

Tese de
DOUTORADO

**PRODUÇÃO DE MÉSONS D^\pm
EM COLISÕES K^+ -NUCLEON A 250 GeV**

Hélio da Motta Filho

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Rio de Janeiro, novembro de 1993

AGRADECIMENTOS

A realização de um trabalho como o aqui apresentado não é possível sem a colaboração de várias pessoas e instituições. Devo agradecimentos à minha esposa Sheila por todo o apoio, incentivo e estímulo, sem os quais minha jornada rumo a esta tese sequer teria se iniciado e muito menos concluída; ao professor Alberto Santoro que aceitou-me como seu aluno e demonstrou imediata paciência, compreensão e tolerância ao longo de todo o período, sempre lutando para que o nosso grupo pudesse dispor das melhores condições de trabalho; ao professor Jeffrey Appel (FERMILAB) pela orientação, apoio e atenção que a mim dedicou durante os três anos que passei no FERMILAB; ao professor Moacyr Souza pela orientação de meu trabalho; aos professores Francisco Caruso(CBPF), Bernard Marechal(UFRJ), Bruto Pimentel(IFT) e à professora Neuza Amato(CBPF) por aceitarem o convite para participarem da banca de julgamento de minha tese e ao professor João dos Anjos(CBPF) pela mesma razão e pela amizade demonstrada ao longo dos últimos anos; ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) pela bolsa concedida; à colaboração E769 (apresentada adiante) pela oportunidade de participar de um experimento de tal porte; ao Laboratório de Cosmologia e Física Experimental de Altas Energias (LAFEX) pelas condições de trabalho oferecidas, tanto materiais quanto pelo ambiente; ao pessoal de sistema do LAFEX por toda a paciência e boa vontade com relação a minhas idiosincrasias computacionais; à biblioteca do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas pelo ótimo suporte oferecido; ao professor Gilvan Alves pelo companheirismo e caráter; ao professor José Roberto Mahon pela amizade; ao Marcelo Nicola, Régio Gomes e Alexandre Leoni por criarem um ambiente descontraído (às vezes

até demais) e propício ao convívio humano; ao Wagner Carvalho, Javier Solano e Carla Gobel pela camaradagem; ao Stanley Orr, Sérgio de Souza e famílias pela grande ajuda dadas a mim e a Sheila durante nossa estada no FERMLAB, o que facilitou enormemente nossa adaptação.

A Colaboração E769

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.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, Brasil

⁽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, Canadá, M5S 1A7

⁽⁶⁾Tufts University, Medford, MA 02155

⁽⁷⁾University of Wisconsin, Madison, WI 53706

⁽⁸⁾Yale University, New Haven, CT 06511

Resumo

Medem-se as distribuições nas variáveis x de Feynman, x_f , e no momento transverso, p_t^2 e p_t , dos mésons D^\pm produzido em interações K^+ -nucleon a 250 GeV analisando-se o canal de decaimento $D^\pm \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi^\pm$. Estas distribuições são ajustadas a curvas $A(1 - x_f)^n$, $Be^{bp_t^2}$ e $Ce^{-b'p_t}$ obtendo-se $n = 4,366 \pm 1,575 \pm 0,327$, $b = 1,243 \pm 0,342 \pm 0,062 \text{ GeV}^{-2}$ e $b' = 2,689 \pm 0,440 \pm 0,150 \text{ GeV}^{-1}$, valores comparáveis aos obtidos a partir de interações π^- -nucleon a mesma energia.

Abstract

The x_f , p_t^2 and p_t distribution of D^\pm mesons produced by 250 GeV K^- -nucleon interactions are measured through the decay channel $D^\pm \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi^\pm$. The distributions are fit to $A(1 - x_f)^n$, $Be^{bp_t^2}$ and $Ce^{-b'p_t}$ producing $n = 4.366 \pm 1.575 \pm 0.327$, $b = 1.243 \pm 0.342 \pm 0.062 \text{ GeV}^{-2}$ and $b' = 2.689 \pm 0.440 \pm 0.150 \text{ GeV}^{-1}$. These values are compatible with the ones obtained for 250 GeV π^- -nucleon interactions.

Índice

1	Introdução	1
2	Produção de Charme via Hádrons	5
2.1	A produção de charme	5
2.2	Função de distribuição	7
2.3	Seção de choque pontual	9
2.4	Seção de choque total	13
2.5	Seções de choque diferenciais	16
2.6	Fragmentação	18
2.6.1	Efeito liderança	20
2.7	Resultados experimentais	21
3	Sistema de Identificação do feixe	25
3.1	DISC	26
3.2	TRD	29
3.2.1	Eletrônica de leitura	32
4	O Alvo Segmentado da E769	36

5	O Espectrômetro do Experimento E769	38
5.1	SMD	41
5.1.1	Leitura e Eficiência do Sistema de SMD	45
5.2	Magnetos	45
5.3	Câmaras a fio	47
5.3.1	Câmaras de arrasto	50
5.3.1.1	Eletrônica de leitura	
5.3.1.2	Calibração das câmaras	
5.3.2	Câmaras proporcionais	58
5.4	Cerenkov	59
5.5	Calorímetros	64
5.5.1	<i>SLIC</i>	67
5.5.2	Hadrômetro	71
5.6	Barreira de aço	77
5.7	Paredes de múons	77
6	A Seleção de Eventos	80
6.1	O gatilho da E769	81
6.2	Sinais secundários	86
6.3	Realização do gatilho da E769	90
7	O Sistema de Aquisição de Dados	92
7.1	Aquisição de dados	93
8	A Operação da E769	96

8.1	Monitoramento	96
8.2	O sistema inter-salvas	97
8.3	O alarme da E769	100
9	Reconstrução e Monte Carlo	102
9.1	Algoritmo de reconstrução	102
9.1.1	PASS0	103
9.1.2	PASS1	103
9.1.3	PASS2	104
9.2	Pair strip	106
9.3	Monte Carlo	107
10	Análise dos Dados	110
10.1	Obtenção do sinal	110
10.2	Otimização do conjunto de cortes	112
10.3	Seleção de eventos induzidos por interações kaon-nucleon	116
10.4	Separação da amostra em intervalos de x_f e de p_t^2	119
10.5	Determinação da eficiência	119
10.6	Sinal total e seções de choque diferenciais	125
10.7	Erros sistemáticos	126
10.7.1	Erros sistemáticos devido ao gatilho e à simulação do Cerenkov	127
10.7.2	Erros sistemáticos devido aos cortes empregados	128
10.7.3	Erros sistemáticos devido a fixação da largura da gaussiana	129

10.7.4 Erros sistemáticos devido ao método de ajuste	129
10.8 Comparação com outras medidas	129
11 Conclusões	131

Lista de Figuras

2.1	Produção hadrônica de charme	6
2.2	Funções de distribuição de partons em píons	8
2.3	Funções de distribuição de partons em K	9
2.4	Mecanismos hadrônicos de produção de charme em primeira ordem	10
2.5	Seção de choque parton-parton em primeira e segunda ordem	14
2.6	Seção de choque para produção de charme	15
2.7	Seção de choque com termos de ordens superiores	15
2.8	Seção de choque diferencial em função de x_f para feixes de π e de prótons .	17
2.9	Seção de choque diferencial em função de p_f^2 para feixes de π e de prótons .	17
2.10	Função de fragmentação D_c^D	20
2.11	Resultados do parâmetro n para medidas em produção de mésons D, se- gundo dados da tabela 2.2	23
2.12	Resultados do parâmetro b para medidas em produção de mésons D, se- gundo dados da tabela 2.2	24
3.1	DISC e TRD na linha de feixe	25
3.2	Estrutura do DISC	28
3.3	Módulo de TRD	31

3.4	Módulos de TRD excitados por evento	32
3.5	Sinal do DISC	32
3.6	TRD x DISC	33
3.7	Eletrônica do TRD	35
4.1	O alvo da experiência E769	36
5.1	Planta do laboratório	39
5.2	Espectrômetro da E769	40
5.3	Estrutura básica do SMD	42
5.4	Dois planos de SMD constituindo um sistema de coordenadas	43
5.5	Distribuição dos planos de SMD	44
5.6	Estrutura básica de um detetor de fios	48
5.7	Construção típica de câmaras a fios	49
5.8	Geometria dos planos das câmaras de arrasto	51
5.9	Distribuição de tempos para um plano da câmara de arrasto	55
5.10	Resíduos nas câmaras de arrasto	57
5.11	Distribuição de trajetórias dentro de um plano	58
5.12	Detetor Cerenkov C1 e Cerenkov C2	60
5.13	Intensidade de luz versus <i>momentum</i>	61
5.14	Óptica de C1 e de C2	62
5.15	Uso de cones de Winston	63
5.16	Produção de chuveiro de partículas	65

5.17	Estruturas básicas de calorímetros	66
5.18	Constituição do <i>SLIC</i>	68
5.19	Estrutura básica do <i>SLIC</i>	68
5.20	Constituição do hadrômetro	71
5.21	Curva de atenuação do hadrômetro	75
5.22	Parede posterior de múons	77
5.23	Parede anterior de múons	78
6.1	Distribuição de E_T	82
6.2	Diagrama do gatilho E_T	83
6.3	Obtenção dos sinais <i>GB</i> e <i>INT</i>	85
6.4	Setores E, O, T, B e C	87
6.5	Obtenção do <i>DIMUON</i>	88
6.6	Obtenção de <i>MUCAL</i> , <i>PAD</i> e <i>VETO</i> do <i>DIMUON</i>	89
6.7	Gatilho da E769	90
7.1	Sistema de aquisição de dados da E769	94
8.1	Sistema de monitoração <i>on line</i> da E769	98
9.1	<i>SDZ</i> , <i>RATIO</i> e <i>PT2SUM</i>	108
10.1	Sinal e ruído	113
10.2	Otimização de cortes em <i>SDZ</i> e <i>DIP</i>	114
10.3	Cortes com eficiências	116

10.4	Probabilidade das partículas incidentes	118
10.5	Espectro de massa $K^{\mp}r^{\pm}\pi^{\pm}$	119
10.6	Espectro de massa $K^{\mp}r^{\pm}\pi^{\pm}$ em intervalos de x_f	120
10.7	Espectro de massa $K^{\mp}r^{\pm}\pi^{\pm}$ em intervalos de p_t^2	121
10.8	Correção de eficiência	124
10.9	Eficiência	124
10.10	Distribuição em função de x_f	126
10.11	Distribuição em função de p_t^2	127
10.12	Distribuição em função de p_t	128

Lista de Tabelas

2.1	Valores típicos para os parâmetros n e b	18
2.2	Medidas recentes de distribuição em x_f e p_t^2	23
4.1	Características gerais do alvo segmentado da E769	37
5.1	Características dos planos de SMD	44
5.2	Características dos magnetos	47
5.3	Características das câmaras de arrasto	52
5.4	Comprimento de radiação e de radiação	67
5.5	Características do <i>SLIC</i>	70
5.6	Características do hadrômetro	73
9.1	Cortes em <i>pair strip</i>	106
10.1	Cortes empregados para obtenção da amostra de trabalho	112
10.2	Cortes finais empregados para análise	115
10.3	Produção de D^\pm em intervalos de x_f	125
10.4	Produção de D^\pm em intervalos de p_t^2	125
10.5	Comparação de resultados	130

Capítulo 1

Introdução

O estudo das simetrias sempre teve um papel fundamental na compreensão da física das partículas elementares e suas interações. Em particular, Gell-Mann[1] e Ne'eman[2] verificaram que mésons e bárions poderiam ser classificados em multipletos de SU(3). Os *quarks* u , d e s , por eles entendidos como entidades matemáticas, são hoje vistos como os constituintes últimos da matéria hadrônica.

Em 1964 Bjorken e Glashow[3] postularam a existência de um quarto *quark*, charme, tendo por motivação obter para os *quarks* um quadro simétrico similar ao dos léptons conhecidos na época, então caracterizados pelos dubletos

$$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

Seis anos depois, Glashow, Iliopoulos e Maiani propuseram um modelo[4], empregando este quarto *quark*, capaz de explicar a ausência de correntes neutras com troca do número quântico de estranheza¹, fenômeno não observado, mas que era previsto pela teoria de unificação das interações eletromagnéticas e fracas proposta, em 1967, por Weinberg[5] e Salam[6].

¹A menos de pequeno termo devido a diferença na massa dos *quarks*

Assim, mais que a motivação estética inicial, o *quark* charmoso desempenha papel fundamental na unificação eletro-fraca que pode, então, ser aplicada igualmente a léptons e a *quarks*.

A existência do *quark* charmoso foi confirmada em 1974 pela observação do méson J/Ψ em dois trabalhos independentes[7, 8]. Em 1975, observou-se o primeiro bárion charmoso[9], o Λ_c .

As experiências realizadas têm se utilizados de dois processos para a produção de charme: fotoprodução, quando um fóton interage com um alvo qualquer, e hadroprodução quando ocorre a interação entre hádrons.

A secção de choque de produção de charme via hádrons é cerca de vinte vezes maior que a seção de choque de produção de charme via fótons. Entretanto, no caso de fotoprodução, a participação de charme no estado final é cerca de uma ordem de magnitude superior[10], fazendo com que os eventos produzidos por fótons sejam mais limpos e, por conseguinte, mais fáceis de serem trabalhados.

Experiências em colisores² e^+e^- a altas energias apresentam cerca de 40% dos estados finais com charme e uma boa relação sinal-ruído devido ao baixo número de partículas carregadas (aproximadamente 4,4 por evento[11]). Entretanto, devido a decaírem quase que no mesmo ponto de produção (no referencial do centro de massa), torna-se difícil distinguir o vértice de produção do vértice de decaimento.

Em experimentos de alvo fixo³, por outro lado, a partícula charmosa percorre uma distância da ordem de milímetros, no referencial do laboratório, antes de decair, o que

²onde dois feixes de partículas são levados a colidirem de frente

³quando um feixe de partículas colide com um alvo mantido fixo no laboratório

torna possível, uma vez que se disponha de um bom detector de vértice, separar o vértice de produção do de decaimento. As dificuldades experimentais, mormente aquelas devidas à pequena seção de choque e à grande multiplicidade de partículas retardaram o desenvolvimento da física do charme.

A última década, entretanto, testemunhou um grande progresso com o advento de resultados de vários experimentos, em particular o experimento E691, um experimento de alvo fixo que empregou um feixe de fótons incidindo em um alvo de berílio, e que já publicou cerca de trinta trabalhos científicos com estudos, principalmente, de decaimentos de partículas com charme. Esta tese dá mais uma contribuição à física do charme no âmbito do experimento E769, que se utiliza de um feixe de hádrons constituído de píons, káons e prótons e vários alvos diferentes (Be, Al, Cu e W). Este experimento foi concebido para permitir o estudo das propriedades de produção de partículas com charme, bem como as dependências em sabor e no número de massa, através de um sistema de aquisição de dados que permitiu a obtenção da maior amostra de partículas charmosas até então conseguida em produção por hádrons.

O estudo da física do charme permite testar a QCD e o experimento E769 dedica-se, basicamente, ao estudo dos principais parâmetros que permitem um maior esclarecimento sobre os mecanismos dominantes no processo de produção de charme.

O capítulo 2 apresenta um resumo da física de produção de charme de interesse para esta tese. Os capítulos 3 e 4 apresentam, respectivamente, o feixe e o alvo do experimento. O capítulo 5 descreve detalhadamente o espectrômetro empregado. O processo de seleção de eventos é descrito com detalhes no capítulo 6 que é complementado pelo capítulo 7

onde é apresentado o sistema de aquisição de dados. No capítulo 8 discute-se, em linhas gerais, a operação do experimento. Finalmente no capítulo 9 descreve-se todo o processo através do qual os dados brutos são transformados em dados trabalháveis e no capítulo 10 descreve-se toda a análise realizada. As conclusões estão contidas no capítulo 11, que apresenta os resultados finais.

Capítulo 2

Produção de Charme via Hádrons

O conhecimento das seções de choque e de sua dependência com o momento linear e o momento transversal, através das variáveis x de Feynman, x_f , e do momento transversal, p_t , permite que se extraiam informações sobre os mecanismos de produção de charme. A maneira como interagem os partons envolvidos no processo bem como a estrutura das partículas participantes pode ser inferida a partir de estudos de produção de charme. Neste capítulo apresentam-se aspectos da formulação teórica e fenomenológica da produção de charme e descreve-se a relevância da determinação de alguns parâmetros, cuja medida é objeto desta tese.

2.1 A produção de charme

A figura 2.1 ilustra a produção hadrônica de um par $c\bar{c}$ através da interação de dois partons constituintes de dois hádrons.

Nesta figura observa-se distintamente os dois hádrons incidentes, um no feixe e outro no alvo, cada uma com uma função de distribuição de partons f_i^A e f_j^B ; o processo de espalhamento entre dois partons i e j produzindo um par $c\bar{c}$ é descrito pela seção de

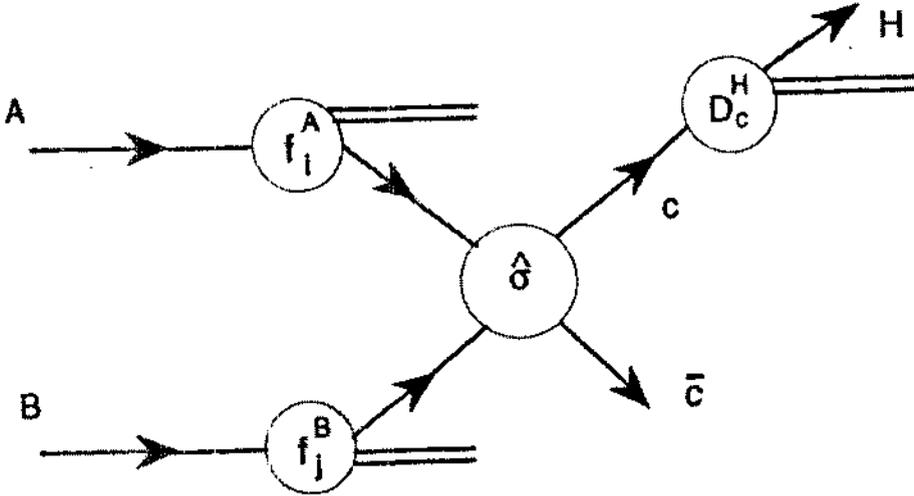


Figura 2.1: Produção hadrônica de charme

choque pontual $\hat{\sigma}_{ij}$; e o processo de fragmentação, através do qual os *quarks* dão origem a mésons ou bárions é representado pela função de fragmentação D_c^H .

Assumindo-se a hipótese de fatorização, a secção de choque total para produção de charme em interações hadrônicas é descrita[12] pela expressão:

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

onde s é o quadrado da energia no sistema de centro de massa; f_i^A é a probabilidade de se encontrar um parton i com fração x_i do momento do hadron A; Q é o momento transversal transferido entre o parton do estado inicial e o parton do estado final; $\hat{\sigma}$ é a secção de choque de produção a curta distância do charme pelos dois partons i e j .

2.2 Função de distribuição

As funções de distribuição de partons traduzem a densidade de probabilidade de se encontrar um dado parton, dentro de um hadron, com uma dada fração x do momento do hadron. Existem diversas parametrizações para tais funções na literatura que se ajustam a dados obtidos, por exemplo, em experimentos de espalhamento inelástico profundo.

Para píons, Owens[13] parametriza as funções de distribuição de glúons (xG^π), de *quarks* do mar (xS^π) e de *quarks* de valência (xv^π) segundo as expressões:

$$xG^\pi, xS^\pi = Ax^\alpha(1-x)^\beta(1+\gamma_1x+\gamma_2x^2) \quad (2.2)$$

$$xv^\pi = \frac{x^a(1-x)^b}{B(a, b+1)} \quad (2.3)$$

onde

$$a = 0,4 - 0,06212s - 0,007s^2 \quad (2.4)$$

$$b = 0,7 + 0,6478s + 0,01335s^2 \quad (2.5)$$

sendo

$$s = \ln[\ln(Q^2/\Lambda^2)/\ln(Q_0^2/\Lambda^2)] \quad (2.6)$$

A , α , β e γ são os parâmetros de ajuste, Λ é a escala de massa da QCD, $Q_0^2 = 4(GeV/c)^2$ e $B(a, b+1)$ é a função beta de Euler, definida como:

$$B(a, b) = \frac{\Gamma(a)\Gamma(b)}{\Gamma(a+b)} \quad (2.7)$$

onde $\Gamma(x)$ é a função gama. A figura 2.2 apresenta os resultados de Owens para $\Lambda = 200 MeV/c$.

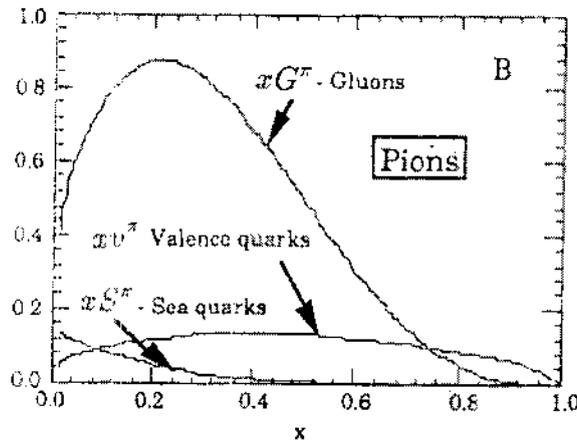


Figura 2.2. Funções de distribuição de partons em píons

Para káons, entretanto, não há ainda medidas precisas destas distribuições, embora haja indicações experimentais[14, 15] de que as funções de distribuição dos *quarks* nos káons cai mais rapidamente que as de funções de distribuição dos *quarks* nos píons. El hassouni e Napoly[16] prevêem as seguintes distribuições para os *quarks* de valência, xv_u^K e xv_s^K , e *quarks* do mar, xS^K para káons:

$$xv_u^K = 0,82x^{0,5}(1-x)^{1,33} \quad (2.8)$$

$$xv_s^K = 1,52x^{0,83}(1-x)^{1,0} \quad (2.9)$$

$$xS_u^K, xS_d^K = 0,15(1-x)^{5,3} \quad (2.10)$$

$$xS_s^K = 0,089(1-x)^{5,7} \quad (2.11)$$

Considerando-se que káons e píons são ambos constituídos por *quarks* leves, pode-se esperar que as funções de distribuição de gluons em káons tenha, em boa aproximação, a mesma forma que as funções (2.2), ou seja:

$$xG^{K^*} = Nx^\alpha(1-x)^\beta(1 + \gamma_1x + \gamma_2x^2) \quad (2.12)$$

A figura 2.3 apresenta as funções de distribuição calculadas por El Hassouni e Napoly junto com as funções de distribuição de gluons calculadas segundo o modelo acima para $\beta = 3, 1$ (o valor para píons), $\beta = 4, 1$ e $\beta = 2, 1$.

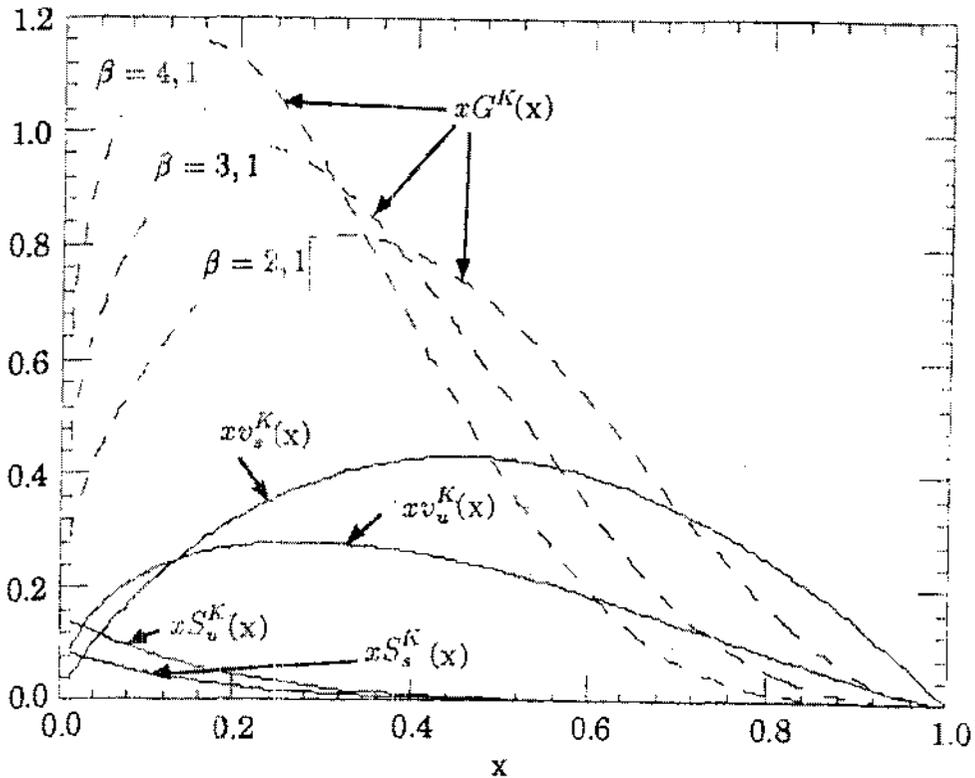


Figura 2.3: Funções de distribuição de partons em K

As funções de distribuição dos nucleons são parametrizadas por Duke e Owens[17, 13] de forma similar às funções para píons.

2.3 Seção de choque pontual

Os diagramas da figura 2.4 ilustram os mecanismos em primeira ordem de produção de charme caracterizada pela fusão de gluons e pela aniquilação *quark anti-quark*.

A seção de choque de curta distância $\hat{\sigma}$, que traduz a produção de charme pelos dois

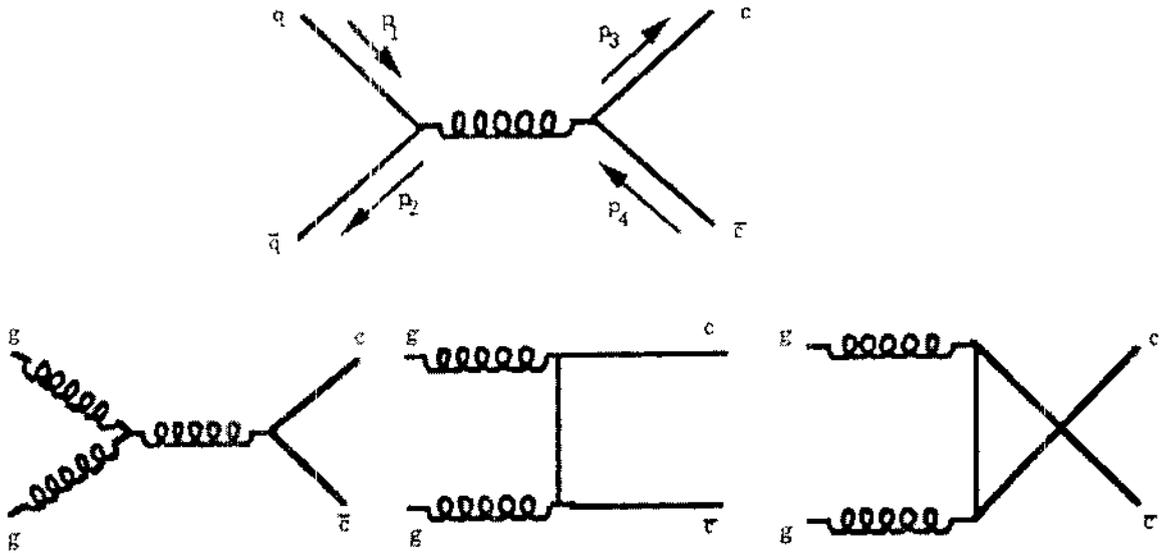


Figura 2.4: Mecanismos hadrônicos de produção de charme em primeira ordem

partons interantes, é calculada pela QCD perturbativa através da expansão em $\alpha_s(Q^2)$, onde α_s é a constante de acoplamento das interações fortes, cuja evolução[18] em Q^2 é dada por:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln(Q^2/\Lambda^2)} \quad (2.13)$$

onde n_f é o número de sabores de *quarks* e Λ é a escala de massa da QCD, que marca a fronteira entre os regimes não perturbativo e perturbativo das interações entre *quarks* e *gluons*, pois para $Q \gg \Lambda$ a constante de acoplamento α_s é pequena, permitindo a expansão perturbativa da QCD. Para $Q \simeq \Lambda$ a constante α_s torna-se grande e uma descrição perturbativa não é mais possível. Na energia do experimento E769 tem-se tipicamente $\Lambda \simeq 200$ MeV, $Q^2 \simeq m_c^2 \simeq 2,25$ GeV² e $\alpha_s \simeq 0,3$.

Espera-se uma dependência da seção de choque com o tipo de partícula incidente, uma vez que a diferente constituição das partículas afeta as funções de distribuição dos

partons dentro da partícula incidente. Este efeito pode também se dar por ocasião da fragmentação. A dependência em sabor, como é conhecido este efeito, deve ainda ser objeto de verificação experimental.

Baseados na QCD, Nason, Dawson e Ellis[19], empregando os diagramas da figura 2.4 juntamente com diagramas de ordem superior obtém para a seção de choque de curta distância:

$$\hat{\sigma}_{ij}(s, m^2, \mu^2) = \frac{\alpha_S^2(\mu^2)}{m^2} f_{ij}\left(\rho, \frac{\mu^2}{m^2}\right) \quad (2.14)$$

$$f_{ij}\left(\rho, \mu^2/m^2\right) = f_{ij}^{(0)} + g^2(\mu^2) \left[f_{ij}^{(1)}(\rho) + \bar{f}_{ij}^{(1)}(\rho) \ln(\mu^2/m^2) \right] + O(g^4) \quad (2.15)$$

onde $\rho = (4m^2)/s$, sendo s o quadrado da energia do par de partons participantes da interação (no referencial de centro de massa) e $\beta = \sqrt{1-\rho}$

Os termos de ordem inferior, $f_{ij}^{(0)}$ são descritos por:

$$f_{q\bar{q}}^{(0)}(\rho) = \frac{\pi\beta\rho}{27} [2 + \rho] \quad (2.16)$$

$$f_{g\bar{g}}^{(0)}(\rho) = \frac{\pi\beta\rho}{192} \left[\frac{1}{\beta} (\rho^2 + 16\rho + 16) \ln\left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right) - 28 - 31\rho \right] \quad (2.17)$$

$$f_{gq}^{(0)}(\rho) = f_{qg}^{(0)}(\rho) = 0 \quad (2.18)$$

Para os termos de ordem superior, $\bar{f}_{ij}^{(1)}$, os resultados são dados pelas expressões seguintes, onde n_{lf} é o número de sabores leves:

$$\bar{f}_{q\bar{q}}^{(1)}(\rho) = \frac{1}{8\pi} \left[\frac{16\pi}{81} \rho \ln\left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right) + \frac{1}{9} f_{q\bar{q}}^{(0)}(\rho) \left(127 - 6n_{lf} + 48 \ln\left(\frac{\rho}{4\beta^2}\right) \right) \right] \quad (2.19)$$

$$\begin{aligned}
 \bar{f}_{gg}^{(1)}(\rho) = & \frac{1}{8\pi} \left[\frac{\pi}{192} \left\{ 2\rho (59\rho^2 + 198\rho - 288) \ln \left(\frac{1+\beta}{1-\beta} \right) \right. \right. \\
 & + 12\rho (\rho^2 + 16\rho + 16) h_2(\beta) - 6\rho (\rho^2 - 16\rho + 32) h_1(\beta) \\
 & \left. \left. - \frac{4}{15} \beta (7449\rho^2 - 3328\rho + 724) \right\} + 12f_{gg}^{(0)}(\rho) \ln \left(\frac{\rho}{4\beta^2} \right) \right] \quad (2.20)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \bar{f}_{g\bar{q}}^{(1)}(\rho) = & \frac{1}{8\pi^2} \frac{\pi}{192} \left[\frac{4}{9} \rho (14\rho^2 + 27\rho - 136) \ln \left(\frac{\rho}{4\beta^2} \right) - \frac{32}{3} \rho (2 - \rho) h_1(\beta) \right. \\
 & \left. - \frac{8}{135} \beta (1319\rho^2 - 3468\rho + 724) \right] \quad (2.21)
 \end{aligned}$$

onde as funções auxiliares h_1 e h_2 são:

$$\begin{aligned}
 h_1(\beta) = & \ln^2 \left(\frac{1+\beta}{2} \right) - \ln^2 \left(\frac{1-\beta}{2} \right) \\
 & - 2 \left(\frac{1+\beta}{2} \right) \int_0^x \ln(1-z) \frac{dz}{z} + 2 \left(\frac{1-\beta}{2} \right) \int_0^x \ln(1-z) \frac{dz}{z} \quad (2.22)
 \end{aligned}$$

$$h_2(\beta) = - \left(\frac{2\beta}{1+\beta} \right) \int_0^x \ln(1-z) \frac{dz}{z} + \left(\frac{-2\beta}{1-\beta} \right) \int_0^x \ln(1-z) \frac{dz}{z} \quad (2.23)$$

As expressões para os termos em $f_{ij}^{(1)}$ são calculadas como:

$$\begin{aligned}
 f_{g\bar{q}}^{(1)} = & \frac{\rho}{72\pi} \left[\frac{16}{3} \beta \ln^2(8\beta^2) - \frac{82}{3} \beta \ln(8\beta^2) - \frac{\pi^2}{6} \right] \\
 & + \beta \rho \left[a_0 + \beta^2 (a_1 \ln(8\beta^2) + a_2) + \beta^4 (a_3 \ln(8\beta^2) + a_4) \right. \\
 & \left. + a_5 \beta^6 \ln(8\beta^2) + a_6 \ln \rho + a_7 \ln^2 \rho \right] \quad (2.24)
 \end{aligned}$$

$$f_{gg}^{(1)} = \frac{7}{1526\pi} \left[12\beta \ln^2(8\beta^2) - \frac{366}{7} \beta \ln(8\beta^2) + \frac{11}{42} \pi^2 \right]$$

$$\begin{aligned}
& + \beta \left[a_0 + \beta^2 (a_1 \ln(8\beta^2) + a_2) + a_3 \beta^4 \ln(8\beta^2) + \rho^2 (a_4 \ln \rho + a_5 \ln^2 \rho) \right. \\
& \left. + \rho (a_6 \ln \rho + a_7 \ln^2 \rho) \right] + (n_{lf} - 4) \frac{\rho^2}{1024\pi} \left[\ln \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) - 2\beta \right] \quad (2.25)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
f_{gq}^{(1)} & = \beta \left[\beta^2 (a_0 \ln \beta + a_1) + \beta^4 (a_2 \ln \beta + a_3) + \rho^2 (a_4 \ln \rho + a_5 \ln^2 \rho) \right. \\
& \left. + \rho (a_6 \ln \rho + a_7 \ln^2 \rho) \right] \quad (2.26)
\end{aligned}$$

Os termos a_i são parâmetros empregados nos ajustes das expressões a cada situação, conforme explicitado nas referências.

A figura 2.5 apresenta o resultado das seções de choque calculadas segundo as expressões acima.

2.4 Seção de choque total

Empregando-se as funções de distribuição descritas em (2.2) e as seções de choque pontuais de (2.3) juntamente com a equação (2.1) pode-se determinar a expressão da seção de choque de produção de charme para interações hadrônicas.

A figura 2.6 apresenta o resultado de cálculos teóricos[20] da seção de choque em termos de ordem inferior, feitos assumindo-se duas hipóteses para o valor da massa do *quark c*, 1,2 GeV e 1,5 GeV, o que implica uma variação de três vezes no valor calculado da seção de choque. O cálculo é também dependente da incerteza no valor da constante de acoplamento $\alpha_s(Q^2)$.

A figura 2.7 apresenta resultados de cálculo da seção de choque quando leva-se em conta termos de ordem superior[21]. Nota-se nesta figura que a seção de choque calculada

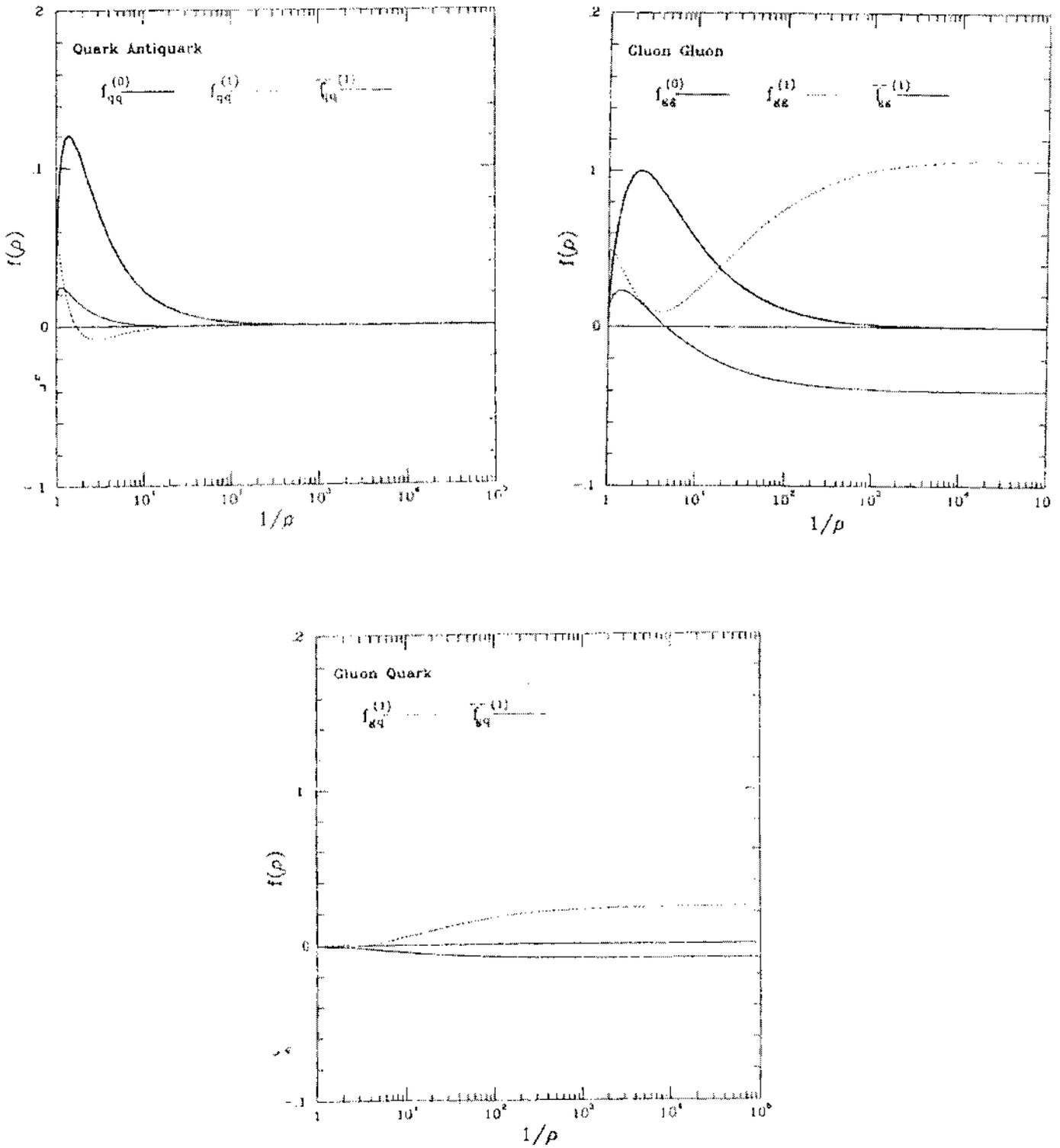


Figura 2.5: Seção de choque parton-parton em primeira e segunda ordem: a) aniquilação quark-antiquark; b) fusão de glúons; c) fusão quark-glúon

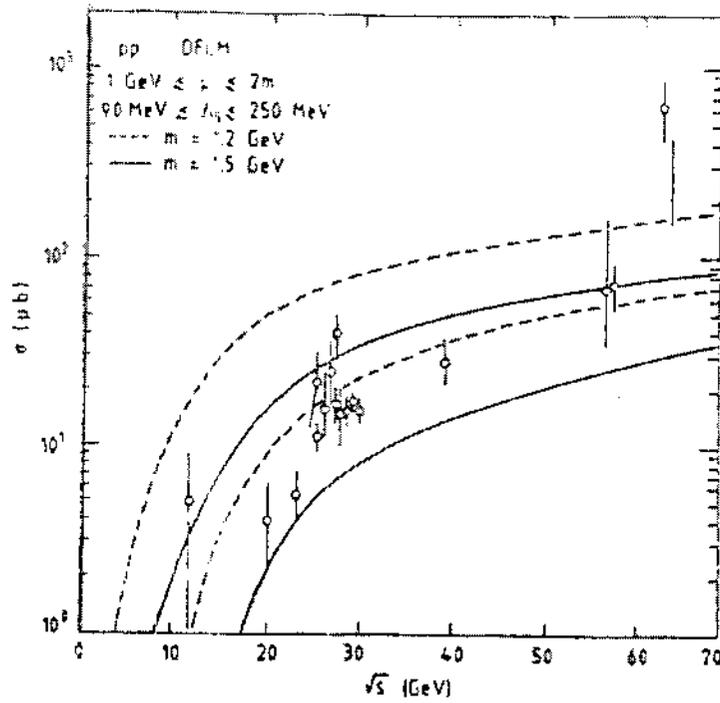


Figura 2.6: Seção de choque para produção de charme

apenas com os termos de primeira ordem, LO , é cerca de tres vezes inferior à calculada com a inclusão de termos de ordem superior, $LO + NLO$.

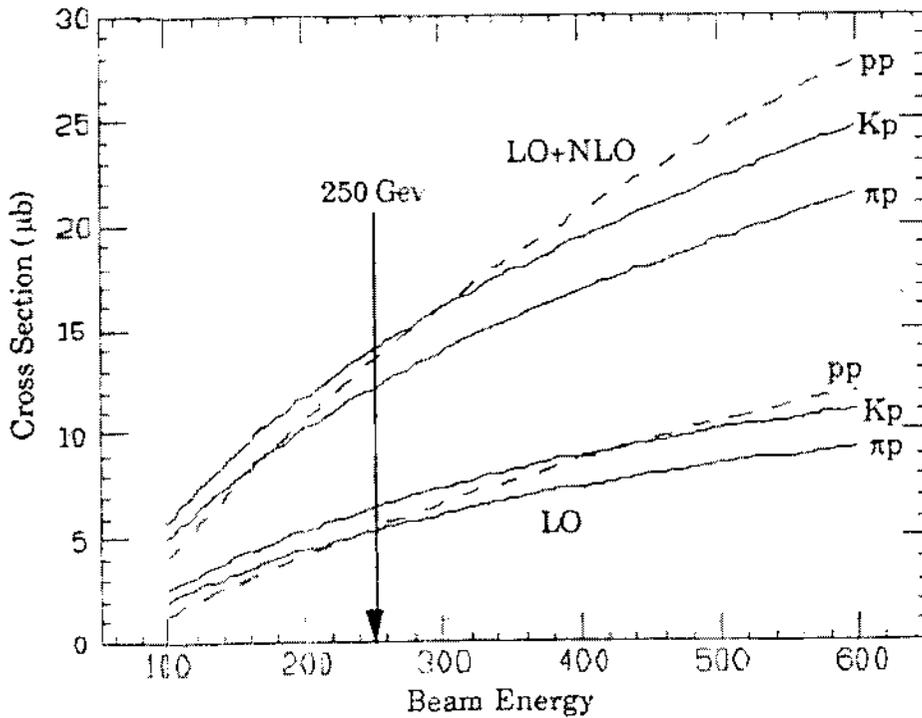


Figura 2.7: Seção de choque com termos de ordens superiores

2.5 Seções de choque diferenciais

As seções de choque diferenciais em x_f e p_t^2 podem ser obtidas diretamente da expressão da seção de choque total e descrevem a dependência da seção de choque com o momento longitudinal e com o momento transverso. A partir da expressão para a seção de choque total, obtém-se:

$$\frac{d\sigma(s)}{dx_f} = \sum_{ij} \int dx_i dx_j f_i^A(x_i, Q^2/\mu^2) f_j^B(x_j, Q^2/\mu^2) \frac{d\hat{\sigma}(x_i x_j s, Q^2/\mu^2)}{dx_f} \quad (2.27)$$

$$\frac{d\sigma(s)}{dp_t^2} = \sum_{ij} \int dx_i dx_j f_i^A(x_i, Q^2/\mu^2) f_j^B(x_j, Q^2/\mu^2) \frac{d\hat{\sigma}(x_i x_j s, Q^2/\mu^2)}{dp_t^2} \quad (2.28)$$

$$\frac{d^2\sigma(s)}{dx_f dp_t^2} = \sum_{ij} \int dx_i dx_j f_i^A(x_i, Q^2/\mu^2) f_j^B(x_j, Q^2/\mu^2) \frac{d^2\hat{\sigma}(x_i x_j s, Q^2/\mu^2)}{dx_f dp_t^2} \quad (2.29)$$

As expressões de $d\sigma/dx_f$ e de $d\sigma/dp_t^2$ são pouco afetadas pelas incertezas envolvidas no cálculo da seção de choque pontual $\hat{\sigma}$. Levando em conta apenas os termos de ordem mais baixa Quigg e Ellis[21] calcularam $d\sigma/dx_f$ para interações π -nucleon e p -nucleon, cujo resultado é apresentado na figura 2.8 para duas hipóteses de valor para a massa do *quark* c : 1,2 GeV/c² e 1,8 GeV².

Nota-se que a magnitude é consideravelmente afetada pelo valor da massa do charme mas a forma da distribuição é pouco sensível à esta escolha. A figura 2.9 apresenta o resultado teórico[21], baseado na QCD, para as seções de choque diferenciais para interações π -nucleon e p -nucleon em feixe de 300 GeV e, novamente, realizados para dois valores de massa do *quark* c : 1,2 GeV/c² e 1,8 GeV/c².

A seção de choque diferencial é usualmente parametrizada na forma:

$$\frac{d^2\sigma}{dx_f dp_t^2} \sim (1 - |x_f|)^n \cdot e^{-bp_t^2} \quad (2.30)$$

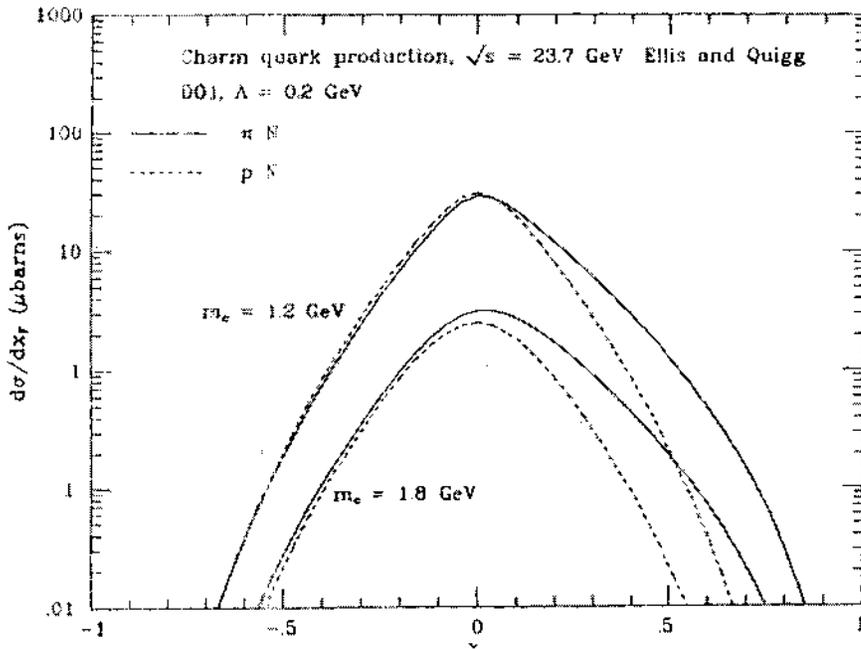


Figura 2.8: Seção de choque diferencial em função de x_f para feixes de π e de prótons

que, aplicada às distribuições das figuras 2.8 e 2.9, nos dá os valores dos parâmetros n e b apresentados na tabela 2.1.

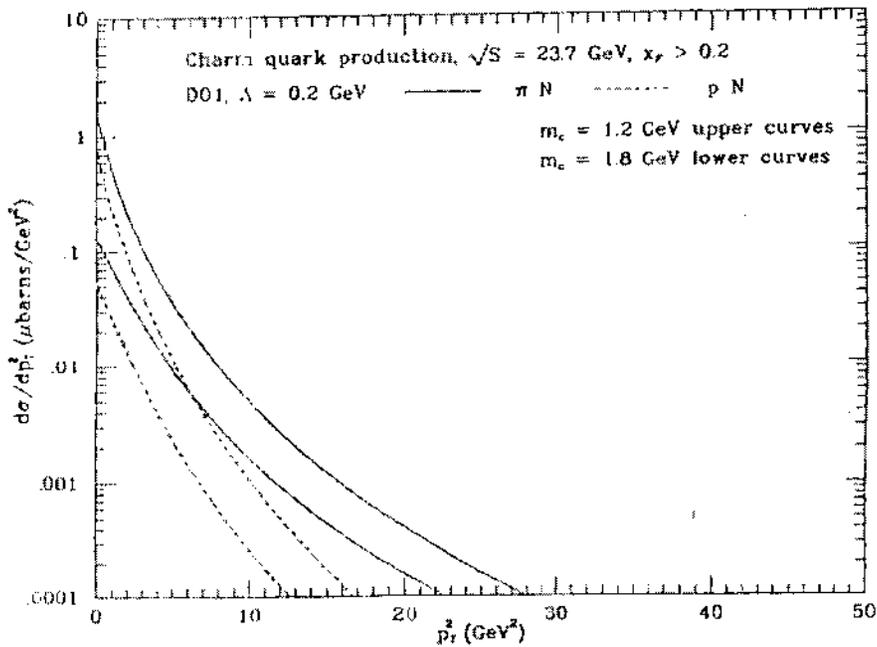


Figura 2.9: Seção de choque diferencial em função de p_t^2 para feixes de π e de prótons

massa do <i>quark</i> c	π -nucleon		p-nucleon	
	n	b	n	b
1,2 GeV/c ²	5,0 ± 0,2	0,62 ± 0,03	7,8 ± 0,2	0,74 ± 0,01
1,8 GeV/c ²	4,7 ± 0,2	0,53 ± 0,01	7,7 ± 0,2	0,59 ± 0,01

Tabela 2.1: Valores típicos para os parâmetros n e b

2.6 Fragmentação

Fragmentação é o processo através do qual *quarks* e gluons se combinam para formarem hádrons e pode ser definida em função da fração de momento longitudinal carregado pelo hádron (x_f/\hat{x}_f), onde as grandezas com acento circunflexo referem-se a partons e, caso não acentuadas, a hádrons. Define-se a função de fragmentação $D_c^H(x_f/\hat{x}_f)$ como a densidade de probabilidade para que um hádron H seja produzido por um *quark* c com fração de momento longitudinal x_f/\hat{x}_f deste *quark*¹.

As funções de fragmentação são admitidas independentem do processo de criação do *quark* mas não da sua massa. Assim, para *quarks* pesados, como o charme, espera-se uma função de fragmentação que tenda a uma função delta para os casos em que o charme se associa a um *quark* mais leve para produzir um hádron. Isto se deve ao fato de que para materializar um anti*quark* mais leve com velocidade comparável a sua, um *quark* c precisa perder apenas uma pequena parcela de sua energia resultando em um hádron com uma grande fração da energia do *quark* original ($x_f/\hat{x}_f \sim 1$).

Há uma variedade de expressões para as funções de fragmentação propostas por vários modelos[22] baseados na idéia de que um *quark* perde energia sucessivamente criando pares *quark*-anti-*quark* até que a energia disponível não mais seja suficiente para a produção de

¹ definições análogas existem para outros sabores de *quark*.

um novo par. Diferentes parametrizações podem ser usadas para as funções de fragmentação[23]. As parametrizações de Andersson et al., Bowler, Kartvelishvili et al., Peterson et al. e Collins & Spiller são apresentadas nas equações (2.31), (2.32), (2.33), (2.34) e (2.35), respectivamente.

$$D_q^H(x_+) = N \frac{(1-x_+)^{\beta}}{x_+} \exp\left(\frac{-B(m_h)_T^2}{x_+}\right) \quad (2.31)$$

$$D_q^H(x_+) = N \frac{(1-x_+)^{\beta}}{x_+} \exp\left\{-Bm_q^2 \left[\frac{m_h^2}{m_q^2 x_+} - 1 - \ln\left(\frac{m_h^2}{m_q^2 x_+}\right)\right]\right\} \quad (2.32)$$

$$D_q^H(x) = Nx^{\alpha_Q}(1-x) \quad (2.33)$$

$$D_q^H(x) = N \left\{ x \left[1 - \frac{1}{x} - \frac{\epsilon_Q}{1-x} \right]^2 \right\}^{-1} \quad (2.34)$$

$$D_q^H(x) = N \left[\frac{1-x}{x} + \frac{2-x}{1-x} \epsilon'_Q \right] (1+x^2) \left[1 - \frac{1}{x} - \frac{\epsilon'_Q}{1-x} \right]^2 \quad (2.35)$$

onde

$$x = \frac{p}{p_{max}} \quad (2.36)$$

$$x_+ = \frac{E + p_z}{E_{max} + p_{max}} \quad (2.37)$$

$$(2.38)$$

sendo $\alpha_Q = 0,156 \pm 0,18$, $\epsilon_Q = 0,156 \pm 0,015$ e $\epsilon'_Q = 0,64 \pm 0,14$.

A seção de choque diferencial de produção de um hadron H , em particular, pode ser obtida a partir da seção de choque diferencial de produção de charme $d\hat{\sigma}/dx_f$ e da função

de fragmentação através da expressão

$$\frac{d\sigma(x_f)}{dx_f} = \int_{x_f}^1 d\hat{x}_f \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{x}_f} \frac{D_c^H(x_f/\hat{x}_f)}{\hat{x}_f} \quad (2.39)$$

onde D_c^H é a função de fragmentação do *quark* c no hadron H ; \hat{x}_f é o valor da variável x de Feynman para o *quark* c e x_f é o valor da variável x de Feynman para o hadron H .

As funções de fragmentação necessárias a estes cálculos podem ser obtidas experimentalmente[23] como para o caso da função de fragmentação $D_c^{D^\pm}$ apresentada na figura 2.10. Nesta figura os dados são ajustados a uma curva segundo a função de Andersson.

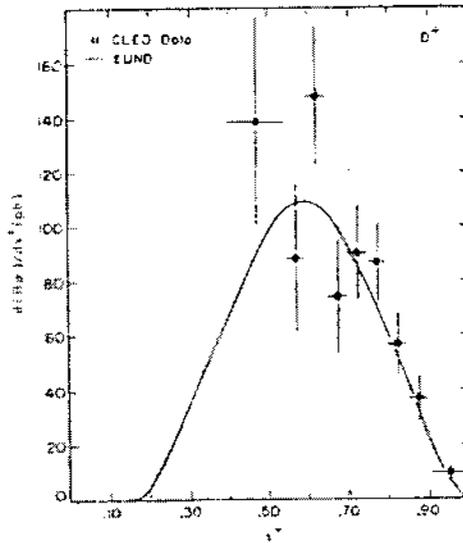


Figura 2.10: Função de fragmentação D_c^D

2.6.1 Efeito liderança

Quando a partícula produzida contém um *quark* de valência de mesmo sabor de um dos *quarks* das partículas originais espera-se o aparecimento do chamado efeito liderança.

Este efeito manifesta-se com uma assimetria na produção de partícula e anti-partícula em região de alto x_f .

Assim, em interações π^- -nucleon, o D^- , constituído dos *quarks* $\bar{c}d$, é liderante pois pode conter um dos *quarks* d do pión participante da interação. Isto já não se dá com o D^+ , que é constituído de *quarks* $c\bar{d}$. Em sendo válido este efeito deve-se observar uma maior produção de D^- comparado a D^+ para valores altos de x_f para interações π^- -nucleon.

2.7 Resultados experimentais

As partículas charmosas decaem tipicamente por interação fraca e têm vida média da ordem de 10^{-16} segundos. Isto significa que a partícula percorre, no referencial do laboratório, uma distância de poucos milímetros tornando necessário o emprego de um bom detetor de vértice para que se distingua o vértice de decaimento charmoso do vértice de interação primária. Experiências de alvo fixo têm logrado êxito em construir detetores de vértice de alta resolução através do emprego de dispositivos semicondutores², como é descrito adiante nesta tese.

O experimento NA32 tomou dados no CERN em 1984 empregando feixe de píons, kaons e prótons de 200 GeV e em 1985 com feixe de píons e kaons de 230 GeV. O experimento empregou detetores de vértice de alta resolução e observou um efeito liderante[24, 25].

Também no CERN foi realizado o experimento WA82 com tomada de dados em 1987 que mediu os parâmetros n e b a partir de interações produzidas por feixe de píons e de

²Em colisores, como a partícula é produzida praticamente em repouso, necessita-se de uma resolução espacial muito maior que em experiências de alvo fixo, tornando tal método, no momento, ainda inadequado.

	feixe	partícula	eventos	n	b	ref.
NA32	π^- 200 GeV	D	114	$2,5^{+0,4}_{-0,3}$	$1,06^{+0,12}_{-0,11}$	[24]
		D liderante	54	$2,1^{+0,5}_{-0,4}$	$1,22^{+0,2}_{-0,17}$	[24]
		D não lid.	60	$3,3^{+0,6}_{-0,5}$	$0,91^{+0,12}_{-0,11}$	[24]
	π^- 200 GeV	D	34	$4,7 \pm 0,9$	$2,7^{+0,7}_{-0,5}$	[24]
	p 200 GeV	D	9	$5,5^{+2,1}_{-1,8}$	$1,4^{+0,6}_{-0,4}$	[24]
	π^- 230 GeV	D	792	$3,74 \pm 0,23$	$1,4 \pm 0,5$	[25]
		D liderante D não lid.		$3,23^{+0,3}_{-0,28}$ $4,34^{+0,36}_{-0,25}$	$0,74 \pm 0,04$ $0,95 \pm 0,05$	[25] [25]
K^- 230 GeV	D	31	$3,56^{+1,08}_{-0,99}$	$1,36^{+0,32}_{-0,26}$	[25]	
WA32	π^- 340 GeV	D	937	$2,9 \pm 0,3$	$0,78 \pm 0,04$	[26]
		D liderante D não lid.		$2,8 \pm 0,2 \pm 0,3$ $3,7 \pm 0,2 \pm 0,3$		[27] [27]
	p 370 GeV	D	185	$5,5 \pm 0,08$	$0,79 \pm 0,08$	[27]
E769	π^- 250 GeV	D^\pm	554	$3,9 \pm 0,3$	$1,03 \pm 0,06$	[36]
		D liderante		$2,84 \pm 0,31$		[36]
		D não lid.		$3,5 \pm 0,36$		[36]

D refere-se aqui a todos os mesons D

Tabela 2.2: Medidas recentes de distribuição em x_f e p_t^2

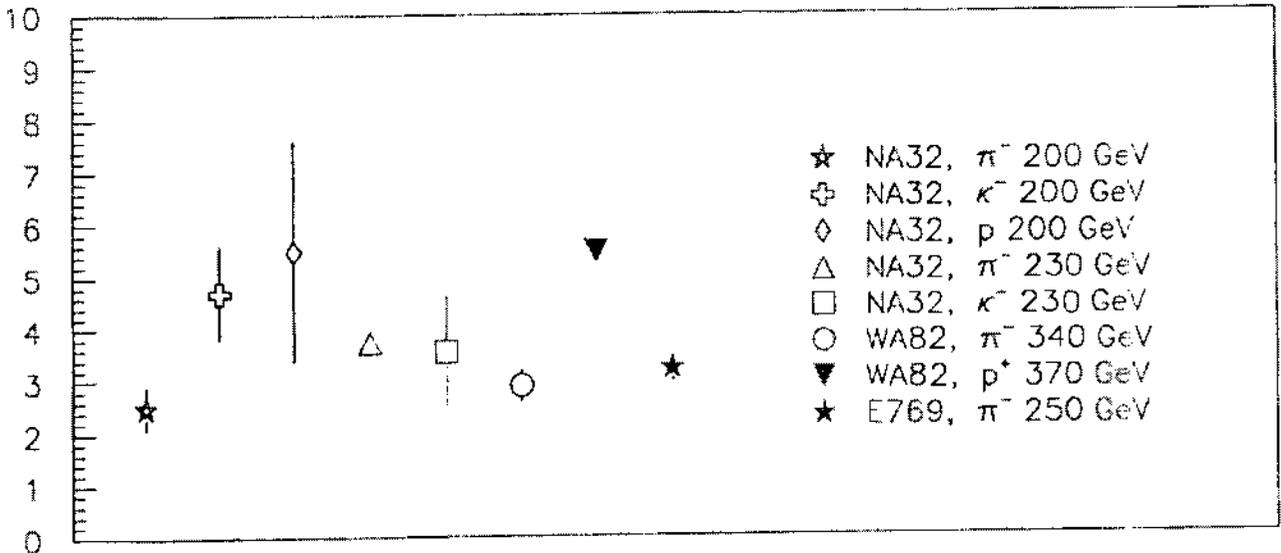


Figura 2.11: Resultados do parâmetro n para medidas em produção de mésons D, segundo dados da tabela 2.2

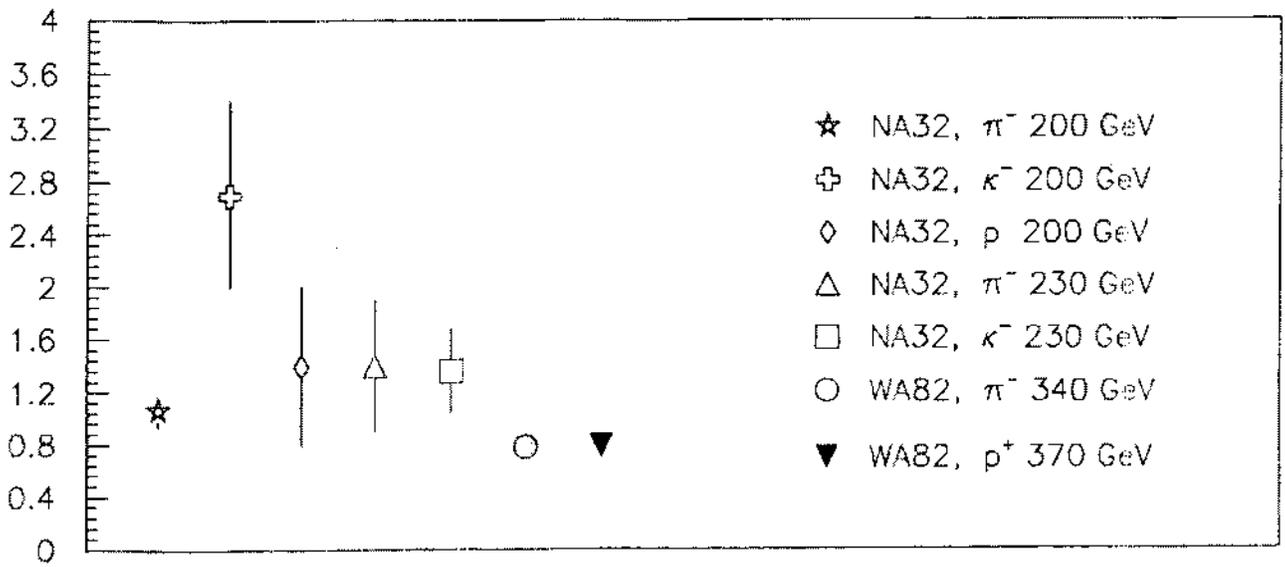


Figura 2.12: Resultados do parâmetro b para medidas em produção de mésons D, segundo dados da tabela 2.2

Capítulo 3

Sistema de Identificação do feixe

A experiência E769 dispunha de um feixe misto constituído de prótons, kaons e pión. A variedade de tipos de partículas no feixe visou permitir o estudo da dependência da produção com o tipo de partícula incidente. Isto exigia, no entanto, uma identificação das partículas incidentes, o que se lograva com o emprego de dois detectores colocados na linha de feixe já dentro da área de nosso laboratório: um detector Cerenkov diferencial, o DISC, e um detector de radiação de transição, o TRD.

A figura 3.1 apresenta a localização dos dois detectores dentro da linha de feixe da experiência E769.

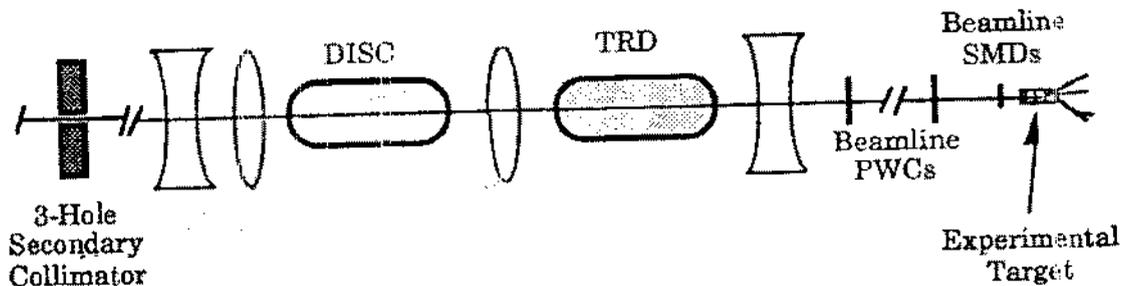


Figura 3.1: DISC e TRD na linha de feixe

3.1 DISC

Quando uma partícula carregada desloca-se por um meio com velocidade v superior à velocidade de propagação dos campos eletromagnéticos neste meio ocorre a emissão de radiação eletromagnética conhecida como radiação Cerenkov. A taxa de emissão de fótons ao longo da trajetória da partícula dN/dl , e o ângulo Θ entre a direção da radiação e a direção da partícula são funções da velocidade descritas[37] pelas expressões:

$$\frac{dN}{dl} = 2\pi\alpha \int \left[1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)} \right] \varepsilon(\lambda) \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (3.1)$$

$$\cos(\Theta) = \frac{1}{\beta n(\lambda)} \quad (3.2)$$

onde $\alpha = 1/137$; $n(\lambda)$ = índice de refração para o comprimento de onda λ ; $\beta = |\vec{P}|/E$ onde \vec{P} e E são, respectivamente, o momento e a energia da partícula e $\varepsilon(\lambda)$ = eficiência do detector no comprimento de onda λ .

Assim, é possível construir-se detectores com especificações tais que, para um dado momento, determinadas partículas emitirão radiação Cerenkov. As características desta radiação permitem identificar a partícula.

Um detector Cerenkov diferencial é aquele construído de forma a determinar o ângulo Θ em que a radiação Cerenkov é emitida. Duas partículas de massas diferentes e mesmo momento, conseqüentemente com velocidades diferentes, viajando por um meio com velocidades superiores à velocidade das ondas eletromagnéticas neste meio, darão origem à radiação Cerenkov com diferentes ângulos de emissão. Estes ângulos são distinguidos através de um sistema de espelhos e diafragmas, que seleccionam as radiações dentro de um ângulo determinado.

Um detector deste tipo, conhecido como DISC¹, foi empregado na linha de feixe para identificação das partículas durante a primeira fase de tomada de dados da experiência E769, quando dispunhamos de um feixe negativo com 93% de píons e 5,2% de kaons de 250 GeV.

A estrutura do DISC[33] é apresentada na figura 3.2. Consiste basicamente de um cilindro² de 5 m de comprimento por 0,5 m de diâmetro, selado, contendo uma atmosfera de hélio, montado longitudinalmente de forma que seu eixo coincida com a linha do feixe. O anel de radiação Cerenkov resultante de uma partícula que viaje com velocidade acima da velocidade crítica v é refletido por um espelho esférico, passa por um diafragma anelar e é coletada por oito fotomultiplicadoras arranjadas em um círculo na base do cilindro. A pressão do hélio, bem como a abertura do diafragma, são ajustáveis permitindo que se calibre o detector para partículas diferentes. Em nosso caso o DISC foi empregado para produzir um sinal quando percorrido por um kaon de 250 GeV.

Durante todo o período de tomada de dados realizam-se várias sessões quando coleta-se dados para diferentes pressões de hélio e aberturas do diafragma. Estes dados permitem, após processados, determinar a pressão e a abertura adequadas à identificação de kaons de 250 GeV.

Com o DISC assim ajustado, um kaon de 250 GeV resulta na emissão de radiação Cerenkov em um ângulo Θ_c . Esta radiação, após reflexão no espelho, passa pelo anel do diafragma e é coletada pelas fotomultiplicadoras. Píons, com a mesma energia, também

¹O nome DISC é composto pelas iniciais da expressão inglesa *Differential Isochronous Self-Collimating*

²Outros dois detectores Cerenkov, de estrutura diferente, foram empregados para identificação das partículas produzidas pelas interações e seus decaimentos. Estes detectores Cerenkov encontram-se descritos adiante neste trabalho.

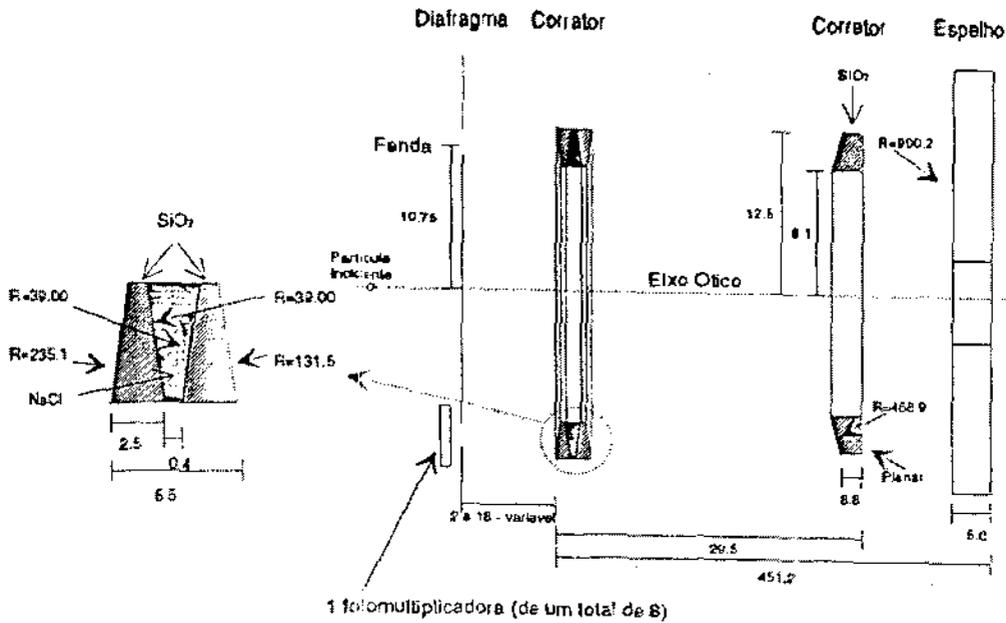


Figura 3.2: Estrutura do DISC

emitem radiação Cerenkov em um ângulo $\Theta_\pi \neq \Theta_\kappa$, porém, após a reflexão no espelho, esta radiação era bloqueada parcialmente pelo diafragma não atingindo as fotomultiplicadoras na mesma proporção que a radiação oriunda dos kaons. Em média, 6 fotomultiplicadoras registram sinal para kaons enquanto apenas uma acusa sinal no caso de píons.

A reconstrução fornece a probabilidade de uma partícula incidente ser um kaon ou um pión levando em conta inclusive a contaminação entre kaons e píons, como será visto adiante.

Cabos coaxiais levam os sinais das fotomultiplicadoras a conversores analógico-digitais que, sinalizados pelo gatilho da experiência, procedem a conversão dos sinais. Os valores obtidos são, então, gravados em fita junto com as demais informações do espectrômetro.

3.2 TRD

Ao mover-se, uma partícula carregada cria um campo eletromagnético ao seu redor cujas características dependem do meio. Quando a partícula cruza a fronteira entre dois meios, passando para uma região de propriedades dielétricas diferentes, o campo eletromagnético deve ajustar-se às novas condições, o que é feito pela liberação de parte da energia eletromagnética do campo na forma de radiação. A energia W desta radiação de transição é descrita[39] pela expressão:

$$W = \frac{2}{3} \alpha \omega_p \gamma \quad (3.3)$$

onde $\alpha = 1/137$; $\gamma =$ fator de Lorentz; $\omega_p = \frac{4\pi\alpha Z N_A \rho}{A m_e}$; $Z =$ número atômico; $N_A =$ número de Avogrado; $\rho =$ densidade de elétrons e $m_e =$ massa do elétron.

A radiação de transição encontra-se majoritariamente na região de raios-X e pode, então, ser observada com o emprego de um detector que opere nesta faixa.

Sendo a energia da radiação de transição diretamente proporcional ao fator de Lorentz, γ , partículas de mesmo momento mas massas diferentes produzirão radiação de intensidades diferentes. A medida da energia irradiada permite que se identifique a partícula desde que seu momento seja conhecido.

Na segunda parte da tomada de dados da experiência E769 dispúnhamos de um feixe positivo com 59% de pions, 35% de protons e 6% de kaons. O DISC, já descrito, permitia a identificação dos kaons mas não distinguia entre protons e pions. Foi necessário, então, o emprego de um segundo detector para, trabalhando em conjunto com o DISC, ser possível a discriminação das três partículas constituintes do feixe.

A experiência E769 empregou um detector de radiação de transição, conhecido como TRD³, em sua linha de feixe, construído para distinguir píons de 250 GeV de kaons de 250 GeV.

O DISC foi ajustado para fornecer uma identificação positiva para os kaons, ficando a cargo do TRD a distinção entre píons e protons. O DISC era, eventualmente, sintonizado em píons permitindo, assim, a calibração do TRD.

O TRD[40] da experiência E769 consiste de 24 módulos idênticos. Cada módulo, por sua vez, consiste de cerca de 200 folhas de polipropileno seguidas de uma câmara proporcional⁴ de dois planos cheia com uma mistura de gás com alta porcentagem de xenônio, empregado devido à sua alta secção de choque de absorção de fótons na região de raios-X.

As folhas de polipropileno são mantidas espaçadas com o emprego de folhas de nylon em forma de rede, nas quais corta-se um buraco no centro para reduzir a quantidade de material e conseqüentemente minimizar a atenuação dos fótons. Este espaço é preenchido com hélio obtendo-se então dois meios com características diferentes. A radiação de transição manifesta-se quando a partícula transita entre o polipropileno e o hélio.

A figura 3.3 mostra, esquematicamente, um módulo de TRD da experiência E769.

A presença da radiação de transição é acusada pelos planos das câmaras proporcionais. Observe-se que estes planos não são empregados para rastreamento dos fótons, ou mesmo para localizá-los, mas tão somente para acusar a ocorrência dos raios X de transição.

Maior energia de transição implica maior número de planos com sinal e, assim, pode-

³TRD é composto com as iniciais da expressão inglesa "Transition Radiation Detector"

⁴Câmaras proporcionais são descritas adiante neste trabalho.

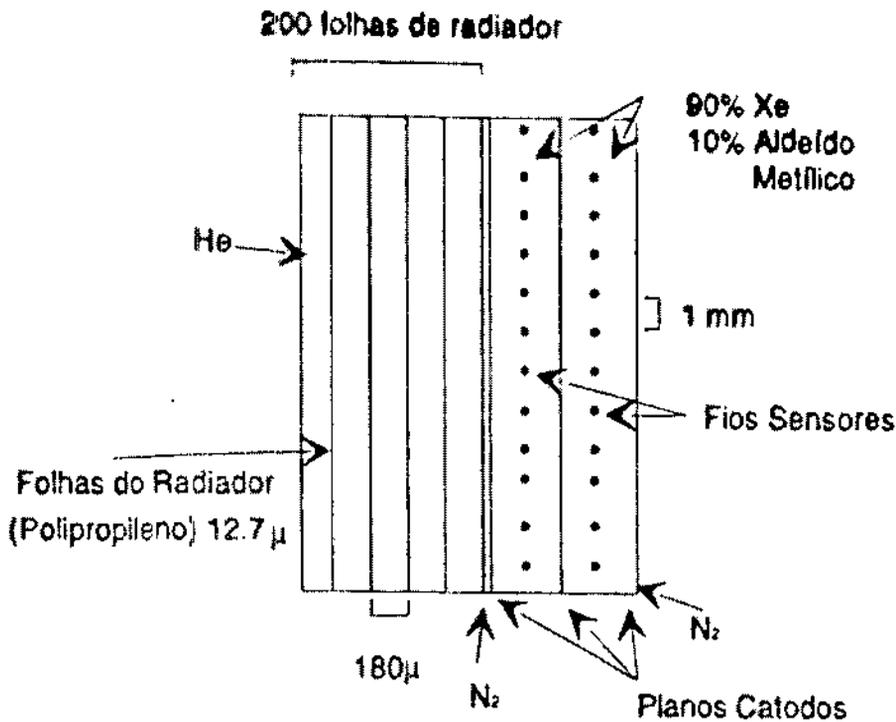


Figura 3.3: Módulo de TRD

se identificar a partícula incidente apenas pela contagem dos planos excitados. A fig 3.4 mostra o número de planos excitados por evento. Observa-se uma clara distinção entre prótons e píons, com prótons causando o disparo de, em média, 3 planos enquanto um píon aciona cerca de 15 planos. Há, como no caso do DISC, uma contaminação entre os dois valores, de modo que os resultados finais, após a reconstrução, são dados em forma de probabilidades.

A figura 3.5.a apresenta o número de planos de TRD que acusam sinal com o DISC sintonizado em prótons e a figura 3.5.b quando o DISC encontra-se sintonizado em píons. A figura 3.6 apresenta em um único gráfico o resultado da identificação de partículas através do TRD e do DISC, indicando a identificação das três partículas do feixe combinando as informações fornecidas pelos dois detectores.

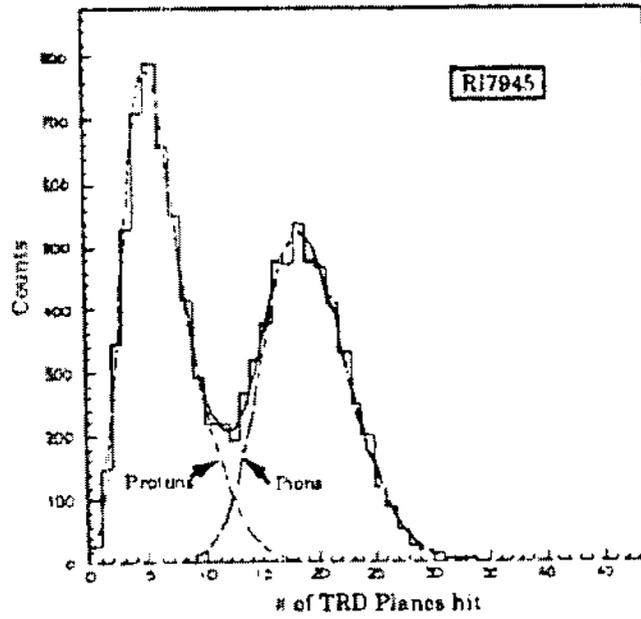


Figura 3.4: Módulos de TRD excitados por evento

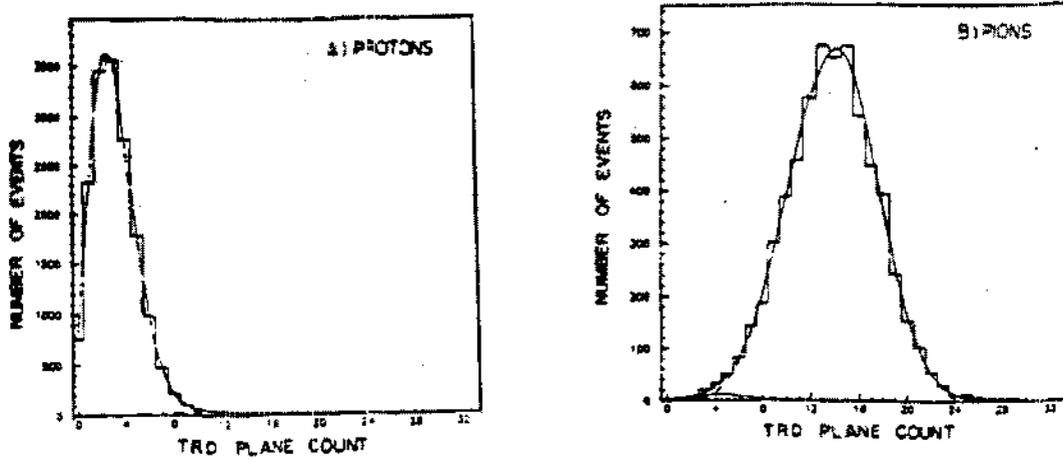


Figura 3.5: Sinal do DISC:a)DISC sintonizado em prótons;b)DISC sintonizado em píons

3.2.1 Eletrônica de leitura

Cada plano de câmara proporcional contém 64 fios divididos em 16 grupos de quatro. Os quatro fios de cada um destes 16 grupos são conectados a um pré-amplificador de baixo ruído montado junto às câmaras. Estes pré-amplificadores foram projetados para

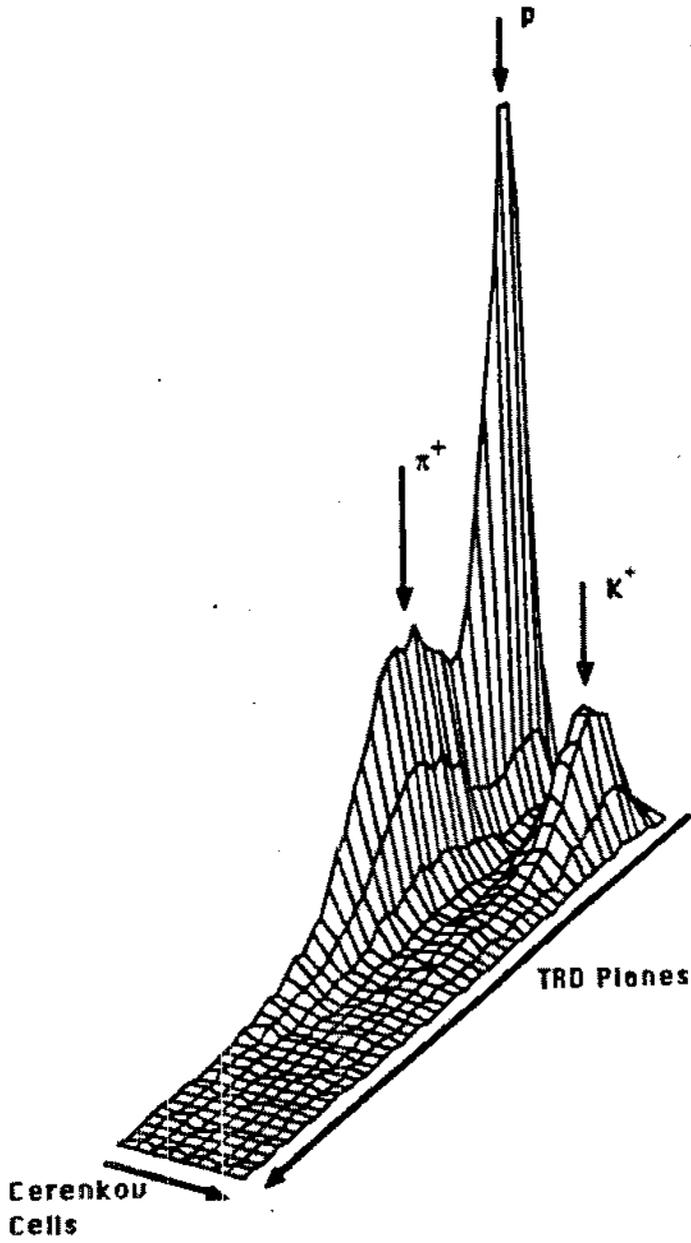


Figura 3.6: TRD x DISC

operarem em câmaras proporcionais que trabalhem em alta frequência. Os 16 sinais de cada câmara são então levados, por meio de cabos coaxiais, até cartões amplificadores e discriminadores de 16 canais. Os sinais discriminados servem de entrada a um circuito lógico OU montado com módulos NIM. Cada um dos resultantes 48 sinais, um para cada plano, são enviados a uma memória tipo *latch* para então serem registrados em fita magnética junto aos demais dados do espectrômetro. Um conjunto de contadores feitos de plástico cintilante, colocados antes e após o TRD, fornece um sinal em coincidência para gatilho das memórias *latch*.

As partículas carregadas do feixe ionizam as câmaras proporcionais ao passarem por elas, produzindo, em consequência, um sinal nos planos de câmaras proporcionais. A captura de um fóton produz uma intensa ionização em uma pequena região da câmara enquanto que partículas carregadas produzem uma ionização distribuída ao longo de sua trajetória. Em consequência, o sinal devido a captura de um fóton apresenta um tempo de subida consideravelmente menor. O projeto dos cartões amplificadores e discriminadores levou em conta esta diferença tornando possível distinguir sinais provenientes da captura de fótons de raios X dos sinais provenientes da ionização devida à passagem de uma partícula carregada pela câmara.

A figura 3.7 esquematiza a eletrônica empregada na leitura do TRD.

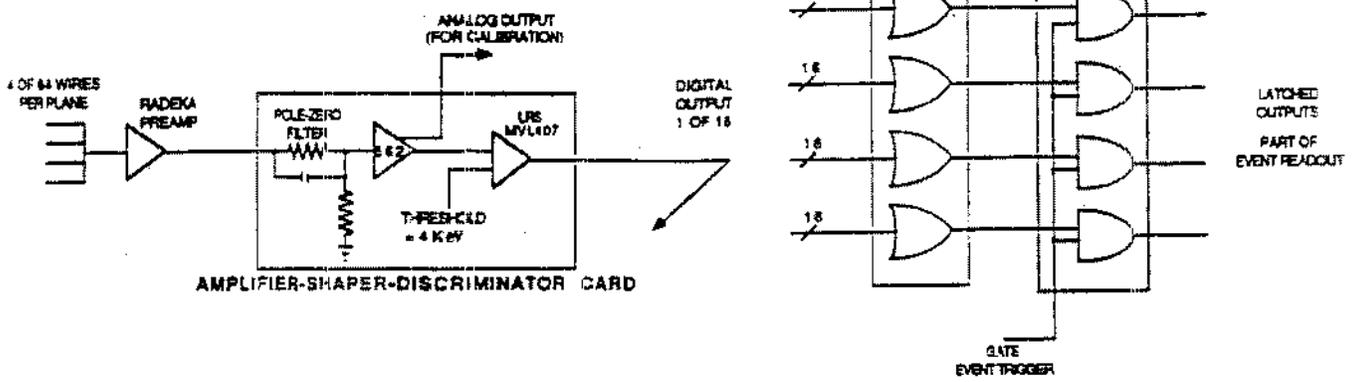


Figura 3.7: Eletrônica do TRD

Capítulo 4

O Alvo Segmentado da E769

Além do feixe misto que permite um estudo da dependência de produção com o tipo de partícula incidente, já mencionado no capítulo 3, a experiência E769 utiliza um alvo composto de vários materiais diferentes de forma a que se possa estudar a dependência de produção com o número atômico. Consiste este alvo de uma sequência de 26 folhas de Al, Be, Cu e W dispostas como indicado na figura 4.1

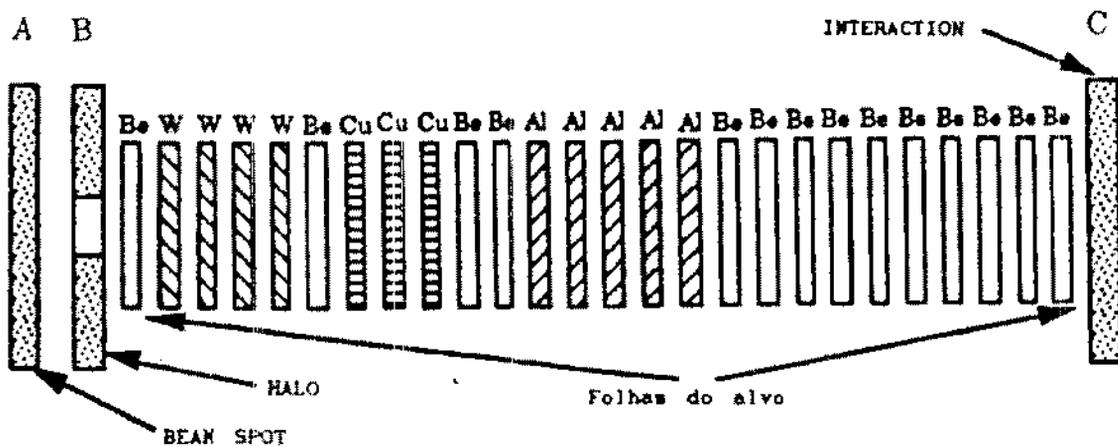


Figura 4.1: O alvo da experiência E769

A separação entre as folhas é de cerca de 1,3 mm permitindo identificar em qual delas

se dá a interação primária. A sequência na qual as folhas são dispostas busca minimizar os espalhamentos múltiplos.

Imediatamente à montante do alvo encontram-se duas placas de cintiladores plásticos, uma delas com um buraco de cerca de 2 cm de diâmetro, ambas acopladas a fotomultiplicadoras. Estes cintiladores estão alinhados com o feixe de maneira que uma partícula que se mova em bom alinhamento com o eixo do detector produz um sinal no cintilador A mas não em B. Partículas incidentes que não satisfazem tal requisito são desprezadas e o detector bloqueia qualquer possível condição de gatilhamento.

À juzante do alvo uma outra placa cintiladora C serve para indicar a ocorrência de interação no alvo. Para tal, o sinal proveniente de sua fotomultiplicadora é levado a um discriminador cujo patamar é ajustado em um valor correspondente ao sinal devido a passagem de cinco partículas carregadas. Este sinal é usado na eletrônica de gatilho da experiência. A figura 4.1 apresenta também os cintiladores A, B e C acima referidos e que são conhecidos respectivamente como contador de feixe, contador de halo e contador de interação.

A tabela 4.1 lista as características gerais do alvo da experiência E769.

Material	Espessura total (mm)	Comprimento de interação (%)	Comprimento de radiação (%)
Be	$3,629 \pm 0,0033$	$0,892 \pm 0,008$	$1,03 \pm 0,01$
Al	$1,261 \pm 0,008$	$0,320 \pm 0,002$	$1,42 \pm 0,01$
Cu	$0,761 \pm 0,006$	$0,504 \pm 0,004$	$5,32 \pm 0,04$
W	$0,383 \pm 0,008$	$0,399 \pm 0,008$	$11 \pm 0,5$
TOTAL	$6,034 \pm 0,035$	$2,115 \pm 0,012$	$18 \pm 0,5$

Tabela 4.1: Características gerais do alvo segmentado da E769

Capítulo 5

O Espectrômetro do Experimento E769

A experiência E769 foi realizada no Laboratório de Ftons Identificados, TPL¹, situado no setor PE do Fermi National Accelerator Laboratory, FERMILAB.

Esta foi a terceira experiência realizada neste laboratório seguindo-se às experiências E516 e E691, ambas estudando a fotoprodução de charme[42, 43].

O TPL tem sua parte experimental, onde localiza-se o detetor, situada abaixo do nível do solo. Na superfície fica a sala de contagem, onde encontram-se os módulos eletrônicos e computadores, a sala de controle, de onde a experiência é operada, controlada e monitorada e um setor de trabalho, usado para reuniões, estudos e outras atividades correlatas.

A figura 5.1.a mostra a planta baixa da área experimental do TPL e a figura 5.1.b reproduz uma planta do andar superior do laboratório.

A figura 5.2.a é uma vista em perspectiva do espectrômetro da experiência E769, também apresentado esquematicamente na figura 5.2.b.

¹Iniciais de "*Tagged Photon Laboratory*"

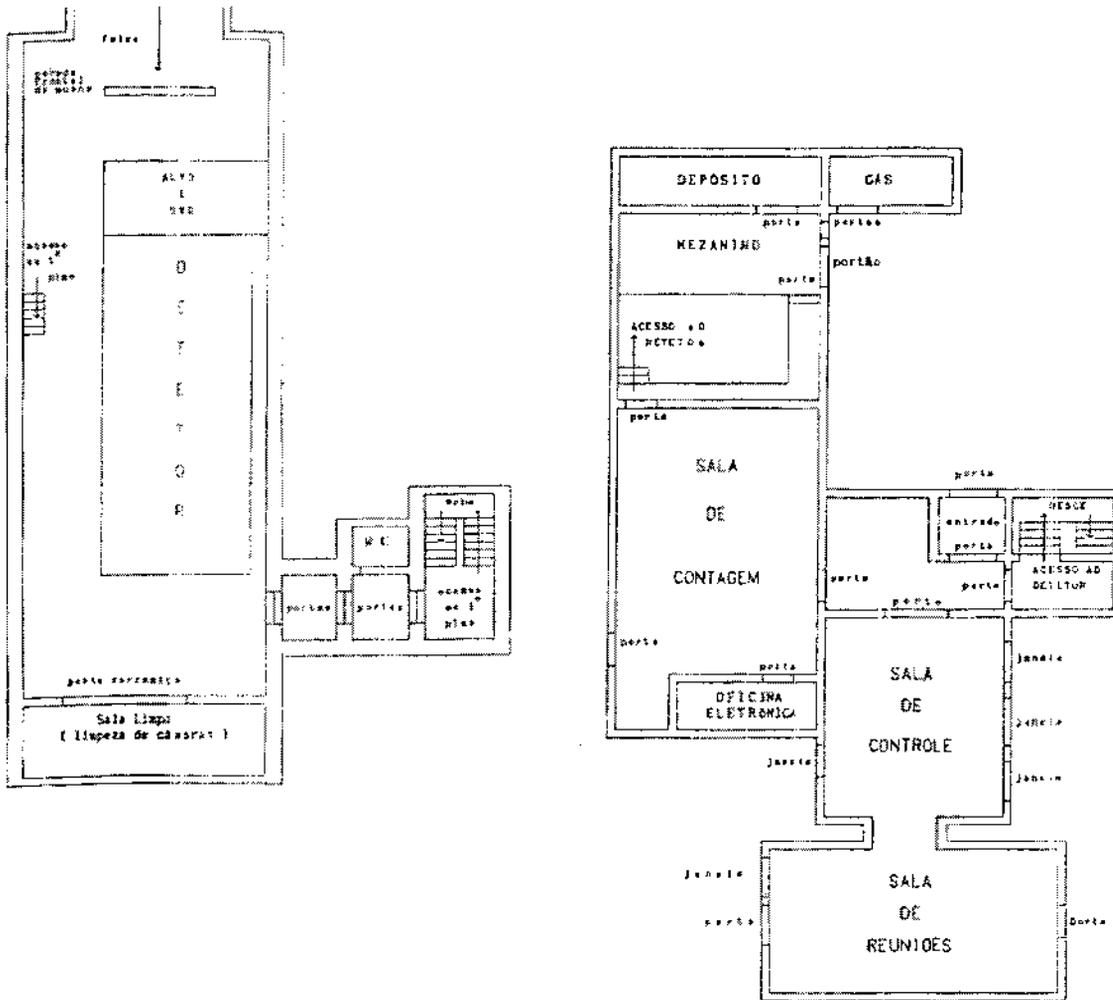


Figura 5.1: a)Planta baixa da área experimental; b)Planta baixa do andar superior do TPL

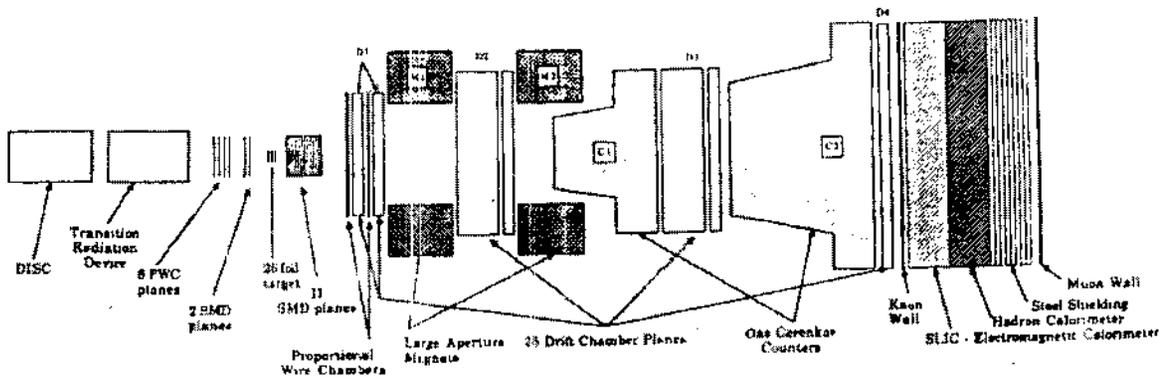
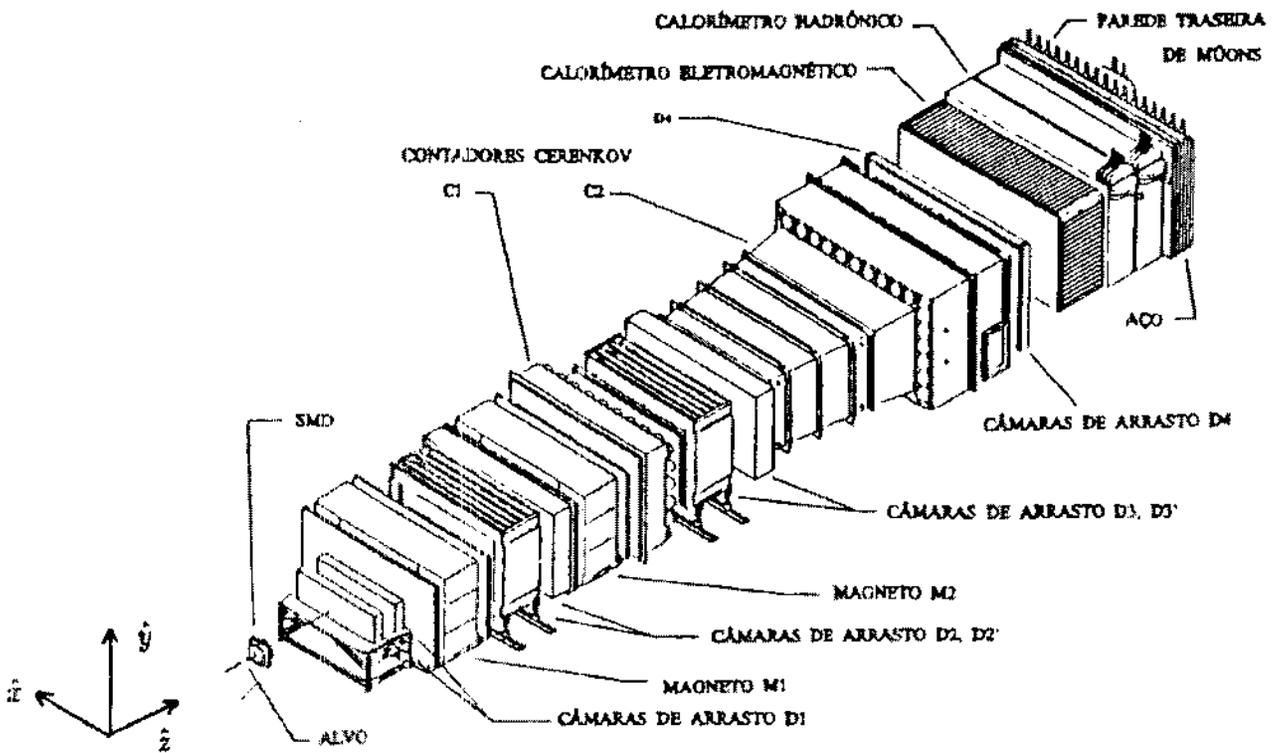


Figura 5.2: a) Vista em perspectiva do detector da E769; b) Vista esquemática do detector da E769

Consiste ele de planos de SMD, câmaras proporcionais e de arrasto, dois detetores Cerenkov de patamar, dois magnetos, dois calorímetros, uma barreira de aço e um detetor de múons que são descritos nas secções seguintes.

5.1 SMD

Seja uma junção constituída por dois materiais semicondutores de tipo P e N. Em tal junção forma-se uma barreira de potencial que mantém os portadores P e os N em lados diferentes da junção garantindo-se a existência de duas áreas distintas, uma onde prevalecem elétrons como portadores e outra onde os portadores dominantes são lacunas. A região imediatamente ao redor da junção encontra-se livre de portadores e constitui a chamada área de depleção. Se submetermos a junção a uma polarização reversa, consistindo em colocar-se a região N positiva em relação à região P, ocorre uma expansão da área de depleção formando-se como que um capacitor onde as áreas P e N fazem o papel das placas e a área de depleção constitui o dielétrico.

A passagem de uma partícula carregada ioniza o meio liberando pares elétron-lacuna na área de depleção que, sob o efeito do campo elétrico resultante da polarização reversa, migram para as placas dando origem a um sinal elétrico no circuito externo. Tudo se passa como uma descarga do capacitor formado pela junção. O sistema se recupera retornando então à condição inicial.

Este princípio pode ser usado para acusar a passagem de uma partícula carregada. A precisão na localização do ponto de passagem da partícula será tão boa quanto as dimensões físicas do sistema, que, no caso de dispositivos semicondutores, encontra-se na

casa dos microns.

Um dispositivo construído para este fim é o detetor de micro-estrias de silício, conhecido como SMD². Cada placa de SMD consiste de uma lâmina semicondutora de cerca de 300 microns de espessura em cuja uma das faces formam-se estrias semicondutoras de material tipo P. A face oposta recebe um revestimento contínuo de material tipo N. Dessa forma obtém-se como que vários capacitores com uma das placas comum. A estrutura resultante é então polarizada reversamente, sendo cada estria tipo P conectada a um pré-amplificador. A figura 5.3 ilustra o arranjo.

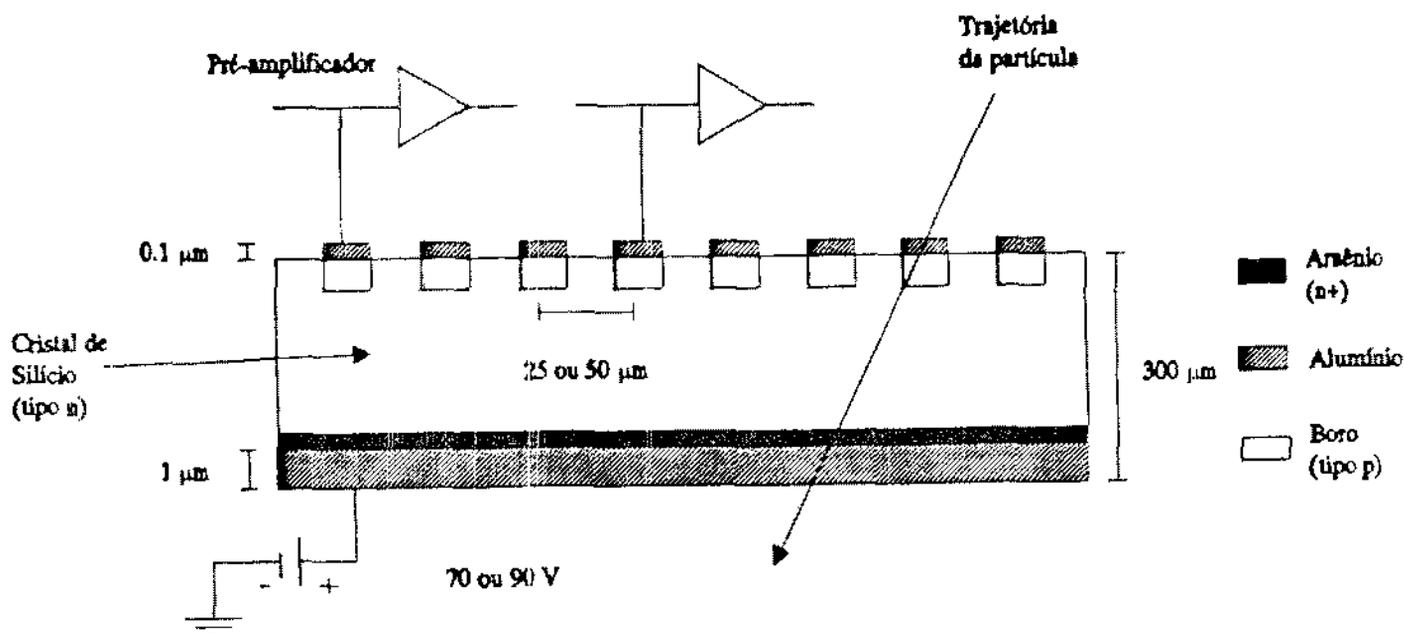


Figura 5.3: Estrutura básica do SMD

Uma partícula carregada que atravesse a lâmina de SMD produz um sinal na estria mais próxima do ponto de sua passagem. Considere-se a figura 5.4 onde vemos justapostos dois planos de SMD, um deles com suas estrias semicondutoras dispostas na direção x

²Iniciais de "Silicon Microstrip Detector"

e outro com as suas estrias na direção y . As estrias x e y constituem um sistema de coordenadas que permite a localização do ponto de passagem da partícula.

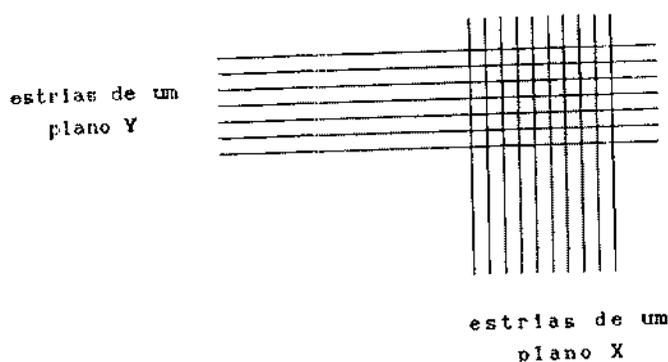


Figura 5.4: Dois planos de SMD constituindo um sistema de coordenadas

Um sistema de SMD é empregado no experimento E769 para rastreamento de partículas carregadas. Para tal utilizam-se 13 planos de SMD com estrias em orientações diferentes, postos em sequência de maneira que a passagem de uma partícula carregada produz uma série de pontos ao longo de sua trajetória. Estes pontos são registrados pelos SMD e sua união permite a reconstrução da trajetória³.

Na experiência E769 empregamos planos de SMD com estrias orientadas nas direções x , y e v , sendo a direção v aquela que perfaz um ângulo de 20,5 graus com a direção das estrias x . A figura 5.5 mostra a distribuição dos planos de SMD ao redor do alvo da experiência. Os 2 planos situados à montante do alvo fornecem informação acerca da posição do feixe incidente e os 11 à jusante permitem o rastreamento das trajetórias das partículas resultante da interação do feixe no alvo.

O emprego de um sistema de SMD permite uma boa reconstrução das trajetórias e

³O processo de reconstrução de trajetórias está descrito em capítulo próprio.

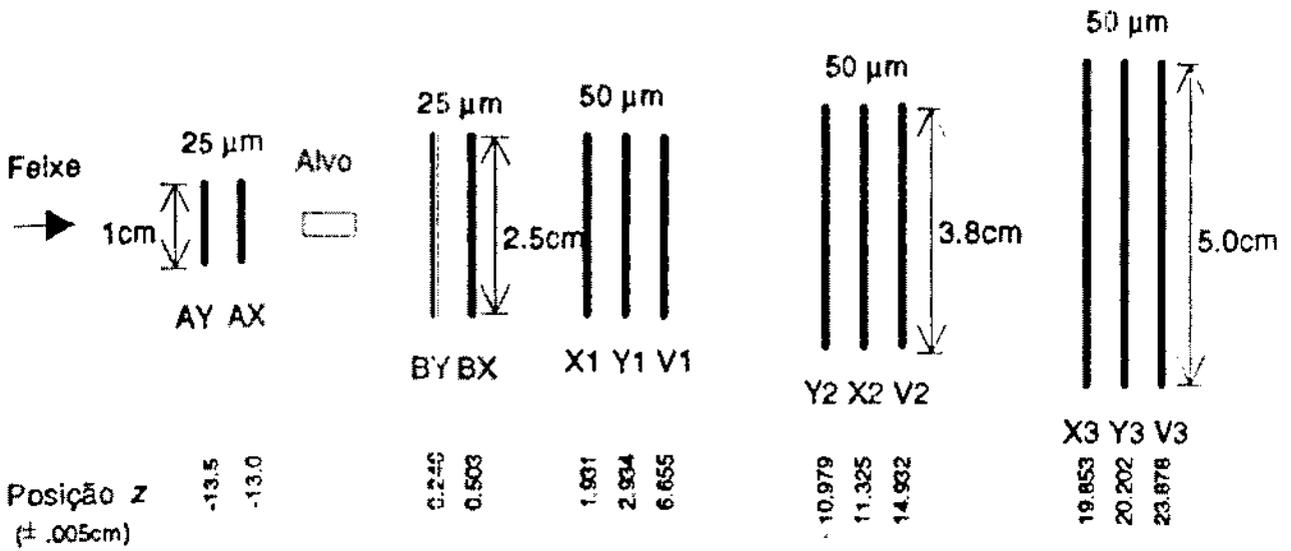


Figura 5.5: Distribuição dos planos de SMD

vértices na região do alvo onde a densidade de partículas exige uma boa definição do sistema de rastreamento.

Os planos de SMD são montados perpendicularmente ao feixe, tomando-se cuidados especiais que assegurem o perfeito posicionamento e alinhamento dos mesmos.

A tabela 5.1 lista as características dos 13 planos de SMD empregados.

Plano de SMD	No. de estrias
BX	688
BY	688
X1	512
Y1	512
V1	512
Y2	767
X2	512
V2	767
X3	512
Y3	1000
V3	1000

Tabela 5.1: Características dos planos de SMD

O espaçamento entre as estrias dos SMD é igual a $50 \mu m$, a exceção de BX e BY cujas

384 estrias centrais estão espaçadas de $25 \mu m$. No total o sistema de SMD apresenta 7470 canais, cada um correspondendo a uma estria.

5.1.1 Leitura e Eficiência do Sistema de SMD

Cada estria semicondutora tipo P fornece um sinal muito pequeno que não pode ser transmitido a grandes distâncias sem sofrer perdas e interferências. É necessário, então, o uso de pré-amplificadores montados junto às placas de SMD e a elas conectados através de cabos especiais, blindados e posicionados de forma a reduzir-se ao mínimo o efeito de ruídos.

Os sinais pré-amplificados são discriminados e enviados para uma memória tipo *latch* que registra, então, o valor 1 caso a estria correspondente tenha sido excitada ou zero caso contrário. Todas as unidades são agrupadas e lidas sequencialmente através de uma varredura realizada por módulos CAMAC localizados na sala de contagem.

Os planos de SMD com estrias separadas de $50 \mu m$ apresentam uma resolução de cerca de $21 \mu m$, enquanto aqueles cujas estrias estão separadas de $25 \mu m$ tem uma resolução de $16 \mu m$. Na reconstrução de vértices a resolução é da ordem de $15 \mu m$ nas direções x e y e de $100 \mu m$ na direção z .

5.2 Magnetos

Uma partícula de carga q movendo-se com velocidade \vec{v} através de uma região sujeita a um campo magnético \vec{B} , experimenta uma força \vec{F} dada[44] pela expressão:

$$\vec{F} = \frac{q}{c}(\vec{v} \times \vec{B}) \quad (5.1)$$

onde c é a velocidade da luz no vácuo.

O desvio sofrido em consequência da aceleração resultante depende apenas do momento da partícula. Conhecendo-se então a carga q de uma partícula e medindo-se o desvio sofrido por sua trajetória em um meio onde \vec{B} é conhecido podemos determinar o seu momento[44] \vec{p} .

Partículas de mesmo momento mas com cargas elétricas de sinais opostos sofrem desvios de mesma magnitude porém em sentidos opostos. O sinal das partículas pode ser determinado pela simples observação da direção do desvio que sofrem ao passar através do campo magnético dos magnetos.

A experiência E769 emprega dois magnetos, M1 e M2, para determinação de momentos segundo o método exposto acima. A localização de M1 e M2 no espectrômetro da experiência E769 pode ser vista na figura 5.2.

M1 opera com uma corrente de 2500 A enquanto M2 tem uma corrente de 1800 A. O campo magnético dentro de cada magneto foi mapeado em experiência anterior e teve seus valores, em função das coordenadas x , y e z , colocados nos programas de reconstrução da experiência E769.

Os campos magnéticos de M1 e de M2 estão orientados na direção y implicando um desvio das trajetórias das partículas carregadas na direção $+x$ e $-x$, dependendo do sinal. Além do uso na determinação dos momentos este efeito é empregado, principalmente em M1, para espaçar as partículas permitindo uma melhor definição das trajetórias. A tabela 5.2 lista as características de M1 e de M2

O desvio sofrido na trajetória de cada partícula carregada ao passar por M1 e por M2

Característica	M1	M2
abertura de entrada (cm × cm)	154 × 73	154 × 69
abertura de saída (cm × cm)	183 × 91	183 × 86
comprimento efetivo (cm)	165	208
corrente (A)	2500	1800

Tabela 5.2: Características dos magnetos

é determinado comparando-se a direção de cada partícula antes e após a passagem pelos magnetos. É mister, então, rastrear cada partícula carregada, o que é obtido através do sistema de SMD, já descrito, e por câmaras a fio, como descrito a seguir.

5.3 Câmaras a fio

A energia cinética de uma partícula carregada, que passe por um meio material, ioniza átomos do meio criando, por conseguinte, uma trilha de íons e elétrons ao longo da trajetória da partícula. Para partículas mais massivas que o elétron e com energia pequena, a perda de energia por unidade de distância atravessada devido à ionização é dada[46] pela expressão:

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{Zn_e}{v^2} \quad (5.2)$$

onde Z = número atômico do meio; n_e = densidade de elétrons no meio; v = velocidade da partícula.

Se o meio estiver imerso em um campo elétrico os elétrons resultantes da ionização se deslocam em direção ao ponto de potencial positivo onde podem ser coletados dando origem a um sinal indicativo da passagem da partícula.

Colocando-se no meio ionizável uma grade de fios mantidos a um potencial positivo, pode-se, pela simples identificação do fio onde os elétrons são coletados, localizar a região

de passagem da partícula. O processo é análogo ao empregado nos SMD fazendo os fios o papel das estrias semicondutoras.

A figura 5.6 ilustra a estrutura básica de um dispositivo construído para registrar a passagem de uma partícula carregada. Consiste de uma câmara cilíndrica mantida aterrada e cheia de um gás ionizável. Ao longo do eixo do cilindro instala-se, eletricamente isolado do cilindro, um fio mantido a um potencial positivo elevado. A passagem de uma partícula carregada pela câmara ioniza o gás, e o fio central, conhecido como anodo, coleta os elétrons resultantes dando origem a um sinal no circuito eletrônico externo. A geometria da câmara assegura que as linhas equipotenciais sejam concêntricas centradas no anodo.

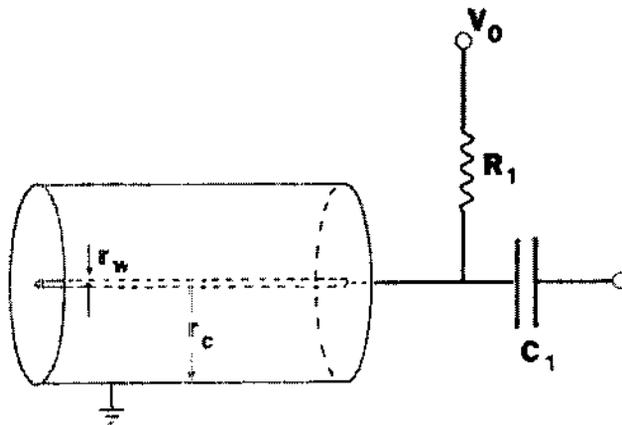


Figura 5.6: Estrutura básica de um detector de fios

Uma câmara construída segundo este princípio é conhecida como câmara proporcional quando opera de forma tal que o sinal elétrico produzido é proporcional ao número de pares íon-elétron inicialmente produzidos. Quando a câmara é construída de forma a

coleta dos elétrons produzidos por ionização a redução do espaçamento entre os anodos exigiria o aumento da voltagem aplicada, tornando difícil a operação da câmara. Acima de uma certa tensão a câmara torna-se instável, podendo ocorrer de o processo de ionização iniciado pela partícula carregada se espalhar, em cascata, por todo o volume da câmara, levando-a ao colapso. O limite prático[47] da distância entre anodos encontra-se por volta de 2 mm. A experiência E769 emprega câmaras dos dois tipos descritos acima.

5.3.1 Câmaras de arrasto

35 planos de câmaras, distribuídos por quatro conjuntos (D1, D2, D3 e D4), são utilizados para rastreamento e, juntamente com os magnetos, na determinação do momento das partículas carregadas.

Os planos tem orientação X, U e V sendo os planos X aqueles com fios arranjados na vertical e os planos U e V com fios inclinados de respectivamente $+20,5^\circ$ e $-20,5^\circ$ em relação à vertical. A câmara D1 tem, além dos planos X, planos X' cujos fios encontram-se também na vertical porém deslocados em relação aos fios dos planos X. Este arranjo visa reduzir possíveis ambiguidades e melhorar a resolução nesta coordena, uma vez que D1 encontra-se em uma área de grande densidade de trajetórias.

Cada plano apresenta, alternadamente, fios sensores e de campo com os primeiros mantidos a um potencial elevado em relação aos segundos. Ladeando os fios sensores encontram-se fios de catodo, mantidos a um potencial negativo. Este arranjo visa manter as linhas equipotenciais ao redor dos sensores tão circulares quanto possíveis de forma a garantir uma velocidade de arrasto linear através de toda a célula. Estudos posteriores à construção das câmaras determinaram a variação deste comportamento e correções ade-

quadas foram então realizadas durante a reconstrução. A figura 5.8 apresenta a geometria dos planos quanto à posição relativa dos fios e orientação espacial.

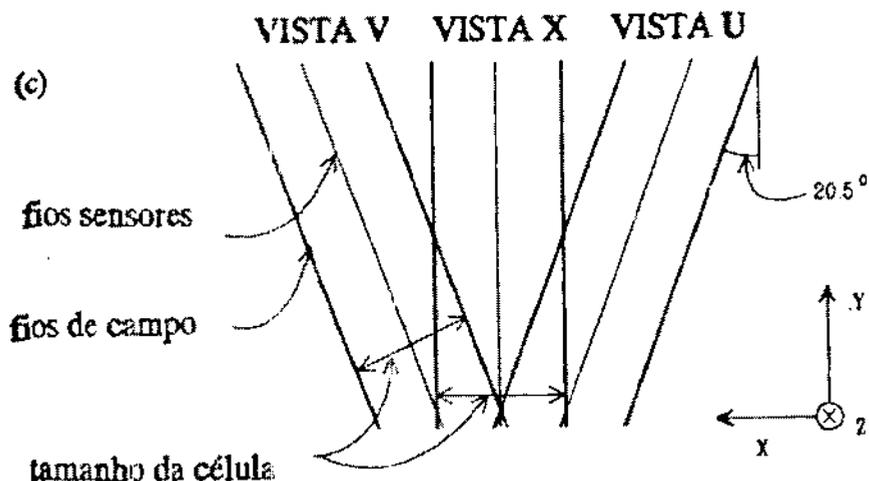


Figura 5.8: Geometria dos planos das câmaras de arrasto

Uma atmosfera de argônio e etano é mantida dentro das câmaras, constituindo o meio ionizável. Uma pequena quantidade de álcool é adicionada a esta atmosfera para proteger as câmaras de envelhecimento e reduzir a ocorrência de colapsos durante a tomada de dados.

Cada conjunto de planos X, U e V (X, X', U e V para D1) constitui um grupo, totalizando 11 grupos ao longo de todo o espectrômetro. Cada grupo encontra-se montado dentro de uma caixa própria, sendo fisicamente independente dos demais.

A tabela 5.3 lista as características de cada um dos 35 planos de câmaras de arrasto. As tensões de alimentação foram escolhidas durante tomadas de dados especiais durante as quais procurou-se pelas voltagens que produzissem a maior eficiência para as câmaras em condições estáveis de operação.

	Plano	Tipo	Posição em z (cm)	Separação dos fios sensores (cm)	Nº. de fios sensores
D1	1	1U	153,6	0,4763	192
	2	1V	154,6	0,4763	192
	3	1X	158,7	0,4461	192
	4	1X'	159,6	0,4461	96
	5	2U	188,7	0,4763	256
	6	2V	189,7	0,4763	256
	7	2X	193,8	0,4461	256
	8	2X'	194,7	0,4461	96
D2	9	1U	382,4	0,8922	176
	10	1X	384,0	0,9525	192
	11	1V	385,5	0,8922	176
	12	2U	424,9	0,8922	176
	13	2X	426,5	0,9525	192
	14	2V	428,1	0,8922	176
	15	3U	466,6	0,8922	208
	16	3X	468,2	0,9525	224
	17	3V	469,8	0,8922	208
	18	4U	497,7	0,8922	208
	19	4X	499,3	0,9525	240
	20	4V	500,9	0,8922	208
D3	21	1U	928,3	1,4870	160
	22	1X	929,9	1,5875	160
	23	1V	931,5	1,4870	160
	24	2U	970,8	1,4870	160
	25	2X	972,4	1,5875	160
	26	2V	974,0	1,4870	160
	27	3U	1012	1,48 70	160
	28	3X	1014	1,5875	160
	29	3V	1016	1,4870	160
	30	4U	1044	1,4870	160
	31	4X	1046	1,5875	192
	32	4V	1048	1,4870	160
D4	33	U	1738	2,974	128
	34	X	1744	3,175	160
	35	V	1749	2,974	128

Tabela 5.3: Características das câmaras de arrasto

5.3.1.1 Eletrônica de leitura

Em cada plano, grupos de 16 fios são encaminhados a placas amplificadoras e discriminadoras LeCroy DC201 ou Nanometer N-277C. O patamar dos discriminadores foi fixado durante tomadas de dados dedicadas, de forma a obter-se o máximo de eficiência em operação estável. Os sinais, já discriminados, são então levados, por intermédio de cabos trançados, à sala de contagem onde são acoplados a um sistema de conversores tempo-digital (CTD) constituído de módulos LeCroy 4291, controlador de bastidor LeCroy 4298 e uma interface especialmente desenvolvida pelo grupo de física do FERMILAB.

O sistema de CTD opera no modo em que os sinais de PARTIDA são fornecidos pelos pulsos oriundos das câmaras e a PARADA, comum a todos os canais, é determinada pela lógica de gatilho da experiência.

Considere-se duas partículas carregadas, 1 e 2, que passem por um plano das câmaras de arrasto, e dois fios sensores, a e b . A partícula 1 passa próxima do fio sensor a , enquanto a partícula 2 passa afastada do fio sensor b . Os elétrons devidos à ionização produzida pela partícula 1 atingirão o sensor a antes que os resultantes da ionização produzida pela partícula 2 atinjam o sensor b . O conversor tempo-digital do fio a começa a contar antes do conversor do fio b , sendo a diferença entre estes dois tempos proporcional à diferença de posição das trajetórias 1 e 2 relativa aos respectivos sensores. O gatilho da experiência interrompe a contagem dos conversores, de forma que à menor distância de arrasto corresponde a maior contagem. Durante a reconstrução isto é corrigido e a distância de arrasto pode ser determinada pela simples multiplicação do tempo de arrasto pela velocidade de arrasto.

5.3.1.2 Calibração das câmaras

Para determinação dos tempos de arrasto é necessário que o sistema conheça os retardos devidos aos comprimentos dos cabos, circuitos eletrônicos, etc. Este tempo é então subtraído do tempo total medido pelos conversores tempo-digital obtendo-se o tempo que os elétrons produzidos pela ionização levam para atingir os fios sensores.

Cada fio sensor, entretanto, tem seu próprio retardo. O sistema de CTD empregado é capaz de compensar tais diferenças graças a um mecanismo de auto ajuste que consiste no envio de um pulso ao ponto onde os fios sensores se conectam aos cartões eletrônicos; para tal emprega-se uma antena posicionada perpendicularmente aos fios, junto ao cartão. Desta forma simulam-se pulsos, simultâneos, em todos os fios sensores, pulsos estes que são, em seguida, amplificados, discriminados e enviados aos conversores tempo-digital.

As diferenças em tempo entre estes sinais, medidas pelos CTD, correspondem às diferenças de retardo de cada canal. Esta informação é armazenada no controlador 4298 e automaticamente usada durante a tomada de dados fazendo com que a diferença de tempo entre os sinais de diferentes fios sensores, proporcional à distância entre o ponto de passagem das partículas e os fios sensores, seja preservada e corretamente registrada. O retardo de cada plano devido a cabos e demais componentes, T_0 , é subtraído dos resultados durante a reconstrução.

Tomadas dedicadas, onde apenas muons passam pelo detetor, fornecem dados para a calibração das câmaras. Nestas tomadas de dados usa-se como gatilho o sinal produzido por um par de contadores posicionados na extremidade final do espectrômetro, alinhados com a região central das câmaras. Um sinal em coincidência entre estes dois contadores

sinaliza um muon passando direto através da área central das câmaras.

Seleccionam-se os eventos que consistam de um único muon cuja trajetória seja, assim, facilmente reconstruída. Os tempos de retardo de cada plano, T_0 , as velocidades de arrasto, WT e os deslocamentos dos planos na direção x são ajustados de forma a minimizar-se os resíduos, definidos como a distância entre a trajetória reconstruída e os pontos dos planos X , U e V usados na sua reconstrução.

Para um dado plano, T_0 corresponde ao tempo determinado pelo conversor tempo-digital referente a uma trajetória que passe exatamente pelo fio sensor. A figura 5.9 apresenta uma distribuição real de tempos para um plano da câmara de arrasto, obtido durante uma tomada de dados para calibração. Esta distribuição difere da distribuição uniforme ideal devido a ineficiências, resolução do sistema e não linearidades da eletrônica.

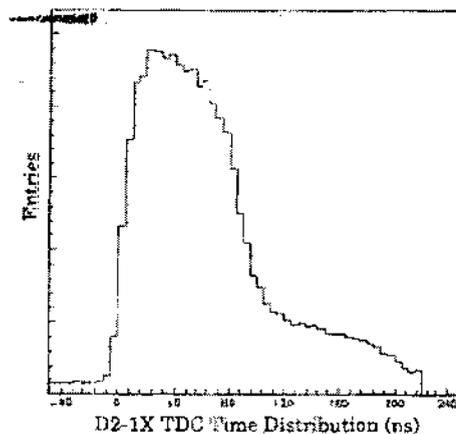


Figura 5.9: Distribuição de tempos para um plano da câmara de arrasto

Com excessão das câmaras $D1$ e $D2$, constata-se que a velocidade de arrasto não é

uniforme. $D3$ e $D4$ tem células maiores e a velocidade de arrasto é menor para trajetórias mais próximas do fio sensor. O programa de reconstrução leva em conta esta diferença em velocidades e, como consequência disto, é possível melhorar a eficiência e reduzir os resíduos em $D3$.

A figura 5.10.a apresenta os resíduos obtidos em um plano de $D3$ quando a reconstrução considera a velocidade de arrasto independente da distância do fio sensor. Nota-se um aumento significativo dos resíduos para trajetórias que distem mais de 0,4 cm do fio sensor. Obtem-se sensível redução dos resíduos, como ilustrado na figura 5.10.b considerando-se a velocidade de arrasto uma função da distância da trajetória ao fio sensor, d , segundo as fórmulas:

$$v_{der}(d) = v_{const} \quad d < D \quad (5.3)$$

$$v_{der}(d) = v_{const} - (v_{const} - v_f) \frac{d - D}{W - D} \quad D \leq d \leq W \quad (5.4)$$

onde D é a distância em que o efeito começa a se manifestar, 0,4cm na figura 5.10a, W é a distância entre a extremidade da célula e o fio sensor e v_f é a velocidade de arrasto na extremidade da célula.

A redução dos resíduos implica um aumento na eficiência das câmaras pois mais pontos podem ser empregados na reconstrução de trajetórias. $D4$, cujas células são duas vezes maior que as de $D3$, mostra-se menos eficiente que as demais câmaras.

A ineficiência relativa de $D4$ tem várias origens. O tamanho maior de suas células torna a faixa de tempos de arrasto superior ao alcance dinâmico dos conversores tempo-digital. Em consequência, trajetórias afastadas dos fios sensores são sistematicamente

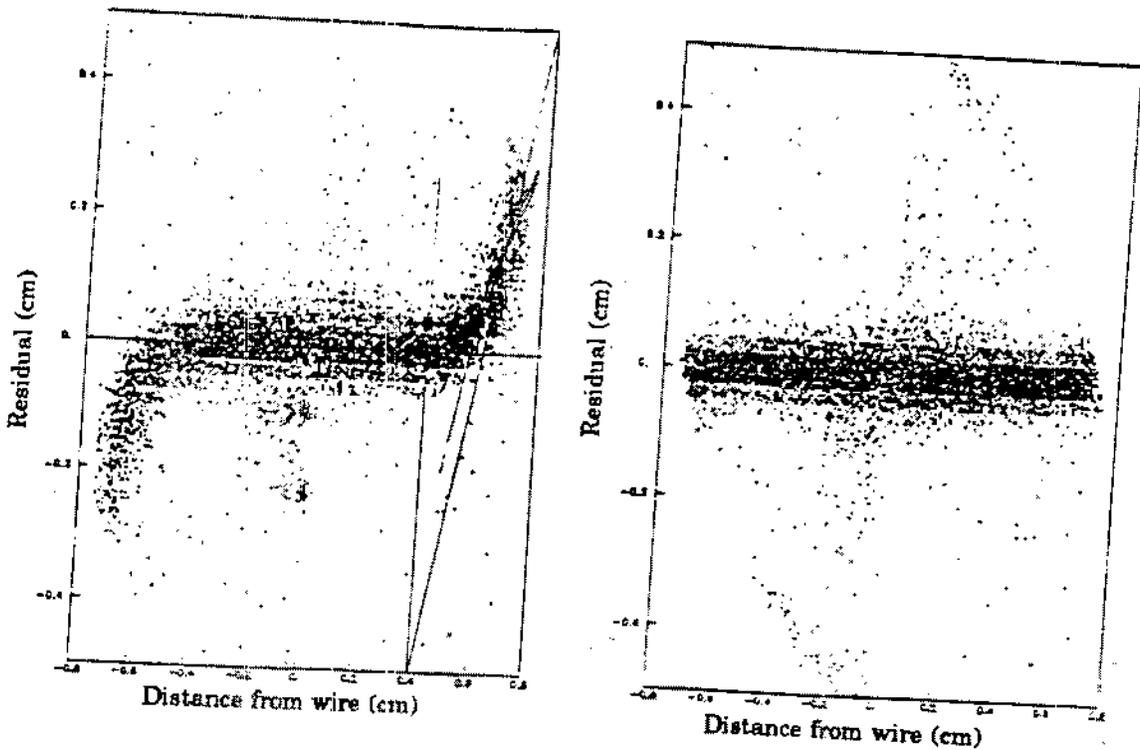


Figura 5.10: a) com velocidade de arrasto uniforme; b) com correção de velocidade

”puxadas” para uma posição mais próxima dos sensores. Este efeito pode ser superado apenas através de um arranjo de conversores tempo-digital diferente do empregado.

Outra fonte de ineficiência de $D4$ é o espalhamento múltiplo de partículas no Cerenkov $C2$ e partículas oriundas de chuviscos no calorímetro eletromagnético que venham, porventura a deslocar-se a montante do detetor. O espalhamento no Cerenkov produz um deslocamento das trajetórias e os chuviscos do calorímetro causam trajetórias espúrias que confundem o processo de reconstrução.

A análise dos dados fornece também informação sobre a eficiência das câmaras em função da posição dentro do plano. Nota-se, à semelhança de experiências anteriores, a presença de uma área de ineficiência ao redor da direção do feixe. Tal área morta

deve-se à alta concentração de partículas nesta região, dificultando a reconstrução, e ao envelhecimento oriundo da ionização produzida pela alta intensidade do feixe. A figura 5.11 mostra uma distribuição típica de trajetórias dentro de uma câmara, onde se pode observar o vale ao redor da posição central, exatamente a posição por onde passa o feixe.

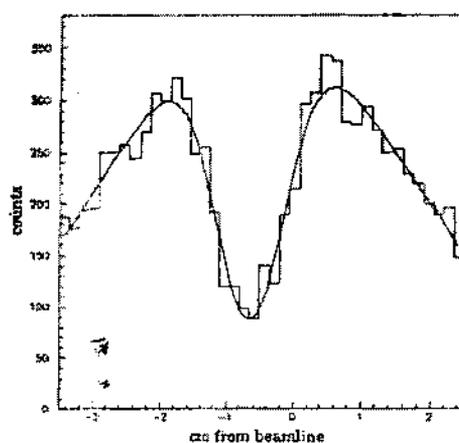


Figura 5.11: Distribuição de trajetórias dentro de um plano

Esta área central de ineficiência, conhecida como buraco da câmara de arrasto, apresentou tamanho diferente durante as tomadas de dado com feixe positivo e com feixe negativo, mas manteve-se constante dentro de cada período.

5.3.2 Câmaras proporcionais

Para melhorar a resolução da reconstrução de trajetórias emprega-se dois planos de câmaras proporcionais, cada um com 288 fios sensores. Estes dois planos são colocados após os planos de *SMD* e intercalados aos planos de *D1*, como ilustra a figura 5.2.

Ao contrário dos planos das câmaras de arrasto, que têm as orientações U , V e X , os dois planos de câmaras proporcionais estão na orientação Y , ou seja, têm os fios sensores distendidos na direção X .

Ao longo da linha de feixe um conjunto de pequenas câmaras proporcionais permite uma visualização da posição e distribuição do feixe no plano $X Y$.

5.4 Cerenkov

Um detetor construído de forma a indicar a presença de radiação Cerenkov sem discriminação do ângulo de emissão da radiação é dito ser um detetor Cerenkov de patamar. As expressões básicas que descrevem sua operação são encontradas no capítulo em que se descreve o *DISC*.

A experiência E769 lança mão de dois detetores Cerenkov de patamar para identificação de partículas provenientes de interações no alvo ou de seus decaimentos.

A figura 5.12 mostra os dois detetores Cerenkov ($C1$ e $C2$). Consistem[48], basicamente, de caixas seladas nas quais a luz exterior não tem acesso, com uma atmosfera cuja composição e pressão determinam a velocidade limiar para ocorrência de radiação Cerenkov.

A figura 5.13 apresenta o comportamento de $C1$ e $C2$ em função do momento P da partícula que os atravessa para a situação ideal em que $\epsilon(\lambda) = 1,0$ e para λ entre 1.600 e 5.000 Å. As atmosferas dos Cerenkov são escolhidas para permitir identificação de partículas com momento entre 5 e 35 GeV. $C1$ possui atmosfera de nitrogênio mantida à pressão de uma atmosfera, cujo índice de refração é de 1,0003089, e $C2$ usa uma mistura de

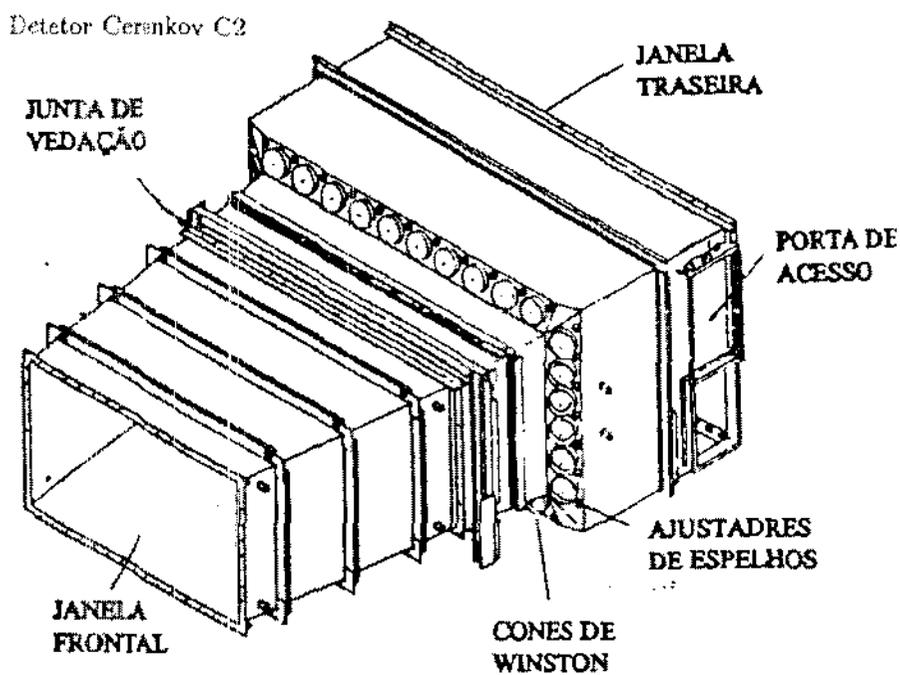
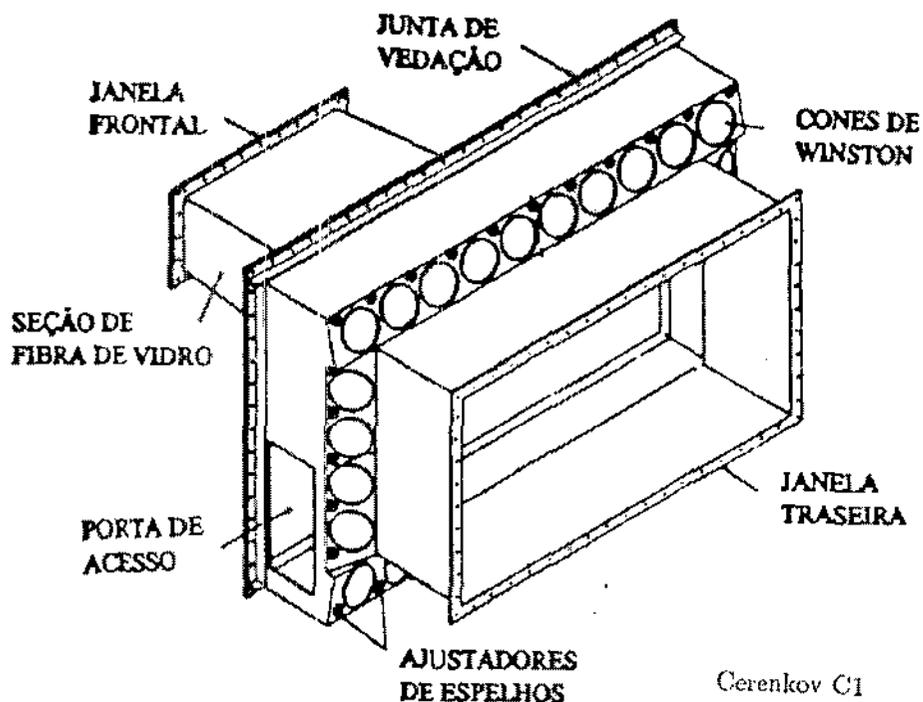


Figura 5.12: Detetor Cerenkov C1 e Cerenkov C2

nitrogênio e hélio, também à pressão atmosférica, e com índice de refração de 1,0000901.

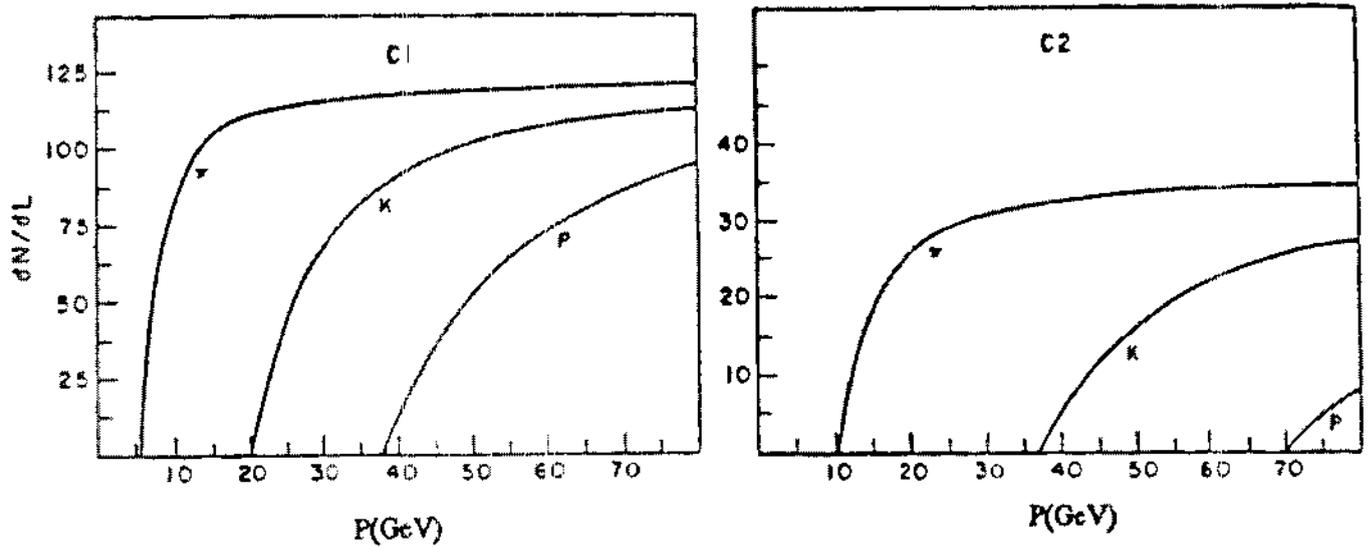
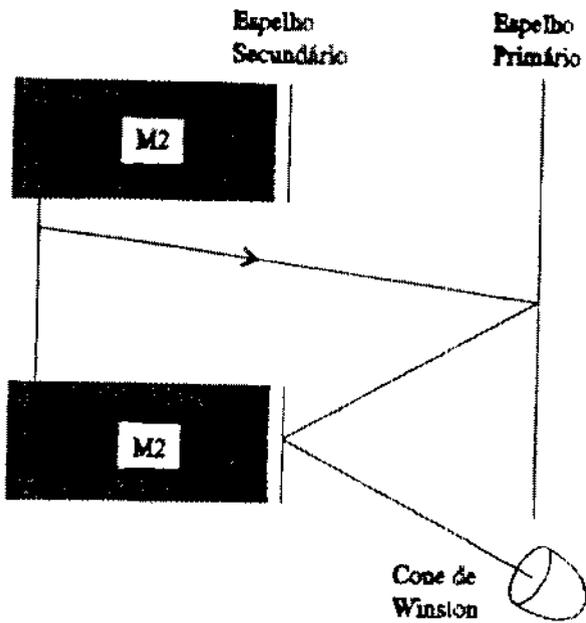


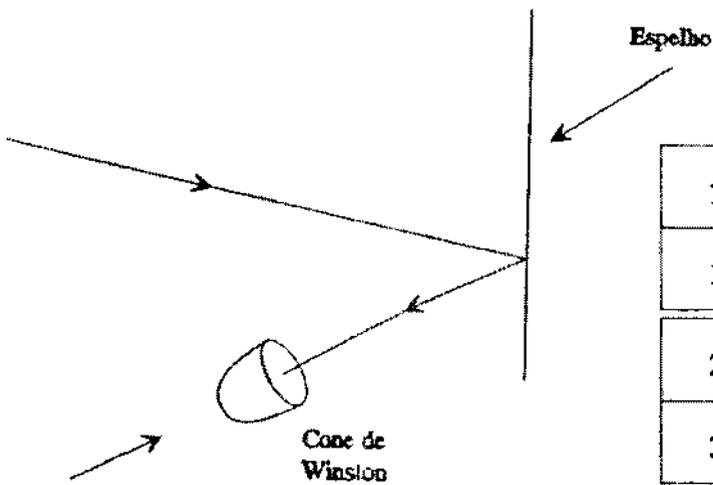
Figura 5.13: Intensidade de luz versus *momentum*

Os fótons emitidos pela passagem da partícula são refletidos pelos espelhos e então coletados nas fotomultiplicadoras. No caso de *C1* a luz sofre uma segunda reflexão em um segundo conjunto de espelhos. A figura 5.14 apresenta a óptica de ambos os Cerenkov bem como o arranjo de seus espelhos como visto pela partícula incidente. As diferenças de geometria entre *C1* e *C2* devem-se à necessidade de colocar-se as fotomultiplicadoras o mais afastadas possível dos magnetos, afim de livrá-las da influência de seus campos, bem como a restrições de espaço físico dentro do laboratório. Observe-se que parte de *C1* encontra-se dentro do magneto *M2*.

Para uma maior eficiência na coleta dos fótons pelas fotomultiplicadoras, empregam-se estruturas cônicas conhecidas como cones de Winston colocados na face coletora das fotomultiplicadoras, como ilustrado na figura 5.15. O cone de Winston reflete a luz



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



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

Figura 5.14: Óptica de C1 e de C2

incidente em seu interior, dirigindo-a à face coletora da fotomultiplicadora.

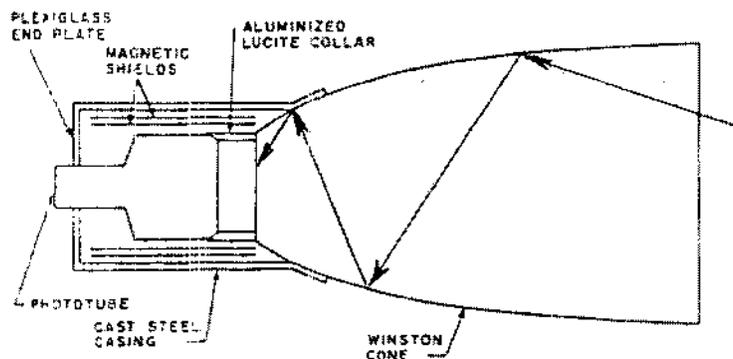


Figura 5.15: Uso de cones de Winston

São empregadas fotomultiplicadoras de 5 polegadas RCA8854 montadas dentro cilindros metálicos que atuam como blindagem magnética. Devido à proximidade física do magneto $M2$, as fotomultiplicadoras de $C1$ possuem, ainda, algumas espiras ao redor de sua blindagem através das quais circula uma corrente contínua ajustada de forma a compensar interferências residuais do campo de $M2$ que ainda afetem as fotomultiplicadoras apesar da blindagem.

A identificação da partícula é feita partindo-se de previsões acerca da luz que uma dada partícula, cujo momento é calculado com o emprego dos magnetos como já mencionado, produziria ao passar pelos Cerenkov e comparando-se, então, estes valores, com os efetivamente observados nas fotomultiplicadoras. O resultado é dado em forma de probabilidade de ser a radiação Cerenkov originária da passagem de um elétron, um muon, um pión, um kaon ou um próton, todas normalizadas de forma a que a sua soma seja igual a 1.

Neste processo leva-se em conta a probabilidade *a priori* de cada uma das cinco partículas mencionadas. A probabilidade *a priori* é a probabilidade de ocorrência de cada uma das partículas em interações hadrônicas, obtidas a partir de considerações teóricas e de resultados experimentais[48]. As probabilidades *a priori* são 0,01 para o elétron e para o múon, 0,84 para o píon, 0,12 para o kaon e 0,04 para o próton. Estes valores representam as melhores estimativas que podemos dispor na ausência de qualquer informação que permita identificar as partículas.

O sinal das fotomultiplicadoras é convertido por conversores analógico-digítals. Um sistema de fibras óticas, descrito na sessão 5.5, leva luz de um laser a cada uma das fotomultiplicadoras para ser usada em ajuste, calibração e manutenção.

5.5 Calorímetros

Elétrons ou pósitrons com energia acima de 100 MeV que atravessem um material perdem energia quase que exclusivamente pelo processo de "*brehmsstrahlung*". Os fótons emitidos carregam uma porção considerável da energia original da partícula, E_0 . Fótons com energia acima de 100 MeV interagem basicamente via criação de par elétron-pósitron, um deles altamente energético dando início a novo processo de emissão por "*brehmsstrahlung*". O processo continua até que a energia das partículas caia abaixo de 100 MeV, quando outros processos tornam-se importantes. O conjunto de partículas formadas é chamado de chuva e desenvolve-se, neste caso, principalmente na direção longitudinal a da partícula que originou o processo. A figura 5.16 ilustra o processo de produção de chuva de partículas.

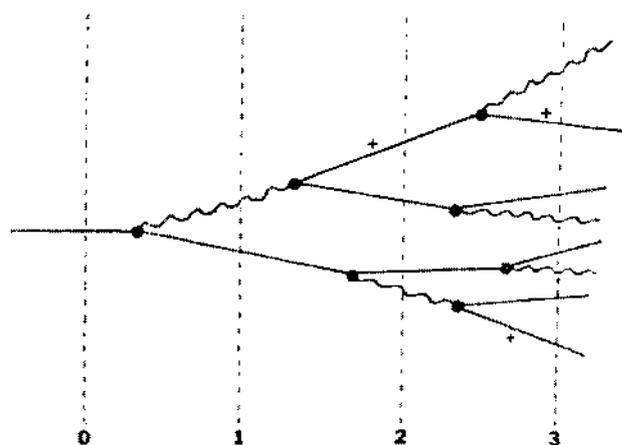


Figura 5.16: Produção de chuveiro de partículas

A distância percorrida na qual uma partícula perde 64% de sua energia pelo processo de "brehmsstrahlung" é conhecida como comprimento de radiação e se encontra tabelada para diversos materiais.

Pode-se verificar que o comprimento total de todas as trajetórias carregadas do chuveiro é proporcional à energia inicial E_0 . Logo se medirmos esta grandeza podemos determinar E_0 .

Detetores construídos com base neste princípio são chamados de calorímetros. A figura 5.17 ilustra algumas possibilidades para construção de calorímetros. Consistem, basicamente, de um radiador, o material onde ocorre o processo de "brehmsstrahlung", e de um sensor que mede a energia depositada através do número de partículas carregadas que constituem o chuveiro. Este sensor pode ser construído de diferentes maneiras, incluindo-se cintiladores ou câmaras a fios.

O sinal obtido pelos sensores é função do número de partículas carregadas que passam

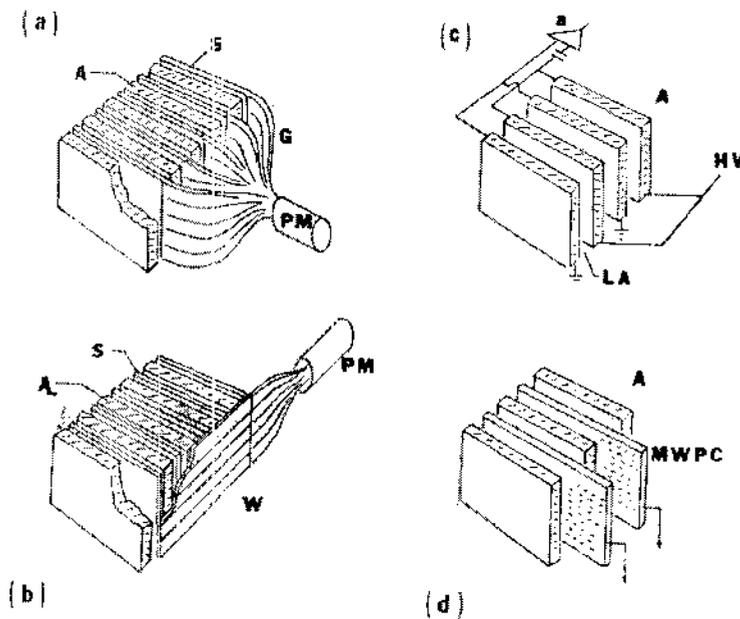


Figura 5.17: Estruturas básicas de calorímetros

pele detector. As sucessivas camadas de radiadores e coletores permitem uma integração das trajetórias carregadas dando como resultado final um sinal proporcional a energia da partícula que iniciou o processo. O calorímetro deve ser projetado de forma que toda a energia seja integralmente depositada dentro dele. É, portanto, um dispositivo destrutor uma vez que a partícula cuja energia desejamos medir não será mais disponível após a medida. Por conseguinte, os calorímetros ocupam a parte final de um espectrômetro.

Hádrons também dão início a chuviscos cujas características, entretanto, são distintas daquelas de um chuvisco eletromagnético. Uma diferença importante é que chuviscos hadrônicos são mais penetrantes, implicando, via de regra, que calorímetros hadrônicos devem ser mais profundos que seus correspondentes eletromagnéticos afim de conterem completamente o chuvisco. A distância percorrida por um hadron dentro de um material até que perca 64% de sua energia inicial é conhecida como comprimento de interação.

No todo cerca de 50% da energia do hadron incidente é gasta na produção de secundários com momento transversal da ordem de 350 MeV, implicando serem os chuveiros hadrônicos mais distribuídos transversalmente que os chuveiros eletromagnéticos, e o restante da energia é dissipada em partículas rápidas longitudinais[49].

A tabela 5.4 lista o comprimento de interação e o comprimento de radiação para vários materiais[50].

Material	Comprimento de Interação λ_I (g/cm^2)	Comprimento de radiação L_{rad} (g/cm^2)
Be	75,2	65,19
Al	106,4	24,01
Fe	131,9	13,84
Pb	194	6,37
U	199	6,00

Tabela 5.4: Comprimento de interação e de radiação

A experiência E769 emprega um calorímetro eletromagnético, conhecido como SLIC, e um calorímetro hadrônico, identificado como hadrômetro.

5.5.1 SLIC

A figura 5.18 apresenta o *SLIC*⁴ com suas dimensões. Consiste de 60 camadas sucessivas de chumbo, o radiador, e líquido cintilante, o elemento ativo responsável pelo registro das partículas carregadas nos chuveiros. Totalmente segmentado, o *SLIC* dispõem de tres orientações, cada uma totalizando 20 camadas. Os canais da orientação Y encontram-se na horizontal, enquanto que os das direções U e V estão inclinados respectivamente de +20,5 graus e -20,5 graus em relação a vertical.

⁴das iniciais inglesas da expressão "Segmented Liquid Ionization Counter"

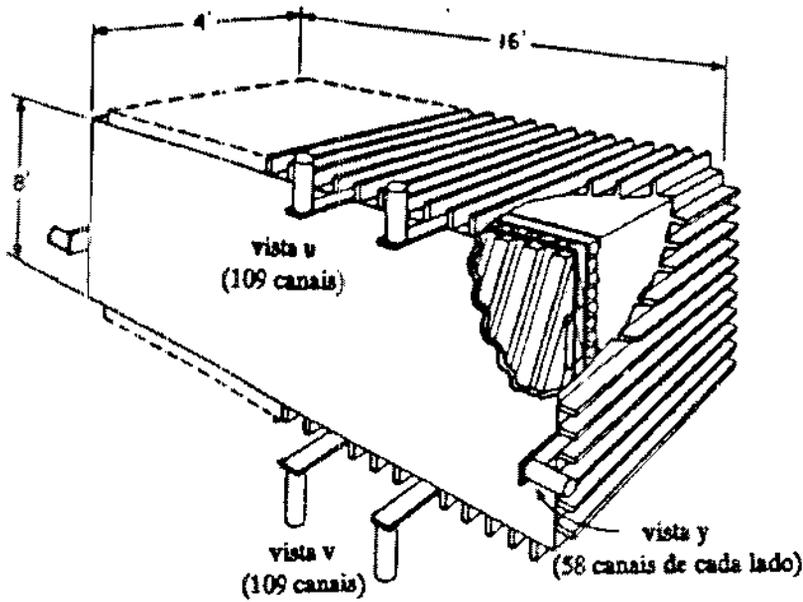


Figura 5.18: Constituição do *SLIC*

O *SLIC*[51] é construído com folhas de alumínio corrugado, antecedidas de uma camada de 1/8 de polegada de chumbo revestido de TEFLON, como ilustrado na figura 5.19.

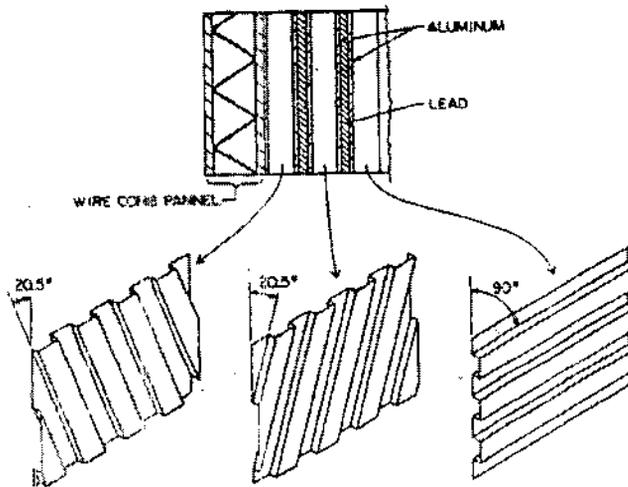


Figura 5.19: Estrutura básica do *SLIC*

As folhas corrugadas são arranjadas em sequência nas posições U, V e Y até que 60 camadas sejam totalizadas. Cada grupo de alumínio e chumbo representa 1/3 de comprimento de radiação implicando um total de 20 comprimentos de radiação para o *SLIC*. A figura 5.18 ilustra a constituição do *SLIC*.

A peça inteira assim obtida encontra-se mergulhada em um tanque cheio de cintilador líquido NE 235 A, que preenche todo o espaço formado pelas corrugações, cada uma das quais constitui um hodoscópio. As faces frontal e posterior do tanque tem um painel em dobras de forma a suportar a pressão hidrostática do líquido oferecendo, ao mesmo tempo, pouca resistência a passagem das partículas.

As demais faces do *SLIC*, laterais, superior e inferior, são fechadas com uma parede acrílica de OHAGLASS 200 que permite a livre passagem da luz originária dos hodoscópios. Barras condutoras de luz agrupam todos os vinte hodoscópios constituintes de cada canal e a direcionam a uma fotomultiplicadora. As barras condutoras de luz também ocasionam um desvio no comprimento de onda da luz de forma a casá-la melhor com a curva de resposta das fotomultiplicadoras. Na região central do *SLIC*, onde é maior a concentração de partículas, cada canal consiste de uma única seção corrugada de largura de 1,25 polegadas enquanto no restante do *SLIC* duas seções corrugadas constituem um único canal com largura total de 2,5 polegadas. Os canais mais largos empregam fotomultiplicadoras RCA 4902 e os simples usam o modelo RCA 4900. A extremidade de cada hodoscópio, oposta à fotomultiplicadora, é fechada por uma superfície espelhada garantindo a reflexão da luz em direção a barra condutora de luz.

Os canais Y, constituídos pelas corrugações horizontais, são divididos ao meio por uma

superfície com as duas faces espelhadas obtendo-se, assim, dois hodoscópios distribuídos no que convencionou-se chamar de lado oeste e lado leste do detector. As superfícies corrugadas são revestidas por uma fina camada de TEFLON cujo índice de refração é menor que o do cintilador líquido garantindo total reflexão interna da luz.

Como consequência da divisão dos canais Y em leste e oeste, a luz destes canais é captada por barras condutoras de luz distribuídas em ambas as laterais do *SLIC* enquanto as barras coletoras de luz dos canais U e V são arranjadas na parte superior e inferior da estrutura. A caixa externa do *SLIC* é feita de madeira compensada com uma estrutura de aço que dá rigidez a peça.

A tabela 5.5 lista as características do *SLIC*

Grandezas	valor
Dimensões (y,z,x) (cm,cm,cm)	243,84 x 121,92 x 487,68
Posição em z (cm)	entre 1839 e 1961
Número de camadas	60
Número de canais	334
Espessura da camada de Pb (cm)	0,3175
Espessura do Al (cm)	0,01016
Espessura do cintilador (cm)	1,37
Largura de um contador simples (cm)	3,175
Comprimentos de radiação (cm)	21,5
Comprimentos de interação (cm)	2,1

Tabela 5.5: Características do *SLIC*

O *SLIC* é empregado basicamente na identificação de elétrons, pósitrons, fótons e de π^0 através do decaimento $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Junto com o calorímetro hadrônico o *SLIC* desempenha papel essencial no sistema de gatilho da experiência E769 como descrito adiante neste trabalho.

Os chuveiros eletromagnéticos estão contidos quase que completamente dentro dos 20

comprimentos de radiação do *SLIC* enquanto os chuveiros hadrônicos, também existentes, estendem-se consideravelmente após o *SLIC* sendo registrados pelo hadrômetro que o segue.

5.5.2 Hadrômetro

O calorímetro hadrônico da E769 consiste de 18 camadas sucessivas de aço de 1 polegada e cintilador plástico de 3/8 de polegada, cada grupo apresentando 5,7 polegadas de largura[52]. São arranjadas de forma a constituírem canais X, na vertical, e Y, na horizontal. Camadas X e Y são intercaladas formando uma malha entrelaçada. A figura 5.20 ilustra a constituição do hadrômetro.

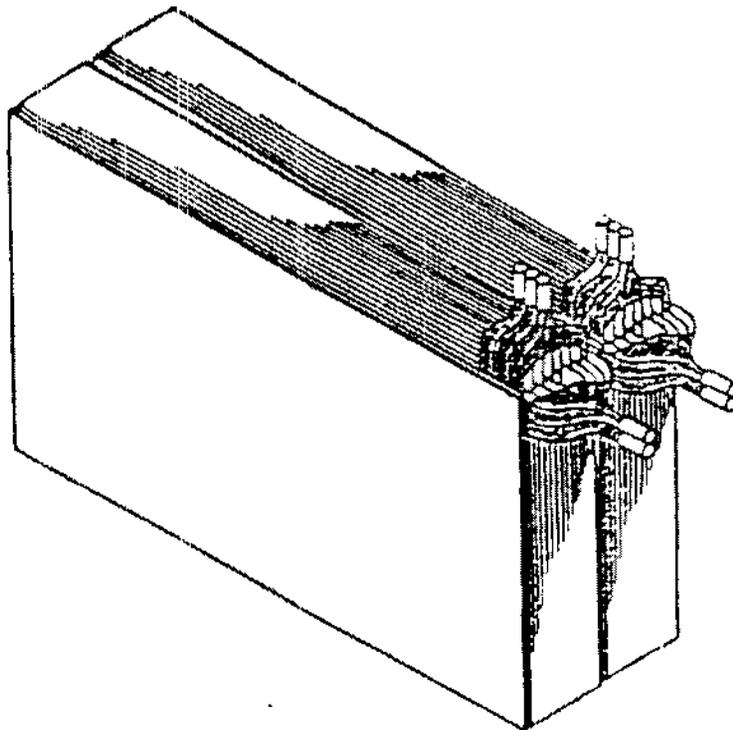


Figura 5.20: Constituição do hadrômetro

Para assegurar uma boa reflexão da luz cada cintilador é envolto em folha de alumínio. Os canais Y são também divididos em leste e oeste à semelhança do *SLIC*. O hadrômetro

consiste de duas seções, posterior e anterior, ambas idênticas e constituindo cada uma como que um calorímetro independente. Os canais, conseqüentemente, são também classificados como posteriores e anteriores.

Os cintiladores constituintes de cada canal são conectados a guias de luz que direcionam a luz a fotomultiplicadoras de 5 polegadas RCA 6342A. Com a finalidade de reduzir a corrente de fuga pela face da fotomultiplicadora, e assim assegurar uma maior vida útil, são elas revestidas com folha de alumínio mantida no mesmo potencial do catodo. Esta folha estende-se por cerca de uma polegada por sobre a folha de alumínio que reveste o cintilador, porém mantendo-se isolada desta por intermédio de uma camada de MYLAR. Este isolamento é necessário para que o hadrômetro não fique sujeito aos altos potenciais dos catodos que, além do mais, não se encontram todos sob o mesmo potencial.

O hadrômetro representa cerca de 6 comprimentos de interação e contém 66 canais X e 76 canais Y. A tabela 5.6 enumera as características do hadrômetro. O principal uso do hadrômetro é no sistema de gatilho da experiência E769.

5.5.2.1 Eletrônica de leitura

Os sinais das fotomultiplicadoras, tanto do *SLIC* quanto do hadrômetro, chegam à sala de contagem através de cabos coaxiais e lá são conectados a módulos conversores analógico-digital LeCroy 2280 operando no modo de subtração de pedestal. Durante o período de tomada de dados, e imediatamente antes de cada salva de feixe, cinco pulsos de gatilho são enviados aos conversores analógico-digital e uma leitura dos resultados é processada para

Grandezas	valor
Dimensões (x,y) (cm,cm)	270 x 490
Posição em z (cm)	entre 1962 e 2120
Número de camadas	18
Número de canais	142
Espessura das camadas de aço (cm)	2,54
Espessura total de aço (cm)	91,4
Espessura das camadas de cintilador (cm)	0,95
Largura de um contador simples (cm)	14,48
Espessura total de cintiladores (cm)	34,3
Comprimentos de radiação (cm)	52,8
Comprimentos de interação (cm)	5,9

Tabela 5.6: Características do hadrômetro

cada canal. Estes valores, registrados na ausência de feixe, representam os pedestais de cada canal. Esta informação, após processada, produz um arquivo contendo os pedestais de todos os canais dos calorímetros.

Os módulos 2280 são então carregados com o valor dos pedestais reduzidos de vinte contagens. Durante a tomada de dados os conversores analógico-digital subtraem estes valores dos resultados da conversão de cada sinal. As 20 contagens subtraídas de cada pedestal garantem que todos os valores fornecidos pelos conversores sejam positivos. Durante a reconstrução adiciona-se, então, vinte contagens a cada canal dos calorímetros.

5.5.2.2 Calibração

A calibração dos calorímetros consiste no ajuste da alta tensão de alimentação das fotomultiplicadoras, conseqüentemente ajustando o seu ganho, de forma a que um múon que passe pelo detector em trajetória paralela a direção do feixe, resulte em um número dado de contagens no conversor analógico-digital.

O hadrômetro é calibrado para que um múon passando pela parte central de um canal

X ou pela extremidade oposta à fotomultiplicadora em um canal Y produza 25 contagens. O *SLIC* é calibrado para que um múon atravessando a região central dos canais U e V e pela extremidade de um canal Y dê origem a 15 contagens.

Durante a tomada de dados realizou-se tomadas dedicadas à calibração dos calorímetros. Nestas ocasiões fecha-se completamente um colimador situado na linha de feixe, bloqueando o feixe. Como resultado, apenas múons, originários de outros laboratórios e resultantes da colisão do feixe com o colimador fechado, chegam a nosso laboratório. Múons paralelos ao eixo do detector são selecionados através da coincidência entre hodoscópios situados antes do alvo e na extremidade final do detector, conhecidos, respectivamente, como parede anterior e parede posterior de múons.

Estas paredes são ambas segmentadas de forma que pode-se selecionar regiões dos calorímetros pela simples combinação adequada entre as secções das paredes de múons, garantindo-se uma varredura completa de toda a área. As secções das paredes de múons podem ser postas em coincidência de maneira simples e rápida através de um programa de computador que torna fácil obter-se uma participação uniforme de todos os canais dos calorímetros. Assim foi feito obtendo-se registro de 10.000 múons para cada secção.

No início da tomada de dados realizamos tomadas de calibração com grande frequência. Os dados eram processados e, então, alterávamos as altas tensões das fotomultiplicadoras. O processo se repetiu até se obter o conjunto de altas tensões adequadas. Após esta fase inicial realizávamos uma tomada de calibração por mês, de forma a mantermos uma vigilância constante sobre possíveis variações nos ganhos das fotomultiplicadoras e fazermos as correções porventura necessárias.

As tomadas de dados de calibração servem também a outro propósito: a determinação da curva de atenuação de cada canal em função da posição. Considere-se um canal X do hadrômetro cuja tensão da fotomultiplicadora esteja ajustada para produzir 25 contagens quando um múon passe pela parte central do canal. O mesmo múon, entretanto, produzirá uma contagem menor caso passe pela extremidade do canal oposta à fotomultiplicadora e uma contagem maior no caso de passar pela extremidade próxima à fotomultiplicadora. Assim, é necessário normalizar os valores produzidos pelos conversores analógico-digital em função da posição do chuveiro dentro do canal. O mesmo vale para os canais Y do hadrômetro bem como para os canais U, V e Y do *SLIC*. A figura 5.21 apresenta uma curva de atenuação típica para um canal X do hadrômetro.

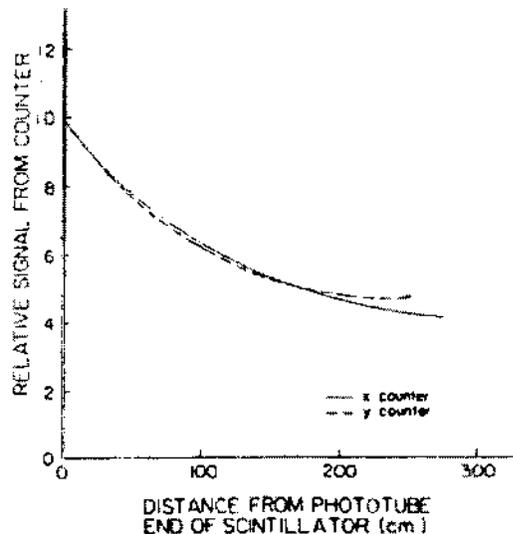


Figura 5.21: Curva de atenuação do hadrômetro

Uma curva de atenuação foi produzida para cada canal dos calorímetros e empregada durante a reconstrução na renormalização dos valores lidos pelos conversores analógico-digital. Determinou-se que 15 contagens no *SLIC*, já normalizadas, correspondem a

0,5 GeV de energia depositada.

5.5.2.3 Sistema óptico de monitoração dos calorímetros

Um sistema óptico consistindo de um laser pulsado de nitrogênio, filtros, espelhos e fibras óticas permite o monitoramento e manutenção dos calorímetros.

Ao disparar-se o laser cada fotomultiplicadora recebe, por intermédio das fibras óticas, um pulso de luz. Parte do pulso gerado pelo laser é desviado e incide sobre um diodo sensível ao ultra-violeta que fornece o sinal elétrico usado como porta dos conversores analógico-digital. Os sinais luminosos são então convertidos em valores digitais.

Um motor de passo aciona um disco ao redor do qual encontram-se montados vários filtros óticos com coeficientes de atenuação variando de 0,0 a 1,0. Atuando-se sobre o motor pode-se interpor qualquer um dos filtros sobre a luz do laser alterando-se, assim, a intensidade da luz que chega às fotomultiplicadoras. Isto permite testá-las quanto a linearidade, ganho, ruído e outros fatores que fornecem uma idéia geral do sistema.

O sistema óptico descrito foi intensamente usado no período anterior a presença de feixe no laboratório e permitiu levar-se o sistema a um estado operacional em todos os seus canais. Durante o período de tomada de dados, empregamos o sistema algumas vezes para monitoração e manutenção.

O mesmo sistema óptico fornece luz também para teste de outras fotomultiplicadoras, como as constituintes dos detectores Cerenkov.

5.6 Barreira de aço

Seguindo-se imediatamente ao calorímetro hadrônico encontra-se uma parede de cerca de 1,5 m de espessura construída com placas de aço de construção naval. Serve para parar todas as partículas que porventura sobrevivam ao hadrômetro. Apenas neutrinos e múons com energia maior que 5 GeV ultrapassam esta barreira.

5.7 Paredes de múons

Após a barreira de aço encontra-se um arranjo de hodoscópios conforme ilustra a figura 5.22

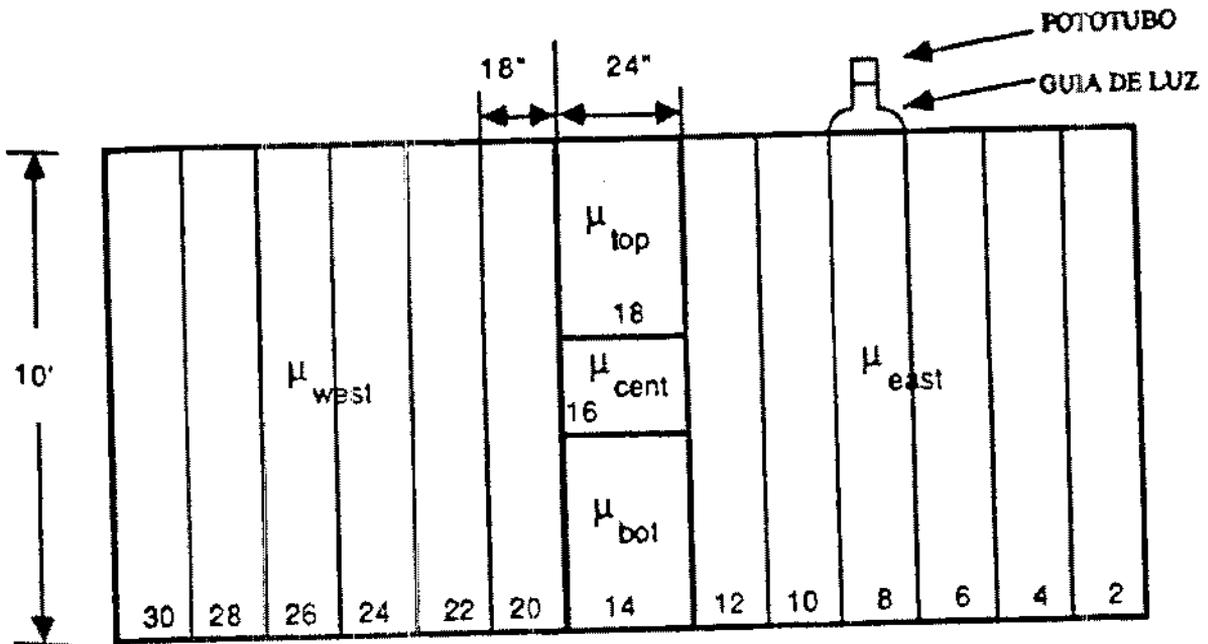


Figura 5.22: Parede posterior de múons

Os hodoscópios consistem de placas de plástico cintilador tendo uma das extremidades ligada a um guia de luz, por sua vez conectado a uma fotomultiplicadora. O conjunto é conhecido como parede posterior de múons pois apenas estas partículas produzem algum

sinal nos hodoscópios.

Entretanto, uma grande quantidade de múons originários de outras experiências e de raios cósmicos torna necessário um método de seleção que permita diferenciar aqueles oriundos de decaimentos em nosso detector dos outros que constituem um ruído de fundo.

Uma segunda parede de hodoscópios, conhecida como parede anterior de múons, é montada antecedendo o alvo. Esta parede possui um buraco na sua região central de forma a dar passagem livre ao feixe de partículas incidente. A figura 5.23 mostra o arranjo de hodoscópios que constituem a parede anterior de múons.

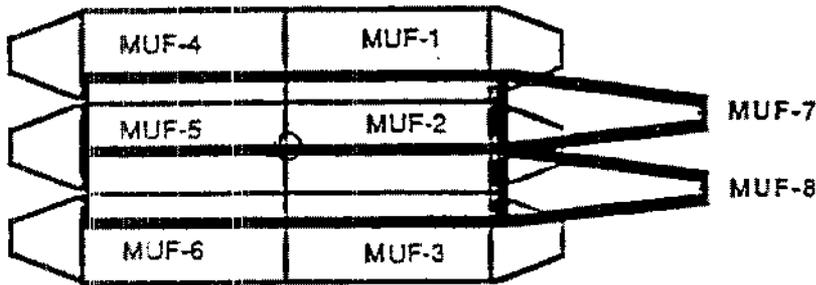


Figura 5.23: Parede anterior de múons

A parede anterior de múons é usada em conjunto com a parede posterior de múons de forma a identificar múons originados fora do detector. Estes múons produzem sinal em ambas as paredes, enquanto múons resultantes de decaimento em nosso detector produzem sinal apenas na parede posterior. Os sinais das duas paredes são colocados em tempo de forma que um múon exterior produza sinais em coincidência em ambas as paredes. Os múons assim sinalizados são então desconsiderados. Este arranjo permite grande redução do ruído de fundo.

As duas paredes de múons são também empregadas, como já descrito, na seleção de múons para calibração dos calorímetros.

Um arranjo especial de canais da parede posterior de múons permite a obtenção de um sinal especial de gatilho para a experiência, conhecido como gatilho de DIMUON. Ocorre este sinal sempre que uma combinação de hodoscópios indica a ocorrência de um par de múons em áreas do detector simétricas ao eixo do feixe. Isto sugere a possibilidade de uma partícula decaindo em um modo contendo dois múons em seu estado final.

O sinal de cada uma das fotomultiplicadoras é levado por cabos até a sala de contagem onde é então discriminado e encaminhado a módulos de coincidência e a memórias tipo *latch*. Os módulos de coincidência são arranjados para produzir um sinal caso uma dada combinação simétrica de pulsos ocorra e as *latches* guardam o registro dos canais das paredes. Esta informação é então armazenada em fita junto às informações de todos os outros detectores.

Capítulo 6

A Seleção de Eventos

Cerca de 2% das partículas incidentes interage com o material constituinte do alvo e, como resultado, um conjunto de partículas é produzido no alvo e passa pelos detectores que o seguem (SMD, PWC, DC, magnetos, Cerenkov e calorímetros já descritos no capítulo 5). Cada interação de uma partícula do feixe com outra do alvo constitui um evento.

O registro em fita de todos os eventos produzidos é inviável, devido a sua copiosidade e alta taxa de ocorrência. Estabelece-se, então, um critério de seleção que visa favorecer os eventos de maior interesse.

O experimento E769 foi concebido para estudar os mecanismos de produção de partículas contendo um quark charmoso e, por conseguinte, é fundamental que possamos distinguir, entre os milhões de eventos produzidos, aqueles que possuem charme. Chama-se de gatilho ao sinal fornecido ao sistema de aquisição de dados indicando a ocorrência de um evento que deve ser registrado em fita e foi construído, na E769, de forma a favorecer eventos charmosos em detrimento dos demais.

6.1 O gatilho da E769

Idealmente, o gatilho da E769 deveria apresentar uma eficiência de 100% para charme, recusando todos os demais eventos. Na prática, entretanto, o máximo que se pode almejar é um favorecimento de eventos contendo charme, aumentando a sua proporção na amostra final de eventos registrados.

A decisão de aceitar ou não um evento deve ser tomada no curto espaço de tempo entre a ocorrência de dois eventos sucessivos e ser baseada em algum critério pre-estabelecido que, reconhecidamente, beneficie eventos que contenham o quark c . Deve ser também, na medida do possível, um processo de implementação simples.

Uma completa reconstrução *on line* de cada evento, embora seja um processo altamente seletivo e eficiente, não pode ser realizada no curto intervalo de tempo disponível. Decidiu-se, então, pelo mesmo procedimento usado com sucesso no experimento E691, que consiste em uma avaliação aproximada do que convencionou-se chamar de energia transversa total de cada evento, conforme descrito a seguir.

Sabe-se que na produção de uma partícula charmosa esta apresenta um momento transverso alto em comparação com partículas de sabores mais leves. Isto desloca a distribuição de energia transversa de eventos charmosos para cerca de 4,5 GeV enquanto, para partículas mais leves, este valor é de cerca de 1,5 GeV conforme ilustra a figura 6.1. Esta característica fornece um critério simples de seleção para charme: basta escolhermos eventos cujo momento transverso total seja superior a um valor pré-estabelecido.

O cálculo *on line* da energia transversa, identificada daqui por diante como E_T , pode ser facilmente realizado, de forma aproximada, através da soma ponderada dos valores

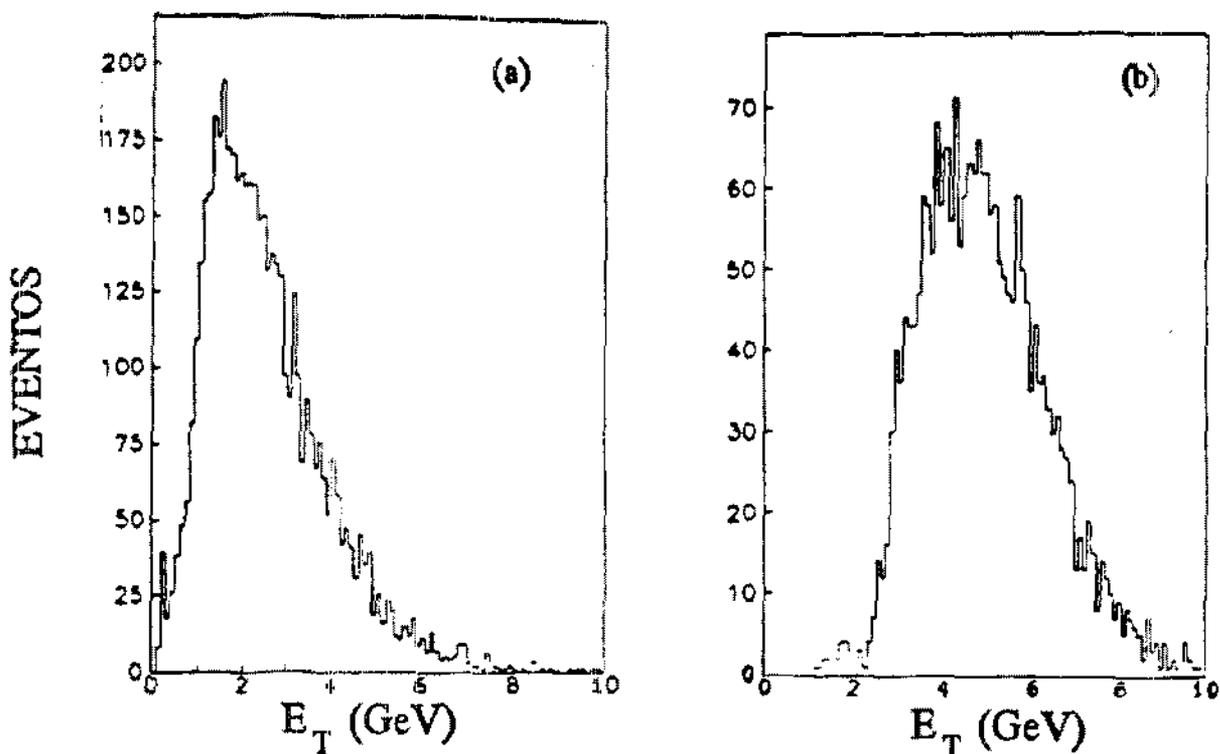


Figura 6.1: Distribuição de E_T : a) Todos os eventos; b) Eventos com charme

obtidos pelos calorímetros, como ilustrado na figura 6.2. Os sinais dos calorímetros passam por uma rede amplificadora onde cada canal é ponderado por um fator proporcional à sua distância perpendicular ao feixe incidente. Os atenuadores representados na figura são os responsáveis pelos pesos diferentes atribuídos a cada canal.

Os resultados são então adicionados produzindo um valor final para energia transversa. Após discriminação obtém-se, então, um sinal sempre que o E_T calculado seja superior ao patamar do discriminador. Este sinal constitui o gatilho principal da E769.

O gatilhamento do experimento requer, entretanto, a ocorrência de alguns outros sinais concomitantes ao E_T . Imediatamente à jusante do alvo encontra-se um hodoscópio constituído de peça retangular de plástico cintilador montado perpendicularmente à linha de feixe e conectado a uma fotomultiplicadora. O sinal produzido na fotomultiplicadora,

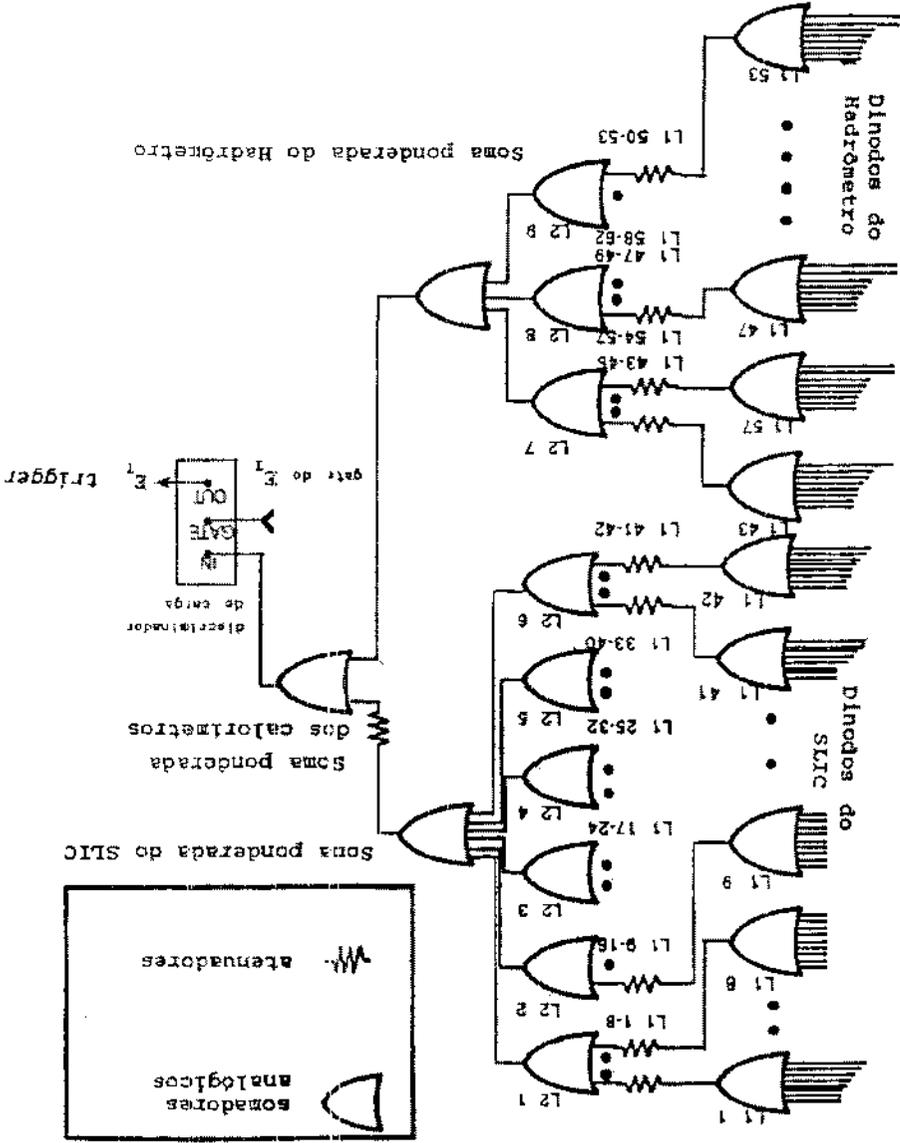


Figura 6.2: Diagrama do gatilho E_T

proporcional ao número de partículas carregadas que atravessam o cintilador, passa por um discriminador com patamar ajustado para o valor correspondente à passagem de cinco partículas carregadas. Este sinal discriminado sinaliza a ocorrência de um evento, sendo, basicamente, um gatilho de multiplicidade e é conhecido como gatilho de interação, daqui por diante identificado como *INT*. No experimento E769 considera-se, portanto, apenas os eventos que resultem em um mínimo de cinco partículas carregadas. Estudos com Monte Carlo indicam ser este nível 80% eficiente para eventos charmosos e cerca de 50% eficiente para os demais eventos, representando, por si só, um favorecimento ao charme.

O gatilho básico da E769 requer, então, a presença simultânea de E_T e de *INT* como descrito na expressão lógica

$$GAT = INT \cdot E_T \quad (6.1)$$

o que traduz a ocorrência de um evento com o mínimo de cinco partículas carregadas e cuja energia transversa encontra-se acima do patamar de E_T .

Uma série de sinais adicionais fornece informação sobre o evento, permitindo o descarte daqueles de baixa qualidade. Destacam-se nesta categoria os sinais que indicam a qualidade do sinal no TRD e a qualidade do feixe, conhecidos respectivamente como KB¹ e GB² descritos a seguir.

À montante e à juzante do TRD encontram-se hodoscópios constituídos de cintiladores plástico conectados a fotomultiplicadoras. Os sinais destes hodoscópios são usados na obtenção de um sinal, KB, caso uma partícula passe pelo TRD antes que a partícula que a antecede deixe o detector. Isto ocorre se a separação entre duas partículas for inferior

¹iniciais de "killer bit"

²iniciais de "good beam"

a 120ns.

Imediatamente à montante do alvo encontra-se um par de hodoscópios consistindo de peças de plástico cintilante arrumados em sequência e perpendiculares ao feixe. Ambas as peças cintilantes são quadradas sendo que uma delas, cintilador B, apresenta um buraco alinhado com a linha de feixe, de forma que uma partícula incidente produz um sinal no hodoscópio inteiro mas não naquele vazado. Um feixe de boa qualidade é, então, caracterizado por sinal em *A* e ausência de sinal em *B*. O sinal *GB* é descrito pela expressão lógica:

$$GB = A \cdot \bar{B} \tag{6.2}$$

A figura 6.3 ilustra a obtenção dos sinais *GB* e *INT*.

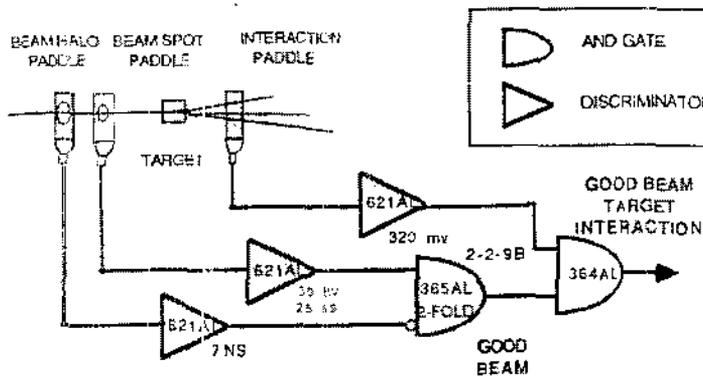


Figura 6.3: Obtenção dos sinais *GB* e *INT*

O sinal de gatilho padrão do experimento, *GAT*, fica descrito por:

$$GAT = E_T \cdot INT \cdot \bar{KB} \tag{6.3}$$

e é responsável por cerca de 90% dos eventos selecionados.

Os 10% restantes são produzidos com gatilhos diferentes, utilizados para testes, calibração, etc. 6% de eventos foram registrados sem a ocorrência de E_T , apenas exigindo-se INT , GB e \overline{KB} . Representam, basicamente, uma amostra de eventos sem qualquer seleção e é útil para estudarmos a eficiência de cada um dos sinais de gatilhos utilizados.

6.2 Sinais secundários

Além dos sinais dos detectores, o sistema de aquisição de dados registra informação acerca do gatilho e das condições de ocorrência de cada evento, bem como uma série de outros sinais que caracterizavam o evento e podem, se necessário, ser usados para realização de gatilhos especiais. São eles:

KHI — é caracterizado pelo disparo de um mínimo de quatro fotomultiplicadoras do DISC, com o mínimo de uma em cada quadrante. *KHI* sinaliza uma probabilidade alta de kaon incidente.

KLOW — indica baixa probabilidade de kaon incidente. Resulta da simples verificação do número de planos do TRD que disparam com a passagem da partícula incidente.

E_{TB} — análogo a E_T , porém com o patamar do discriminador ajustado para um nível mais elevado correspondendo a uma energia transversa maior.

DIMUON — um sinal construído especialmente para sinalizar a ocorrência de dois múons no estado final de um decaimento, como no caso de $J/\Psi \rightarrow \mu\mu$. O sinal *DIMUON* detecta a presença de dois múons em posições simétricas quando vistos por um observador posicionado de frente para a parede posterior de múons. Para

este objetivo o plano perpendicular ao eixo do espectrômetro é dividido em cinco setores, a saber: oeste (O), este (E), superior (T), inferior (B) e centro (C). A figura 6.4 mostra como os setores descritos se distribuem no Cerenkov C2 e na parede posterior de múons.

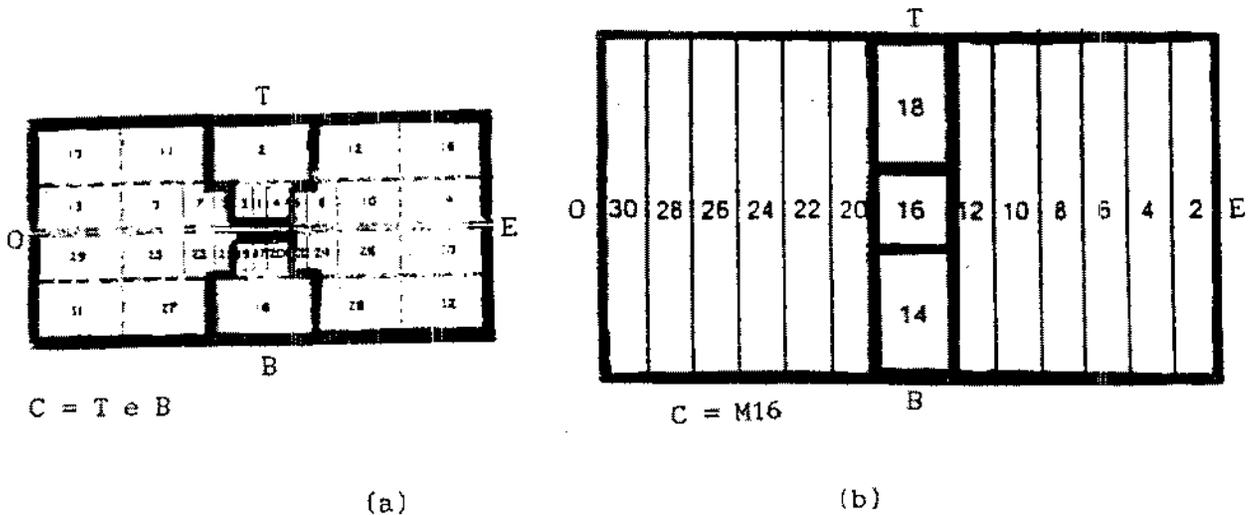


Figura 6.4: Setores E, O, T, B e C: a)Cerenkov C2; b)Parede posterior de múons

Os múons de interesse são identificados pela coincidência de sinais em setores correspondentes de C2 e da parede posterior de múons. O sinal *DIMUON* ocorre quando dois setores quaisquer apresentam simultaneamente um sinal. Para reduzir a perturbação devida à presença de múons originados fora do espectrômetro, exige-se que não haja sinal na parede anterior de múons. A figura 6.5 esquematiza a obtenção do sinal *DIMUON*.

MUCAL – sinal empregado para geração de gatilho em tomadas de dado dedicadas a calibração dos calorímetros, na forma descrita em capítulo anterior.

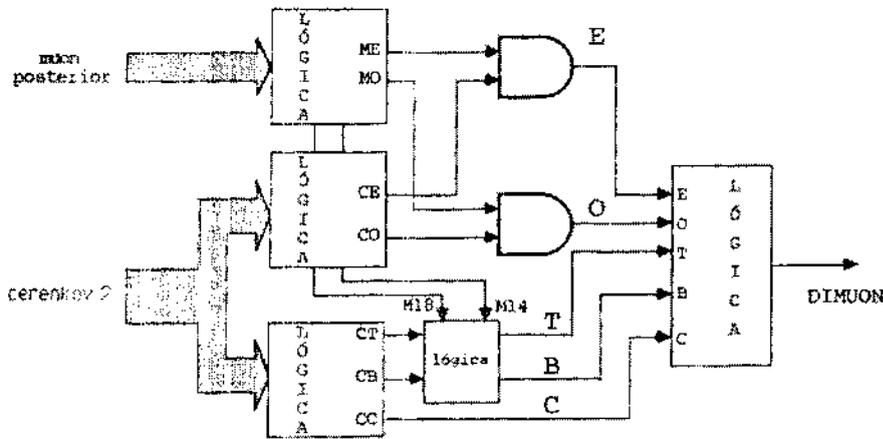


Figura 6.5: Obtenção do *DIMUON*

PAD – sinal empregado em tomadas de dados dedicadas à calibração das câmaras. produzido quando um múon passa pelo espectrômetro em uma direção determinada, selecionada com o emprego de um telescópio de múons consistindo de dois hodoscópios, *PAD1* e *PAD2*. Este telescópio desloca-se sobre rodízios, podendo ser alinhado com qualquer direção que se deseje. A figura 6.6 apresenta a estrutura do circuito para obtenção dos sinais *MUCAL*, *PAD* bem como o *VETO* para o *DIMUON*.

NONBEAM (NB) – um sinal externo, produzido independentemente da existência de feixe ou qualquer outra condição. É empregado, em geral, para produzir gatilhamento para calibração, determinação de pedestais, etc.

O número de interações que ocorrem por segundo é muito superior à capacidade de escrita do sistema de aquisição de dados e à própria capacidade de processamento da

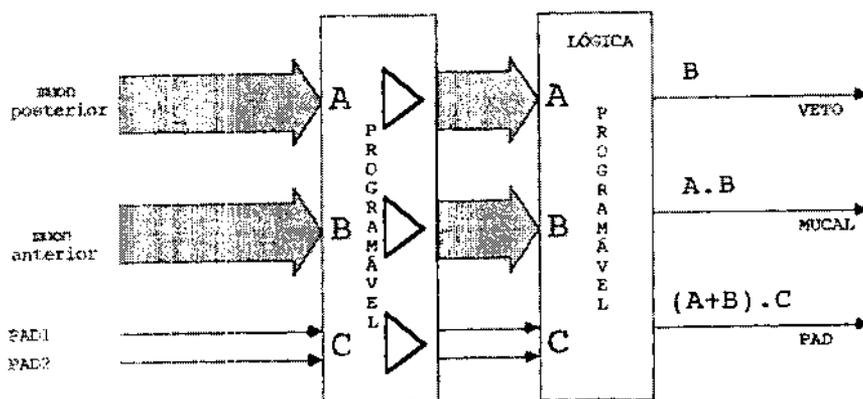


Figura 6.6: Obtenção de *MUCAL*, *PAD* e *VETO* do *DIMUON*

eletrônica de gatilho. Para compensar isso, o sinal *INT* sofre um escalonamento de 500 vezes o que significa que apenas um em cada quinhentos eventos produzidos acarreta a ocorrência do sinal *INT*.

Como já descrito anteriormente, píons, kaons e prótons tem porcentagens diferentes na constituição do feixe. Para maior uniformização da distribuição de eventos em função do tipo de partícula incidente o sinal *KHI*, indicador de eventos produzidos por píons, é escalonado reduzindo a presença destes eventos na amostra final.

No experimento E769, verifica-se que $\langle E_T \rangle$ corresponde, aproximadamente, a 4,5 GeV. A comparação entre os resultados obtidos com a seleção de E_T com aqueles obtidos apenas com a presença de *INT* mostra que E_T acarreta um enriquecimento do charme na ordem de 1,5 com eficiência de cerca de 80%.

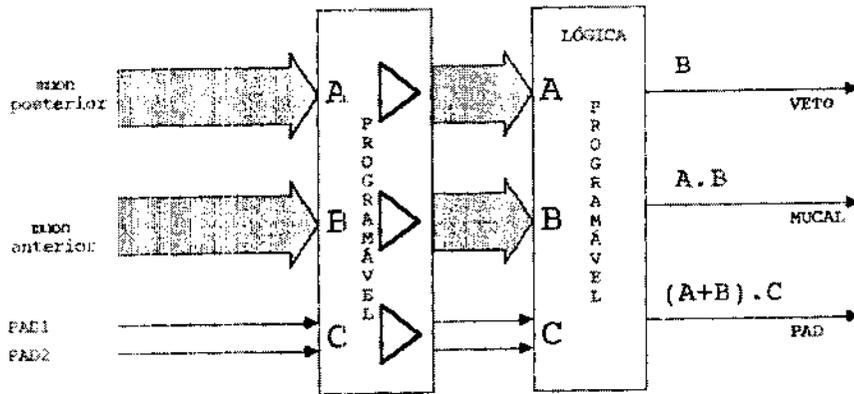


Figura 6.6: Obtenção de *MUCAL*, *PAD* e *VETO* do *DIMUON*

eletrônica de gatilho. Para compensar isso, o sinal *INT* sofre um escalonamento de 500 vezes o que significa que apenas um em cada quinhentos eventos produzidos acarreta a ocorrência do sinal *INT*.

Como já descrito anteriormente, pions, kaons e prótons tem porcentagens diferentes na constituição do feixe. Para maior uniformização da distribuição de eventos em função do tipo de partícula incidente o sinal *KHI*, indicador de eventos produzidos por pions, é escalonado reduzindo a presença destes eventos na amostra final.

No experimento E769, verifica-se que $\langle E_T \rangle$ corresponde, aproximadamente, a 4,5 GeV. A comparação entre os resultados obtidos com a seleção de E_T com aqueles obtidos apenas com a presença de *INT* mostra que E_T acarreta um enriquecimento do charme na ordem de 1,5 com eficiência de cerca de 80%.

6.3 Realização do gatilho da E769

A lógica do gatilho do experimento E769 foi implementada com módulos CAMAC e NIM de forma a realizar as funções desejadas. A figura 6.7 apresenta a estrutura geral do circuito.

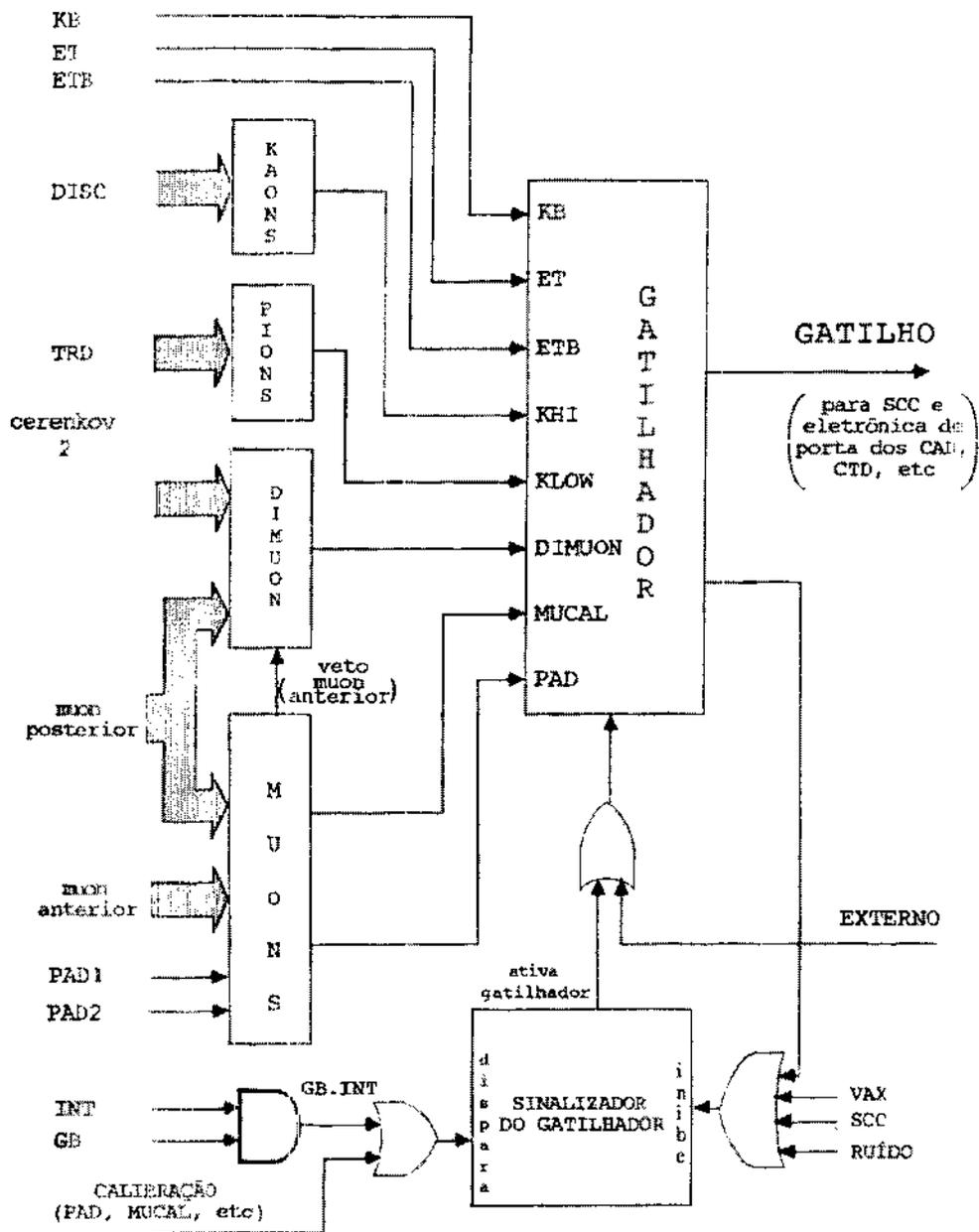


Figura 6.7: Gatilho da E769

O gatilhador consiste, basicamente, de módulos lógicos programáveis que permitem a realização por *software* de qualquer função lógica dos sinais de entrada. Opera quando o sinal de ativação está presente produzindo na saída o *GATILHO* caso as entradas satisfaçam às condições estabelecidas para ocorrência de gatilho. A ativação pode se dar por dois processos:

- a) um sinal *EXTERNO* enviado independentemente de quaisquer outros fatores. Pode se dar por ação direta dos operadores ou em situações de teste quando, por exemplo, emprega-se o laser para exame dos calorímetros. Neste caso o sinal do laser é também empregado para produzir o sinal de ativação;
- b) um sinal produzido pelo *SINALIZADOR DO GATILHADOR*. Este bloco ativa o gatilhador na ocorrência do sinal *GB-INT*, durante a tomada normal de dados, ou por um sinal de *CALIBRAÇÃO* que ocorre, como sugere o nome, durante tomada de dados de calibração (*PAD, MUCAL*).

A operação do *SINALIZADOR* é bloqueada quando ocorrem situações que impossibilitem o registro do evento pelo sistema de aquisição de dados, *DA*. Isto se dá, por exemplo, quando o sistema está ocupado ainda na leitura dos módulos eletrônicos devido a registro de evento anterior, ou quando o *DA* está com sua capacidade esgotada, ou ainda quando ruídos presentes tornam de má qualidade os sinais, ou mesmo quando um sinal de bloqueio é enviado pelo computador *VAX*.

Capítulo 7

O Sistema de Aquisição de Dados

Uma vez posto a funcionar, o espectrômetro da E769 passa a produzir uma grande quantidade de sinais elétricos oriundos de todos detectores. É tarefa do sistema de aquisição de dados organizar todos estes sinais e armazená-los ordenadamente em fitas magnéticas para posterior análise.

O experimento E769 obteve 400.000.000 de eventos em oito meses de tomada de dados. Durante este período dois experimentadores revezavam-se continuamente em turnos de 8 horas, 24 horas por dia operando e monitorando o espectrômetro. Os eventos foram armazenados em 10.000 fitas de 9 trilhas, escritas a razão de uma a cada cinco minutos. Três unidades de fita incumbiam-se, alternadamente, desta tarefa, cabendo aos operadores a troca e registro das fitas usadas.

Os operadores eram também responsáveis pela inspeção de todo o laboratório e verificação de diversas pressões, temperaturas e voltagens.

7.1 Aquisição de dados

Durante a tomada de dados da E769 o TPL recebia o feixe de partículas em salvas de cerca de 22 segundos de duração separadas por 38 segundos. Este intervalo entre salvas era aproveitado, como descrito adiante, para várias operações de calibragem e monitoração.

Durante os 22 segundos de cada salva cerca de 10.000 eventos eram selecionados e registrados em fita, significando cerca de 400 eventos por segundo. Este número deve ser comparado com o do experimento E691, que rodara anteriormente no mesmo espectrômetro, e que escreveu cerca de 100 eventos por segundo.

Toda a eletrônica do sistema de aquisição de dados da E769 foi distribuída por 7 bastidores CAMAC localizados na sala de contagem. As unidades controladoras de cada um destes bastidores interligavam-se em série a um computador VAX11/780 através do qual se podia acessar qualquer módulo CAMAC em qualquer um dos bastidores.

A alta taxa de eventos por segundo não permitia, entretanto, o uso do VAX11/780 para leitura dos dados. Um sistema baseado em módulos multiprocessadores ACP¹ e controladores inteligentes de bastidores foi desenvolvido e implementado como ilustrado na fig. 7.1.

Neste sistema[53], cada bastidor CAMAC hospeda, além do controlador CAMAC usual, um controlador inteligente conhecido como SCC², cada um deles conectado a um *buffer* RBUFF que, por sua vez, são acessados por módulos ACP.

Os ACPs constituem um sistema de processamento paralelo em que cada módulo

¹iniciais de "Advanced Computer Project"

²iniciais de "Smart Crate Controller"

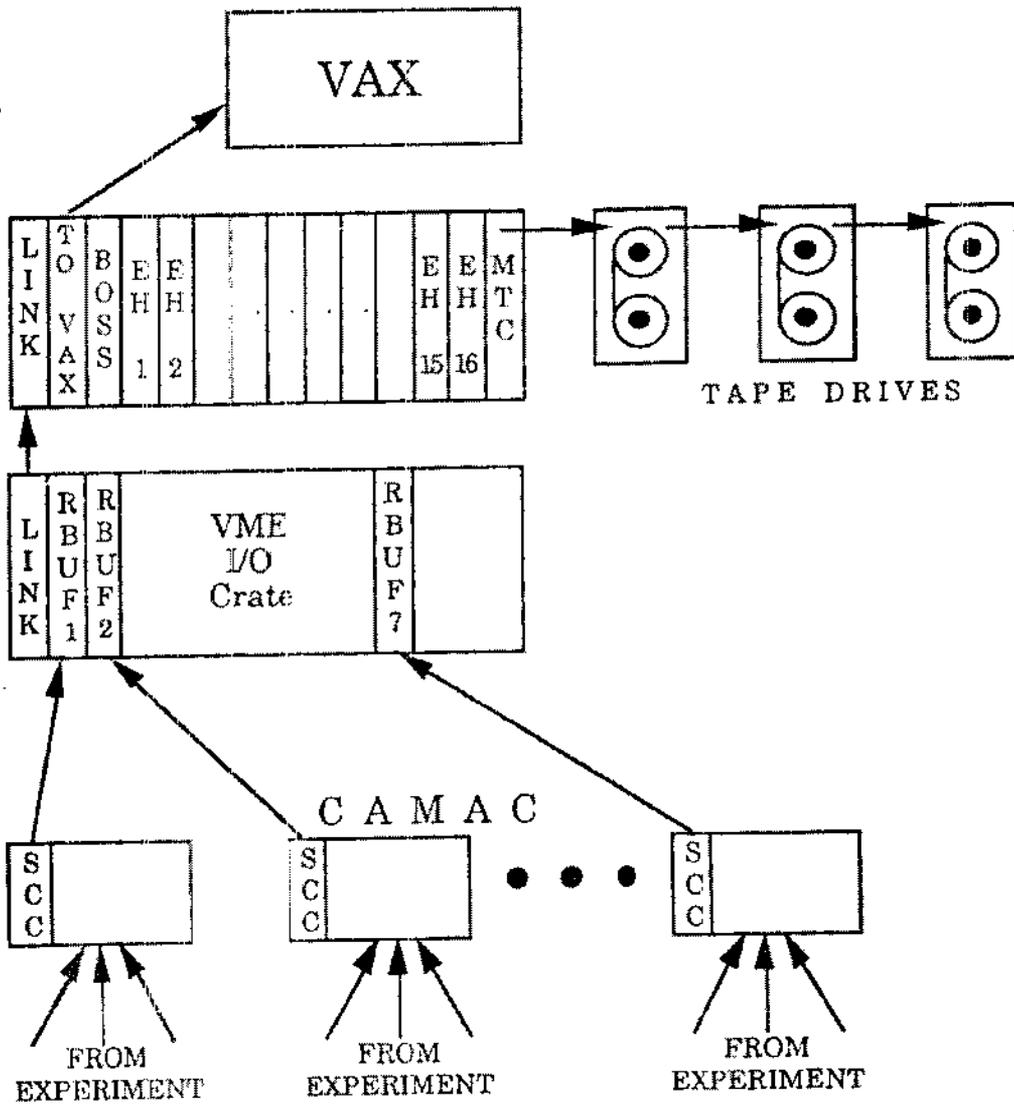


Figura 7.1: Sistema de aquisição de dados da E769

opera individual e independentemente, sob o controle de um módulo ACP que atua como gerenciador do sistema. Afora os SCC, todo o sistema de aquisição de dados encontra-se em bastidores VME.

O sinal de gatilho da experiência, discutido no capítulo refeitório e que representa a aceitação — um evento, é enviado a cada um dos SCC dando-lhes o sinal para que iniciem a leitura dos módulos CAMAC de seu bastidor. A informação lida por cada SCC passa para um *buffer* de leitura dedicado, RBUFF. Dois módulos ACP incumbem-se, então, de ler os RBUFFs enquanto os demais 14 leem os sinais produzidos pelo evento, formatam-nos e os arrumam em *buffers* de saída de onde são enviados para as unidades de fita. Os RBUFFs são capazes de acumular um grande número de eventos e, graças ao uso dos SCC, todos os bastidores CAMAC são lidos simultaneamente e não sequencialmente como seria o caso do uso do VAX11/780.

Enquanto se processa a lenta operação de escrita em fita o sistema continua a obter mais dados e os acumula nos RBUFFs. Na eventualidade dos RBUFFs estarem cheios, um sinal é enviado ao sistema de gatilho, inibindo-o até que os RBUFFs estejam novamente em condições de receber os valores resultantes das leituras dos módulos CAMAC. O trabalho de escrita em fita prossegue durante o período entre-salvas garantindo o escoamento de todos os dados acumulados nos RBUFFs.

O computador VAX11/780 funciona como o acesso dos operadores ao sistema de aquisição de dados. É através dele que se carrega nos módulos ACP e SCC todos os programas necessários às leituras, bem como as instruções para início ou interrupção de tomada de dados.

Capítulo 8

A Operação da E769

No decorrer da tomada de dados é necessária uma constante vigilância de todo o espectrometro de forma a garantir-se uma boa qualidade dos dados obtidos e a proceder-se ao conserto de falhas que se manifestem ao longo do período. A E769 utiliza-se de uma série de processos, descritos a seguir, para acompanhamento *on line* do desenvolvimento do experimento.

8.1 Monitoramento

Uma série de programas rodando *on line* no VAX11/780 permite a monitoração do espectrômetro. O sistema de aquisição de dados envia parte dos eventos para uma área comum global constituindo um estoque de eventos ao qual vários programas podem ter acesso. Este estoque é continuamente renovado.

É possível, então, executar programas que, a partir dos eventos estocados, preenchem histogramas, tabelas ou realizem uma reconstrução simplificada. A observação dos histogramas e tabelas permite, quando comparados a padrões previamente estabelecidos, detectar desvios na operação de cada detector. Pode-se, desta forma, identificar rapida-

mente canais defeituosos nos calorímetros, câmaras, Cerenkov, etc., bem como a presença de ruídos, não linearidades e muitos outros efeitos.

A fig. 8.1 apresenta o diagrama do sistema de monitoração on line do experimento E769. Programas de análise de dados, conhecidos como DAP¹, lêem eventos do estoque e os processam. Um programa construtor de estoque, EPB², encarrega-se de renovar o estoque de eventos bem como de evitar o descarte de eventos que por ventura ainda estejam sendo lidos por algum DAP. DAPs diferentes podem ser executados simultaneamente sem interferências graças à ação organizadora do EPB.

Em associação aos DAPs há os processos de comando, CDP³, que permitem ao usuário ter acesso às informações produzidas pelos DAPs bem como controlar sua operação. Esta interação entre DAPs e CDPs se dá através de secções globais temporárias, que existem apenas durante a operação de um DAP.

8.2 O sistema inter-salvas

Fator merecedor de especial atenção durante a tomada de dados eram as tensões de alimentação dos diversos detectores. Muitas das tensões eram providas por fontes de alimentação CAMAC e outras, embora providas por fontes independentes, podiam ser lidas através de sensores CAMAC especialmente instalados. Entretanto, não era possível acessar os bastidores CAMAC durante a tomada de dados através do VAX11/780, pois isto entra em choque com a operação dos SCC.

Desenvolveu-se, então, um sistema inter-salvas de acesso CAMAC. Este processo roda

¹iniciais de "Data Analysis Package"

²iniciais de "Event Pool Builder"

³iniciais de "Command Display Package"

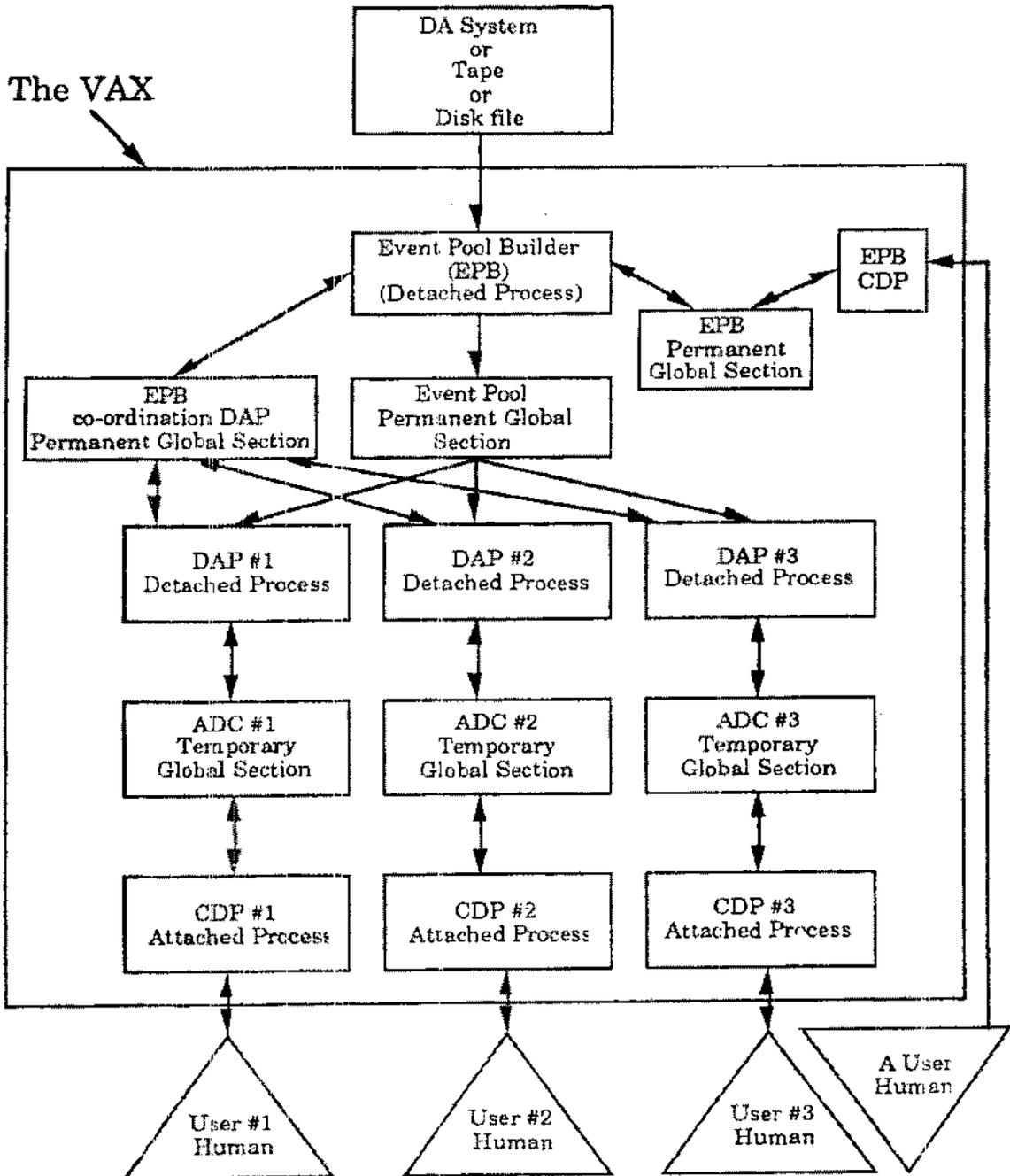


Figura 8.1: Sistema de monitoração *on line* da E769

no VAX11/780 concomitantemente à tomada de dados e aciona sinais de controle indicativos de vários estados. Assim, ao identificar o início do período inter-salvas, um sinal é enviado a um processo residente no VAX11/780 que dispõem de uma lista de programas inter-salvas a serem iniciados independentemente. Um outro sinal é acionado segundos antes da chegada de nova salva. Este segundo sinal serve de alerta para que os programas inter-salvas interrompam suas operações, caso contrário serão abortados pelo controlador de processos inter-salvas. No próximo período inter-salvas o processo se repete.

Como vários dos programas que devem ser executados no período inter-salvas são muitas vezes incompatíveis, o controlador de processos inter-salvas os inicia em sequência, iniciando o segundo somente após a conclusão do primeiro, o terceiro somente após o segundo e assim sucessivamente ao longo de sua lista de programas. Pode ocorrer de serem necessários vários períodos inter-salvas até que todo o ciclo esteja completo.

Os programas feitos para rodarem durante o período inter-salvas devem cuidar, por si mesmo, de guardar seu estado no momento de interrupção, caso sejam longos demais para rodarem completamente em um único período inter-salvas. Neste caso, o programa deve continuar seu trabalho na próxima vez em que seja acionado.

Este é o caso do programa inter-salvas de monitoramento das altas tensões das fotomultiplicadoras dos calorímetros, paredes de muons e Cerenkov que necessita de bem mais do que os 28 segundos de tempo inter-salvas para, através de comandos CAMAC, ler as tensões de todas as fotomultiplicadoras. Ao notar o sinal de alerta de salva, produzido pelo sistema inter-salvas, o programa armazena em arquivo todos os valores já lidos, guarda em um arquivo de controle o último canal lido e, então, interrompe sua

operação. Na próxima vez em que é acionado ele retoma o processo de leitura no ponto em que parara. Somente após ler todas as tensões é que o programa registra no arquivo de controle um código correspondente, permitindo a outros programas reconhecer que um novo ciclo de monitoração de altas tensões foi encerrado.

A maioria dos programas inter-salvas, entretanto, cumpre suas tarefas em menos de 32 segundos sendo frequente a execução de vários programas dentro do mesmo período inter-salvas. Na lista de programas a serem acionados pelo controlador consta, além dos nomes dos programas, também o tempo que deve ser alocado a cada um, após o que o programa deve ser interrompido, caso ainda esteja a rodar. O programa seguinte na lista é então iniciado se o tempo disponível até a chegada da salva for superior ao que deve ser a ele alocado.

O sistema inter-salvas rodou durante todo o período de aquisição de dados do experimento E769 com eficiência e precisão permitindo fácil monitoração de várias grandezas.

8.3 O alarme da E769

A dupla de operadores da E769 precisava observar um grande número de variáveis afim de assegurar-se do perfeito funcionamento de todo o espectrômetro. Para tal dispunha sobre a mesa de controle de um terminal dedicado conectado ao sistema ACP, através do qual era possível enviar os comandos para início de tomada de dados, interrupção, ou encerramento. Podiam também inicializar todos os ACPs, SCC e programas necessários.

Um outro terminal dava-lhes acesso ao VAX e, através de vários monitores arranjados ao redor de sua área podiam ter acesso imediato a várias informações relevantes,

renováveis após cada salva tais como: número de partículas incidentes durante a salva, número de interações ocorridas, número de gatilhos enviados ao sistema de aquisição de dados, número de eventos efetivamente registrados em fita, unidade de fita em uso, e uma miríade de outras informações em geral também registradas em fita magnética para posterior análise. Estas informações encontravam-se dispostas segundo sua importância e relevância.

Uma tela era especialmente reservada para um sistema de alarme que indicava continuamente o estado geral de algumas variáveis e emitia um sinal de advertência caso ocorressem desvios superiores a valores pré-estabelecidos. Alguns dos fatores registrados nesta tela eram as tensões e pedestais, em geral obtidos através de programas inter-salvas. Cabia aos operadores, frente a um alerta, analisar a situação e tomar as medidas cabíveis à solução do problema.

O programa de alarme é, na verdade, um DAP que trabalha com os eventos do estoque, e com informações fornecidas por programas inter-salvas e outros DAPs.

Capítulo 9

Reconstrução e Monte Carlo

Os eventos registrados em fita magnética consistem dos sinais eletrônicos de todo o espectrômetro (conversores analógico-digital, conversores tempo-digital etc.). É preciso refazer, a partir deste dado bruto, todo o evento, o que consiste na determinação de todas as partículas envolvidas através de suas trajetórias, quadri-momento, carga elétrica. Este processo de reconstrução é descrito sucintamente a seguir.

9.1 Algoritmo de reconstrução

O processo tem início pela busca de trajetórias a partir dos sinais dos SMD's das câmaras de arrasto. Sabendo-se os canais que apresentam sinal procura-se determinar as trajetórias que os produziram. No caso de uma única trajetória passando pelo espectrômetro a tarefa é simples, uma vez que cada conjunto de planos de câmaras fornece um grupo de coordenadas cuja interpolação leva diretamente à trajetória original. Com a alta multiplicidade de trajetórias do experimento E769 este procedimento se complica forçando uma série de tentativas até encontrar-se o melhor conjunto de trajetórias, entendido como aquele que produz o menor erro de interpolação. Neste processo alguns sinais são desconsiderados por

serem oriundos de ruído ou simplesmente pela impossibilidade de associá-los a qualquer trajetória.

Devido à limitação de memória do computador disponível por ocasião do início do processo, um CYBER, a reconstrução do experimento E769 realiza-se em três etapas identificadas como PASS0, PASS1 e PASS2.

9.1.1 PASS0

Consiste simplesmente na obtenção, a partir dos 2000 primeiros eventos de cada fita de dado bruto, de informações gerais como pedestais de CAD, picos de pions e prótons no TRD, canais hiperativos do sistema de SMD, etc. A fita é então reenrolada para ser submetida aos passos seguintes.

9.1.2 PASS1

É o programa que obtém as trajetórias das partículas a partir dos sinais dos SMD e câmaras de fios. Inicia pela busca de trajetórias no sistema de SMD, que apresenta alta eficiência e resolução. As trajetórias encontradas são então projetadas nas câmaras a fio imediatamente à montante do magneto 1 (câmaras proporcionais e D1). Este procedimento facilita a reconstrução de trajetórias nas câmaras por reduzir o número de possibilidades.

As trajetórias são obtidas através de um algoritmo que calcula o valor do χ^2 para uma trajetória, onde o χ^2 é definido como

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{[p_i^p - p_i^m]^2}{\sigma_i^2} \quad (9.1)$$

onde n é o número de planos com um sinal; p_i^p é a posição prevista da trajetória no plano i ; p_i^m é a posição real no plano i e σ_i é o erro de posição do plano i .

Para um conjunto de pontos associa-se uma trajetória através da minimização de χ^2 . Processo similar é empregado com as câmaras D2 e D3 obtendo-se um novo conjunto de trajetórias que são, então, conectadas às obtidas com os planos de SMD e de D1 e o resultado é projetado em direção à D4 unindo-se as porções de trajetórias assim obtidas. O desvio sofrido pelas trajetórias nos magnetos permite determinar-lhes os momentos e o sinal da carga elétrica.

O resultado do PASS1 é uma fita onde cada evento consiste de uma lista com todas as trajetórias encontradas (identificadas pelas suas inclinações e parâmetros), seus momentos, carga elétrica e todas as demais informações do espectrômetro não empregadas até então, como as referentes aos Cerenkovs, calorímetros, TRD, etc..

9.1.3 PASS2

Uma vez determinadas as trajetórias o programa PASS2 utiliza a informação dos Cerenkov para, juntamente com os momentos obtidos no PASS1, identificar as partículas segundo o processo descrito no capítulo referente ao espectrômetro. Os dados dos calorímetros permitem cálculos das energias e localização de chuveiros.

O PASS2 realiza uma busca pormenorizada de vértices. Para tal, partindo de duas trajetórias, determina um vértice como consistindo do ponto de coordenadas x, y, z que satisfaça a condição χ^2/DOF menor que 2,0 onde DOF é o número de graus de liberdade

do problema de ajuste, definido como

$$DOF = 4N - 3 \quad (9.2)$$

onde N é o número de trajetórias usadas para obtenção do vértice.

O processo continua até que todas as trajetórias tenham sido envolvidas e mais nenhum vértice seja encontrado. Os vértices assim obtidos terão, cada um, um número N de trajetórias, e cada evento terá um certo número de vértices.

No decorrer dos programas de PASS1 e PASS2 o programa PASS0 é usado para totalização de algumas informações, tais como média de fios ativados por plano de câmaras, fotomultiplicadoras do DISC ativadas, planos do TRD, número médio de vértices, etc.

Ao final do PASS2 tem-se uma lista com todas as trajetórias e suas características (como no PASS1) acrescidas da identificação de partículas (na forma de probabilidades) por intermédio dos Cerenkov, bem como uma lista de todos os vértices encontrados com as trajetórias que os constituem. Informação de energia é também feita presente. Partículas neutras não têm suas trajetórias determinadas, permanecendo a possibilidade do usuário obtê-las a partir das informações mantidas em fita, como energia e sinais dos calorímetros.

Os dados finais, já reconstruídos, são escritos em fita em um formato especial, identificado como DST¹, que reduz o número total de fitas necessário. Todo o processo de reconstrução tomou um ano de trabalho e foi realizado em 120 nós de ACP, correspondendo a cerca de 140 MIPS de potência de computação, e em quatro Silicon Graphics 240-D num total de 240 MIPS.

¹iniciais de "Data Summary Tape"

9.2 Pair strip

Os dados reconstruídos, já em formato DST, passam por um programa de pré-seleção que visa selecionar eventos e reduzir o universo de 400.000.000 de eventos para um número menor, mais facilmente trabalhável. Este programa, conhecido como *pair strip*, seleciona os eventos que apresentem ao menos um vértice secundário com duas trajetórias e que satisfaça a uma série de condições de qualidade, conhecidas como cortes. O *pair strip* representa uma redução de dez vezes no número de eventos. A tabela 9.1 lista os cortes empregados na obtenção da *pair strip* e a figura 9.1 ilustra alguns deles, que são descritos a seguir.

Corte	Valor
χ^2/DOF	< 5
SDZ	> 6
$(\sigma_z)_s$	$< 1,8$
$RATIO$	$< 0,6$
$PT2SUM$	$> 0,1 \text{ GeV}^2$

Tabela 9.1: Cortes em *pair strip*

SDZ: um dos cortes mais importantes do experimento E769. É definido como:

$$SDZ = \frac{\Delta Z}{\sigma_z} \quad (9.3)$$

onde ΔZ é a distância em z que separa o vértice secundário do vértice primário; σ_z é o erro na determinação desta distância, definido como

$$\sigma_z = \sqrt{(\sigma_z)_s^2 + (\sigma_z)_p^2} \quad (9.4)$$

onde σ_s é o erro na determinação da posição em z do vértice secundário; σ_p é o erro na determinação da posição em z do vértice primário².

RATIO: outro importante corte no experimento E769. É definido por:

$$RATIO = \prod_{i=1}^n \frac{(b_s)_i}{(b_p)_i} \quad (9.5)$$

onde $(b_s)_i$ é a distância da trajetória i ao vértice secundário; $(b_p)_i$ é a distância da trajetória i ao vértice primário; e n é o número de trajetórias que constituem o vértice secundário em consideração.

Devido à forma como está definido, RATIO será tão menor quanto mais próximas do vértice secundário estiverem as trajetórias que o constituem em relação a distância destas trajetórias ao vértice primário.

PT2SUM: parâmetro definido conforme a expressão:

$$PT2SUM = \sum_{i=1}^n (p_t)_i^2 \quad (9.6)$$

onde i é uma trajetória pertencente ao vértice secundário, n é o número de trajetórias do vértice secundário e $(p_t)_i$ é a componente do momento da partícula de trajetória i , perpendicular à direção definida pelos vértices secundário e primário.

9.3 Monte Carlo

O Monte Carlo consiste na simulação de eventos através de programa de computador.

Divide-se em duas partes: a geração de eventos e a digitalização.

²No experimento E769 considera-se como vértice primário aquele que, em um dado evento, apresenta um maior número de trajetórias.

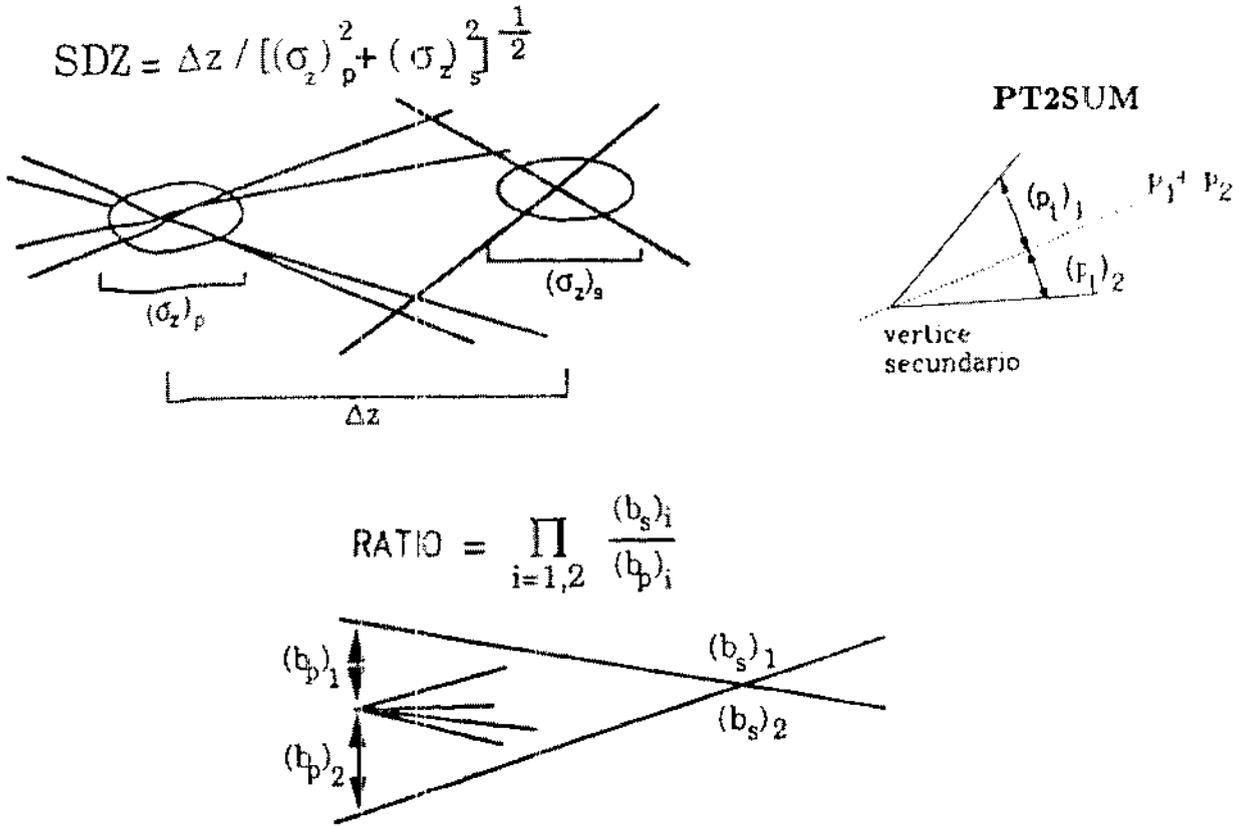


Figura 9.1: SDZ, RATIO e PT2SUM

A geração produz eventos segundo o programa[54] PYTHIA 4.8, que gera o quark c através dos mecanismos de aniquilação quark-antiquark e de fusão de gluons, e o programa[55] JETSET 6.3, que, baseado no modelo LUND, hadroniza os partons.

Para cada evento, obtém-se uma lista, chamada de tabela verdade, contendo todas as partículas produzidas com seus momentos, ponto de criação, decaimento, bem como suas partículas filhas e a partícula da qual se origina. Nesta fase são fornecidos ao gerador as informações acerca do modo de decaimento de interesse, a energia e tipo da partícula do feixe e a natureza e geometria do alvo onde se dá a interação.

A digitalização consiste em simular a passagem das partículas produzidas no gerador

pelo espectrômetro, aí incluídas todas as incertezas, ineficiências e interferências devidas à eletrônica e geometria. Simula-se nesta fase o comportamento de todos os detectores e gatilhos. O resultado consiste de eventos brutos escritos em fita no mesmo formato que os eventos brutos reais obtidos durante a tomada de dados.

Idealmente o Monte Carlo deve reproduzir perfeitamente os eventos do experimento. Uma série de estudos foram realizados de forma a modelar-se da melhor maneira possível o comportamento e eficiências de cada parte do detector. Os eventos Monte Carlo passam, então, pelo procedimento usual de reconstrução e *pair strip* como descrito anteriormente, e seus resultados e distribuições comparados com similares obtidos com dados reais. Ajustes e mudanças são então implementados até obter-se uma boa concordância entre os dois.

Após todo este minucioso e longo processo chegou-se ao programa de digitalização do Monte Carlo da E769. Algumas discrepâncias nos eventos de Monte Carlo, que ainda persistiram, foram tabeladas para serem usadas durante o período de análise.

O Monte Carlo é essencial para análise de resultados, pois permite que se escolha o procedimento necessário para extrairmos de toda a massa de eventos (400.000.000 no caso do experimento E769), aqueles que contenham os decaimentos de interesse, distinguindo as características típicas destes decaimentos das características gerais que constituem todo o restante dos eventos, conhecidos neste caso como ruído de fundo. Isto será tão melhor realizado quanto mais distintas forem as características dos eventos de interesse, conforme descrito no próximo capítulo 10.

Esta tese ocupa-se do estudo do decaimento $D^\pm \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi^\pm$ e para tal gerou-se 155.000 eventos Monte Carlo.

Capítulo 10

Análise dos Dados

Toda a amostra de 400.000.000 de eventos do experimento E769, reduzida a 40.000.000 de eventos após o processo de *pair strip*, é submetida a um conjunto de cortes, critérios de seleção, que culminam na obtenção do sinal de trabalho, no caso desta tese o decaimento $D^\pm \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi^\pm$. O sinal emerge à medida em que se identifica cortes que favoreçam este canal em detrimento de todo o restante presente na amostra de trabalho, que é conhecido como ruído de fundo. Com o sinal, enfim obtido, passa-se, então, à análise da física de interesse.

10.1 Obtenção do sinal

O processo de procura do sinal começa pela obtenção de um subconjunto de eventos, a partir dos 40.000.000 de eventos do *pair strip*, que satisfaçam condições básicas necessárias à presença do sinal de interesse. Nesta etapa examinam-se todos os eventos do *pair strip* em busca daqueles que satisfaçam as condições listadas a seguir

- a) possuam ao menos um evento com um vértice constituído de três trajetórias, cuja carga total seja igual a +1 ou -1.

- b) as trajetórias de mesma carga devem ter probabilidade de serem pions maior que 0,7 e a terceira trajetória deve ter probabilidade de ser um kaon com probabilidade acima de 0,1. Para estas probabilidades emprega-se os cerenkovs.
- c) o vértice constituído por estas três trajetórias, que vem a ser identificado como vértice secundário, deve apresentar um valor de χ^2 , conhecido como CHISEC, menor que 10.
- d) o vértice secundário deve apresentar um valor de SDZ em relação ao primário, como definido no capítulo 9, maior ou igual a 6.
- e) as três trajetórias constituintes do vértice secundário devem apresentar um RATIO menor que 0,05.
- f) a distância entre a trajetória do D^\pm (reconstruída a partir das três trajetórias do secundário) e o vértice primário (conhecida como DIP) deve ser inferior a 0,013 cm.
- g) o vértice primário, deve ter no mínimo duas trajetórias e satisfazer a condição de apresentar um valor de χ^2 , conhecido como CHIPRI, menor¹ que 10.
- h) as três trajetórias do vértice secundário devem constituir uma massa invariante que se encontre em um intervalo, chamado de janela de massa, que contenha a massa do D^\pm . Mais precisamente exige-se que a massa invariante da combinação dos três traços esteja entre $1,63 \text{ GeV}/c^2$ e $2,1 \text{ GeV}/c^2$.

¹antes de ser testada esta condição, o vértice primário tem suas trajetórias examinadas de maneira a que se retirem aquelas que, porventura, tenham sido selecionadas como constituintes do vértice secundário. O vértice primário é então refeito.

Estes cortes encontram-se apresentados na tabela 10.1 e resultam em uma amostra contendo 145.000 eventos, que é empregada para o trabalho de análise.

Corte	Valor
<i>CHISEC</i>	≤ 10
<i>CHIPRI</i>	≤ 10
<i>DIP</i>	$\leq 0,013$ cm
<i>SDZ</i>	≥ 6
<i>RATIO</i>	$\leq 0,05$

Tabela 10.1: Cortes empregados para obtenção da amostra de trabalho

Os eventos gerados pelo Monte Carlo são então submetidos aos mesmos critérios obtendo-se como resultado 15.500 eventos. Com estes dois conjuntos de dados, o proveniente do experimento e o do Monte Carlo, passa-se então a um estudo sistemático e detalhado de cortes de forma a obter-se o melhor sinal possível.

10.2 Otimização do conjunto de cortes

Nesta etapa o Monte Carlo exerce um papel fundamental. Sendo ele uma reprodução tão boa quanto possível das características dos eventos reais, podemos verificar o efeito de cada corte sobre o sinal. A aplicação dos mesmos cortes sobre a amostra de dados reais, onde predomina o ruído de fundo, permite a observação do efeito de cada corte sobre este ruído. O corte ótimo é aquele que recusa mais ruído que sinal. Para diferentes valores de uma dada variável, levanta-se o valor da figura de mérito

$$Q = \frac{S}{\sqrt{B}} \quad (10.1)$$

onde S é o sinal obtido no Monte Carlo e B é o ruído obtido pela amostra de dados, considerando-se a região fora do pico de sinal.

Considera-se para cálculo do ruído a região cuja massa invariante difira de mais de 3 sigmas da massa do D. A figura 10.1 ilustra este procedimento, que assume que o ruído comporta-se uniformemente ao longo de toda a janela de massa, não sendo especialmente mais alto ou mais baixo na área do sinal.

A figura 10.2 apresenta estudos de otimização dos cortes em SDZ e em DIP, onde se vê o valor da figura de mérito Q para vários valores das variáveis.

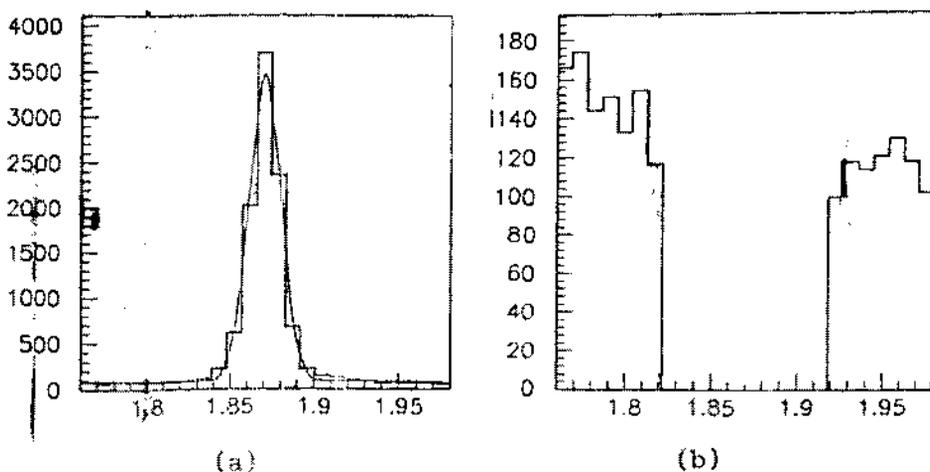


Figura 10.1: a) Sinal de Monte Carlo; b) Ruído de fundo

Cada um dos gráficos apresentados na figura 10.2 é obtido tomando-se diferentes valores para a variável respectiva enquanto as demais são mantidas fixas. Pressupõe-se, assim, que os cortes são independentes, o que significa que o melhor valor de corte para uma dada variável não afeta a determinação do melhor corte em outra variável. Este procedimento exige cautela, pois muitas vezes há uma correlação não facilmente percebida entre duas variáveis. Emprega-se nesta etapa o *bom senso* baseado no conhecimento do espectrômetro, na física envolvida e na experiência do físico. Independente disto, uma vez

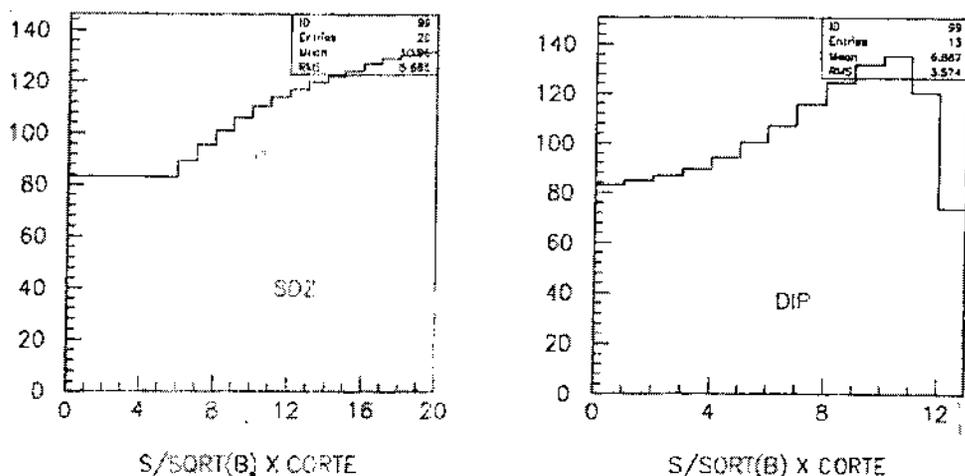


Figura 10.2: Otimização de cortes em *SDZ* e *DIP*

definidos os cortes realizam-se estudos de correlação, que consistem no levantamento do fator de mérito Q de uma dada variável para diferentes valores de cada uma das demais variáveis. Este processo, que a princípio é o correto, significaria o estudo de todas as variáveis e suas implicações e interdependências em pares e em subconjuntos. Esta tarefa é inexecutável pela quantidade de tempo que seria requerida. Mais idealmente ainda o fator de qualidade deveria ser definido como função de todas as variáveis sob estudo e então buscado o máximo desta função.

A experiência tem demonstrado que tal abordagem não acarreta melhora significativa e compensadora, comparada ao esforço envolvido. Além do mais, não podemos escolher o melhor corte baseado apenas no fator de mérito Q , mas deve-se também levar em conta a eficiência do corte. Assim, um corte que produza um máximo valor de Q para uma eficiência muito baixa terá que ser desconsiderado em favor de outro que, embora não tão bom quanto ao valor de Q apresente uma maior eficiência. Um corte de alto Q e baixa

eficiência pode acarretar simplesmente em baixíssima estatística, resultando em um sinal inadequado para análise.

Este compromisso entre Q e eficiência deve ser decidido à luz da experiência já obtida em outros casos e no julgamento dos resultados, após exaustivo trabalho com a amostra disponível.

Afigura 10.3 repete os estudos de otimização em SDZ e em $RATIO$ acrescidos das eficiência de cada um deles. Nota-se que o máximo valor de Q ocorre numa região de baixa eficiência. Optou-se, por conseguinte, por cortes inferiores aos de máximo Q , mas cuja eficiência é consideravelmente maior. O corte ideal seria aquele que apresentasse o máximo de Q para o máximo de eficiência, uma situação que raramente se manifesta na prática.

Além das variáveis já descritas neste capítulo e no capítulo 9, utiliza-se nesta etapa a variável ISO , que mede o isolamento de um vértice. Determina-se a distância ao vértice de todas as trajetórias que não pertencem ao vértice e atribui-se a ISO a menor delas.

A tabela 10.2 apresenta o conjunto de cortes selecionados segundo o critério descrito.

Corte	Valor
$RATIO$	$\leq 0,006$
SDZ	≥ 12
DIP	$\leq 0,008$ cm
ISO	$> 0,006$
prob. kaon	$> 0,1$
prob. pions	$> 0,7$
$PT2SUM$	$> 0,2$

Tabela 10.2: Cortes finais empregados para análise

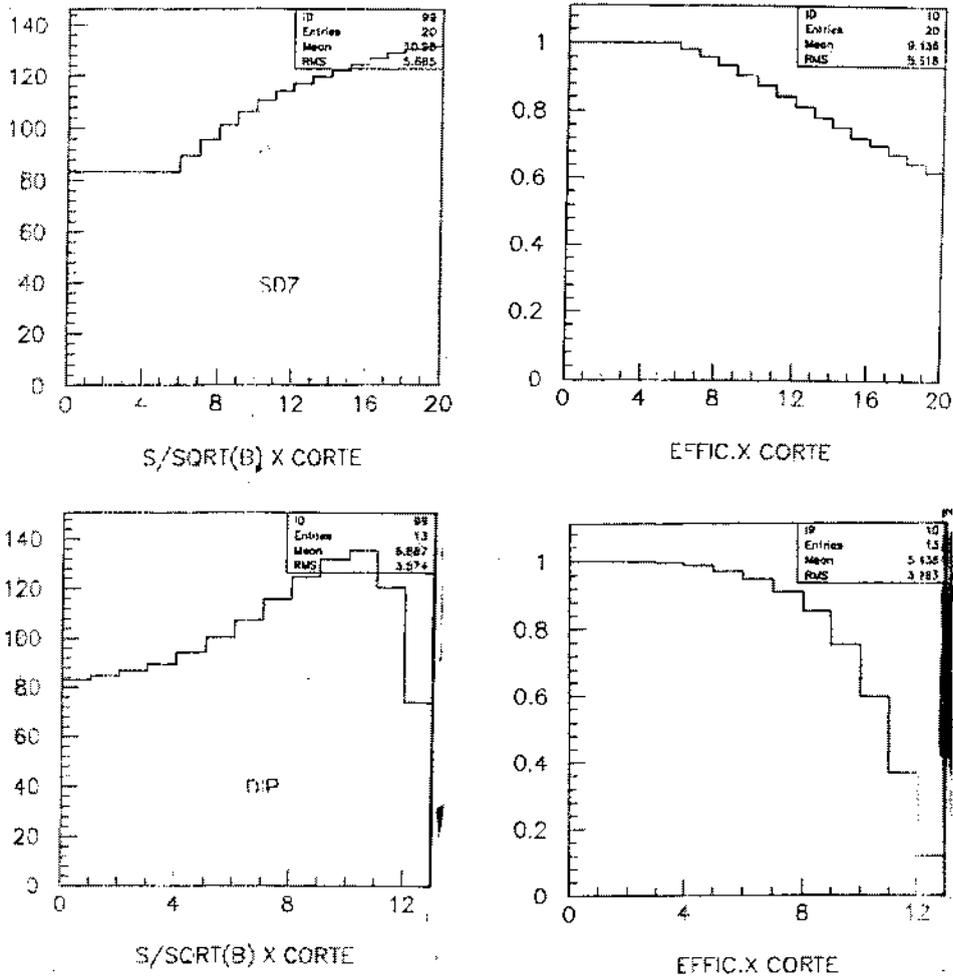


Figura 10.3: Cortes com eficiências

10.3 Seleção de eventos induzidos por interações kaon-nucleon

Nesta tese estuda-se a produção de D^\pm oriundos de interações K^+ -nucleon. Para tal é necessário separar-se, da amostra total de eventos, aqueles cuja partícula incidente é identificada como kaon.

Esta separação é realizada a partir da informação do DISC e do TRD, com o emprego de programas específicos que retornam a probabilidade da partícula incidente ser

um próton, um pión ou um kaon. A figura 10.4 apresenta gráficos da probabilidade da partícula incidente para o período de tomada de dados negativo e para o período de tomada de dados positivo. Nestes gráficos vislumbra-se a participação de prótons, kaons e pions em cada feixe. Nota-se, principalmente, a ausência de antiprótons durante a tomada de dados negativa e a baixa participação de kaons nesta fase. Na parte positiva a participação das partículas apresenta-se mais equânime².

Utilizando-se deste critério fez-se uma nova *strip*, a partir da *strip* de trabalho, apenas com eventos cuja probabilidade da partícula incidente ser kaon é maior ou igual a 0,9. O resultado foi uma amostra de 26.000 eventos. Complementando, exigiu-se que apenas eventos oriundos de interações K^+ , ou seja obtidos durante o período de tomada de dados positivo, fossem empregados.

Esta amostra, com os cortes descritos em 10.2, produz o sinal que aparece na figura 10.5. Nesta figura, como em todas as demais, ajusta-se uma gaussiana ao sinal e uma equação do primeiro grau ao ruído de fundo, através do processo de máxima verossimilhança. Os gráficos foram realizados com o *software* PAW³.

A massa está fixada no valor conhecido da massa do D^\pm , 1,869 MeV/c², e a largura é fixada pelo valor fornecido pelo Monte Carlo, empregando os mesmos cortes. A figura 10.5 indica um sinal de $74,2 \pm 10,3$.

²Deve-se realçar que estas participações são resultantes do pré-escalamento do feixe incidente, como descrito anteriormente nesta tese, e não representativas da constituição do feixe.

³Iniciais de "*Physics Analysis Workstation*"

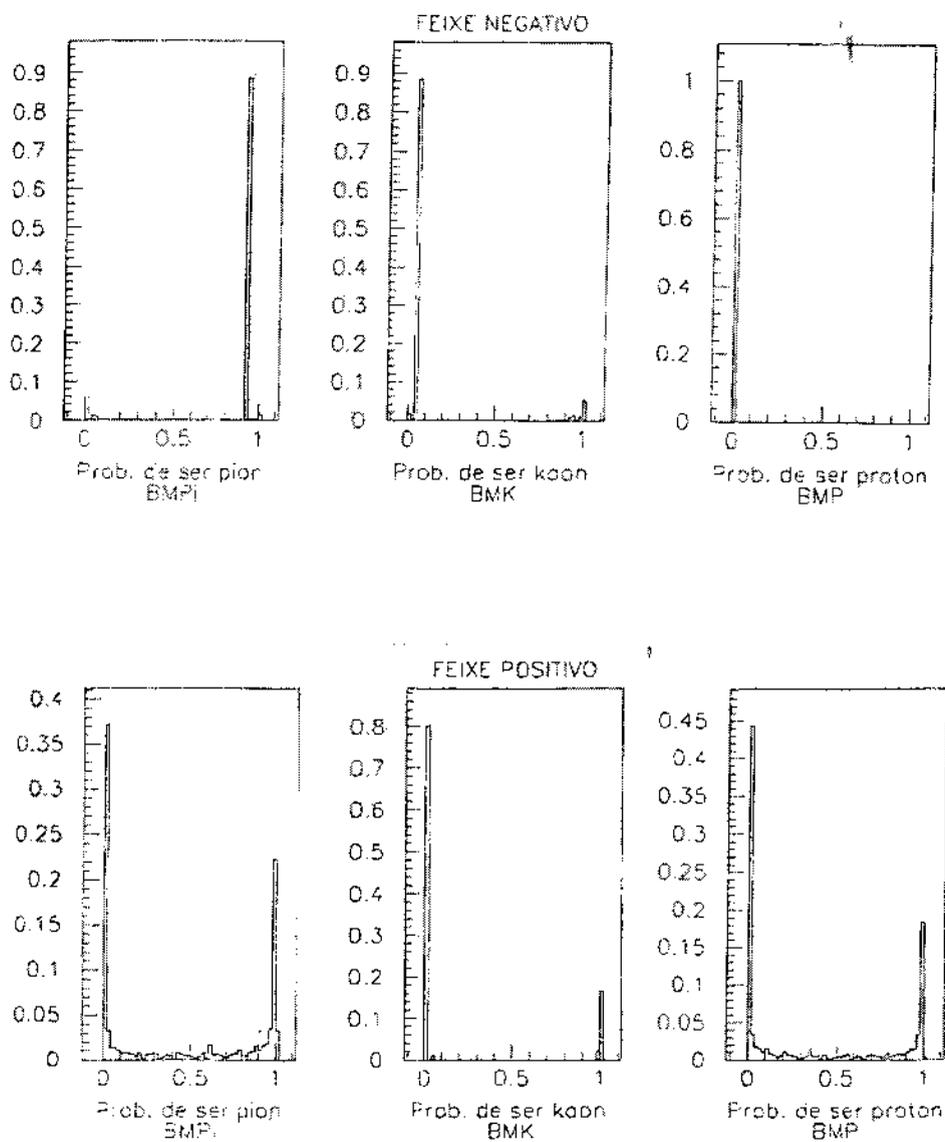


Figura 10.4: Probabilidade das partículas incidentes

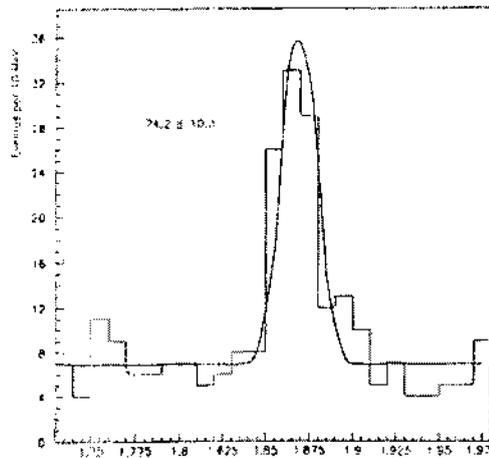


Figura 10.5: Espectro de massa $K^{\mp} \pi^{\pm} \pi^{\pm}$

10.4 Separação da amostra em intervalos de x_f e de p_t^2

A amostra final de eventos, cujo resultado é visto na figura 10.5, é separada em 10 regiões de x_f entre 0 e 1, obtendo-se assim o número de D^{\pm} produzidos em cada uma destes intervalos. A amostra Monte Carlo passa pelo mesmo processo, fornecendo, após o ajuste usual já descrito, a largura do sinal para cada faixa de x_f . Com esta informação obtém-se os sinais para as diferentes faixas de x_f mostrados na figura 10.6.

O mesmo procedimento é repetido para intervalos diferentes de p_t^2 originando os sinais apresentados na figura 10.7.

10.5 Determinação da eficiência

A eficiência para cada um destes intervalos de x_f e de p_t^2 é calculada como a relação entre o número de eventos de Monte Carlo obtidos em cada intervalo e o número total de

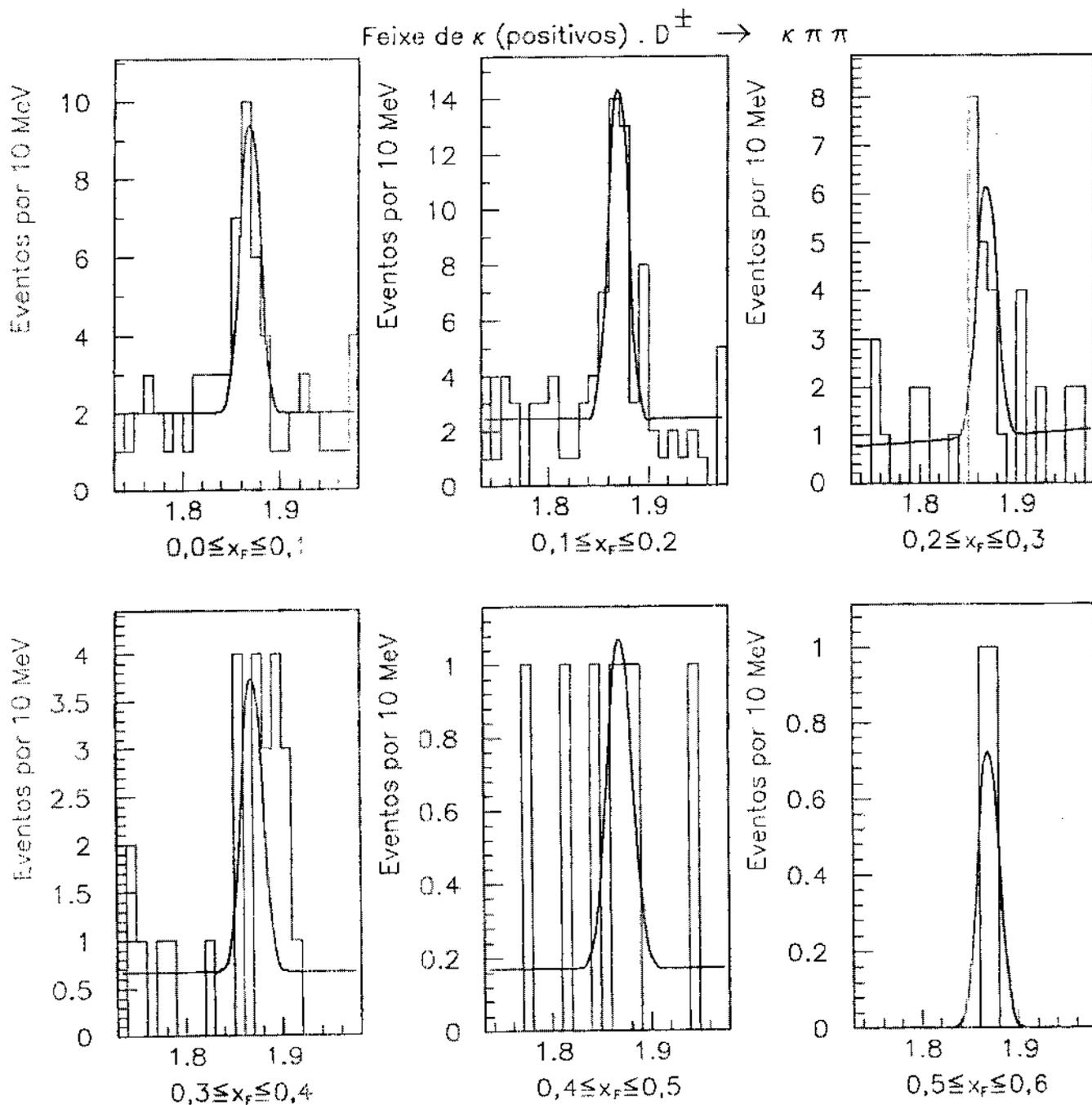


Figura 10.3: Espectro de massa $K^\mp \pi^\pm \pi^\pm$ em intervalos de x_f

Feixe de K (positivos) . $D^{\pm} \rightarrow K \pi \pi$

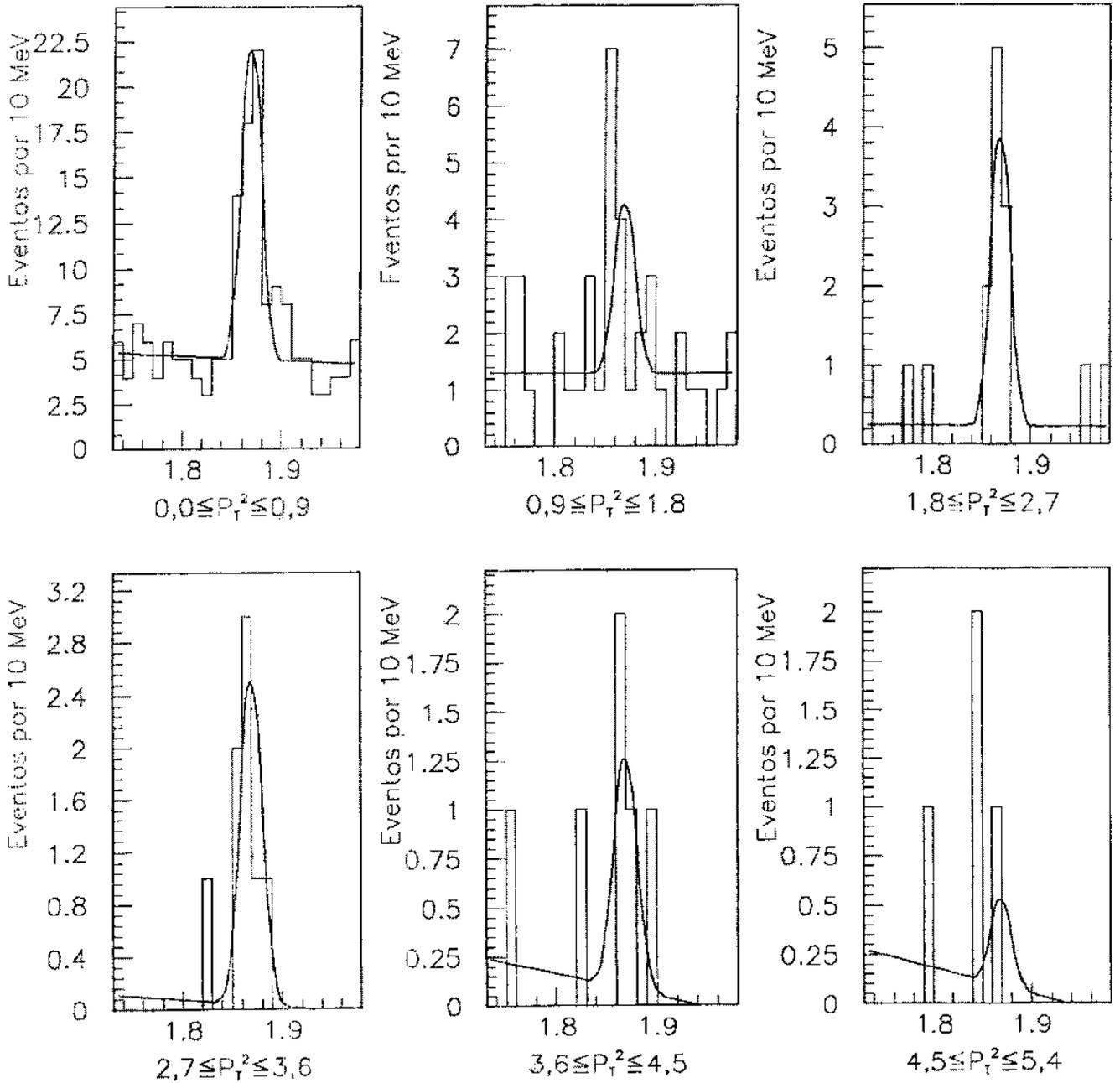


Figura 10.7: Espectro de massa $K^{\mp}\pi^{\pm}\pi^{\pm}$ em intervalos de p_T^2

eventos de Monte Carlo gerados neste intervalo⁴.

O Monte Carlo, por definição, deve reproduzir perfeitamente todas as características dos eventos reais. Observou-se, entretanto que há uma diferença quanto ao que este Monte Carlo reproduz e os dados reais no que diz respeito à eficiência dos Perenkovs para káons e também quanto à eficiência com relação ao gatilho de E_T .

O erro na eficiência de identificação de káons é função do momento do káon e tem origem no algoritmo usado para a simulação dos Cerenkov. A eficiência dos Cerenkov, para cada região do momento do káon, foi determinada a partir de dados reais[56]. A razão entre um sinal real e o mesmo sinal produzido por Monte Carlo, em faixas de momento do káon, foi codificada numa função que serve de peso para cada entrada de Monte Carlo. A figura 10.8.a mostra este peso em função do momento do káon.

O erro na eficiência em função do valor de E_T deve-se, principalmente, a existência de duas partículas interagindo dentro do intervalo de integração dos calorímetros⁵. Um peso é também utilizado para correção da eficiência do gatilho, sendo este peso determinado em função de uma variável obtida com os momentos transversos das trajetórias que garantidamente são detectadas pelas câmaras D1, D2 e D3 ou pelas câmaras D1, D2, D3 e D4, trajetórias estas classificadas, respectivamente, como pertencentes à categoria 7 e categoria 15. Esta variável é identificada como $PT715$, e é calculada segundo a expressão:

$$PT715 = \sum_i p_i^2(z) \quad (10.2)$$

⁴este número é conhecido a partir da tabela verdade produzida pelo programa de geração de eventos Monte Carlo, mencionada no capítulo anterior.

⁵O uso do KB não sana completamente este problema.

onde o somatório abarca todas as trajetórias do evento que satisfazem a condição descrita. O emprego desta variável é conveniente pois os momentos são determinados pelas câmaras de arrasto cujo tempo de integração é cerca da metade do tempo dos calorímetros, reduzindo, assim, a probabilidade de inclusão de trajetórias oriundas de interação de uma segunda partícula. As trajetórias de categoria 7 e 15 possuem o maior número de pontos em sua reconstrução, acarretando melhor determinação do momento e menor probabilidade de serem falsas.

A eficiência do gatilho de E_T é obtida[57] pela razão entre as distribuições em PT_{715} dos eventos que satisfazem o gatilho de interação e a distribuição destes eventos que satisfazem o gatilho de E_T . Esta eficiência é então parametrizada com a forma:

$$EF(PT_{715}) = 1 - \frac{1}{1 + e^{((PT_{715}-P_1)/P_2)}} \quad (10.3)$$

onde P_1 e P_2 são parâmetros de ajuste que dependem do gatilho e do período de aquisição de dados, identificados como $R1$, com feixe negativo de 210 GeV, $R2$, com feixe negativo de 250 GeV e $R3$, com feixe positivo de 250 GeV. O período $R1$ foi realizado na fase de ajustes do espectrômetro. A figura 10.8.b apresenta a eficiência calculada em função de PT_{715} para três períodos de tomada de dados: $R1$, feixe negativo⁶ de 210 GeV; $R2$ feixe negativo de 250 GeV e $R3$ feixe positivo de 250 GeV. Cada evento de Monte Carlo é, então, também pesado por este valor.

A figura 10.9.a apresenta a eficiência em função de x_f e a figura 10.9.b mostra a eficiência em função de p_t^2 já incluídas as correções no Monte Carlo.

⁶Esta tomada de dados foi realizada por um curto período antes da tomada de dados oficial, sendo empregada para algumas calibrações e ajustes no espectrômetro.

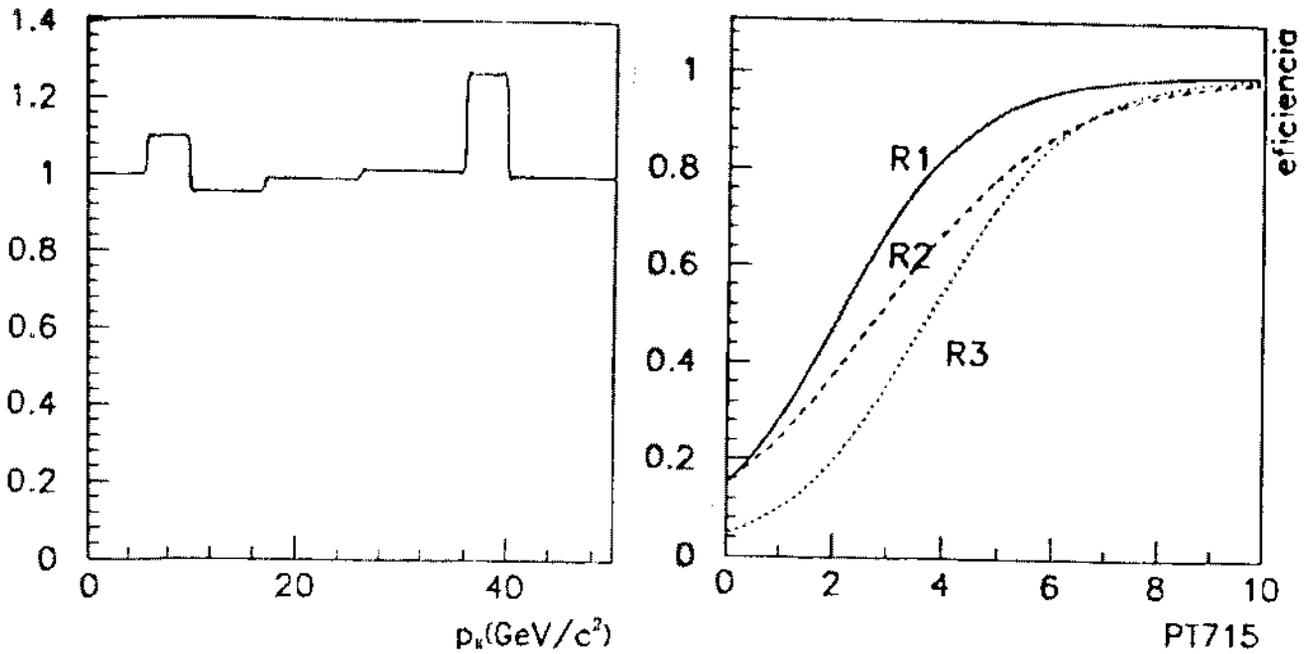


Figura 10.8: a) Eficiência do Cerenkov para kãons em função do momento do kãon; b) Eficiência do gatilho de E_T em função de PT_{715}

O sinal total em cada intervalo é, por fim, obtido como a relação entre o sinal obtido em cada intervalo, segundo a figura 10.6, e a eficiência, conforme a figura 10.9.

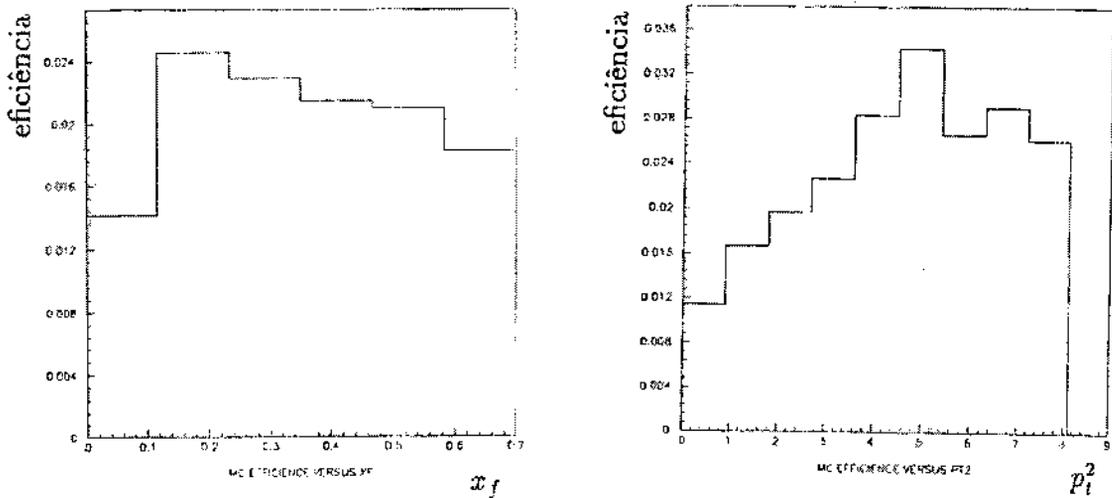


Figura 10.9: a) Eficiência em função de x_f ; b) Eficiência em função de p_t^2

10.6 Sinal total e seções de choque diferenciais

O sinal total em cada intervalo de x_f e de p_t^2 é então obtido dividindo-se os respectivos sinais, segundo as figuras 10.6 e 10.7 pelas eficiências calculadas. As tabelas 10.3 e 10.4 resumizam, respectivamente, os resultados para x_f e p_t^2 .

x_f	SINAL	Efic.	Sinal corrigido
0,0 - 0,1	18,79 ± 5,18	0,0141	1329,04 ± 366,82
0,1 - 0,2	28,98 ± 6,24	0,0245	1180,26 ± 254,35
0,2 - 0,3	13,57 ± 4,37	0,0229	591,66 ± 190,52
0,3 - 0,4	8,26 ± 2,88	0,0215	384,09 ± 134,17
0,4 - 0,5	2,76 ± 1,77	0,0210	131,48 ± 84,32
0,5 - 0,6	2,00 ± 1,51	0,0182	109,67 ± 82,24

Tabela 10.3: Produção de D^\pm em intervalos de x_f

p_t^2	SINAL	Efic.	Sinal corrigido
0 - 0,9	42,46 ± 8,25	0,0114	3750,54 ± 721,61
0,9 - 1,8	7,59 ± 3,95	0,0166	457,50 ± 237,75
1,8 - 2,7	9,17 ± 3,18	0,0197	466,26 ± 161,79
2,7 - 3,6	6,85 ± 2,66	0,0226	302,60 ± 117,58
3,6 - 4,5	3,39 ± 2,01	0,0284	119,60 ± 70,98
4,5 - 5,4	1,16 ± 1,41	0,0343	33,70 ± 41,07

Tabela 10.4: Produção de D^\pm em intervalos de p_t^2

A figura 10.10 apresenta os resultados de produção em função de x_f e figura 10.11 mostra a produção de D^\pm em função de p_t^2 . Utilizando apenas os sinais cuja significância estatística seja igual ou superior a 2, interpola-se à distribuição em x_f uma curva na forma:

$$\frac{d\sigma}{dx_f} = A(1 - x_f)^n \tag{10.4}$$

e à distribuição em p_t^2 ajusta-se uma curva na forma:

$$\frac{d\sigma}{dp_t^2} = Ae^{(-bp_t^2)} \tag{10.5}$$

Os ajustes fornecem os valores de $n = 4,366 \pm 1,571$ e $b = 1,243 \pm 0,3419 \text{ GeV}^{-2}$.

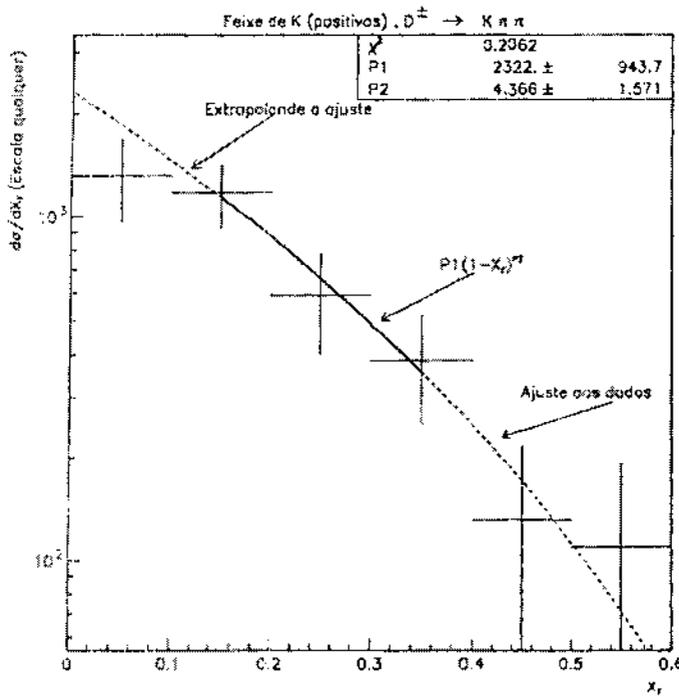


Figura 10.10: Distribuição em função de x_f

A figura 10.12 apresenta parametrização da distribuição em função do momento transversal segundo a função:

$$\frac{d\sigma}{dp_t^2} = A e^{(-b' p_t)} \tag{10.6}$$

cujo ajuste fornece $b' = 2,689 \pm 0,440 \text{ GeV}^{-1}$ com um valor de χ^2 menor que o obtido com a parametrização segundo (10.5).

10.7 Erros sistemáticos

Ao contrário dos erros estatísticos, os erros sistemáticos não tendem necessariamente a diminuir com o número de medidas realizadas, pois devem-se a fatores externos como,

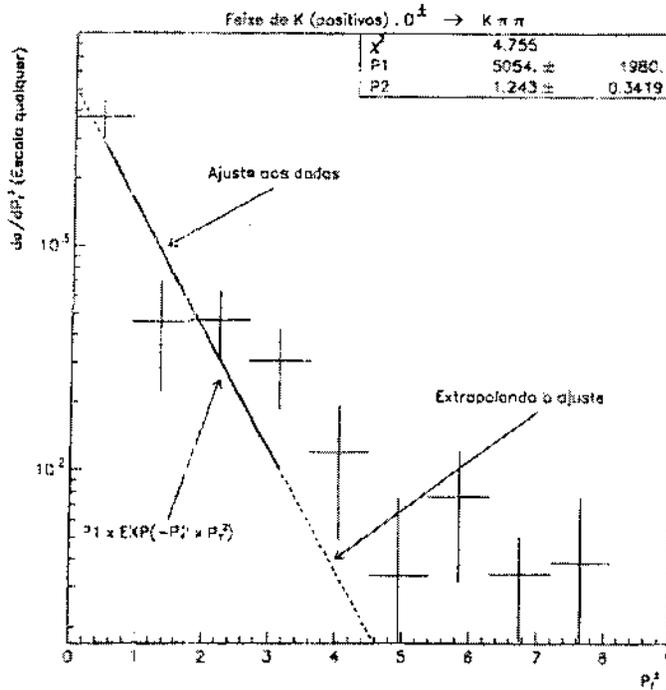


Figura 10.11: Distribuição em função de p_i^2

por exemplo, falhas de calibração de instrumentos. A determinação do erro sistemático é um tanto subjetiva e utiliza conhecimentos obtidos com o trabalho com o espectrômetro e com a análise dos dados. Como fontes de erros sistematicos considera-se aqui as correções de eficiência de Cerenkov, de eficiência de gatilho E_T , os cortes empregados, a largura fixada da gaussiana e o método empregado para ajuste das curvas.

10.7.1 Erros sistemáticos devido ao gatilho e à simulação do Cerenkov

Para estimar este erro realizou-se todo o processo de análise sem as devidas correções no Monte Carlo. As correções de gatilho e da simulação do Cerenkov são conhecidas dentro de um fator de poucos por cento. O erro sistemático devido a estas correções é, então tomado como 20% da diferença entre os valores obtidos sem as correções e os valores

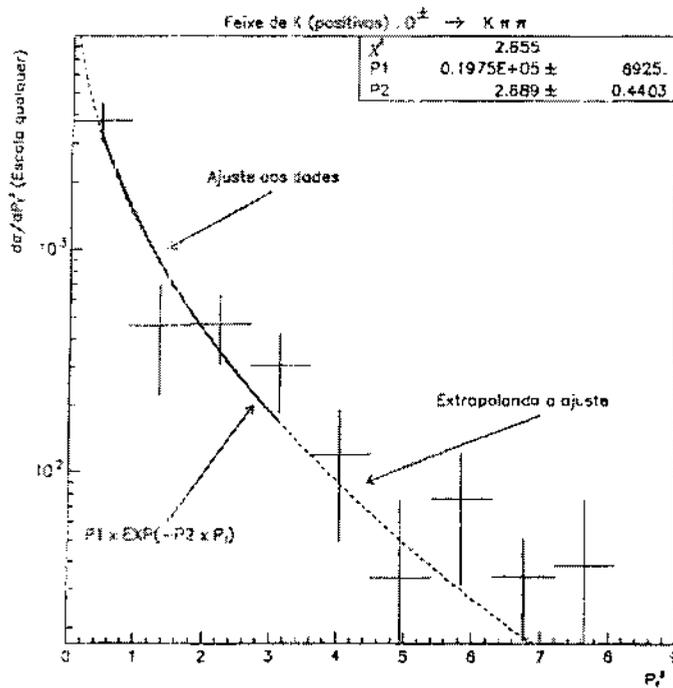


Figura 10.12: Distribuição em função de p_t

obtidos com as correções. Isto fornece um erro de 7,4% para n e de 4% para b .

10.7.2 Erros sistemáticos devido aos cortes empregados

Para estimar estes erros repetiu-se a análise empregando-se valores significativamente diferente para os cortes. Como os cortes dependem, basicamente, das características geométricas do espectrômetro, que são bem modeladas pelo Monte Carlo, escolhe-se como valor do erro sistemático 5% da diferença entre as medidas com e sem os cortes. Este processo fornece um erro sistemático na ordem de 0,85 % para os resultados.

10.7.3 Erros sistemáticos devido a fixação da largura da gaussiana

Repetiu-se a análise alterando-se a largura de 10% para todas os intervalos. O efeito disto sobre os resultados finais é irrelevante e não é considerado.

10.7.4 Erros sistemáticos devido ao método de ajuste

Na obtenção dos sinais em cada faixa empregou-se o método de máxima verossimilhança para ajuste da gaussiana e ruído de fundo. Repetiu-se, então, a análise empregando-se o método de minimização do χ^2 . Os resultados sofreram mudanças irrelevantes.

O erro sistemático é, assim, devido principalmente as correções de eficiência do Cerenkov e gatilho de E_T , com uma pequena participação dos valores escolhidos para os cortes. O quadrado do erro sistemático total é tomado como a soma dos quadrados de cada erro sistemático individual, assumindo-se, assim, serem eles independentes.

O erro sistemático para n é estimado em 7,5% e em 5% para b .

10.8 Comparação com outras medidas

Os resultados apresentados são para interações K^+ -nucleon. As variáveis n e b têm sido, entretanto, determinadas para interações π -nucleon, sendo que as medidas mais significativas foram obtidas pelas colaborações[20, 58, 59, 60] E769, NA32 e NA27. A tabela 10.5 compara os resultados desta tese com os acima referidos.

Previsões teóricas[61, 62] para interações π -nucleon podem ser obtidas a partir das distribuições apresentadas nas figuras 2.8 e 2.9 e resolvendo-se numericamente a equação (2.39). Para D^\pm produzidos em interações π -nucleon a 250 GeV obtem-se[34] $n = 3,5$.

Interação	π -nucleon			K^+ -nucleon
experiência.	E769	NA32	NA27	E769
feixe	250 GeV	230 GeV	260 GeV	250 GeV
alvo	Be, Al Cu, W	Cu	H	Be, Al Cu, W
x_f	0,1 a 0,7	0,0 a 0,8	0,0 a 0,9	0,1 a 0,4
n	$3,9 \pm 0,3$	$3,74 \pm 0,23 \pm 0,37$	$3,8 \pm 0,63$	$4,4 \pm 1,6 \pm 0,3$
p_t^2 (GeV ²)	0 a 4	0 a 10	0 a 4,5	0 a 3
b (GeV ⁻²)	$1,03 \pm 0,06$	$0,83 \pm 0,03 \pm 0,02$	$1,18_{-0,16}^{+0,18}$	$1,24 \pm 0,34 \pm 0,06$

Em negrito destacam-se os resultados desta tese

Tabela 10.5: Comparação de resultados

Para obter-se resultados em interações K-nucleons precisar-se-ia conhecer as funções de distribuição para káons, o que não é ainda possível, como mencionado no capítulo 2. A aproximação indicada na figura 2.3 acarreta um valor de n entre 3,8 e 4,9 para β entre 2,1 e 4,1. Para píons, $\beta = 3,1$, obtém-se $n = 4,5$. As medidas obtidas nesta tese estão em acordo com esta hipótese. O resultado, entretanto, sugere que o processo de fragmentação não é relevante para a produção do *quark c*, resultado este de acordo com o já observado na mesma colaboração E769 para interações π -nucleon[31, 34]. O emprego de funções de fragmentação na equação (2.39) acarreta um aumento[33] do valor de n significando uma menor produção em alto x_f , em desacordo com os resultados obtidos. Possíveis explicações para isto podem ser encontradas nas funções empregadas para desenvolvimento dos modelos[61, 62], que teriam, então subestimado a participação dos partons mais energéticos. Outra possibilidade é que, contrariamente ao admitido na hipótese de fatorização, o processo de fragmentação não seja independente do processo de produção dos *quarks*. O *quark c* produzido ganharia, então, energia através de interações com os partons do feixe de hádrons, implicando $\hat{x}_f > x_f$.

Capítulo 11

Conclusões

A partir de dados do experimento E769 obteve-se um sinal de $74,2 \pm 10,3$ eventos $D^\pm \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi^\pm$ produzidos em interações K^+ -nucleon a 250 GeV.

Mediu-se pela primeira vez a distribuição em x_f e p_t^2 para $D^\pm \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi^\pm$ produzidos em interações K^+ -nucleon. As parametrizações utilizadas se ajustam bem aos intervalos de $0,0 < x_f < 0,4$ e $0,0 < p_t^2 < 3,0$ onde obtém-se $n = 4,366 \pm 1,571 \pm 0,327$, $b = 1,243 \pm 0,342 \pm 0,062 \text{ GeV}^{-2}$ e $b' = 2,689 \pm 0,440 \pm 0,150 \text{ GeV}$. As medidas são comparáveis aos valores obtidos pela mesma colaboração E769 para interações π^- -nucleon a 250 GeV e com os resultados das colaborações NA32 e NA27.

Os resultados ilustram a possibilidade de se obter medidas também para interações p -nucleon a 250 GeV e K^- -nucleon a 250 GeV o que viria a alargar o quadro de resultados necessários à compreensão dos fenômenos de produção de charme via hádrons.

O experimento E791, que se ocupa de interações π^- -nucleon a 500 GeV, tomou dados entre 1991 e 1992 e registrou 20 bilhões de eventos. Este experimento, cuja reconstrução está sendo parcialmente feita no LAFEX/CBPF, permitirá a obtenção de resultados com maior estatística e a maior energia. No momento, entretanto, não há outro

experimento que possa fornecer resultados comparáveis aos aqui apresentados para interações K-nucleon.

Finalmente, nossa contribuição para a obtenção destes resultados se fizeram em todos os níveis do experimento E769. Na fase de preparação foi importante nossa contribuição para o funcionamento dos calorímetros eletromagnético e hadrônico, dos detectores de múons, da eletrônica do sistema de gatilho e do sistema de laser. Na fase de obtenção de dados propriamente dito, fomos responsáveis por uma parte substancial do trabalho e portanto da monitoração e operação do espectrômetro do laboratório.

Na fase de reconstrução fomos responsáveis pelo estudo da dependência da velocidade de arrasto com relação as trajetórias das partículas nas câmaras. Em consequência fizemos as calibrações sucessivas que eram exigidas pelos resultados parciais obtidos durante a reconstrução.

Referências

- [1] M. Gell-Man, "The eightfold way: a theory of strong interaction symmetry", California Institute of Technology Synchrotron Laboratory Report CTSL-20 (1961)
- [2] Y. Ne'eman, "Derivation of strong interactions from a gauge invariance", NP 26 (1961) 222
- [3] B.J. Bjorken & S.L. Glashow, "Elementary particles and SU(4)", PL 11 (1964) 255
- [4] S.L. Glashow, J. Illiopoulos & L. Maiani, "Weak interactions with lepton-hadron symmetry", PRD 2 (1970) 1285
- [5] S. Weinberg, "A model of leptons", PRL 19 (1967) 1264
- [6] A. Salam, "Elementary Particle Theory", Proceedings of the eight Nobel symposium, editado por Svartholm, Almqvist & Wiksel (1968) 367
- [7] J.J. Aubert et al, "Experimental observation of heavy particle J", PRL 33, 23 (1974) 1404
- [8] J.E. Augustin et al, "Discovery of a narrow resonance in e^+e^- annihilation", PRL 33, 23 (1974) 1406

- [9] E.G. Cazzoli et al, "Evidence for $\Delta = -\Delta Q$ currents or charmed-baryon production by neutrinos", PRL 34, 17 (1974) 1125
- [10] S. Menary, "A study of the transverse Momentum Distribution of the Photoproduced Charged and Neutral D Mesons", tese de mestrado, University of Toronto (1986)
- [11] D. Hitlin, "Proceedings of the Heavy Quark Workshop", FNAL (1985)
- [12] R.K. Ellis, FERMILAB-Conf-89-T, Agosto, 1989
- [13] J.F. Owens, "Q²-dependent parametrization of pion parton distribution functions", PRD 30, 5 (1984) 943
- [14] Kwan-Wu and R. L. Thewes, "Meson structure functions from high-transverse-momentum hadron interactions", PRL 44, 26 (1984) 1729
- [15] J. Badier et al., "Measurement of the K⁻/π⁻ structure function ratio using the Drell-Yan process", PLB 93, 3 (1980) 354
- [16] A. El Hassouni and O. Napoly, "Dual Model for parton densities", PRD 23, 1 (1981) 193
- [17] D. W. Duke & J.F. Owens, "Q²-dependent parametrization of parton distribution functions", PRD 30, 1 (1984) 49
- [18] I.J.R. Aitchison & A.J.G. Hey, "Gauge Theories in Particle Physics", Adam Hilger.
- [19] P. Nason, S. Dawson & R.K. Ellis, "The Total Cross Section for the Production of Heavy Quarks in Hadronic Collisions", NPB 303, 4 (1988) 607

- [20] G. Altarelli, M. Diemoz, G. Martinelli, P. Nason, "Total cross sections for heavy flavour production in hadronic collisions and QCD", NPB 308, 4 (1988) 724
- [21] R.K. Ellis e C. Quigg, "A pinacoteca of cross Sections for Hadroproduction of Heavy Quarks", FN-445, 2013.000
- [22] T. Sjöstrand, Intern. Journal of Mod. Physics A, 3 N. 4 (1988) 751.
- [23] D. Bortoletto et al., "Charm production in nonresonant e^+e^- annihilations at $\sqrt{s} = 10.55$ GeV", PRD 37, 7 (1988) 1719
- [24] S. Barlag et al., "Production of D, D* and D_s mesons in 200 GeV/c π^- , K $^-$ and p-Si interactions", ZPC 39, 4 (1988) 451
- [25] S. Barlag et al., CERN-PFEE/90-145 (1990)
- [26] M. Adamovich, CERN-PRE-91-095 (1991)
- [27] L. Rossi, "Heavy Quark Production", apresentado no 4th International Symposium on Heavy Flavour Physics. Orsay (França), 25-29 de junho de 1991
- [28] G. Alves, "Dependência em A para produção de mésons charmosos", tese de doutorado, CBPF (1992)
- [29] 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, CBPF (1992)
- [30] J.R.T. de Mello Neto, "Estudo da Produção Hadrônica dos Mésons D^0 e \bar{D}^0 : Distribuições em x_f e p_t ", Tese de doutorado, CBPF (1992)

- [31] S. Amato, "Produção do Méson $D^{*\pm}$ em colisões Hádron-Núcleo à 250 GeV, Observado no Modo de Decaimento $D^0\pi^\pm$, $D^0 \rightarrow K^\mp\pi^\pm\pi^0$ ", Tese de doutorado, CBPF (1992)
- [32] J.M. Miranda, "Características da produção hadrônica do D^* ", tese de doutorado, CBPF (1992)
- [33] R. Jedicke, "Flavour Dependence of Hadroproduced Charm-Strange Mesons", tese de doutorado, Universidade de Toronto (1991)
- [34] Z. Wu, "The Feynman-x dependence of D^\pm mesons in π^- -nucleon interactions", tese de doutorado, Universidade de Yale (1991)
- [35] C. Gay, "The Charm Cross Section and Atomic Number Dependence in π^- -N Collision", tese de doutorado, Universidade de Toronto (1991)
- [36] G. Alves et al., "Feynman-x and Transverse Momentum Dependence of D^\pm and \bar{D}^0 , D^0 Production in 250 GeV π^- -Nucleon Interactions", PRL 69, 22 (1992) 3147
- [37] R. Fernow, "Introduction to Experimental Particle Physics", Cambridge University Press, cap. 8
- [38] M. Benot et al., "Cerenkov Counters for Particle Identification at High Energies", NIM 105, 3 (1972) 431
- [39] R. Fernow, "Introduction to Experimental Particle Physics", Cambridge University Press, cap. 12

- [40] D. Errede et al., “Use of a Transition radiation Detector in Beam of High Energy Hadrons”, FERMILAB-Pub-91/67-E
- [41] J. Fischer et al., “Proportional Chambers for Very High Counting Rates Based on Gas Mixtures of CF_4 with Hydrocarbons”, NIM A238, 2,3 (1985) 249
- [42] K. Sliwa et al., “Study of D^* production in high-energy γp interactions”, PRD 32, 5 (1985) 1053
- [43] J. R. Raab et al., “Measurement of the D^0 , D^+ , and D_s^+ lifetimes”, PRD 37, 9 (1988) 2391
- [44] J. D. Jackson, “Eletrodinâmica Clássica”, capítulo 12
- [45] S. Menary, “A Study of the Transverse Momentum Distribution of Photoproduced Charged and Neutral Mesons”, tese de mestrado, University of Toronto (1986)
- [46] K. N. Mukhin, “Experimental Nuclear Physics”, Mir Publishers, vol 1, capítulo 4
- [47] R. Fernow, “Introduction to Experimental Particle Physics”, Cambridge University Press, cap. 9
- [48] Bartlett et al., “Performance of the Cherenkov Counters in the FERMILAB Tagged Photon Spectrometer Facility”, NIM A110 (1987) 55-75
- [49] C. Fabjan, “Calorimetry in High-Energy Physics”, Experimental Techniques in High Energy Physics, editado por T. Ferbel (1986) 257
- [50] Particle Properties Data Book (1990)

- [51] J. A. Appel et al., "A Large Area Liquid Scintillation Multiphoton Detector", NIM 228, 2,3 (1985) 283
- [52] J. A. Appel et al., "Hadron Calorimetry at the FERMILAB Tagged Photon Spectrometer Facility", NIM A243, 2,3 (1986) 361
- [53] C. Gay and S. Bracker, "The E769 Multiprocessor Based Data Acquisition System", IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 7NS-34, número 4 (1987)
- [54] T. Sjöstrand, "The Lund Monte Carlo for jet fragmentation and e^+e^- physics — JETSET version 6.2", Computer Phys. Comm. 39, 3 (1986) 347
- [55] H. Bengtson, T. Sjöstrand, preprint UCLA-87-001(1987)
- [56] R. Jedicke, Memorando interno da colaboração E769.
- [57] J. Spalding, C. Gay & A. Rafatian, "E769 trigger correction", documento interno da colaboração E769.
- [58] ACCMOR Collaboration, S. Barlag et al., "Production properties of D^0 , D^+ , D^{*+} and D_s^+ in 230 GeV/c π^- and K^- -Cu interactions", ZPC C 49, 4 (1991) 555
- [59] NA27 LEBC-EHS Collaboration, M. Aguilar-Benitez et al., "Inclusive properties of D mesons produced in 360 GeV π^-p interactions", PLB 161, 4,5,6 (1985) 400
- [60] NA27 LEBC-EHS Collaboration, M. Aguilar-Benitez et al., "D-meson production from 400 GeV/c $p-p$ interactions evidence for leading di-quark?", PLB 201, 1 (1988)

- [61] P. Nason, S. Dawson and K. Ellis, "The one particle inclusive differential cross section for heavy quark production in hadronic collisions", NPB 327, 1 (1989) 49
- [62] K. Ellis, "Proceedings of les Rencontres de physique de la Vallée d'Aoste: Results and perspectives in Particle Physics", editado por M. Greco, Editions Frontieres, Gif-sur-Yvette (1987) 137
-

“Produção de Mésons D^\pm em Colisões K^+ - Núcleons a 250 GeV”

Hélio da Motta Filho

Tese apresentada no Centro Brasileiro de
Pesquisas Físicas, fazendo parte da Banca
examinadora os seguintes Professores:

Alberto Franco de Sá Santoro – Presidente/CBPF

Moacyr Henrique Gomes e Souza – Co-Orientador/CBPF

Bruto Max Pimentel Escobar – IFT/USP

Bernard Marie Marechal – UFRJ

Francisco Caruso Neto – CBPF

Neusa Amato – CBPF

Suplente: João Carlos Costa dos Anjos - CBPF