmentação seja independente do processo de produção dos quarks. Por outro lado, devemos lembrar que a função de fragmentação depende da energia do par $c\bar{c}$ criado [73], e que no nosso caso $\sqrt{\hat{s}} < 10.5 \text{ GeV}$. Para obtermos a seção de choque hadron-hadron, integramos a equação

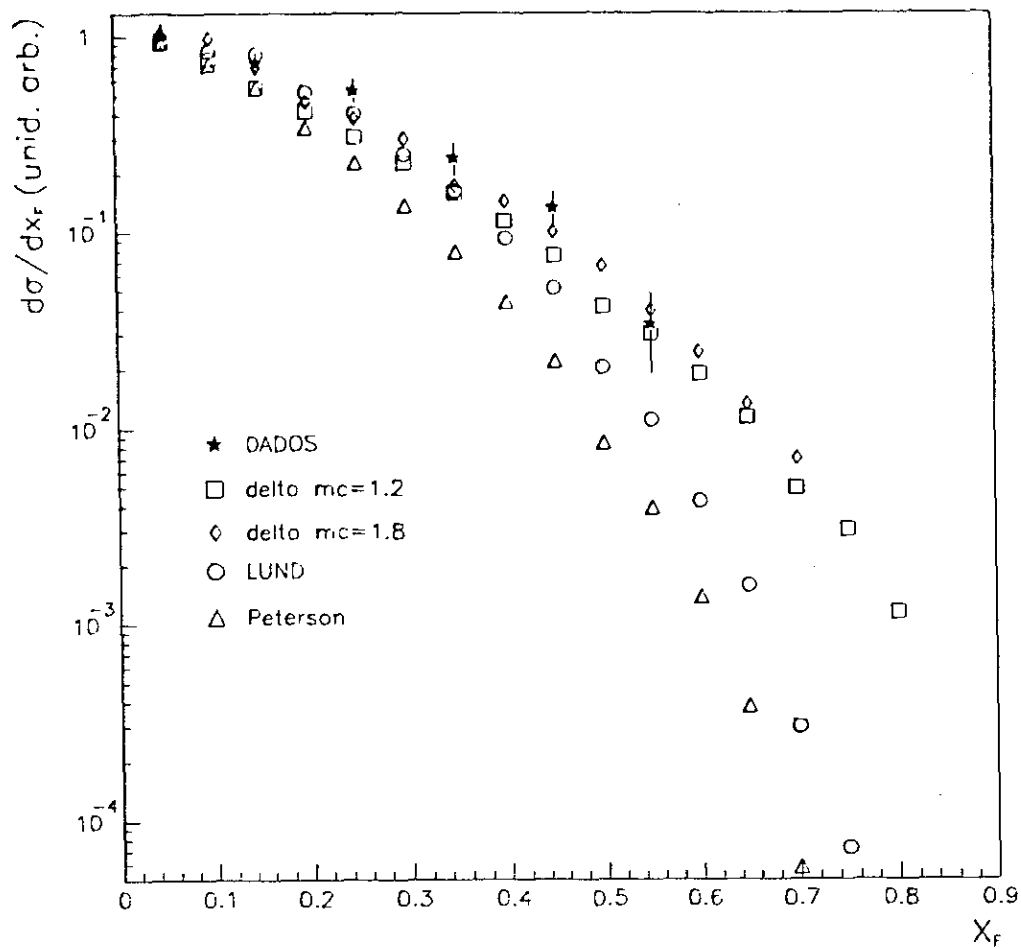


Figura 6.27: Comparação com modelos teóricos.

2.2 que é a convolução da seção de choque parton-parton com a função de fragmentação:

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

com $x_F/\hat{x}_F < 1$. Esta seção de choque é calculada numericamente e os pontos na figura são normalizados pelo valor máximo de $d\sigma(x_F)/dx_F$ para $x_F > 0$.

O valor de b medido por nós está bem próximo das previsões teóricas apresentadas no capítulo 2, que nos fornece $b = .62 \pm .03 \text{ GeV}^{-2}$ e $b = .53 \pm .01 \text{ GeV}^{-2}$ para $m_c = 1.2 \text{ GeV}/c^2$ e $m_c = 1.8 \text{ GeV}/c^2$ respectivamente. em um intervalo de $p_T^2 < 8$.

A previsão da QCD é $\alpha = 1$, de forma que os partons do feixe interajam com um parton do alvo com igual probabilidade. Como podemos observar na Figura 6.23 nossos resultados favorecem este modelo.

Capítulo 7

Conclusões

Utilizando dados de nossa colaboração E769 obtivemos um sinal de 232 ± 13.5 eventos D^* em sua cadeia de decaimento $D^0\pi$, $D^0 \rightarrow K\pi\pi^0$. Subdividimos os eventos em quatro grupos: os produzidos por feixes de mesons ($K + \pi$), os produzidos por feixes de π e este último grupo subdividimos ainda em *leading* e não *leading*.

Medimos as distribuições em x_F e p_T^2 para os quatro subconjuntos e a dependência da seção de choque com o número de massa. Podemos concluir que as parametrizações utilizadas se ajustam bem aos intervalos de $0.0 < x_F < 0.6$ e $p_T^2 < 4.5$ onde obtivemos $n = 4.14 \pm 0.31 \pm 0.03$ e $b = 0.68 \pm 0.06 \pm 0.03 \text{ GeV}^{-2}$ para o feixe de mesons. Nossas medidas do valor de n para os dois primeiros subconjuntos são compatíveis com a realizada por esta mesma colaboração para a amostra de $414 \pm 17 D^*$ decaindo em $D^0\pi$, $D^0 \rightarrow K\pi$ e com os resultados da NA32, porém não observamos um *leading effect*. As medidas de b estão em acordo com a outra da E769 e com as da NA32 e WA82. A distribuição em x_F é compatível com cálculos da QCD perturbativa para interações πN produzindo $c\bar{c}$ utilizando como função de fragmentação a função delta, o que sugere que o processo de fragmentação é irrelevante para a produção do quark charme. O valor de b também está em acordo com os cálculos da QCD no intervalo de p_T medido.

O valor do parâmetro α medido foi de $1.06 \pm .08 \pm .01$ e é compatível com a medida mais precisa disponível realizada neste mesmo experimento, a qual obteve $\alpha = 0.99 \pm (.04$ para o $D^0 \rightarrow K\pi$ e $D^+ \rightarrow K\pi\pi$. Estes valores são os previstos pelo modelo a partons por

se supor que os partons devem interagir sem influência do meio nuclear.

Os resultados obtidos nesta tese, utilizando a cadeia de decaimento $D^0 \rightarrow K\pi\pi^0$ serão ainda combinados com a outra medida do D^* referida acima, de maneira que forneceremos resultados provenientes da maior estatística mundial de D^* . Mesmo assim, ainda não é suficiente para respondermos algumas questões ligadas à extensão do espaço de fase, tais como a produção a alto x_F e a dependência do parâmetro α com x_F e p_T^2 .

Para respondermos a tais questões é que foi proposto um outro período de aquisição de dados, o experimento E791. Este experimento foi realizado em 91/92 e fornecerá a maior estatística de mesons charmosos conhecida até então : cerca de 200000 eventos reconstruídos. Para a obtenção de tamanha amostra em período comparável ao utilizado pela E769 foi imprescindível o desenvolvimento de um sistema de aquisição de dados com capacidade de registrar 9.6 Mbytes/s, projeto no qual trabalhamos por dois anos no Fermilab. Foram gravados cerca de 20 bilhões de eventos em 20000 fitas exabytes. Os eventos da E791 deverão estar reconstruídos num prazo de 1 a 2 anos. Esta reconstrução será feita parcialmente no Lafex/CBPF utilizando uma *Farm* de nós de ACP II, construídos pelo Lafex em colaboração com o Fermilab, e esperamos com estes resultados elucidar algumas questões ainda pendentes no que concerne à produção e decaimento de partículas charmosas.

Bibliografia

- [1] Bjorken, Glashow, *Phys. Lett.* **11** (1964) 255
- [2] S.L.Glashow, J.Illiopoulos, L.Maiani, *Phys. Rev.* **D2** (1970) 1285
- [3] J.J.Aubert *et al.*, *Phys. Rev. Lett.***33** (1974), 1404
- [4] J.E.Augustin *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **33** (1975) 233
- [5] Tavernier, S., *Rep. Prog. Phys.* **50** 1439 (1987)
- [6] A.Kernan, G. VanDanlen, *Phys. Rep.* **106** (1984) 297
- [7] B.L.Combridge, *Nucl. Phys.* **B151** (1979) 429
- [8] S.J.Brodsky *et al.*, *Phys. Lett.* **93B** (1980) 451
- [9] S.J.Brodsky, C.Peterson e N.Sakai, *Phys. Rev.* **D23** (1981) 2745
- [10] V.Barger, F.Halzen e Y.W.Keung, *Phys. Rev.* **D25** (1982) 112
- [11] C.O.Escobar, A.P.C.Malbouisson, A.F.S.Santoro, R.C.Shellard, M.H.G.Souza, *Fortschritte der PhysiK* **29** (1981) 463
- [12] P.Karchin por J.Anjos *et al.*, "The Photo-production results from Fermilab E691 and prospects for Hadro-production in E769", *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)* **7B** (1989) 60

- [13] L.Lueking por G.A.Alves *et al.*, "Hadroproduction of Charm at Fermilab E769", publicado nos *proceedings* do Encontro da Sociedade Americana de Física, seção de Campos e Partículas, Huston, Texas Janeiro de 1990
- [14] L.Lueking e R.Jedicke por G.A.Alves *et al.*, "Hadroproduction of Charm at Fermilab E769", publicado nos *proceedings* do Encontro da Sociedade Americana de Física, seção de Campos e Partículas, Vancouver, BC, Canadá, Agosto de 1991
- [15] A.Napier por G.A.Alves *et al.*, "Hadro-production of Charm and Charm-Strange States at Fermilab E-769", publicado nos *proceedings* do XXIV Encontro de Moriond, seção de Interações Hadrônicas, Les Arcs, França, Março, 1989
- [16] D.Errede por G.A.Alves *et al.*, "Hadroproduction of Charm at Fermilab-E769", publicado nos *proceedings* da XXVth International Conference on High Energy Physics", Singapura, Agosto de 1990
- [17] D.J.Summers por G.A.Alves *et al.*, "Charm Hadroproduction at Fermilab E-769", publicado nos *proceedings* do XXIII Encontro de Moriond, seção de Interações Hadrônicas, Les Arcs, França, Março, 1988
- [18] Z.Wu, "The Feynman-X Dependence of D^\pm Mesons in π^- Nucleon Interactions", Ph.D Thesis, Yale University, (1991)
- [19] R.Jedicke, "Flavour Dependence of Hadroproduced Charm-Strange Mesons", Ph.D.Thesis - University of Toronto, Canada
- [20] G.A.Alves, "Dependência em A para a Produção de Mésons Charmosos", Tese de Doutorado, Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas/CNPq, Rio de Janeiro, Brasil, 1992
- [21] J.M. de Miranda, "Características da produção Hadrônica do D^* ", Tese de Doutorado, Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas/CNPq, Rio de Janeiro, Brasil, 1992

- [22] A.C. dos Reis, "Medida da Seção de Choque de Produção do Bárion Charmoso Λ_c em interações πN a 250 GeV", Tese de Doutorado, Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas/CNPq, Rio de Janeiro, Brasil, 1992
- [23] J. R. T. de Mello Neto, "Dependência em x_F e p_T da Produção Hadrônica de Mésons D^0 e $r\bar{m}D^0$ ", tese de Doutorado, Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas/CNPq, Rio de Janeiro, Brasil, 1992
- [24] G. Moneti Proc. Syracuse University, Syracuse, NY 13244
- [25] R.K.Ellis, FERMILAB - Conf-89/168-T, August 9, 1989
- [26] P.Nason, "Theory of Heavy Quark Hadroproduction", Proceedings of the XXIV Inter. Conf. on High Energy Phys. (1989) 962
- [27] M.Aguilar-Benitez *et al.*, Phys. Lett. **161B** (1985) 400
- [28] P.Nason, S.Dawson e R.K.Ellis, Nucl. Phys. **B303** (1988) 607
- [29] Z.Kunszt, E.Pietarinen, Nucl. Phys. **B164** (1986) 296
- [30] F.Halzen, P.Hoyer, Phys. Lett. **B154** (1985) 324
- [31] Wu-Ki Tung, Proc. Of Workshop on Hadron Structure Functions and Parton Distributions, Fermilab, 1990
- [32] K.Charchula, M.Krawczyk, H.Abramowicz e A.Levy, DESY-90-019 (1990)
- [33] G.Altarelli e G.Parisi, Nucl. Phys. **B126** (1977) 298
- [34] D.Duke e J.Owens, Phys. Rev. **D30** (1984) 49
- [35] E.Eichten, I.Hinchliffe, K.Lane, Ch.Quigg, Rev. Mod. Phys **56** (1984) 579; revised *ibid.* **58** (1986) 1047
- [36] A.Martin, R.Roberts, J.Stirling, Mod. Phys. Lett. **A4** (1989) 1135

- [37] M.Diemoz, F.Ferroni, E.LOngo, G.Martinelli, *Z. Phys.* **C39** (1988) 21
- [38] R.K.Ellis e C.Quigg, FN-445 (1987)
- [39] J.Owens, *Phys. Rev.* **D30** (1984) 943
- [40] J.Appel, Fermilab-Pub-92/49. A ser publicado na *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, **42** (1992)
- [41] S.Balarg *et al.*, *Z.Phys.* **49** (1991) 555
- [42] S.Balarg *et al.*, *Phys. Lett.* **B247** (1990) 113
- [43] S.Balarg *et al.*, *Phys. Lett.* **B236** (1990) 495
- [44] S.Balarg *et al.*, *Phys. Lett.* **B233** (1989) 522
- [45] C.Gay, Ph.D.Thesis - University of Toronto, Canada, 1991
- [46] K.Kodama, *et al.*, *Phys. Lett.* **B263** (1991) 573
- [47] J.F.Gunion, *Phys. Lett.* **88B** (1979) 150
- [48] A.T.Goshaw, Proc. XVII Int.Sym.on Multiparticle Dynamics, Seewinkel (1986) 391
- [49] S.Balarg *et al.*, *Z.Phys.* **39C** (1988) 451
- [50] S.Balarg *et al.*, CERN-PPE/90-145 (1990)
- [51] M.Adamovich CERN-PRE-91-095
- [52] M.Aguilar-Benitez *et al.*, *Z. Phys.* **C40** (1988) 321
- [53] R.Ammar *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **61** (1988) 2185
- [54] G.Alberi e G.Goggi, *Phys. Rep.* **74**, (1981) 1
- [55] L.Bertolucchi *et al.*, Ecole D'Ete de Physique des Particules. "Les Phenomenes Diffractifs", (1975)

- [56] M.Aguilar-Benitez *et al.*, Phys. Lett. **123B** (1983) 98
- [57] M.Aguilar-Benitez *et al.*, Phys. Lett. **168B** (1986) 491
- [58] M.Aguilar-Benitez *et al.*, Z. Phys. **C31** (1986) 213
- [59] M.E.Duffy, Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 1816
- [60] H.Cobbeaert *et al.*, Phys. Lett. **191B** (1987) 456
- [61] M.Adamovich *et al.*, Heavy Quark Physics, Ithaca, NY, AIP Conf. proc. **196**(1989) 285
- [62] T.Sjöstrand, Intern. Journal of Mod. Physics A., **3** N. 4 (1988) 751
- [63] F.E. Paige, S.D. Protopopescu, Proc. of the 1986 Summer Study on the Physics of the Superconducting Super Collider, Snowmass, CO, (1986) 320
- [64] H.U.Bengtsson e T.Stöstrand, Comp. Phys. Comm., **46** (1987) 43
- [65] A. Ali, B.vanEijk, I.ten Have, Nucl. Phys. **B292** (1987) 1
- [66] R.Field, R. P. Feynman, Nucl. Phys. **B136** (1978) 1
- [67] P.D.B. Collins, A.D. Martin, "Hadron Interactions", Adam Hilger Ltd., Bristol 1984.
- [68] B.Anderson *et al.*, Phys. Rep., **97** (1983) 33
- [69] M.G.Bowler, Z. Phys. **C11** (1981) 169; **C22** (1984) 155
- [70] V.G. Kartvelishvili *et al.*, Phys. Lett. **78B** (1978) 615
- [71] C.Peterson *et al.*, Phys. Rev. **D27** (1983) 105
- [72] P.Collins, T.Spiller, J. Phys. **G11** (1985) 1289
- [73] D.Bortoletto *et al.*, Phys. Rev. **D39** (1988) 1719

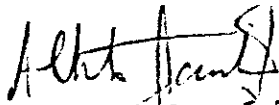
- [74] G. Altarelli, *Phys. Rep.* **81** (1982) 1
- [75] K. Sliwa *et al.*, *Phys. Rev.* **D32** (1985)
- [76] J.R. Raab *et al.*, *Phys. Rev.* **D37**, (1988) 2391
- [77] T. Browder, "A Study of D^0 \bar{D}^0 Mixing", Ph.D. Thesis, University of California, Santa Barbara- UCSB-HEP-88-4 (1988)
- [78] J.R. Raab, "Lifetime Measurements of the Three Charmed Pseudoscalar D-Mesons", Ph.D. Thesis, University of California, Santa Barbara UCSB-HEP-88-4 (1987)
- [79] S. Menary, "A Study of the Transverse Momentum Distributions of Photoproduced Charged and Neutral D Mesons", M.Sc. Thesis, University of Toronto, Toronto Canada (1986)
- [80] M. Benot, J. Litt, R. Meunier, *NIM* **105** (1972) 431
- [81] R.C. Fernow, "Introduction to Experimental Particle Physics", Cambridge University Press (1986)
- [82] D. Errede *et al.*, *Nucl. Inst. and Meth.*, **A309** (1991) 386
- [83] T. Ferbel, "Experimental Techniques in High Energy Physics", Addison-Wesley Pub. Comp. (1987)
- [84] Bartlett *et al.*, *Nucl. Inst. and Meth.* **A260** (1987), 55
- [85] V.K. Bharadwaj *et al.*, *Nucl. Inst. and Meth.* **228** (1985) 283
- [86] J. Appel *et al.*, *Nucl. Inst. and Meth.* **A243** (1986) 361
- [87] C. Gay e S. Bracker, *IEEE*, NS-34, No. 4, (1987)
- [88] S. Hansen *et al.*, *IEEE Trans.* NS34 (1987) 1003
- [89] S. Amato *et al.*, submetido à *Nucl. Inst. and Meth.* (1992)

- [90] A.E.Baumbaugh *et al.*, IEEE Trans. **NS33** (1986) 903 K.L.Knickerbocker *et al.*,
IEEE Trans. **NS34** (1987) 245
- [91] S.Hance *et al.*, IEEE Trans. **NS34** (1987) 878
- [92] "Review of Particle Properties", Particle Data Group, Phys. Lett. **B239** (1990)
- [93] R.Brun, O.Couet, C.Vandoni, P.Zanarini, PAW - CERN Computer Center, Program
Library, Long Write-up (1989)
- [94] D.Summers, "A Study of the Decay $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ in High Energy Photoproduction",
PH.D Thesis, University of California, Santa Barbara (1984)
- [95] A.Rafatian *et al.*, Memo interno da Colaboração.
- [96] R. Jedick, Memo interno da Colaboração.
- [97] R.K.Ellis, P.Nason, Nucl. Phys. **B312** (1989) 551
- [98] B.Anderson *et al.*, Nucl. Phys. **B281** (1987) 289
- [99] V. Barger, R. Phillips, "Collider Physics", Addison-Wesley Publishing Company,
Nova Yorque, (1987)
- [100] J.I.Friedman e H.W.Kendall, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **22** (1972) 203
- [101] G.Gustafson, Z. Phys. **C15** (1982) 155
- [102] E.Leader e E.Precluzzi, "An Introduction to Gauge Theories and the 'New Physics'",
Cambridge University Press (1985)
- [103] K.N.Murkhin, "Experimental Nuclear Physics", Mir Publishers,(1987)
- [104] P.Nason, S.Dawson e R.K.Ellis, Nucl. Phys. **B327** (1989) 49
- [105] L.Rossi, "Heavy Quark Production", Apresentado no 4th International Symposium
on Heavy Flavour Physics, Orsay(França),25-29 de Junho de 1991

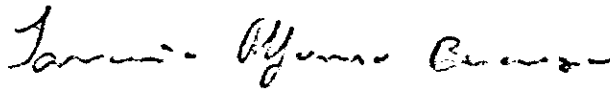
"PRODUÇÃO DO MÉSON $D^{*\pm}$ EM SEU MODO DE DECAIMENTO $D^0 \pi^\pm$,
 $D^0 \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi^0$, VIA FEIXE DE HADRONS"

SANDRA FILIPPA AMATO

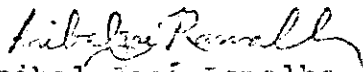
Tese de Doutorado apresentada no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, fazendo parte da banca examinadora os seguintes professores:



Alberto Franco de Sá Santoro - Presidente



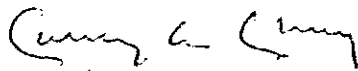
Ignácio Alfonso de Bediaga e Hickman - Co-orientador



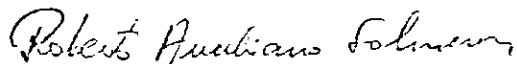
Anibal José Ismalho



Augusto Branco de Oliveira



Chung Kai Cheong



Roberto Aureliano Salmeron

Rio de Janeiro, 26 de junho de 1992