GILVAN AUGUSTO ALVES

DEPENDÊNCIA EM A PARA A PRODUÇÃO DE MÉSONS CHARMOSOS

Tese de

DOUTORADO

CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS

Rio de Janeiro, março de 1992

À Joninha,

por seu amor e compreensão

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

Ao meu mestre e amigo Alberto Santoro, pela orientação e o entusiasmo que sempre demonstrou, mesmo nos momentos mais difíceis.

Ao outro mestre e amigo Moacyr Souza, pela co-orientação e ajuda na dura tarefa de decifrar os programas de computador.

Ao Prof. Jeff Appel, por sua orientação e acolhida durante minha estada no Fermilab.

Aos amigos Caruso, Ignácio, Hélio, Alberto, João, Jussara, Guilherme Miriam e Sandra, pelo companheirismo e valiosas discussões sobre temas desta tese, de física, e principalmente fora da física.

Ao pessoal do LAFEX, Arthur, João dos Anjos, Isaías, Régio, Nicola, Wagner, Alexandre, Mario Vaz, Mariano, Carla, Bruno, Raquel, Carmem, Marcelo, Simone, Jussara Ferreira, Ricardo, Margarida, Marcio e outros que formam a *Cosa Nostra*.

Aos membros da Colaboração E769, pelo seu esforço na realização deste experimento, em cujos dados se baseia este trabalho.

A Myriam Coutinho e ao pessoal da CFC pela sua dedicação aos alunos e à pós-graduação do CBPF.

Ao pessoal do CBPF, tanto aos que de alguma forma contribuiram, como aos que não atrapalharam à execução deste trabalho.

A meus pais Norberto e Nilze, e meus irmãos Tereza e Sidney, pela força e estímulo que sempre me deram.

A minha esposa Sônia e meu filho Fernando pelo seu amor e a alegria que tem me proporcionado.

Ao CNPq pela bolsa concedida.

A todos aqueles que eu esqueci,mas ainda vou me lembrar algum dia.

R E S U M O

Apresenta-se uma recente medição direta da dependência com o número de nucleons (A) das seções de choque para a produção dos mésons charmosos D^0 e D^+ a partir de interações de feixes de $\pi^\pm$ e $K^\pm$ sobre um alvo segmentado composto de Be, Al, Cu e W. Os dados utilizados provêm do experimento E769 - "Hadroprodução" de Charme - realizado no Fermilab. O aparato experimental é descrito, bem como toda a análise subsequente. A partir de um total de ~ 1500 mésons produzidos no intervalo de $0< x_f <1$, observa-se que os dados são bem descritos com uma parametrização das seções de choque da forma $\sigma_A = \sigma_0 A^\alpha$, com $\alpha = 0.99 \pm 0.03$. Em seguida examina-se a variação do parâmetro α com x_F, comparando os resultados obtidos com os de outros experimentos e com as expectativas baseadas na QCD perturbativa e de outro modelo que leva em conta efeitos nucleares do tipo EMC.

A B S T R A C T

One report is presented of a recent direct measurement of the nucleon number (A) dependence of the production cross sections for the charmed mesons D^0 and D^+ using $\pi^\pm$ and $K^\pm$ beams incident on a segmented target of Be, Al, Cu and W. The data derive from the experiment E769 - Hadroproduction of Charm - at Fermilab. The experimental apparatus is described together with the following analysis. Starting from a sample of ~1500 D mésons in the range of $0< x_F <1$, the data are found to be well described by the parameterization $\sigma_A = \sigma_0 A^\alpha$, with $\alpha = 0.99 \pm 0.03$. The x_F dependence of α is examined and the results obtained are compared with those of other experiments and with theoretical expectations based on perturbative QCD and on an EMC like model of nuclear shadowing.

LISTA DE FIGURAS

Figura		Pag.
1.1	- Multipletos do SU(4) para mésons e bárions	7
1.2	- Possíveis mecanismos de produção de charme em e^+e^-	10
1.3	- Exemplos de gráficos para produção de charme via interação fraca	10
1.4	- "Fotoprodução" de charme pelo mecanismo de Dominância de Mésons Vetoriais (VMD)	10
1.5	- "Hadroprodução" de charme pelo processo de dissociação difrativa	11
1.6	- Diagramas de ordem α_s^2 para a "hadroprodução" de quarks pesados	12
1.7	- Alguns gráficos que contribuem para a "hadroprodução" de quarks pesados em ordem α_s^3	12
1.8	- Exemplos de decaimento fraco de partículas charmosas	13
1.9	- Exemplo de um decaimento de partículas charmosas observado em câmara de bolhas	13
2.1	- Dependência em A para a produção de sabores leves	19
2.2	- Variação do parâmetro α com x_F para sabores leves	20
2.3	- Compilação dos dados publicados sobre o efeito EMC	21
2.4	- Representação gráfica da "hadroprodução"	22
3.1	- O sistema de aceleradores do Fermilab	27
3.2	- Representação esquemática de um acelerador linear	28
3.3	- Componentes da linha de feixe do experimento E769	30
3.4	- Representação esquemática do DISC	31
3.5	- Curva de Pressão do DISC	33
3.6	- Representação esquemática do TRD	36
3.7	- Separação de prótons, pions e kaons usando o DISC e o TRD	37
3.8	- Visão expandida de uma câmara proporcional	38

3.9 - Distribuição de cargas numa junção pn 41

3.10 - Etapas de fabricação de um detetor de microtrilhas 42

3.11 - Disposição das microtrilhas no detetor SMD da linha de feixe 43

3.12 - Componentes do alvo segmentado 48

3.13 - Detetores que compõem o espectrômetro do experimento E769 49

3.14 - Visão frontal do primeiro plano do detetor de vértice 51

3.15 - Posição dos planos que compõem o detetor de vértice 51

3.16 - Perfil do feixe em dois planos do detetor de vértice 53

3.17 - Orientação dos fios nos planos de uma câmara de deriva 56

3.18 - Visão em corte de uma câmara de deriva 57

3.19 - N° de fótons emitidos/metro em função do momento da partícula para cada uma dos detetores Čerenkov de limiar 62

3.20 - Distribuições de probabilidade para a identificação de uma dada partícula nos detetores Čerenkov 62

3.21 - Visão em corte do SLIC 65

3.22 - Visão esquemática do hadrômetro 66

3.23 - Deteção de partículas neutras no SLIC e no hadrômetro 67

3.24 - Disposição dos elementos na parede de muons *Muon Front* 68

3.25 - Visão esquemática da parede de muons *Muon Back* 69

3.26 - Energia transversa para eventos hadrônicos com e sem charme 70

3.27 - Diagrama lógico do *trigger* de E_T 71

3.28 - Sistema de aquisição de dados do experimento E769 76

3.29 - Um evento visto pelo sistema de *display* de eventos da E769 77

4.1 - Eficiência das câmaras de deriva em função da fita reconstruída 80

4.2 - Exemplo de um evento com três vértices reconstruídos 86

4.3 - Representação esquemática de alguns cortes utilizados na análise do decaimento de partículas charmosas 94

4.4 - Significância estatística e eficiência para o corte em SDZ 95

4.5 - Razão entre a distribuição de $p_{\perp}^2$ dos dados e do MC 97

4.6 - Massa invariante do $K\pi$ para a amostra final de dados 100

4.7 - Massa invariante do $K\pi$ para eventos de Monte Carlo 100

4.8 - Massa invariante do $K\pi$ para fontes de *background* do decaimento $D^0 \rightarrow K\pi$ 102

5.1 - Distribuições de massa em cada alvo para os decaimentos $D^0 \rightarrow K\pi$ e $D^+ \rightarrow K\pi\pi$ 104

5.2 - A "aceptância do decaimento $D^0 \rightarrow K\pi$ 105

5.3 - Curvas de eficiência em função da variável pt715 107

5.4 - Massa invariante do K^+K^- com cortes de Čerenkov 108

5.5 - Eficiência do corte de Čerenkov em função do momento do K 108

5.6 - Dependência em A para interações π^--núcleo 110

5.7 - Variação do parâmetro α com x_F 111

5.8 - Previsão teórica para a razão das seções de choque pA e pp 112

5.9 - Variação do parâmetro α com x_F para a produção de J/ψ 113

5.10 - Disposição dos elementos no alvo do experimento WA-82 114

5.11 - Valores do parâmetro α obtidos por diversos experimentos 115

LISTA DE TABELAS

Tabela		Pag.
1.1	- Léptons conhecidos no modelo padrão	3
1.2	- Números quânticos dos diferentes sabores de quark	4
1.3	- As interações fundamentais e seus mediadores	4
1.4	- Sumário das propriedades das partículas charmosas	8
2.1	- Seções de choque para a produção de charme em função da dependência em A escolhida	24
3.1	- Composições previstas para os feixes do experimento E769	30
3.2	- Composição do alvo segmentado do experimento E769	46
3.3	- Características dos planos que compõem o detetor de vértice	50
3.4	- Eficiência e resolução dos planos do detetor de vértice	55
3.5	- Características das câmaras de deriva do experimento E769	58
3.6	- Características dos magnetos do experimento E769	60
3.7	- Limiar de momento para emissão de radiação Čerenkov dos detetores do experimento E769	61
4.1	- Necessidades computacionais de vários experimentos	87
4.2	- Critérios de seleção da *Pair Strip*	89
4.3	- Critérios de seleção utilizados na análise do decaimento $D^0 \rightarrow K\pi$	92
4.4	- Comparação das eficiências dos palnos das câmaras de deriva segundo dados e Monte Carlo	99
5.1	- N° de eventos observados em cada alvo segundo o tipo de partícula incidente	103
5.2	- Estimativas das contribuições individuais das possíveis fontes de erro sistemático	109
5.3	- Resultados finais para a dependência em A	110

5.4 - Variação do parâmetro α com x_F para a amostra de mésons 111

5.5 - Características de alguns dos recentes experimentos sobre a dependência em A para produção de charme 116

A.1 - Parâmetros utilizados para o cálculo das seções de choque inelásticas 121

SUMÁRIO

	PÁG.
Agradecimentos	
Resumo	iv
Lista de Figuras	v
Lista de Tabelas	viii
CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO	1
1.1 - A Física de Partículas Elementares	2
1.2 - A Física do Charme	4
1.2.1 - A Descoberta do Charme	4
1.2.2 - A Produção do Charme	8
1.2.3 - O Decaimento e a Deteção do Charme	12
CAPÍTULO 2 - DEPENDÊNCIA NUCLEAR NA PRODUÇÃO DE PARTÍCULAS	16
2.1 - Porque Alvos Nucleares ?	16
2.2 - Os Efeitos Nucleares:	17
2.2.1 - Na Produção de Sabores Leves	17
2.1.2 - Na Produção de Sabores Pesados	22
CAPÍTULO 3 - O EXPERIMENTO E769 - "HADROPRODUÇÃO" DE CHARME	26
3.1 - O Acelerador e a Linha de Feixe	27
3.1.1 - O Detetor Diferencial de Radiação Čerenkov Isócrono e Auto-Colimado (DISC)	30
3.1.2 - O Detetor de Radiação de Transição (TRD)	34
3.1.3 - As Câmaras Proporcionais de Fios da Linha de Feixe	38
3.1.4 - Os Detetores de Micro-trilhas de Silício da Linha de Feixe (SMD)	39
3.1.5 - O Alvo Segmentado	44
3.2 - O Espectrômetro	48
3.2.1 - O Detetor de Vértice	49

3.2.2 - As Câmaras Proporcionais de Fios (PWC) 55

3.2.3 - As Câmaras de Deriva 56

3.2.4 - Os Magnetos de Análise 59

3.2.5 - Os Detetores de Radiação Čerenkov de Limiar 61

3.2.6 - O Detetor de Chuveiros Eletromagnéticos ou Calorímetro Eletromagnético (SLIC) 63

3.2.7 - O Calorímetro Hadrônico (Hadrômetro) 66

3.2.8 - As Paredes de Muons 68

3.3 - Os *Triggers* do Experimento E769 69

3.4 - O Sistema de Aquisição de Dados (DA) 74

3.5 - O Sistema de Monitoração *On-Line* 76

CAPÍTULO 4 - A RECONTRUÇÃO E ANÁLISE DOS EVENTOS 79

4.1 - O Passo 0 79

4.2 - O Passo 1 80

4.3 - O Passo 2 84

4.4 - A Reconstrução 86

4.5 - *A Pair Strip* 88

4.6 - A Análise dos Dados 89

4.6.1 - O Decaimento $D^0 \rightarrow K\pi$ 89

4.6.2 - A Simulação Monte Carlo 95

4.6.3 - A Amostra Final de Dados 98

CAPÍTULO 5 - RESULTADOS 103

5.1 - Os Sinais Para Cada Tipo de Feixe 103

5.2 - Obtenção da Dependência em A 105

5.2.1 - Correção da Eficiência do *Trigger* de E_T 105

5.2.2 - Correção da Eficiência dos Detetores Čerenkov de Limiar 107

5.2.3 - Dependência em A para as Interações $hN_A \rightarrow D + X$ 109

5.3 - Variação do Parâmetro α com x_f 110

5.4 - Comparação com a Teoria 111

5.5 - Comparação com Outros Experimentos 112

CONCLUSÕES - 117

APÊNDICE A - CÁLCULO DAS SEÇÕES DE CHOQUE 120

REFERÊNCIAS - 123

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

Desde a observação, em 1975, pelo grupo de Chicago-Princeton, de Efeitos Nucleares Anômalos na produção de partículas a altos momentos transversos,[1] o interesse nesse campo tem crescido consideravelmente.

No entanto, apesar de vários esforços empreendidos, a situação tanto do ponto de vista teórico quanto experimental ainda não está totalmente esclarecida. Principalmente no que diz respeito à produção de sabores pesados, onde existem poucas medidas diretas da dependência de efeitos nucleares na produção de partículas.

Neste trabalho vamos analisar a dependência com a massa atômica (A) das seções de choque para a produção de charme; em particular para a produção dos mésons charmoso D^0 e D^+, utilizando para isto dados inéditos do experimento E769[2], "Hadroprodução" de Charme , visando dar uma contribuição significativa para a compreensão dos mecanismos de produção destas partículas.

Sendo, portanto, a Física do Charme nossa principal preocupação, introduziremos no decorrer deste Capítulo alguns conceitos básicos da Física de Partículas Elementares e da Física do Charme, para no segundo Capítulo desenvolvermos em detalhes o tema aqui estudado.

Posteriormente, no Capítulo 3, descreveremos o aparato experimental utilizado em nosso experimento, de fundamental importância para a obtenção dos dados aqui analisados. No Capítulo 4 descreveremos a reconstrução e análise desses dados para a obtenção do resultado proposto e, finalmente, no Capítulo 5 faremos um resumo dos nossos resultados, em comparação com os de outros experimentos e com expectativas teóricas, apresentando então as conclusões desta tese.

1.1) A Física de Partículas Elementares

A Física de Partículas Elementares se ocupa de uma das mais antigas questões da humanidade: " Qual a composição da matéria em seu nível mais fundamental e quais as interações entre esses objetos? ".

Na visão da natureza mais aceita atualmente (conhecida como Modelo Padrão), os constituintes básicos da matéria são seis quarks e seis léptons, que podem ser agrupados em três gerações ou famílias (os recentes experimentos no LEP do CERN limitaram a três o número de neutrinos existentes e em consequência o número de famílias de léptons no modelo padrão[3]). Nas Tabelas 1.1 e 1.2 resumimos os principais números quânticos destes constituintes.

Diferentemente dos léptons, até a presente data nunca se observou um quark livre e acredita-se que estes últimos só existam na forma de estados ligados (bárion e mésons) chamados hadrons. O charme (quark c) e os sabores da terceira geração são geralmente denominados de Sabores Pesados.

As interações entre quarks e léptons podem ser eletromagnética, fraca e gravitacional. Um outro tipo de interação, a interação forte, atua apenas sobre os quarks. Estas interações são mediadas através da troca de partículas chamadas bósons de " gauge " (Tabela 1.3).

As interações eletromagnéticas são bem descritas pela teoria da Eletrodinâmica Quântica (QED), enquanto que as interações fracas contam com a teoria de Weinberg-Salam, que prevê a unificação desta interação com a eletromagnética para escalas de energia da ordem da massa do Z^0. A interação gravitacional não possui ainda uma formulação quântica, sendo descrita pela teoria da Relatividade Geral. No entanto, em Física de Partículas, para as escalas de energia disponíveis até o presente, podemos ignorar esta interação.

A teoria candidata a descrever as interações fortes é também uma teoria de "gauge", a Cromodinâmica Quântica (QCD). Esta teoria postula a existência de um novo número quântico, a cor, como sendo a "carga" das interações fortes. Os quarks podem ter qualquer uma das três cores permitidas pelo grupo de simetria $SU(3)_c$. Oito gluons coloridos atuam como mediadores da interação e pelo fato de serem coloridos podem interagir entre si formando estados ligados (a existência destes estados, chamados *glueballs* ainda é um tema em aberto). Experimentos de espalhamento profundamente inelástico e produção de jatos, fornecem indicações da existência de partons, em regime de liberdade assintótica, dentro do nucleon. Este fato é utilizado pela QCD como evidência para a existência de quarks e gluons (associados aos partons), que estariam confinados permanentemente no interior dos hadrons, de forma que sua existência só poderia ser testada indiretamente.

LÉPTONS

	lépton	carga	L_e	L_μ	L_τ
Primeira geração	e	-1	1	0	0
	ν_e	0	1	0	0
Segunda geração	μ	-1	0	1	0
	ν_μ	0	0	1	0
Terceira geração	τ	-1	0	0	1
	ν_τ	0	0	0	1

Tabela 1.1: Leptons conhecidos no Modelo Padrão, L_e, L_μ, e L_t correspondem aos números leptônico, muônico e tauônico respectivamente

QUARKS

	sabor	carga	estranheza	charme	beleza	"truth"
1ª geração	d	-1/3	0	0	0	0
	u	2/3	0	0	0	0
2ª geração	s	-1/3	-1	0	0	0
	c	2/3	0	1	0	0
3ª geração	b	-1/3	0	0	-1	0
	t	2/3	0	0	0	1

Tabela 1.2: Números quânticos dos diferentes sabores de quarks no modelo padrão

Interação	Intensidade Relativa	Alcance	Mediador
Gravitacional	10^{-40}	∞	gráviton
Eletromagnética	10^{-2}	∞	fóton (γ)
Forte	1	~ 1 fm	gluon
Fraca	10^{-13}	~ 10 fm	$W^{\pm}, Z^{0}$

Tabela 1.3: As interações fundamentais e seus mediadores.

1.2) A Física do Charme:

1.2.1 - A Descoberta do Charme

Historicamente a idéia do quark charme foi introduzida em 1964 por Bjorken e Glashow[4] baseando-se simplesmente na idéia de estabelecer uma simetria entre quarks e léptons. Mais tarde, em seu artigo clássico de 1970, Glashow, Iliopoulos e Maiani[5] ofereceram uma justificativa mais convincente para a necessidade de um quarto quark.

Com apenas três quarks, a teoria de Weinberg-Salam[6,7] das interações fracas tem um dubleto de isospin "left handed" $\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_{\ell}$, um singleto "left handed" s_{ℓ} e três singletos "right handed": u_r, d_r e s_r. O auto-estado d' está relacionado com os auto-estados de massa pela expressão:

$d' = \cos\theta_c d + \operatorname{sen}\theta_c s$, onde θ_c é conhecido como ângulo de Cabibbo

(experimentalmente $\theta_c \cong 13^\circ$). Devido a essa mistura a teoria prevê a existência de correntes neutras com troca de estranheza correspondendo ao último termo na expressão: $d'\bar{d}' = \cos^2\theta_c d\bar{d} + \mathrm{sen}^2\theta_c s\bar{s} + \cos\theta_c \mathrm{sen}\theta_c (d\bar{s}+s\bar{d})$.

Esta possibilidade requer uma taxa de decaimento para o $K_L^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ muito maior do que a observada experimentalmente[8] ($6.3\pm 1.1\times10^{-9}$ %). Para evitar este problema Glashow, Iliopoulos e Maiani (GIM) propuseram a existência de um hipotético quark c formando um segundo dubleto left handed $\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_\ell$ mais um singleto right handed c_r, com $s' = \cos\theta_c s - \mathrm{sen}\theta_c d$. Com isto os termos cruzados da corrente neutra se anulam mutuamente eliminando a troca de estranheza*.

A pequena diferença de massa entre o K^0 e o $\bar{K}^0$ forneceu uma outra indicação para a existência do charme.

Usando como base o modelo de GIM e o valor medido da diferença de massa do K^0-$\bar{K}^0$, Gaillard e Lee[9] fizeram uma estimativa para a massa do charme ≈ 1.5 GeV, compatível com o valor atualmente aceito.

Essas indicações a favor do charme só adquiriram credibilidade, no entanto, com a descoberta do méson J/ψ em 1974.[10,11] O primeiro grupo a observar o J/ψ foi o de Ting em Brookhaven. Ao estudar interações próton-núcleo, procurando por pares e^+e^- no estado final notou-se uma grande quantidade de eventos em torno da massa invariante de ≈ 3.1 GeV. O fato dessa ressonância apresentar uma largura muito estreita levou o grupo de Ting a pensar que na verdade havia algum problema com o seu detetor. Enquanto checavam a integridade dos seus dados, soube-se da descoberta de

---

*O fato do decaimento $K_L^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ ser observado experimentalmente é justificado na teoria pela existência de diagramas de ordem superior (diagramas de *box*), que permitem tal decaimento, mas com pequena probabilidade.

uma partícula com as mesmas propriedades pelo grupo de Richter no SLAC.

O grupo de Richter estava analisando colisões e^+e^- no anel de acumulação SPEAR do SLAC visando determinar precisamente a razão das seções de choque: $R = \frac{\sigma(e^+e^- \to \text{hadrons})}{\sigma(e^+e^- \to \mu^+\mu^-)}$. Na segunda série de medições, feitas a intervalos de 200 MeV foi observado um aumento no valor de R em torno de 3.2 GeV para a energia do centro de massa. Medidas mais precisas determinaram a massa e a largura da ressonância em 3.095 GeV e 77 KeV, respectivamente. Com essas medições o valor da vida média dessa partícula foi estimado em $\approx 10^{-20}$s. Por outro lado, uma ressonância com essa massa deveria decair imediatamente por meio da interação forte, o que daria uma vida média da ordem de 10^{-23}s.

A discrepância na vida média do J/ψ não tinha explicação em nenhum modelo de constituintes existente. O modelo a quarks incluindo o charme também tinha dificuldades, pois mesmo invocando um novo número quântico a ser conservado nas interações fortes, como explicar a discrepância entre a vida média do J/ψ e a do ϕ ($\approx 10^{-22}$s) ambos formados de um par quark-antiquark?

Na verdade, parte dessa discrepância pode ser qualitativamente entendida levando-se em conta uma propriedade da QCD, a liberdade assintótica, que afirma que a interação entre quarks diminui à medida que aumenta a energia do sistema[†]. Como o J/ψ seria formado por um par $c\bar{c}$ muito mais pesado que o par $s\bar{s}$ que forma o ϕ, era de se esperar, com base na liberdade assintótica, que a probabilidade de aniquilação do $c\bar{c}$ deveria

---

[†]Esse fenômeno foi observado experimentalmente nos experimentos de espalhamento profundamente inelástico, onde se constatou que podia-se explicar o comportamento das seções de choque com a energia (conhecido como *scaling*) supondo-se uma fraca interação entre os partons no nucleon.

ser menor que a do $s\bar{s}$. Além disso o ϕ tem uma massa suficentemente grande para decair em dois kaons (permitido pela regra de Zweig) enquanto que a massa do J/ψ não o permite decair no méson charmoso mais leve , o D^0 (fato não conhecido na época) e seus decaimentos em hadrons são suprimidos pela regra de Zweig.

Para confirmar as hipóteses do modelo a quarks era necessária a existência de toda uma nova família de hadrons (bárions e mésons) compostos por este novo quark e os já conhecidos (u, d e s). Apesar dos esforços empregados na procura dos hadrons charmosos, só em 1976 os primeiros mésons charmosos foram encontrados de forma inequívoca[12,13] (havia evidências anteriores para a descoberta de um bárion charmoso, o Λ_c, mas eram baseadas num único evento[14]). Posteriormente novos mésons e bárions chamosos foram encontrados, estabelecendo definitivamente o modelo a quarks. Na Tabela 1.4 temos um sumário das propriedades dos hadrons charmosos observados e na Figura 1.1 temos a representação em multipletos de $SU(4)_f$ dos mésons e bárions do modelo a 4 quarks.

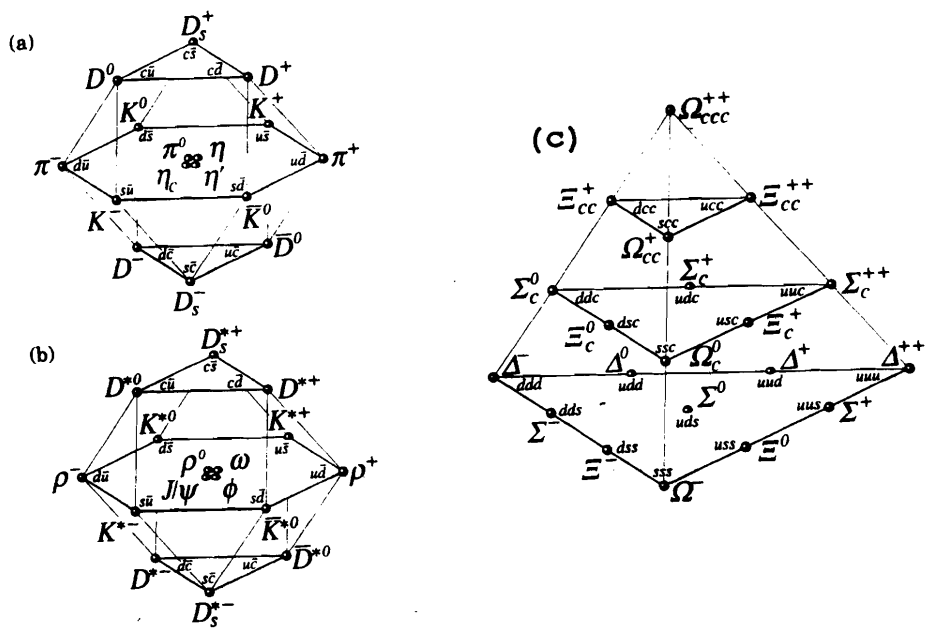


Fig. 1.1: Multipletos do SU(4) para (a) mésons pseudo-escalares, (b) mésons vetoriais e (c) bárions.

Partícula	Composição (quarks)	Massa (MeV)	Vida Média(τ) (10^{-12}s)
MÉSONS			
D^0	$c\bar{u}$	1864.5±0.5	0.421±0.010
D^+	$c\bar{d}$	1869.3±0.4	1.062±0.028
D_s^+	$c\bar{s}$	1968.8±0.7	0.445±0.035
BÁRIONS			
Λ_c^+	udc	2285.2±1.2	0.191±0.017
Σ_c^{++}	uuc	2453.0±1.2	**
Σ_c^+	udc	2453.2±3.2	**
Σ_c^0	ddc	2452.7±1.3	**
Ξ_c^+	usc	2466.5±2.5	0.3±0.1
Ξ_c^0	dsc	2473.0±2.0	0.082±0.059
Ω_c^0	ssc	2740 ± 20	????

** Decaimento via interação forte

Tabela 1.4: Sumário das propriedades das partículas charmosas observadas segundo o **PDG** 1990

1.2.2 A produção do Charme

Os experimentos em Física de Altas Energias podem ser realizados utilizando-se as fontes naturais de partículas energéticas (raios cósmicos) ou fontes artificiais como os aceleradores. No caso dos experimentos em aceleradores, estes podem ainda ser subdivididos em dois grandes grupos:

1- Os experimentos realizados em anéis de colisão (e^+e^-, $p\bar{p}$, etc.), onde dois feixes de partículas são acelerados e levados a colidir em determinados pontos do acelerador, onde se encontram os detetores de partículas;

2- Os experimentos de alvo fixo, onde um feixe de partículas é extraido do acelerador até a área experimental onde colide com um alvo, que pode ser uma lâmina de um material pesado, uma câmara de bolhas, etc.

Apesar da descoberta do J/ψ ter sido feita simultaneamente em experimentos dos dois grupos acima, durante muito tempo os experimentos de e^+e^- dominaram as descobertas de novas partículas charmosas. Intuitivamente era de se esperar justamente o contrário pois nos experimentos de alvo fixo a taxa de eventos produzidos por unidade de tempo é muito superior aquela dos experimentos de e^+e^-. No entanto, os experimentos de alvo fixo contam com um *background* combinatório muito elevado devido a alta multiplicidade de partículas carregadas ($\approx$10/evento comparado com $\approx$ 4/evento para e^+e^-) e somente com o advento dos detetores de alta resolução foi possível superar este problema.

Quanto aos mecanismos de produção das partículas charmosas, logo após a descoberta do J/Ψ varios esforços foram empreendidos no sentido de elucidar estes mecanismos. Sabia-se que o charme podia ser produzido em colisões de e^+e^-, em interações hadron-hadron ("Hadroprodução"), fóton-hadron ("Fotoprodução") e neutrino-hadron. No caso das colisões e^+e^- e nas interações com neutrinos, os mecanismos envolvidos eram razoavelmente bem conhecidos. O primeiro era um processo puramente eletromagnético que deveria ocorrer segundo um dos gráfico da figura 1.2, via formação direta de um par $c\bar{c}$ ou pelo acoplamento do fóton com o J/Ψ segundo o mecanismo de dominância de mésons vetoriais (VMD), enquanto que o segundo era um processo fraco de troca de W (fig 1.3). Mesmo a Fotoprodução de J/Ψ poderia ser entendida segundo o VMD pelo gráfico da figura 1.4[‡].

[‡]Atualmente acredita-se que o mecanismo de fusão de quarks e gluons da QCD

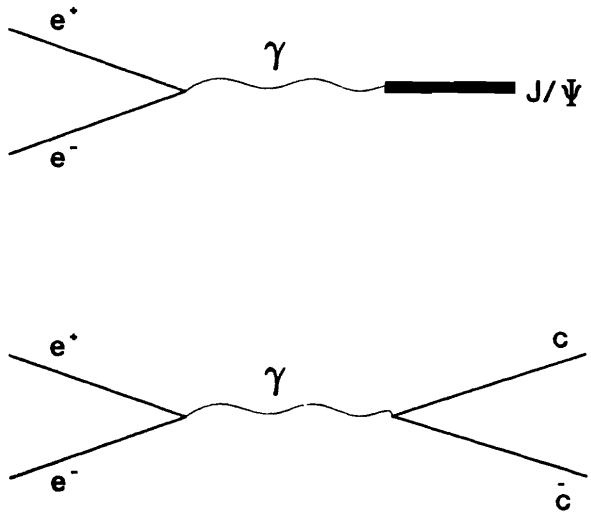


Fig. 1.2: Possíveis mecanismos de produção de charme em e^+e^- (a) VMD e (b) criação de um par $c\bar{c}$.

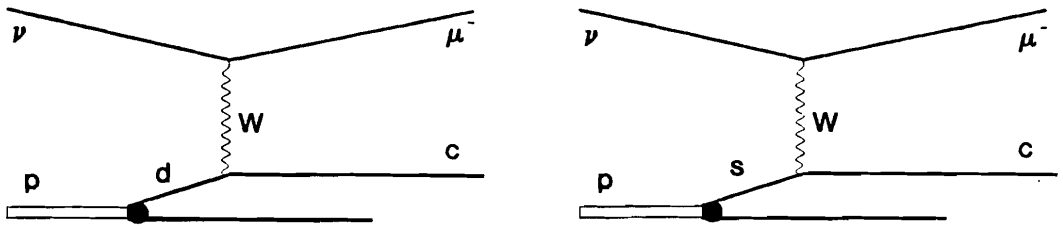


Fig. 1.3: Exemplos de gráficos para produção de charme via interação fraca.

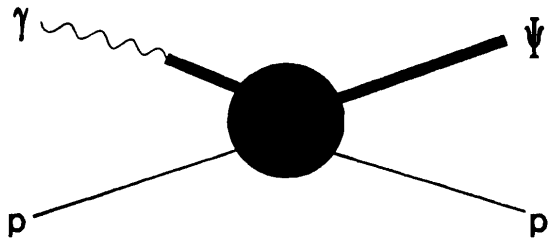


Fig 1.4: Fotoprodução de charme via mecanismo de Dominância de Mésons Vetoriais (VMD).

De todos os processos o menos entendido era sem dúvida o da "hadroprodução". Por um lado modelos como o de dissociação difrativa, por exemplo, só permitiam a produção associada do J/Ψ com outros bárions ou mésons charmosos (Fig 1.5) além de só se aplicarem à parte difrativa das seções de choque.[15] Outros modelos, como o modelo termodinâmico de Hagedorn[16], previam uma supressão na produção de partículas massivas do

---

seja o mais apropriado para a descrição desse processo.

tipo $e^{-M/T}$, onde M é a massa da partícula e T uma temperatura universal associada aos processos hadrônicos (~ 160 MeV), de modo que as estimativas para a produção de partículas charmosas eram bem pessimistas. Por outro lado, a própria observação de partículas charmosas, produzidas com feixes de hadrons demonstrou-se extremamente dificil devido aos problemas já citados e muitos experimentos apresentavam resultados conflitantes.

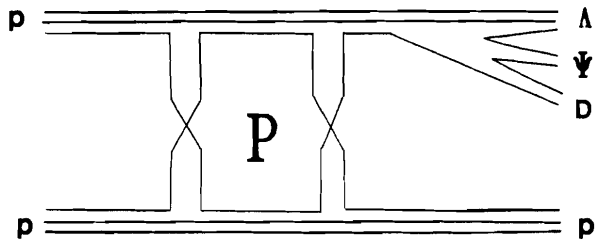


Fig. 1.5: "Hadroprodução" de charme pelo processo de dissociação difrativa. P representa o Pomeron.

Mesmo após o surgimento da QCD os primeiros cálculos perturbativos utilizando apenas os diagramas de ordem inferior (Fig. 1.6) eram apenas marginalmente compatíveis com os resultados experimentais, principalmente com os primeiros dados do ISR no CERN[17] que apresentavam uma grande produção de Λ_c na região de altos x_F ($x_F = p_{\parallel}/p_{\parallel}$ max., $p_{\parallel}$ é a componente do momento da partícula paralela à direção do feixe incidente). Só recentemente com a nova geração de experimentos de alta estatística[18,19] e cálculos mais precisos utilizando gráficos de ordem superior em QCD[20] (Fig. 1.7) a situação da "hadroprodução" se tornou mais clara.

Atualmente é amplamente aceito que o mecanismo de fusão de quarks e gluons da QCD é uma boa representação para a "hadroprodução" de charme. Todavia deve ter-se em mente que a situação não está totalmente compreendida, do ponto de vista teórico, pois os cálculos dos termos de ordem superior[20] dão uma contribuição ≈ 3 vezes maior do que os termos de ordem inferior e nada nos garante a convergência da série perturbativa ao

considerarmos os termos de ordem mais alta.

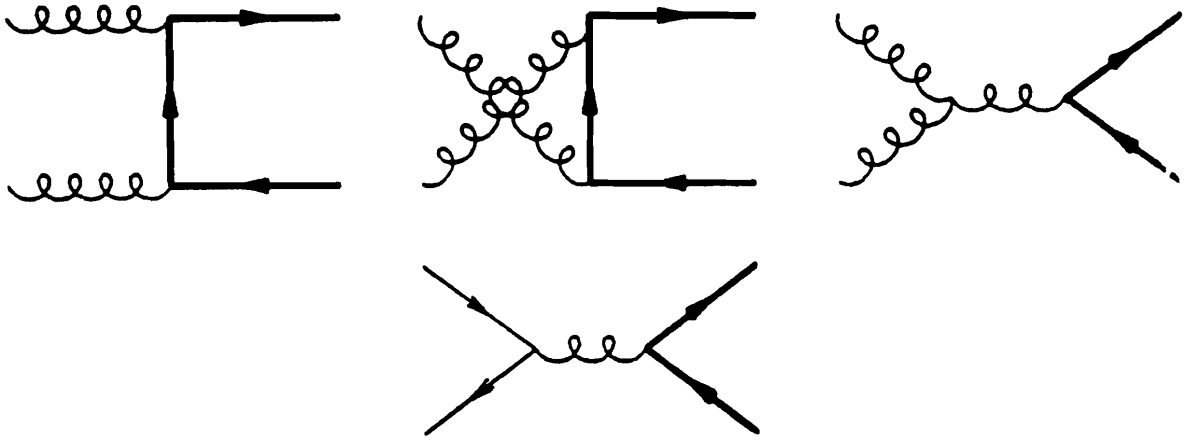


Fig 1.6: Diagramas de ordem α_s^2 para a "hadroprodução" de quarks pesados.

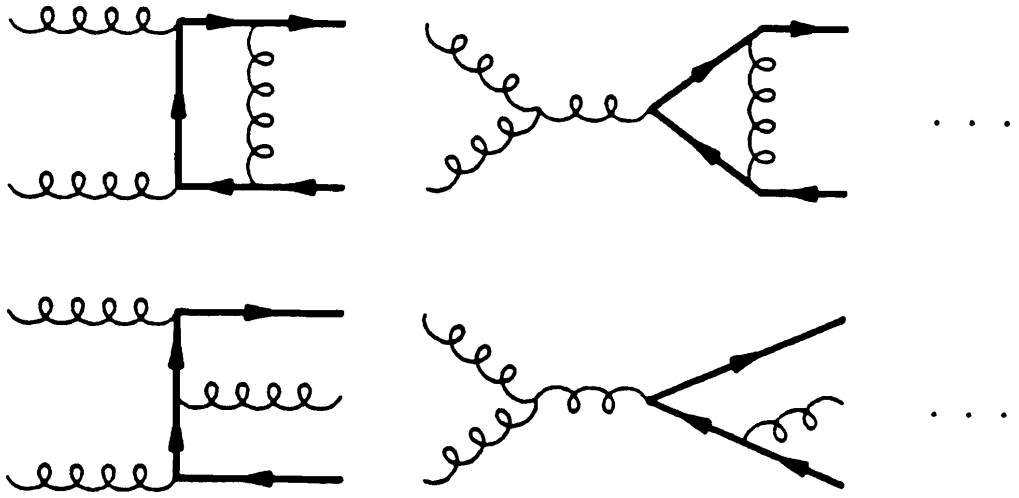


Fig 1.7: Alguns gráficos que contribuem para a "hadroprodução" de quarks pesados em ordem α_s^3

1.2.3 O Decaimento e a deteção do Charme

Sendo o charme um número quântico estritamente conservado tanto nas interações eletromagnéticas quanto nas fortes, as partículas charmosas mais leves* devem decair através da interação fraca (na Figura 1.8 vemos alguns dos diagramas relevantes para o decaimento de mésons e barions charmosos). É exatamente esta propriedade que torna interessante o estudo de partículas charmosas em experimentos de alvo fixo, pois nestes, como

---

*Os estados excitados como os mésons vetoriais D^* podem decair nos mésons pseudo-escalares por interação forte ou eletromagnética

veremos adiante, é possível separar o ponto de produção do de decaimento.

Existem, basicamente, dois métodos para se observar o decaimento destas partículas: diretamente, observando os seus vértices de produção e decaimento (fig 1.9) ou indiretamente, observando somente os produtos do seu decaimento e calculando a massa da partícula original.

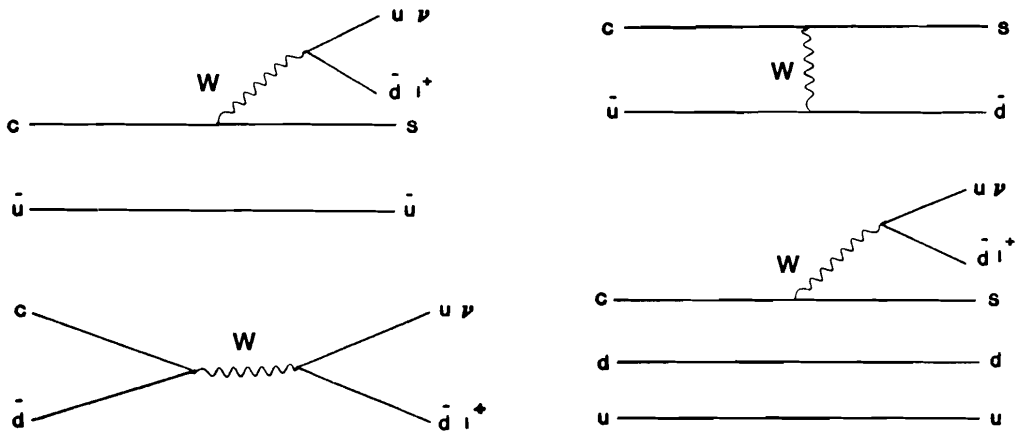


Fig 1.8: Exemplos de decaimento fraco de partículas charmosas l representa um lépton qualquer.

Este último método é muito empregado em experimentos de e^+e^- pois nestes a baixa multiplicidade dos eventos permite que se façam todas as combinações de partículas no estado final sem elevar demasiadamente o nível do *background*. Porém devido ao fato de nestes experimentos as partículas serem produzidas quase em repouso, torna-se impossível observar o seu decaimento e em consequência medir-se diretamente o seu tempo de vida, além do fato de ser necessária a mudança na energia do acelerador para se observar todo o espectro de partículas charmosas.

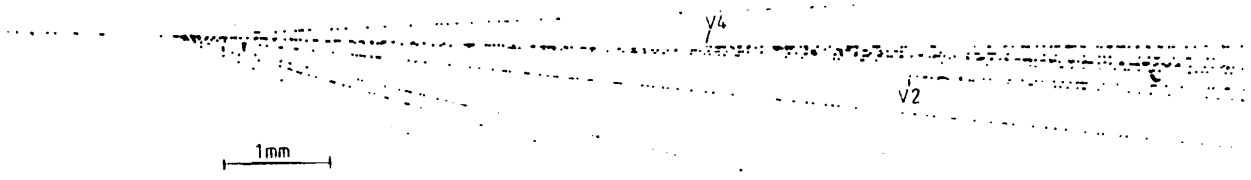


Fig. 1.9: Exemplo de um decaimento de partículas charmosas observado na câmara de bolhas LEBC do CERN. Na figura os decaimentos são assinalados por V2 e V4

Estas dificuldades não estão presentes nos experimentos de alvo fixo pois a energia do feixe incidente é muito superior à massa das partículas produzidas e com isso, estas deixam a região de interação com velocidades próximas a da luz, percorrendo um caminho médio da ordem de 150μm† vezes o fator de dilatação temporal γ, que depende da energia do experimento, mas é em geral em torno de 10. Assim o caminho médio percorrido pela partícula charmosa é da ordem de milímetros. Apesar disto os primeiros experimentos de alvo fixo não tinham como tirar proveito deste fato visto que a resolução espacial de dois pontos dos melhores detetores eletrônicos da época (câmaras de deriva e proporcionais) era dessa ordem de magnitude e apenas os experimentos utilizando emulsões fotográficas ou câmaras de bolhas tinham resolução suficiente, mas nestes a baixa taxa de eventos produzidos era desanimadora.

Somente por volta de 1980 é que entraram em operação os primeiros detetores eletrônicos de alta resolução. O primeiro foi um detetor do tipo *Silicon Microstrip Detector* (SMD)‡ utilizado pelo experimento NA11 do CERN.[21] A resolução deste detetor era 10 vezes melhor do que o das câmaras de deriva da época e com isso tornou-se possível separar os vértices de produção e decaimento das partículas charmosas.

A redução do *background* combinatório é tremenda quando se requer a existência de um vértice de decaimento separado por uma distancia significativa do vértice de produção, pois é muito difícil que uma combinação aleatória de trajetórias de particulas formem um vértice comum dentro dos erros associados à resolução do detetor.

---

†Tipicamente uma partícula charmosa tem um tempo médio de vida τ da ordem de 0.5×10^{-12}s no seu referencial próprio. Assim no laboratório a distância média percorrida e da ordem de $c\tau\gamma \approx 1.5$mm

‡Este detetor será descrito em detalhes no capítulo 3

O nosso experimento E769 bem como seu antecessor E691 fizeram uso dessa nova geração de detetores de alta resolução associados a um espectrômetro de grande "aceptância"* e um *trigger* aberto para obterem as maiores amostras de eventos charmosos da nova geração de experimentos em alvo fixo.

No próximo capítulo descreveremos, com mais detalhes, as motivações para o uso de alvos nucleares nos experimentos de Física de Altas Energias, e os efeitos decorrentes deste uso que levaram à realização do experimento E769.

---

*Este termo refere-se a fração de partículas produzidas que são aceitas (observadas) pelo espectrômetro. Isto inclue tanto as características geométricas (posição, área ativa, *etc.*) como as eficiências de cada detetor que compõem o espectrômetro.

CAPÍTULO 2

DEPENDÊNCIA NUCLEAR NA PRODUÇÃO DE PARTÍCULAS

O estudo de como as seções de choque para a produção de charme dependem do meio nuclear foi uma das principais motivações para a realização do experimento E769. Isto porque a maioria dos experimentos faz uso dos mais variados tipos de alvo e a comparação desses resultados depende fundamentalmente do conhecimento destes efeitos. É importante portanto termos noção dos motivos para o uso de alvos nucleares nesses experimentos.

Como veremos no decorrer deste capítulo, na verdade, os efeitos nucleares ainda não são bem compreendidos mesmo para a produção de partículas contendo sabores leves, onde existe uma quantidade muito maior de experimentos realizados. A grande estatística de eventos charmosos obtida pela Colaboração E769 nos permite dar uma contribuição significativa para a compreensão deste assunto.

2.1 - PORQUE ALVOS NUCLEARES ?

A utilização de alvos nucleares em experimentos de Física de Altas Energias apresenta motivações tanto experimentais quanto teóricas.

Do ponto de vista experimental, a sua utilização se deve principalmente a aspectos práticos. Por um lado, devido a sua alta densidade, pode-se obter uma alta taxa de interações por unidade de tempo, fator importante para experimentos que almejam uma boa amostragem de eventos. Por outro lado alvos nucleares tais como as emulsões fotográficas e recentemente os chamados alvos "ativos" funcionam como detetores de excelente resolução, necessários à eliminação do *background* combinatório já mencionado. Isso tudo somado ao fato de que a utilização de hidrogênio como alvo requer toda uma aparelhagem de criogenia e consequentes riscos.

Do ponto de vista teórico uma das primeiras motivações foi a de que

estudando a interação de uma partícula com a matéria nuclear poder-se-ia aprender algo sobre o desenvolvimento espaço-temporal da interação (por ex. o intervalo de tempo característico da interação, o tempo de formação dos hadrons no estado final, etc.). Motivações mais recentes incluem o estudo da diferença nas distribuições de partons no núcleo em comparação com o nucleon (efeito EMC) e a formação de um estado de plasma de quarks e gluons nas interações núcleo-núcleo, ultra-relativísticas.

2.2 - Os Efeitos Nucleares

2.2.1 - Na Produção de Sabores Leves

Os experimentos em Física de Altas Energias frequentemente apresentam efeitos nucleares não triviais. Já nos anos 50, experimentos envolvendo colisões de neutrons a 100 MeV com núcleos[22] apresentaram um efeito que consistia numa transparência parcial do núcleo aos neutrons. No mesmo ano Fernbach et al.[23] propuseram um modelo inspirado na ótica linear no qual esse efeito seria explicado pelo fato do livre caminho médio dos neutrons a essas energias ser da ordem de grandeza do raio nuclear, que eles calculam com esse modelo. Na verdade um modelo semelhante já havia sido apresentado por Bethe[24] no qual o núcleo é representado por uma esfera absorvedora de raio e coeficiente de absorção definidos fenomenológicamente.

Mais tarde, em 1955, experimentos de colisão próton-deuteron a $\approx$ 1GeV[25] desfizeram a crença de que a essas energias as seções de choque seriam simplesmente aditivas, ou seja $\sigma_{hA} = A\ \sigma_{hp}$, onde σ_{hA} e σ_{hp} representam a seção de choque hadron-núcleo e hadron-próton respectivamente, e A é a massa atômica.

Na verdade as seções de choque totais tanto para prótons como para neutrons ou pions incidentes eram sempre menores que a aditiva. Por exemplo, para o deuteron temos

$$\sigma_D < \sigma_p + \sigma_n \tag{2.1}$$

Com base nesse fato Glauber apresentou no mesmo ano seu modelo ótico para explicar esse comportamento.[26] Nesse modelo a partícula incidente é associada a uma onda plana e^{ikr} , onde k é o momento da partícula, e o alvo é visto como um campo de força estático representado por um potencial V(r). A seção de choque total contêm uma parte elástica (difrativa) e uma parte de absorção:

$$\sigma_{tot.} = \sigma_{abs.} + \sigma_{difr} \tag{2.2}$$

Segundo Glauber a seção de choque de absorção para o deuteron não é igual a soma das seções de choque de absorção dos nucleons pois parte do tempo um nucleon está na sombra geométrica do outro. Com esse argumento simples um bom acordo entre o modelo e a experiência é obtido.

Extensões deste modelo para os núcleos mais pesados[27], prevêm um efeito de sombra similar, da superfície nuclear sobre o interior do núcleo, resultando em uma dependência em A do tipo $\sigma_{hA} = A^{2/3}\sigma_{hp}$. Este resultado está em bom acordo com experimentos de energias intermediárias[28,29] ($\approx$ 10 GeV).

O bom acordo entre esse modelo e a experiência, no entanto, é obtido desde que os ângulos de espalhamento não sejam muito grandes (um contra exemplo pode ser encontrado em experimentos de espalhamento elástico a diferentes energias e ângulos[30,31]). A altas energias e principalmente a grandes momentos transversos ($p_\perp$) surgem novos efeitos nucleares que não encontram uma explicação simples dentro desse modelo.

O primeiro grupo a observar efeitos nucleares anômalos na produção de partículas a grandes $p_\perp$ foi o grupo de Chicago-Princeton[1] , em 1975. Utilizando um feixe de prótons de 400 GeV incidente em alvos de H_2, D_2, Be, Ti e W este grupo analisou a produção inclusiva de hadrons a $p_\perp \approx 4$ GeV e observou um inesperado crescimento das seções de choque para os alvos mais pesados (ver Fig 2.1a). Parametrizando a dependência em A das

seções de choque com a forma

$$\sigma_A = \sigma_0 A^{\alpha} \tag{2.3}$$

eles observaram que o expoente α era uma função crescente de $p_\perp$, saturando para um valor de $p_\perp$ da ordem de 6 GeV (Fig 2.1b). Esta observação estava em contradição com predições de um crescimento linear das seções de choque do modelo a partons *naive*. De acordo com este modelo, a interação dos partons pontuais não deveria sofrer qualquer tipo de blindagem pelo núcleo. Modelos mais elaborados que incluem espalhamento múltiplo dos partons no núcleo poderiam, em princípio, explicar este efeito[32].

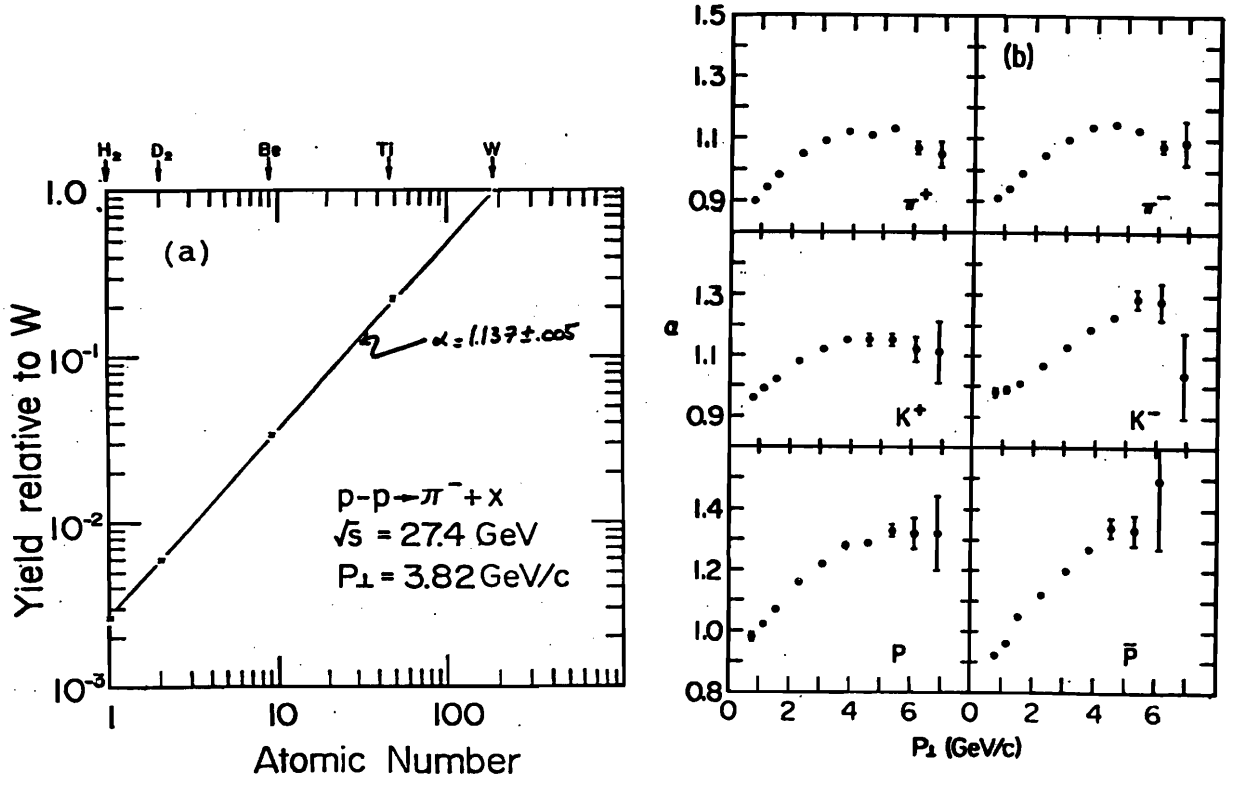


Fig. 2.1: (a) Dependência em A para a produção de π^- com $p_\perp$=4.58 GeV para interações p-Núcleo a 300 GeV; α =1.137±0.005 na figura. (b) Variação de α com $p_\perp$ para a produção de várias partículas. Ref. [1].

Para testar esta hipótese, foi proposto um novo tipo de experimento, com a produção simétrica de pares de hadrons a alto $p_\perp$, onde o espalhamento múltiplo deveria ser suprimido e daí uma dependência linear das seções de choque seria esperada. De fato, os primeiros experimentos

realizados pareciam confirmar esta hipótese[33,34]. Todavia experimentos mais recentes incluindo os novos dados do experimento E605 a uma energia de 800 GeV[35,36] observaram um forte efeito de blindagem nuclear para valores de $p_\perp > 1.5$ GeV/c, um resultado totalmente inesperado pela teoria.

Apesar de vários modelos terem sido propostos para explicar esse efeito[37,38], o fato é que não existe uma teoria geral que permita calcular a produção de partículas leves (constituídas por quarks leves) a altos $p_\perp$, pois isto envolve cálculos não perturbativos em QCD que só podem ser feitos aproximadamente em modelos fenomenológicos e os resultados variam segundo o modelo que é adotado.

O mesmo se aplica à produção de partículas a altos x_F onde os resultados experimentais indicam uma queda no valor do parâmetro α da eq. 2.3 com o aumento no valor de x_F (ref. [39] e Fig. 2.2).

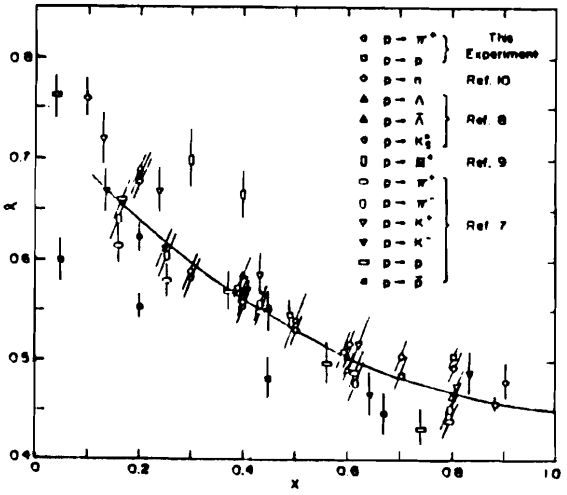


Fig. 2.2: Variação do parâmetro α com x_F, para várias partículas produzidas com prótons, de energias variando entre 24-400 GeV. Ref.[39].

Outro exemplo de um efeito nuclear totalmente inesperado pela teoria foi a observação em 1983 pela European Muon Collaboration[40] de que a razão das seções de choque do espalhamento profundamente inelástico (EPI) de muons para o Ferro relativo ao Deutério (σ^{Fe}/σ^{D}) não era constante em todo o intervalo da variável de escala de Bjorken x_{Bj} ($x_{Bj} = Q^2/2M\nu$, onde Q é o quadrimpulso transferido do lépton, M é a massa do nucleon e ν é a energia transferida ao nucleon pelo lépton, no sistema de Laboratório),

mas sim que essa razão apresentava um desvio da unidade que não poderia ser explicada em termos do movimento de Fermi dos nucleons. Esse efeito (conhecido como efeito EMC) foi posteriormente confirmado por dados do SLAC[41] e da colaboração BCDMS[42]. A partir dessa observação conclue-se que as funções de distribuição de partons no núcleo de Ferro são diferentes daquelas no nucleon* (Fig. 2.3). No caso em questão essas são as funções de distribuição de quarks já que os gluons não interagem eletromagneticamente e assim só temos informações indiretas de sua distribuição no EPI.

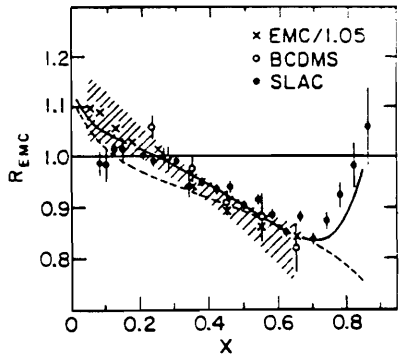


Fig. 2.3: Compilação dos dados publicados até 1986 sobre a razão das funções de estrutura no Ferro e no Deutério (R_{EMC}). A faixa sombreada indica a estimativa do erro sistemático da EMC. A curva sólida é uma estimativa do modelo de troca de pions, enquanto a tracejada do rescalonamento do momento transferido(Q^2). Ref. [45]

Uma grande variedade de modelos teóricos surgiram para tentar explicar a natureza desse efeito, dentre os quais podemos destacar: i)Contribuições de diquarks[44], ii)rescalonamento do momento transferido (Q^2)[45] , iii)modelos convencionais da Física Nuclear que incluem

---

*A seção de choque diferencial para o espalhamento profundamente inelástico no caso aproximação de troca de um fóton é dada por:

$$\frac{d^2\sigma^N}{dxdy} = \frac{8\pi\alpha^2 ME\mu}{Q^4} F_2^N(x,Q^2) \quad X \left(1 - y + \frac{y^2}{2[1+R^N(x\ ,Q^2)]} \right)$$

onde x é a variável de escala ($Q^2/2M\nu$), $y = \nu/E\mu$, e R^N é a razão $\sigma_L(x,Q^2)/\sigma_T(x,Q^2)$ das seções de choque longitudinal e transversa para fótons virtuais. Se R^N não depende de A (ver ref [43]) então a razão das seções de choque para diferentes núcleos A_1 e A_2 é igual a razão das funções de estrutura $F_2^{A_1}/F_2^{A_2}$.

contribuições de constituintes do núcleo[46] (π, Δ, *multiquark bags*, etc.). Sendo que ii e iii são os mais comumente usados e se aplicam bem para regiões de $x_{Bj}>0.15$, quando se inclue neles os efeitos devido ao movimento de Fermi[45]. A região $x_{Bj}<0.15$ é bem descrita por modelos que incluem a superposição e recombinação dos partons para tais valores de x_{Bj}[47].

2.1.2 - Na Produção de Sabores Pesados

Em se tratando da produção de partículas contendo sabores pesados, é esperado que a escala de massa envolvida permita o uso da QCD em seu regime perturbativo, com isso a escala de tempo envolvida na interação deve ser suficientemente curta (pontual) de modo que os partons incidentes "vejam" os constituíntes do núcleo. Isto quer dizer que a seção de choque total deve ser uma soma incoerente das seções de choque elementares sobre todos os partons que compõem o núcleo, o que implica em um crescimento linear com A da seção de choque para produção de charme.

Supondo válida a fatorização entre o processo duro, dado pela QCD, e a parte mole da seção de choque, embutida nas funções de estrutura, a "hadroprodução" de um par de quarks é dada por[19] (ver Fig 2.4):

$$\sigma_{AB\to Q\bar{Q}} = \sum_{a,b} \int dx_a dx_b \, F_a^A(x_a) \, F_b^B(x_b) \, \hat{\sigma}(ab \to Q\bar{Q}) \qquad (2.4)$$

onde x_a (x_b) é a fração do momento do hadron A (B) contida no parton a (b), $F_a^A(x_a)$ é a função de distribuição do parton a no hadron A e $\hat{\sigma}(ab\to Q\bar{Q})$ é a seção de choque dos constituintes.

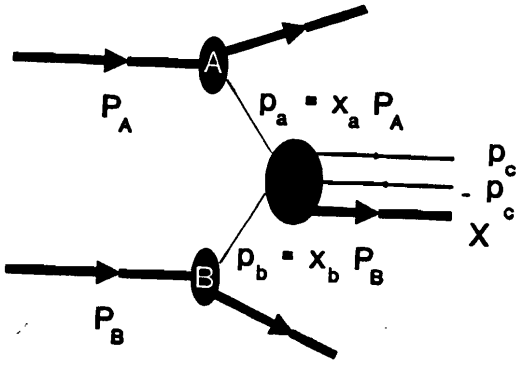


Fig. 2.4: Representação gráfica da produção inclusiva de um par de partons numa colisão de dois hadrons ("hadroprodução").

No caso da "fotoprodução" e "léptoprodução" temos expressões semelhantes[48], em termos da dependência funcional em F^A e $\hat{\sigma}$, entretanto vamos nos deter aqui na análise da "hadroprodução", tema principal deste trabalho.

O mecanismo dominante da "hadroprodução" é o de fusão de gluons. Sendo assim, se as funções de distribuição de gluons não forem influenciadas pelo meio nuclear é de se esperar uma dependência linear da seção de choque com o número de nucleons A. Todavia, como já vimos, as funções de distribuição de quarks são afetadas pelo meio nuclear e podemos esperar uma ligeira mudança na dependência em A se a distribuição de gluons também o for.

Até a presente data não temos dados disponíveis sobre a dependência em A para a produção de outros sabores pesados além do charme, mas a análise subsequente deve ser igualmente válida para os demais sabores.

Existe um grande número de experimentos que mediram a seção de choque para a produção de charme em vários tipos de feixes e alvos; entretanto, existem relativamente poucas medidas diretas da dependência em A desta produção. Os primeiros experimentos de "hadroprodução" de charme, supunham uma dependência linear em A para obter a seção de choque por nucleon. De fato uma comparação entre estes experimentos[49] só fornecia um quadro coerente se uma dependência linear com A fosse utilizada (Tabela 2.1). Apesar disso, existem medições indiretas[50] da dependência em A que indicam um valor para $\alpha \approx 0.8$. Essas medições, no entanto, baseiam-se na observação de léptons no estado final (*beam dump*) ou na comparação de resultados vindo de diferentes experimentos e ambos os métodos encerram em si grandes incertezas.

Exper.	Alvo	$\sigma_{c\bar{c}}(\alpha=1)$(μb)	$\sigma_{c\bar{c}}(\alpha=0.7)$(μb)
NA16	H_2	15.1±1.7	15.1±1.7
E613	W	15.5±1.1	66.7±9.9
CCFRS	Fe	11.3±1.8	35 ± 5.6

Tabela 2.1: Seções de choque para produção de charme em função da dependência em A escolhida. ref.[49].

Existem medições mais diretas sobre a dependência em A da produção de charme, mas a maioria delas é feita observando-se somente J/ψ no estado final. Entre estas podemos citar o resultado do experimento E691 sobre fotoprodução de J/ψ em alvos de H_2, Be, Fe e Pb[51], tendo como resultado α= 0.94 ± 0.02 ± 0.03 e os recentes resultados do experimento E772 sobre "hadroprodução" de J/ψ, ψ' e Υ em alvos de D, C, Ca, Pt e W[52], que encontra α = 0.92 ±0.008. Neste último experimento a estatística foi suficiente para observar uma dependência de α com x_F semelhante aquela que ocorre na produção de sabores leves.

O problema com esses experimentos é a existência de conhecidos efeitos nucleares[53] que podem suprimir a formação do J/ψ (ex. formação de plasma de quarks e gluons, recombinação de partons do feixe com o charme, etc.), o que não implica em uma redução da seção de choque para a produção de charme no núcleo.

A ausência de experimentos precisos sobre a dependência nuclear da seção de choque para a produção de charme foi uma das principais motivações para a realização do experimento E769, "Hadroprodução" de Charme com múltiplos feixes e alvos, na esperança de se obter uma melhor compreensão dos mecanismos de produção do charme e de possíveis alterações nestes mecanismos devido a presença da matéria nuclear.

É importante nesse momento descrevermos as técnicas experimentais utilizadas para a obtenção dos dados deste experimento; em especial, os detetores que compõem o seu espectrômetro, mostrando a importância de cada

um para o conjunto.

Isto será feito no próximo capítulo, onde introduziremos também alguns conceitos de Física Experimental de Altas Energias, necessários para o desenvolvimento do restante deste trabalho.

CAPÍTULO 3

O EXPERIMENTO E769 - "HADROPRODUÇÃO" DE CHARME

O experimento E769, "Hadroprodução" de Charme com Múltiplos Feixes e Alvos, é o segundo experimento de alta estatística realizado no *Tagged Photon Laboratory* (TPL) do FERMILAB. Seguindo uma filosofia semelhante à de seu predecessor (o experimento E691, "Fotoprodução" de Charme), este experimento fez uso de um *trigger* com o mínimo aceitável de restrições, no sentido de enriquecer a sua amostra de charme. Como previsto em sua proposta original, o experimento E769 dedicou-se ao estudo dos mecanismos de produção de charme com feixes hadrônicos, complementando o E691 que se propos a um estudo dos mecanismos de decaimento das partículas charmosas.

Para o estudo dos mecanismos de produção de partículas charmosas, e em particular o da dependência de suas seções de choque com a massa atômica (A) do alvo, este experimento optou pela utilização de um alvo segmentado na direção de incidência do feixe, composto por 4 tipos de materiais diferentes: Berílio (Be), Alumínio (Al), Cobre (Cu) e Tungstênio (W). Optou-se ainda por um feixe mixto de prótons, pions e kaons no sentido de se verificar a existência de alguma possível dependência da produção com o tipo de partícula incidente. Esta dependência com o sabor dos constituintes do feixe (*Flavor Dependence*) poderia se manifestar, por exemplo, na produção de um número maior de partículas charmosas compostas pelos mesmos sabores de quarks da partícula incidente (o chamado *Leading Particle Effect*).

O espectrômetro utilizado neste experimento, que descreveremos a seguir, é basicamente o mesmo utilizado pelo experimento E691[54], com algumas modificações. Por exemplo, a adição de novos planos para o detetor de vértice e duas novas câmaras proporcionais foi necessária no sentido de

melhorar a definição das trajetórias das partículas provenientes das interações com o feixe de hadrons, que em geral apresentam uma multiplicidade maior do que as interações com feixes de fótons.

Além disso o sistema de aquisição de dados foi totalmente redesenhado, com a utilização de microprocessadores paralelos desenvolvidos pela colaboração entre o grupo ACP do Fermilab e o Lafex, o que permitiu a gravação de ≈ 400 milhões de eventos durante um período normal de run (≈ 6 meses) do Fermilab. No decorrer deste capítulo, vamos descrever em detalhes os detetores nos quais trabalhamos mais intensivamente (SMD's e Calorímetros), dando uma descrição mais sucinta dos demais detetores.

3.1 - O ACELERADOR E A LINHA DE FEIXE

Devido a limitações tecnológicas, não é possível para um único acelerador operar em todas as faixas de energia necessárias. Daí a necessidade de várias máquinas operando em série para se obter um feixe de centenas de GeV. No Fermilab, por exemplo, cinco dessas máquinas são necessárias para a obtenção do feixe primário de 800 GeV (Fig. 3.1).

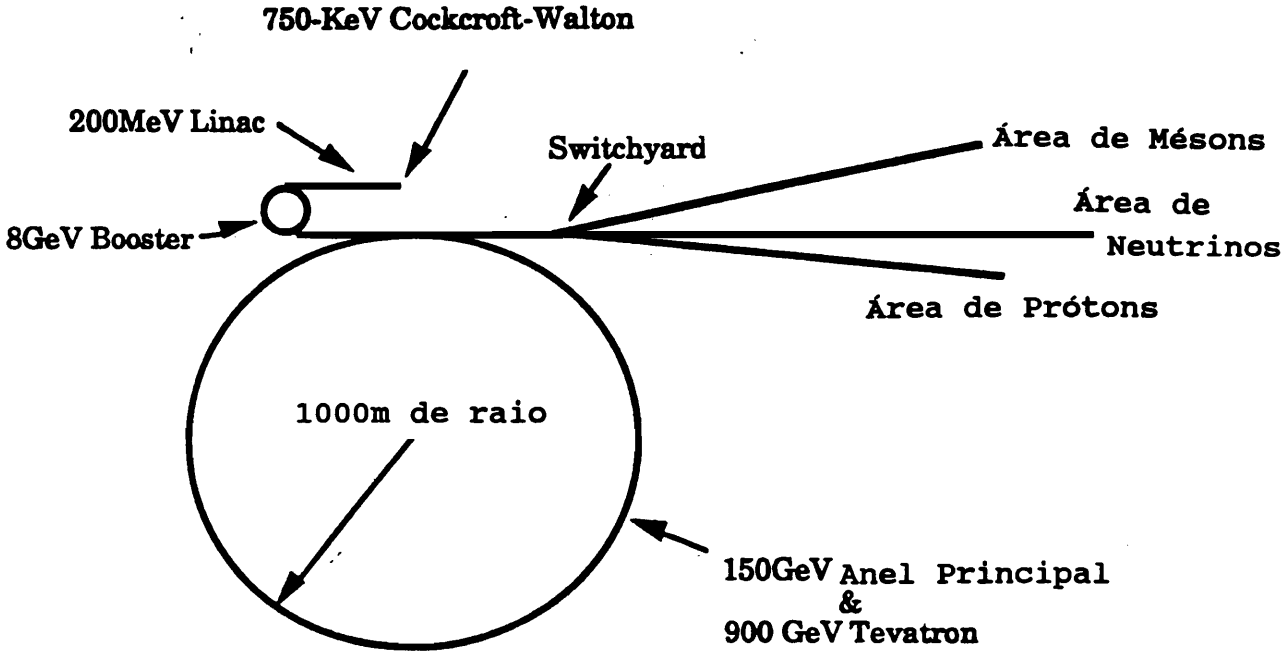


Fig. 3.1: O sistema de aceleradores do Fermilab.

O processo começa em acelerador do tipo Cockcroft-Walton, que aplica uma diferença de potencial de 750 kV sobre uma fonte de íons negativos de hidrogênio, com isso os íons são acelerados até uma energia de 750 keV.

Em seguida, os íons entram em um segundo acelerador do tipo linear com 145 metros de comprimento (Linac). Este dispositivo (Fig. 3.2) consiste de várias cavidades ligadas a uma fonte de tensão operando a uma frequência de 200 MHz. O uso dessas cavidades ressonantes agrega o feixe contínuo vindo do Cockcroft-Walton em pequenos grupos (*bunches*). Esta estrutura de *bunches* é desfeita logo após a saida do Linac, quando os íons atingem a energia de 200 MeV.

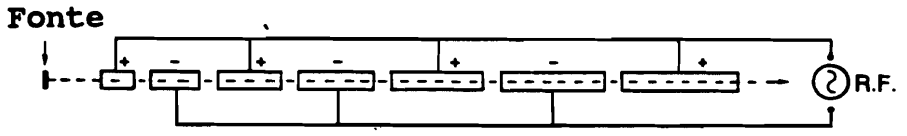


Fig. 3.2: Representação esquemática de um acelerador linear

Os próximos estágios de aceleração são feitos por 3 Sincrotons do laboratório. O Sincroton é uma máquina cíclica na qual um feixe de partículas é mantido numa órbita por uma série de magnetos de dipólo. Ao mesmo tempo vários grupos de cavidades de radio-frequência sincronizadas aceleram as partículas a cada ciclo. Com isso o campo magnético dos dipólos tem que ser aumentado de modo a manter o feixe em sua trajetória. Além disso durante o seu trajeto, as partículas do feixe sofrem oscilações tranversais (betatron) e longitudinais (oscilações em energia ou sincroton), sendo necessária a presença de magnetos de quadrupólo no sentido de focalizar o feixe.

O Fermilab possue 3 Sincrotons de diferentes características em seguida ao Linac. O primeiro (*Booster*) recebe os íons de hidrogênio do Linac, que passam através de uma fina lâmina de carbono de modo a perderem ambos os elétrons, criando um feixe de prótons (o motivo do uso de íons

negativos está associado a uma melhor eficiência durante a injeção do feixe no *Booster*, permitindo feixes de maior intensidade[55]). Após sua injeção, o feixe de prótons é reagrupado em *bunches* separados por ≈ 19 ns por 18 cavidades de radio-frequência (RF) ao longo de seus 474 m de circunferência. Em seguida o feixe é acelerado de 200 MeV até 8 GeV variando-se a frequência das cavidades de RF de 30.2 MHz para 50.8 MHz em combinação com um correspondente aumento no campo magnético dos dipólos e quadrupólos.

Uma vez extraído do *Booster* o feixe é tranportado para outro Sincroton, o Anel Principal com 2000 m de diâmetro, que originalmente operava a 400 GeV, mas atualmente é usado até 150 GeV como injetor do último Sincroton, o Tevatron. Durante a transferência do feixe as fontes de RF do *Booster* e do Anel Principal devem estar em fase de modo a não se perder a estrutura de *bunches* do feixe.

O anel principal também é usado para a produção de antiprótons que são acumulados e podem ser usados para os experimentos de colisão $p\bar{p}$.

Após sua aceleração até 150 GeV, o feixe de prótons é injetado no Tevatron, localizado logo abaixo do Anel Principal, que o acelera até 800 GeV. O Tevatron é em muitos aspectos semelhante ao Anel Principal, sendo que a principal diferença está na utilização de magnetos supercondutores e de toda a criogenia necessária para mantê-los a 4.5 K.

Atingida sua energia máxima, o feixe é então extraido lentamente do Tevatron durante 22 segundos (esta extração lenta é de certo modo desejável para o nosso experimento pois permite a gravação de um grande número de eventos sem saturar o sistema de aquisição de dados) e enviado para a *switchyard*, que o divide eletrostaticamente em três feixes com aproximadamente a mesma intensidade, enviando-os para as áreas experimentais (Fig 3.1).

A nossa Linha de Feixe (PE, Fig 3.3) recebia um fluxo típico de $1.2x10^{12}$ prótons em cada intervalo de extração do feixe (*spill*). Prótons a 800 GeV interagiam em um alvo de Berílio e as partículas produzidas eram colimadas e selecionadas pelo seu momento através de dipólos e quadrupólos magnéticos situados após o alvo. Para a obtenção do feixe mixto desejado, mantendo-se um fluxo aceitável de partículas, optou-se por um feixe com energia de 250 GeV, cuja composição prevista é dada na Tabela 3.1.

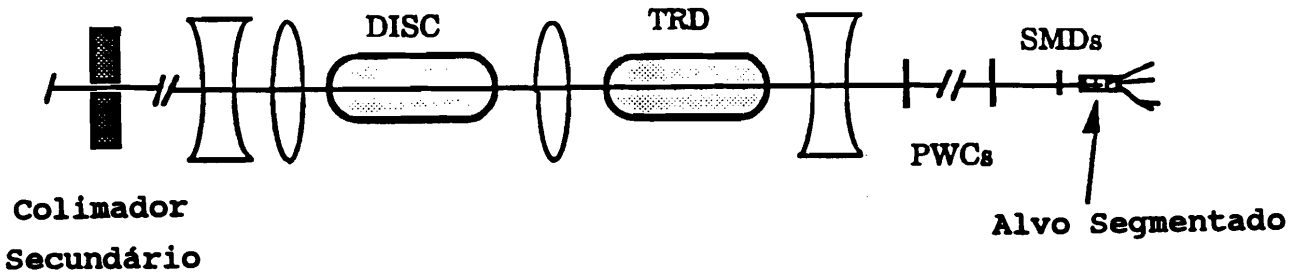


Fig. 3.3: Componentes da linha de feixe do experimento E769, incluindo os detetores DISC e TRD utilizados na identificação das partículas incidentes

Partícula	Feixe Negativo	Feixe positivo
π	90%	60%
K	7.5%	6.5%
p	2.5%	33.5%

Tabela 3.1: Composições Previstas para os Feixes do Experimento E769.

Antes de atingir o alvo experimental, o feixe atravessava ainda uma série de detetores que mediam sua posição e composição, que descreveremos a seguir.

3.1.1 - O Detetor Diferencial de Radiação Čerenkov Isócrono e Auto-Colimado (Differential Isochronous Self-Collimating Čerenkov Counter - DISC)

-Conceitos Básicos:

Quando uma partícula carregada atravessa um meio qualquer, com uma

velocidade v maior do que a velocidade da luz neste meio (c/n, n é o índice de refração do meio), os átomos na vizinhança da trajetória da partícula se tornam polarizados e emitem radiação (radiação Čerenkov) em um ângulo θ determinado pela relação

$$\cos\theta = 1/\beta n(\lambda,T) \qquad (3.1)$$

onde $\beta = v/c$ e a dependência do índice de refração com o comprimento de onda λ da radiação e a temperatura T do meio está explicitada.

Como as partículas do nosso feixe (p, π, K) tem o mesmo momento mas diferentes massas, suas velocidades são diferentes e, em consequência, o ângulo de emissão Čerenkov para cada uma dessas partículas é diferente. Este fato é usado pelo DISC para a identificação das partículas incidentes.

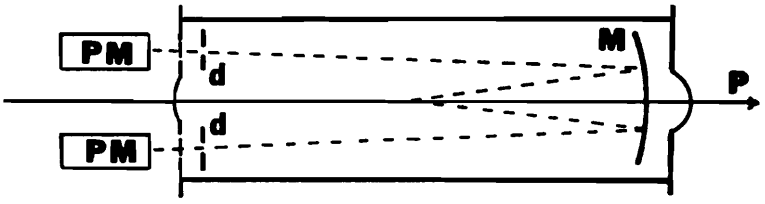


Fig. 3.4: Representação esquemática do DISC mostrando o feixe de partículas P atravessando seu centro, o espelho M, o diafragma d e as fotomultiplicadoras PM

O DISC (Fig. 3.4 e ref. [56]) é um detetor de radiação Čerenkov do tipo diferencial, isto é, a identificação das partícula incidentes se dá pela diferença de suas velocidades (ou ângulos de emissão Čerenkov)*. Essa diferença é muito pequena ($\approx 10^{-6}c$), sendo necessário o uso de

---

*Outros detetores Čerenkov, chamados de detetores de limiar, identificam as partículas através do seu limiar de emissão Čerenkov, como veremos mais tarde.

lentes especiais para a correção das aberrações comáticas (devido a imperfeições na esfericidade do espelho) e cromáticas (diferentes λ), daí o termo Auto-Colimado (*Self-Collimating*).

O termo Isócrono vem do fato dos fótons da radiação emitida atingirem as fotomultiplicadoras ao mesmo tempo.

O DISC operava com He ($n-1 = 35 \times 10^{-6}$ nas CNTP) a uma pressão de $\approx$ 8.5 atm. Nos pontos de entrada e saída do feixe existem duas finas janelas de *Mylar* para evitar o espalhamento múltiplo das partículas do feixe. Pelo mesmo motivo, todos os componentes internos do DISC (lentes, espelho, etc.) tem uma abertura central.

A maneira como se utiliza o DISC para a identificação da partícula incidente é muito simples.

Cada partícula que atravessa o DISC emite radiação Čerenkov em um certo ângulo. Esta luz é refletida pelo espelho esférico, formando anéis de luz que se deslocam no sentido oposto ao do feixe. Após passarem pelas lentes de correção esses anéis incidem sobre o diafragma, que é ajustado de modo que somente a luz com um determinado ângulo ($\approx$ 23.5 mrad) passa por ele, atingindo as oito fotomultiplicadoras simetricamente dispostas em torno do eixo do detetor. O sinal das fotomultiplicadoras é posteriormente amplificado e enviado para um módulo discriminador†.

Para uma identificação positiva da partícula incidente, é exigida a presença de sinal em pelo menos uma fotomultiplicadora de cada quadrante (um quadrante é definido por um par de fotomultiplicadoras adjacentes).

---

†Discriminador é um dispositivo eletrônico que fornece uma saída lógica positiva (em um determinado padrão) se o sinal de entrada ultrapassar um certo patamar. Isto é usado para separar o sinal desejado do ruído eletrônico sempre presente.

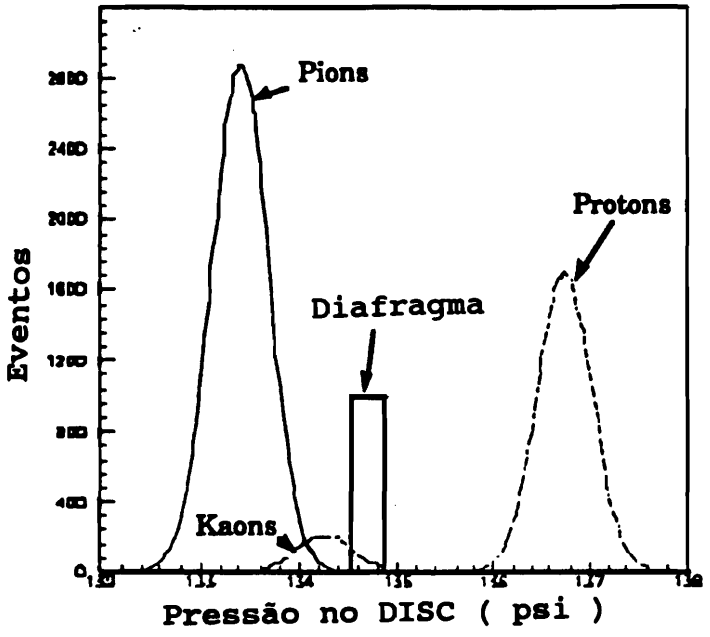
Isto é feito utilizando-se módulos eletrônicos de coincidência (Lecroy 4508). O resultado dessa coincidência é enviado ao sistema de *trigger* do experimento, que decide a aquisição ou não de um determinado evento.

Alterando-se a pressão do gás temos uma consequente alteração no indice de refração pela relação:

$$(n - 1) = (n_0 - 1)P(\alpha T) / P_0 \qquad (3.2)$$

Com isto, para um determinado intervalo de pressão, é possível observar o sinal de cada uma das partículas do feixe, como mostra a Fig. 3.5. Este procedimento, que gera as chamadas "Curvas de Pressão", foi utilizado frequentemente durante o *run* para a calibração do DISC. Na maioria dos casos a pressão era ajustada de modo que somente os kaons eram detetados, embora em alguns casos especiais prótons ou pions fossem escolhidos.

Fig. 3.5: Curva de pressão do DISC mostrando a nossa capacidade de separação das partículas do feixe incidente. Também está indicado o intervalo de pressão aceito pelo diafragma quando o detetor é utilizado na identificação de kaons.



As curvas de pressão forneciam também um dos poucos métodos independentes para se confirmar a energia do feixe incidente. Isto porque, para pequenos ângulos, a pressão P_π necessária à observação de pions esta relacionada com γ_π ($\gamma = (1 - \beta^2)^{-1}$) por:

$$(n_0 - 1)P_\pi/P_0 \approx \frac{\theta^2}{2} + \frac{1}{2\gamma_\pi^2} \qquad (3.3)$$

Assim a diferença de pressão entre pions e prótons nos fornece uma medida da diferença de γ (ou p)

$$2\,(n_0 - 1)(P_p - P_\pi)/P_0 = \frac{m_p^2}{p^2 + m_p^2} - \frac{m_\pi^2}{p^2 + m_\pi^2} \qquad (3.4)$$

Com os valores observados obtemos p = 250 ± 2 GeV compatível com o valor esperado.

3.1.2 - O Detetor de Radiação de Transição (Transition Radiation Detector - TRD)

A composição do feixe negativo (Tabela 3.1) tornava simples a tarefa de separar as partículas do feixe, pois com menos de 3% de $\bar{p}$, o mais importante era a separação entre pions e kaons. No entanto, no feixe positivo havia uma considerável quantidade de prótons e com isso fez-se necessária a presença de outro dispositivo capaz de separar pions e prótons. Optou-se pelo uso de um Detetor de Radiação de Transição, cuja faixa de operação (≈ de 100 a 400 GeV) coincidia com a do nosso experimento.

-Conceitos Básicos:

Uma partícula carregada emite Radiação de Transição quando atravessa uma interface entre dois meios com diferentes propriedades dielétricas ou magnéticas. Isto se dá devido à redistribuição das cargas em um meio, associada a uma mudança no campo eletromagnético criado pela carga, quando esta passa de um meio para o outro.

A altas energias a maior parte da radiação é emitida na faixa dos raios-X. A energia emitida por uma única interface é dada por:

$$E_{TR} = 2/3\ \alpha\ \omega_p\ \gamma \qquad (3.5)$$

onde α é a constante de estrutura fina, ω_p é a frequência de plasma do meio,

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

N_A é o número de Avogadro, ρ a densidade do meio e m_e a massa do elétron.

O número médio de fótons emitidos em uma interface $< N_{TR} > \approx 1/2\ \alpha$, sendo que estes são, em sua maioria, emitidos em um cone de ângulo $\theta \approx 1/\gamma$.

O baixo número de fótons emitidos por interface torna necessária a presença de várias delas para se obter um detetor operacional. No entanto, a presença de uma grande quantidade de material pode causar efeitos indesejáveis, como o espalhamento múltiplo. Além disso cada interface deve ter uma espessura mínima ($\approx \gamma / \omega_p$) de forma a se evitar a interferência destrutiva da radiação produzida em cada interface[57].

O fato da energia dos fótons emitidos ser proporcional à γ pode ser utilizado como uma forma de identificação de partículas. O TRD de nosso experimento[58] fez uso dessa propriedade, utilizando câmaras proporcionais de fios para detetar os fótons provenientes de várias interfaces dispostas ao longo do feixe.

Na Fig. 3.6 temos uma visão esquemática de um módulo desse detetor. No total havia 24 desses módulos. As interfaces onde se dá a emissão da radiação são aquelas entre as 200 folhas de polipropileno e o gás He que preenchia o volume entre estas. Os fótons produzidos eram então detetados em um dos dois planos de câmaras proporcionais de fios. O gás utilizado nessas câmaras era uma mistura de 90% Xe com 10% de aldeído metílico por causa da grande seção de choque de absorção do Xe para fótons. A maioria dos parâmetros do detetor (nº de folhas de polipropileno, espessura das folhas, etc.) foi obtida com base em uma detalhada simulação Monte Carlo[58].

Os sinais provenientes de cada fio de uma câmara proporcional eram somados e enviados a um módulo amplificador/discriminador cujo patamar era ajustado através de uma fonte de ^{55}Fe inserida em cada um dos módulos. O sinal resultante de cada uma das 48 câmaras, após o discriminador, era

enviado para um módulo registrador (*latch*) com 48 bits (0 ou 1 para cada câmara), que era lido pelo sistema de aquisição de dados (DA).

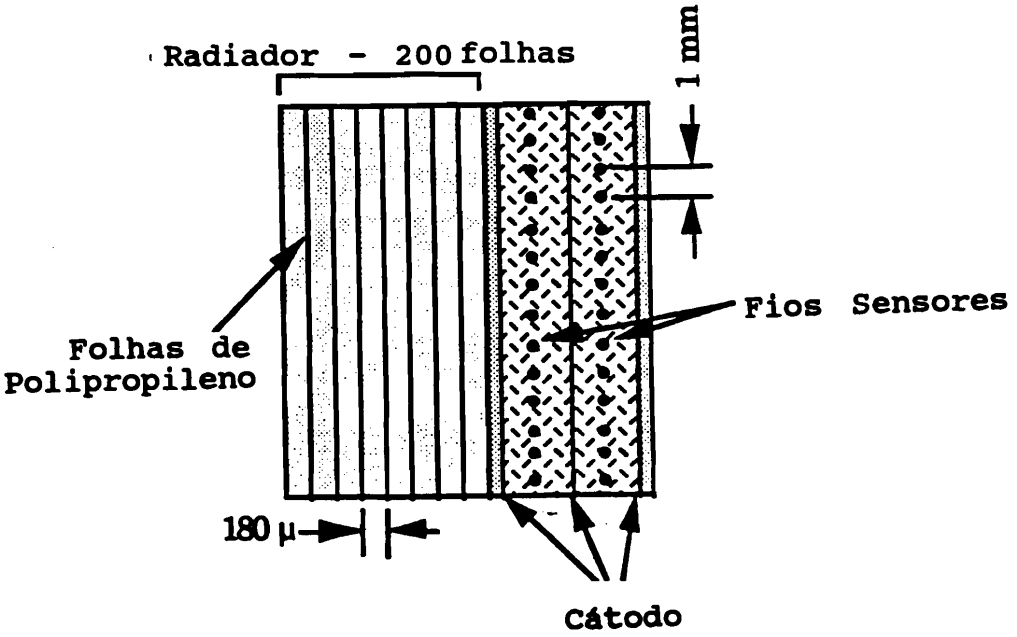


Fig. 3.6: Representação esquemática do detetor de radiação de transição.

Para se evitar a dupla contagem, no caso de duas partículas do feixe atravessarem o detetor, durante o intervalo de deriva dos elétrons nas câmaras proporcionais (≈ 120 ns), foram instalados dois contadores de cintilação em cada extremidade do detetor para acusar a passagem de uma partícula do feixe. Se uma segunda partícula do feixe atravessa os cintiladores durante o intervalo de 120 ns, um bit (*Killer* Bit) é registrado em uma *latch* de modo que esses eventos possam ser excluídos numa posterior análise. Na verdade esse bit foi posteriormente adotado como requerimento para o *trigger* do experimento a partir do *run* 1772 do feixe positivo, pois devido a maior intensidade desse feixe, um grande número de eventos continha duas partículas nesse intervalo, que coincidia com o intervalo de integração do sinal dos Calorímetros (ver 3.2.6) para a obtenção da Energia Transversa (E_T) do evento. Assim esse requerimento impedia também a dupla contagem em E_T, o que é sem dúvida desejado.

Este último procedimento não impedia, no entanto, a presença de duas

partículas que atravessem simultaneamente o detetor. Este tipo de veto foi obtido posteriormente com a exigência de uma única partícula detetada pelas Câmaras Proporcionais de Fios da Linha de feixe (ver 3.1.4).

A performance desse detetor pode ser vista na Fig. 3.7a onde podemos ver claramente a separação de prótons e pion e na Fig. 3.7b onde o número de planos de câmaras proporcionais é apresentado em contraste com o número de fotomultiplicadoras com sinal no DISC. Esta última figura confirma a nossa capacidade de distinção de cada partícula do feixe incidente. A contaminação de prótons ou kaons na amostra de pions foi calculada como sendo da ordem de 2%, com base nestas distribuições.

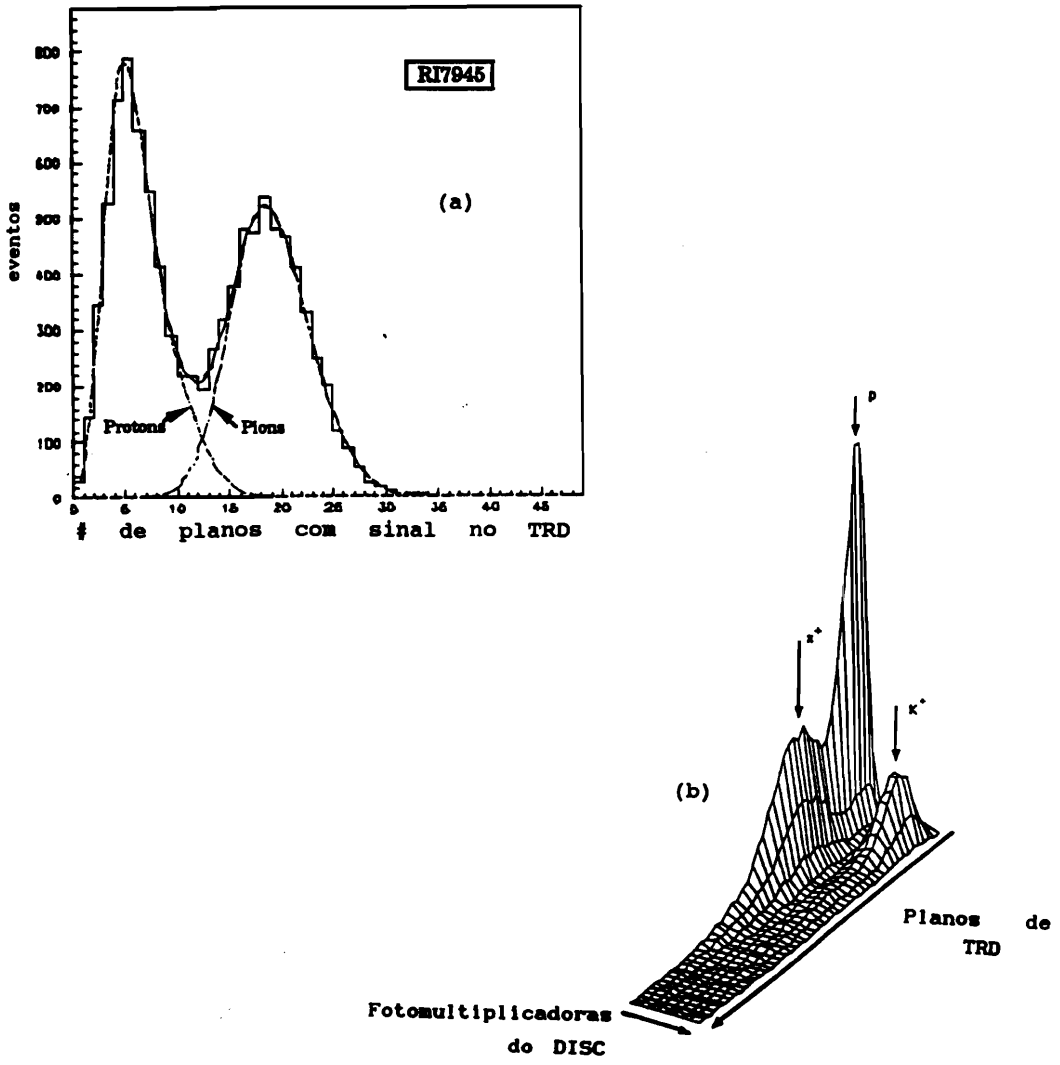


Fig. 3.7: (a) Separação de prótons e pions pelo TRD. (b) Separação de prótons, pions e kaons usando o TRD em combinação com o DISC.

3.1.3 As Câmaras Proporcionais de Fios da Linha de Feixe (Beam Proportional Wire Chambers - PWC)

-Conceitos Básicos:

Câmaras Proporcionais são detetores de partículas que consistem essencialmente de uma câmara preenchida com um certo gás onde se aplica um campo elétrico. Uma partícula carregada passando nesta câmara deixa uma trilha de elétrons e íons no gás, que são coletados nos eletrodos da câmara. Em geral gases nobres são utilizados para evitar-se que outros átomos do gás capturem os elétrons liberados. Diz-se que o detetor opera no regime proporcional quando o campo elétrico aplicado é suficientemente alto de modo que os elétrons acelerados produzam novas ionizações, mas não tão alto de modo que o sinal observado ainda seja proporcional ao número original de íons.

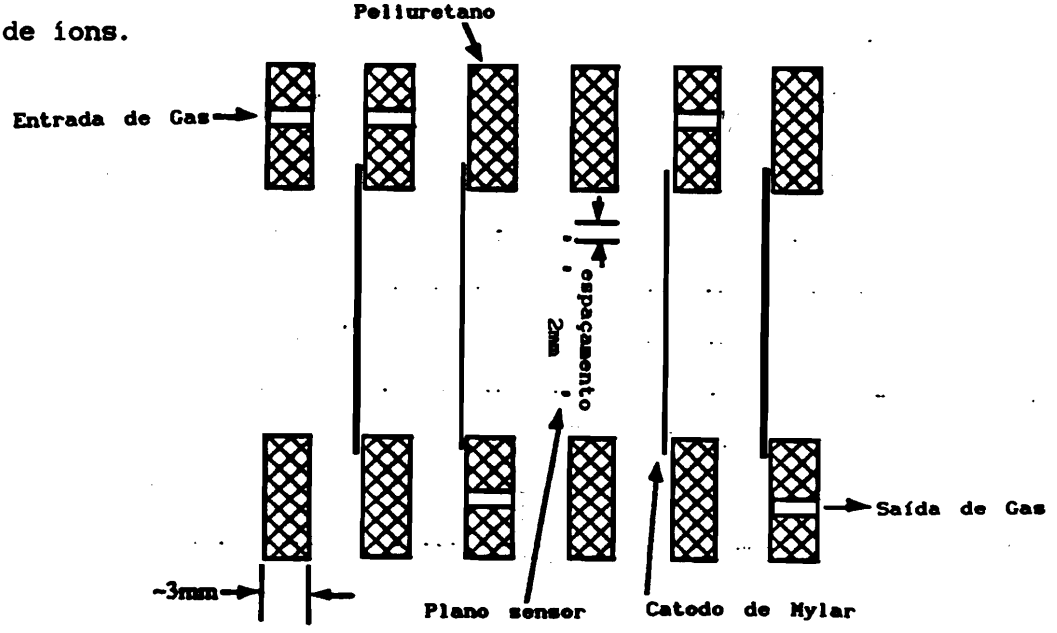


Fig. 3.8: Visão expandida de uma câmara proporcional mostrando a disposição dos planos sensores

Na Fig. 3.8 apresentamos um esquema de uma das duas estações de PWC usadas pelo nosso experimento[59]. Cada câmara possue 4 planos de fios orientados de maneiras diversas: 2 planos denominados X e X' têm seus fios dispostos verticalmente de modo a medir a posição X de uma partícula (o plano X' é deslocado de 0.5 mm em relação ao plano X para melhorar a

resolução nesta coordenada). Um plano Y tem seus fios dispostos horizontalmente para medir a coordenada Y e finalmente um plano W tem seus fios dispostos a um ângulo de 30° em relação à coordenada X. Este último plano tinha como função aumentar a redundância na determinação da passagem de uma partícula, ou seja, evitar que um falso sinal vindo de um plano (devido a ruído eletrônico por ex.) provocasse uma combinação que pudesse gerar uma falsa trajetória de partícula.

O gás utilizado em cada uma dessas câmaras era uma mistura de 80% de Argônio, 17% de CO_2 e um 3% de Freon. O motivo dessa mistura, ao invés do Argônio puro, é que a adição desses outros elementos previne a dispersão da avalanche de cargas (melhorando a resolução) e evita a formação de centelhas a altas tensões, melhorando a performance e retardando o envelhecimento da câmara.

Os sinais provenientes de cada fio, em cada plano, eram amplificados e discriminados por cartões Nanomaker N-227C, montados diretamente na placa de circuito impresso, onde ficam soldados os fios do plano, para evitar a perda do sinal por atenuação. Os sinais discriminados eram enviados para módulos registradores (LeCroy 2731), que podiam ser lidos pelo sistema de aquisição de dados via uma interface de memória (LeCroy 4299).

3.1.4 - Os Detetores de Micro-trilhas de Silício da Linha de Feixe (Beam Silicon Microstrip Detectors - SMD)

-Conceitos Básicos:

Uma propriedade característica dos semicondutores é a pequena separação entre a banda de valência e a de condução. Por isso uma pequena quantidade de energia (ex. 1.1 eV para o Silício e 0.7 eV para o Germânio) é suficiente para excitar um elétron à banda de condução. O buraco deixado por esse elétron na banda de valência se comporta como um

verdadeiro portador de carga positiva e tem uma mobilidade comparável com a do elétron (600 cm^2 $V^{-1}s^{-1}$ comparado com 1500 cm^2 $V^{-1}s^{-1}$ para o elétron). A uma dada temperatura existe um equilíbrio entre a geração e a recombinação de elétrons e buracos. No entanto uma quantidade controlada de impurezas pode ser adicionada ao cristal puro gerando um excesso ou falta de elétrons. As chamadas impurezas do tipo p são átomos com três elétrons na banda de valência, que adicionados à rede cristalina de silício ou germânio (4 elétron na banda de valência) facilitam a migração de um elétron do átomo vizinho para a sua banda de valência, formando um cristal com excesso de buracos. No outro caso, da impureza tipo n, os átomos adicionados à rede têm cinco elétrons na banda de valência havendo portanto um excesso desses portadores[‡] de carga. Típicas impurezas do tipo p são bóro, gálio e índio enquanto do tipo n podemos citar fósforo, arsênio e antimônio.

Uma partícula carregada deposita da ordem de 28 keV por cada 100 μm de silício que atravessa, liberando da ordem de 24000 pares elétron-buraco em uma camada de 300 μm, ou seja, da ordem de 3.5 eV por cada par gerado. A diferença entre esta energia e os 1.1 eV necessários para a passagem de um elétron para a banda de condução são gastos com excitações da rede cristalina.

Para se coletar essa carga liberada na passagem da partícula carregada, é necessária a aplicação de um campo elétrico sobre o cristal. Isso no entanto produziria uma enorme corrente parasita impedindo a deteção do sinal. Para se evitar esse problema utiliza-se uma junção de dois materiais, um do tipo n e outro do tipo p (diodo). Essa junção é

[‡]Esse são chamados portadores majoritários. Para as impurezas do tipo p os portadores majoritários são os buracos.

usualmente feita implantando-se uma fina camada de átomos do tipo p (através de um acelerador por exemplo) na superfície de um cristal dopado com impurezas do tipo n.

Para exemplificar melhor as propriedades dessa junção, vamos considerar uma situação imaginária onde as camadas do tipo p e do tipo n, originalmente separadas, estão sendo postas em contato. Quando isto acontece, os buracos na banda de valência da camada p atraem elétrons da banda de condução da camada n, criando uma região carregada (região de depleção) na junção das duas camadas. Essa região de depleção cria um campo elétrico inverso que previne o adicional fluxo de cargas (Fig. 3.9). Aplicando-se uma tensão apropriada sobre a junção, a região de depleção pode ser extendida até quase à espessura total do cristal. Nessa situação a única corrente existente é devida aos portadores minoritários de cada camada, sendo conhecida como corrente de saturação.

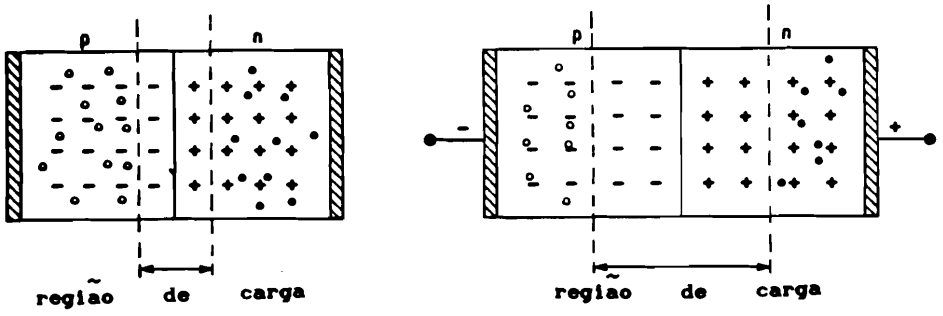


Fig. 3.9: Distribuição de cargas numa junção pn, antes e após a aplicação de uma tensão reversa.

Quando uma partícula ionizante libera cargas nessa situação, estas migram para os eletrodos, devido a presença do campo elétrico, produzindo uma corrente que pode ser detetada. Para isso essa corrente deve ser maior do que a corrente de saturação mencionada. Esse ponto é onde o uso do silício apresenta a maior vantagem sobre o germânio, pois sua alta resistividade ($2x10^5$ Ωcm comparada com 65 Ωcm para o germânio) torna desprezível a corrente de saturação, tornado-o ideal para a utilização em

detetores.

Um típico Detetor de Micro-trilhas de Silício (SMD) consiste em um conjunto de trilhas de um material do tipo p, implantados em uma face de um monocristal de silício de alta resistividade com uma pequena concentração de dopantes do tipo n. Na Fig. 3.10 vemos os vários passos necessários para a fabricação de um detetor[60]. O grau de complexidade para a obtenção de um detetor desse tipo dificultou durante muito tempo a sua utilização em experimentos de Altas Energias. Hoje, no entanto, uma grande variedade desses detetores encontra-se disponível comercialmente.

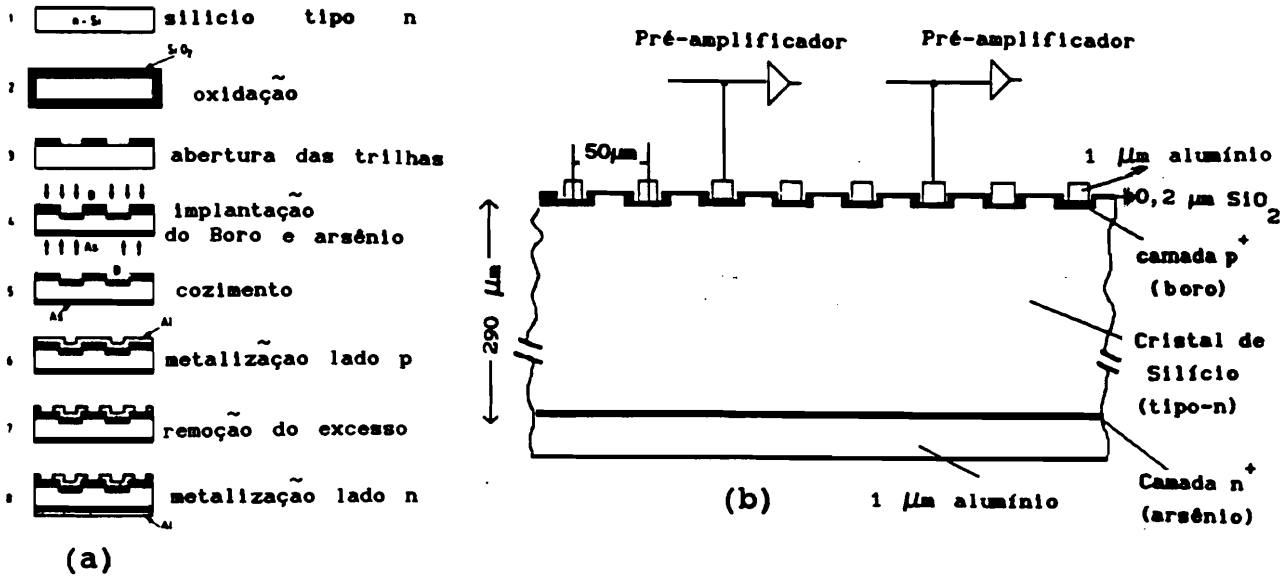


Fig. 3.10: (a) Etapas de fabricação de um detetor de microtrilhas. (b) seção transversa de um detetor mostrando suas características principais.

O nosso experimento fez uso de três tipos diferentes desse detetor. Os dois planos da linha de feixe (AX, AY) e outros dois logo após o alvo foram manufaturados pela firma Micron Semiconductor. Esses planos tem uma dimensão ativa de 2.5cm x 2.5cm e um total de 688 trilhas, sendo que a região central de 1 cm contem 384 trilhas com 10 μm de largura, com 25 μm de separação entre centros. As restantes 304 trilhas tem 25 μm de largura, com 50 μm de separação (Fig 3.11). A espessura total de cada plano varia em torno de 300 μm, e é determinada por um compromisso entre um número adequado de cargas geradas (~ d) e o espalhamento múltiplo gerado ($\sim\sqrt{d}$).

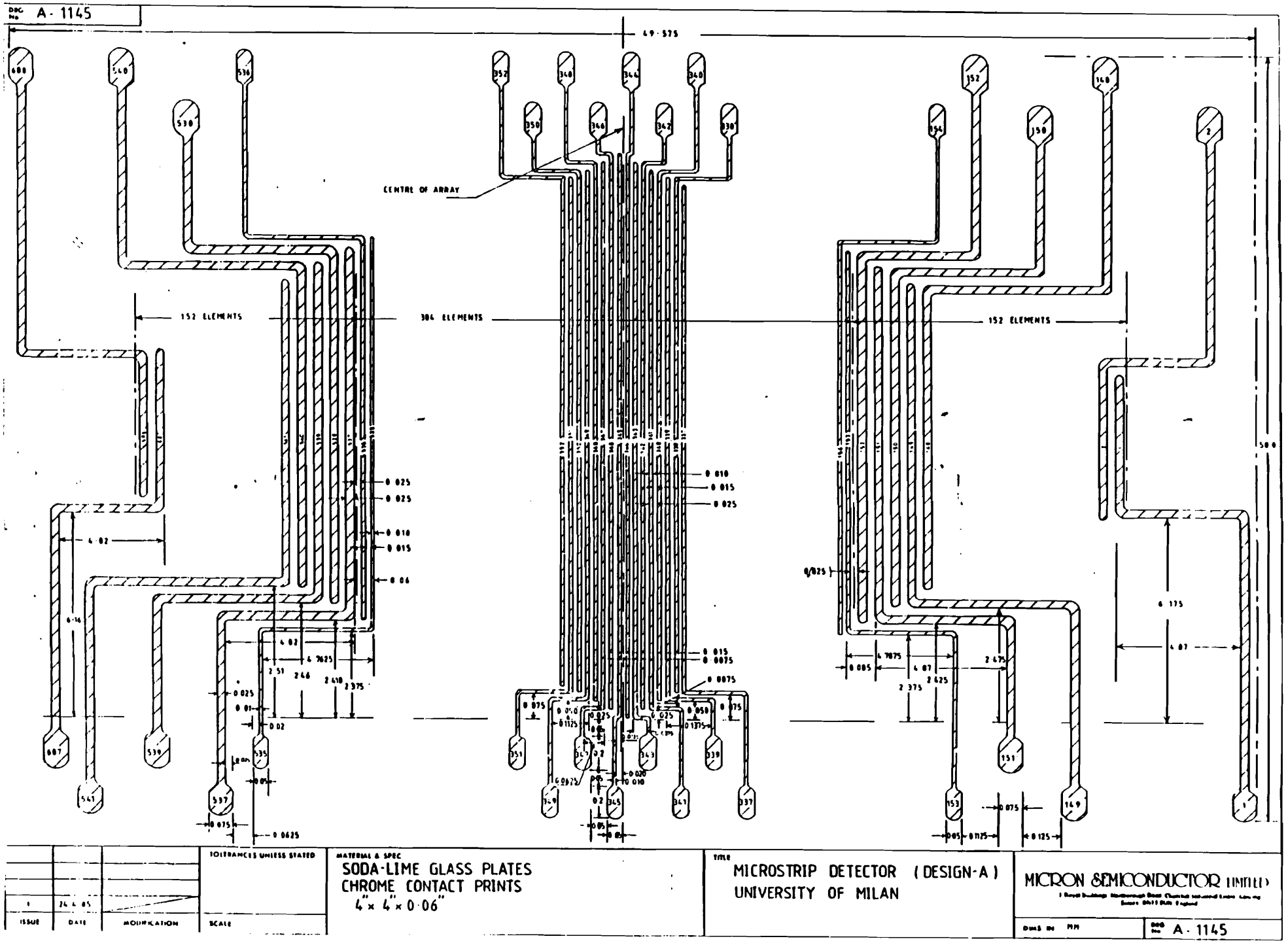


Fig. 3.11: Disposição das microtrilhas no detetor SMD da linha de feixe.

Os dois planos de SMD da linha de feixe estavam posicionados cerca de 13.5 cm e 13.0 cm antes do alvo. O primeiro plano (AY) media a posição em Y do feixe enquanto o segundo (AX) a coordenada X.

Devido a pequena quantidade de carga liberada pela passagem de uma partícula nesse detetor (24000 pares ~ 5 fC), o sinal coletado em cada trilha necessitava uma amplificação logo na saída do detetor. Pequenos pré-amplificadores híbridos desenhados especificamente para o uso nesses detetores[61] (MSP1 fabricados pela firma LABEN) foram usados neste sentido. Esses pré-amplificadores possuem 4 canais por híbrido, com saída bipolar (normal e invertida) e um ganho em corrente da ordem de 1000. Com isso o sinal de cada canal (da ordem de 5 mV) pode ser tranportado em cabos trançados por uma distância considerável (~ 30 m) sem a necessidade de uma extensa blindagem contra RF.

O segundo estágio de amplificação consistia em cartões amplificadores/discriminadores/registradores (Nanosystem S710) modificados para receberem a saída bipolar dos pré-amplificadores. O sinal proveniente dos pré-amplificadores sofre uma nova amplificação passando posteriormente por um discriminador, cujo patamar pode ser ajustado, e por um circuito de retardo, cuja função é manter o conjunto inoperante aguardando a decisão do *trigger*. Caso a decisão fosse positiva, um sinal era enviado pelo DA a todos os cartões de forma que a informação de todos os canais fosse registrada. Essa informação era posteriormente lida pelo DA via módulos Scanner (CAMAC WCS 300). No caso de uma decisão negativa pelo *trigger*, um outro sinal de *clear* era enviado pelo DA de modo que o sistema retornasse a operação normal.

O alto custo por canal da eletrônica associada a esse detetor (~ 50 dólares), e as dimensões reduzidas do feixe (~0.8 cm em x e

~1.0 cm em y), nos levaram a instrumentar somente a região central de 25 μm no caso dos SMDs da linha de feixe. Os demais planos após o alvo tinham todos os seus canais instrumentados, de forma a aumentar a "aceptância" geométrica para os produtos do decaimento das partículas charmosas.

Outros detalhes, incluindo a performance desse sistema, serão descritos nas seções seguintes.

3.1.5 - O Alvo Segmentado

O alvo de nosso experimento foi desenhado especificamente para o estudo da dependência em A das seções de choque para a produção de charme. Além disso sua configuração foi otimizada no sentido de simplificar a análise posterior dos eventos. Para isso, os quatro materiais de que era composto (Be, Al, Cu, W) foram divididos em 26 lâminas finas, distribuídas de acordo com a Tabela 3.2.

O material de cada lâmina foi rigorosamente analisado (pela KLM Metals) e garantido ter um mínimo de 99.5% de pureza. Isto praticamente assegura a ausência de qualquer tipo de contaminação em uma dada amostra de eventos.

A distribuição de elementos no alvo foi escolhida de modo a minimizar o espalhamento múltiplo nas lâminas seguintes à da interação geradora do charme. Já a quantidade total de material presente foi escolhida de modo a somar 2% de um comprimento de interação*. Isto resulta em uma média de 20000 interações por segundo e, levando em conta um fator de redução de 1/3 devido ao *trigger* de E_t, totaliza 6600 interações por segundo, muito mais do que o limite de 400 eventos/segundo do nosso DA (seção 3.4).

---

*Isto é, em média 2% das partículas do feixe interagiam em nosso alvo

Lâmina	Material (A)	Espessura (±0.006mm)	Posição* (±0.03cm)
1	Be(9.01)	0.250	-5.04
2	W(183.85)	0.097	-4.88
3	W(183.85)	0.095	-4.74
4	W(183.85)	0.094	-4.59
5	W(183.85)	0.097	-4.44
6	Be(9.01)	0.255	-4.29
7	Cu(63.54)	0.250	-4.13
8	Cu(63.54)	0.258	-3.97
9	Cu(63.54)	0.253	-3.81
10	Be(9.01)	0.276	-3.65
11	Be(9.01)	0.244	-3.48
12	Al(26.98)	0.249	-3.32
13	Al(26.98)	0.257	-3.16
14	Al(26.98)	0.251	-2.99
15	Al(26.98)	0.251	-2.83
16	Al(26.98)	0.253	-2.67
17	Be(9.01)	0.266	-2.51
18	Be(9.01)	0.256	-2.35
19	Be(9.01)	0.267	-2.18
20	Be(9.01)	0.266	-2.02
21	Be(9.01)	0.263	-1.86
22	Be(9.01)	0.261	-1.69
23	Be(9.01)	0.262	-1.53
24	Be(9.01)	0.245	-1.36
25	Be(9.01)	0.263	-1.20
26	Be(9.01)	0.255	-1.04

* Posição em Z no sistema de coordenadas do laboratório

Tabela 3.2: Composição do Alvo Segmentado do experimento E769

O motivo para o uso de um alvo composto de vários elementos, expostos ao mesmo feixe, foi o de minimizar as fontes de erro sistemático†

---

†Erros sistemáticos são erros não estatísticos, isto é, independentes do tamanho da amostra de eventos, induzidos principalmente por falhas na

associadas a alterações na "aceptância", quer por variações nas propriedades do próprio feixe (intensidade, ângulo de incidência, etc.), quer por variações na eficiência dos detetores, durante o período de aquisição de dados (*run*).

A utilização de vários alvos é necessária também para a obtenção de um número de pontos suficientes que permita a determinação mais precisa da forma funcional da dependência da seção de choque com a massa atômica (A) do alvo.

Para garantir a incidência de um feixe "limpo" sobre o alvo, dois contadores de cintilação em coincidência foram colocados à frente do alvo. O primeiro (BEAM SPOT) era um pequeno cintilador (2x2cm com 1/8'' de espessura) centrado na direção do feixe, enquanto o segundo (HALO) tinha uma abertura de ~ 9 mm de raio alinhada com a posição de incidência do feixe. Um sinal do BS e ausência de sinal no HALO definiam o feixe limpo (GOOD BEAM). Além desses, um outro contador de cintilação (INTERACTION) com uma área de 11.4 cm^2 foi colocado após o alvo para detetar a ocorrência de uma interação hadrônica. Para tal, o sinal proveniente desse contador era enviado para um discriminador com o patamar ajustado para 4 vezes o sinal de uma única partícula. Na Fig. 3.12a temos a localização esquemática de todos os elementos que compõem o alvo, e na Fig. 3.12b vemos a posição de cada uma das lâminas do alvo, através da reconstrução, via detetor de vértice, do ponto de interação do feixe incidente (ver seção 4.3).

---

†calibração de equipamentos e pelo uso de técnicas inadequadas.

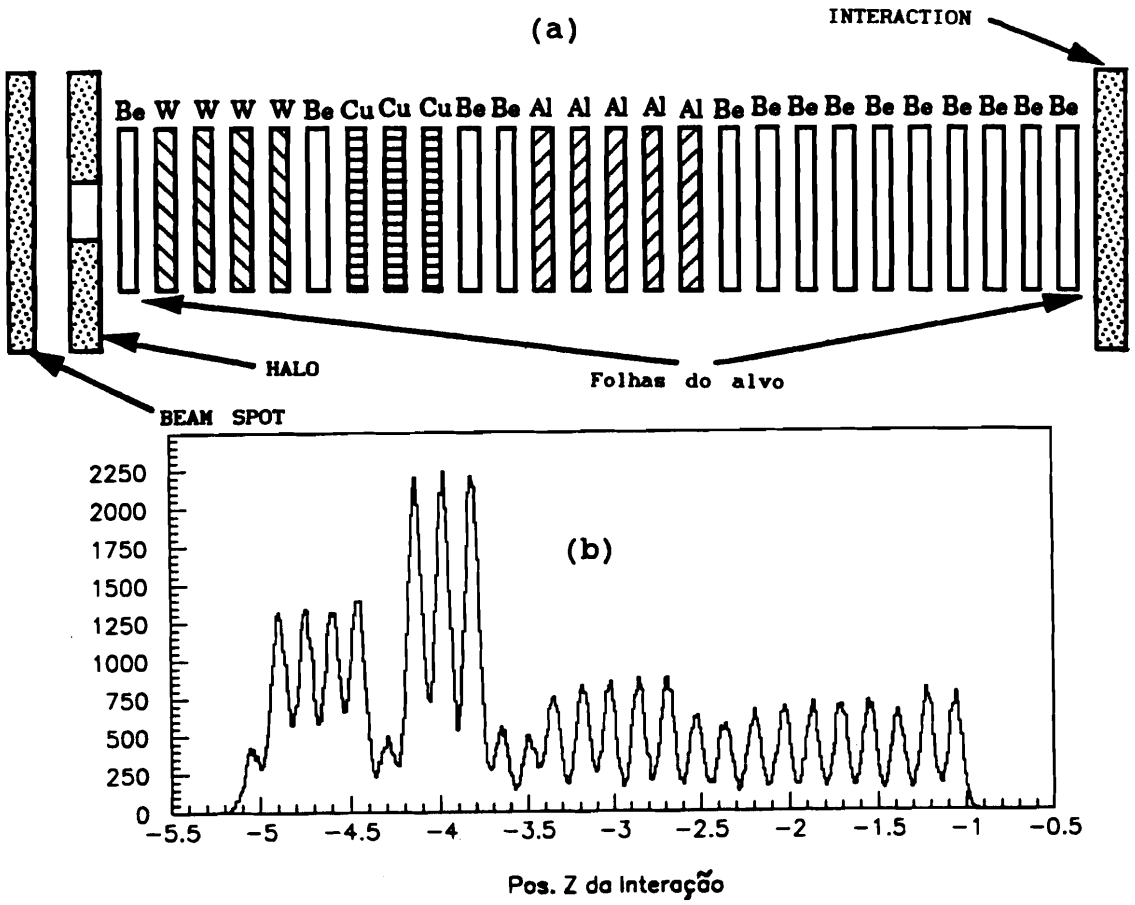


Fig. 3.12: (a) Componentes do alvo (b) Reconstrução da interação primária

3.2 - O ESPECTRÔMETRO

O Espectrômetro do experimento E769 é composto por um conjunto de detetores dos mais váriados tipos, além de contar com dois magnetos de grande abertura angular para a determinação do momento das partículas carregadas (Fig. 3.13). Todos esses elementos, suas dimensões, a magnitude do campo magnético, etc., foram escolhidos de forma a se obter uma grande "aceptância" geométrica para os eventos charmosos de nosso interesse.

Entre os detetores que compõem o espectrômetro podemos citar um detetor de vértice composto por vários planos de SMD, quatro conjuntos de Câmaras de Deriva, dois detetores Čerenkov de limiar e dois Calorímetros. A descrição de alguns componentes do espectrômetro (ex. detetor de vértice) receberá maior ênfase de acordo com nossa participação em sua

operação. Maiores detalhes sobre o restante do espectrômetro podem ser encontrados na Ref.[54].

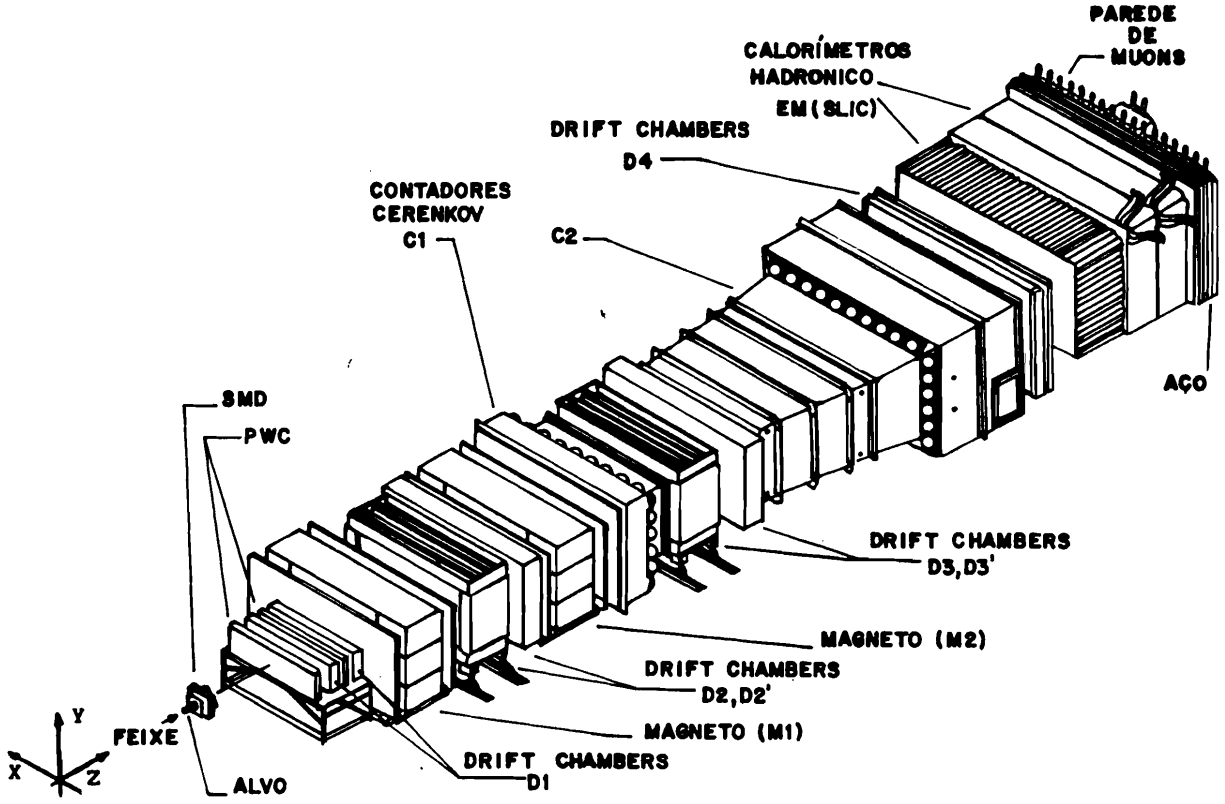


Fig. 3.13: Detetores que compõem o espectrômetro do experimento E769

3.2.1 - O Detetor de Vértice

O detetor de vértice de nosso experimento consiste de 11 planos de SMD após o alvo, totalizando mais de 6000 elementos ativos. A Tabela 3.3 mostra algumas características dos planos que compõem esse sistema. Os dois primeiros planos (BX, BY) são idênticos aos planos colocados na linha de feixe, com a excessão de que aqui todos os canais são instrumentados. Os outros planos eram montados na forma de tripletes X, Y, V, onde o plano V tinha suas trilhas dispostas em um ângulo de 20.5° em relação à vertical. O primeiro triplete (X1, Y1, V1) foi fabricado por Enertec (modelo IPS 26x26mm^2) enquanto os outros dois restantes foram

fabricados por Micron Semicondutor (modelo MSL *design* B). Na Figura 3.14 vemos a fotografia de um desses planos e a do detetor de vértice, onde é evidente a dificuldade na montagem deste detetor devido às reduzidas dimensões dos planos e na Figura 3.15 vemos a disposição desse detetor em relação ao alvo.

Plano	N° de trilhas	Área ativa (mm^2)	Posição† (±0.005cm)
BY	688	24.8x24.8	0.246
BX	688	24.8x24.8	0.503
X1	512	25.6x25.6	1.931
Y1	512	25.6x25.6	2.934
V1	512	25.6x25.6	6.655
Y2	767	38.4x38.4	10.979
X2	767	38.4x38.4	11.325
V2	767	38.4x38.4	14.932
X3	1000	50.0x50.0	19.853
Y3	1000	50.0x50.0	20.202
V3	1000	50.0x50.0	23.878

†Posição em Z no sistema de coordenadas do Laboratório, onde Z é a direção do feixe incidente.

Tabela 3.3: Características dos planos que compõem o detetor de Vértice.

A excelente resolução desses detetores exigiu um grande cuidado na montagem dos planos, pois é fundamental um perfeito alinhamento entre estes. Para isso uma máquina de corte, controlada por computador e com uma precisão de 12 μm, foi usada para manufaturar as montagens sobre as quais os planos seriam fixados. Além disso, para assegurar a estabilidade na posição relativa dos planos, todo o conjunto foi montado sobre duas barras de granito, perfeitamente planas, devido ao seu baixo coeficiente de expansão térmica (ver Fig. 3.14).

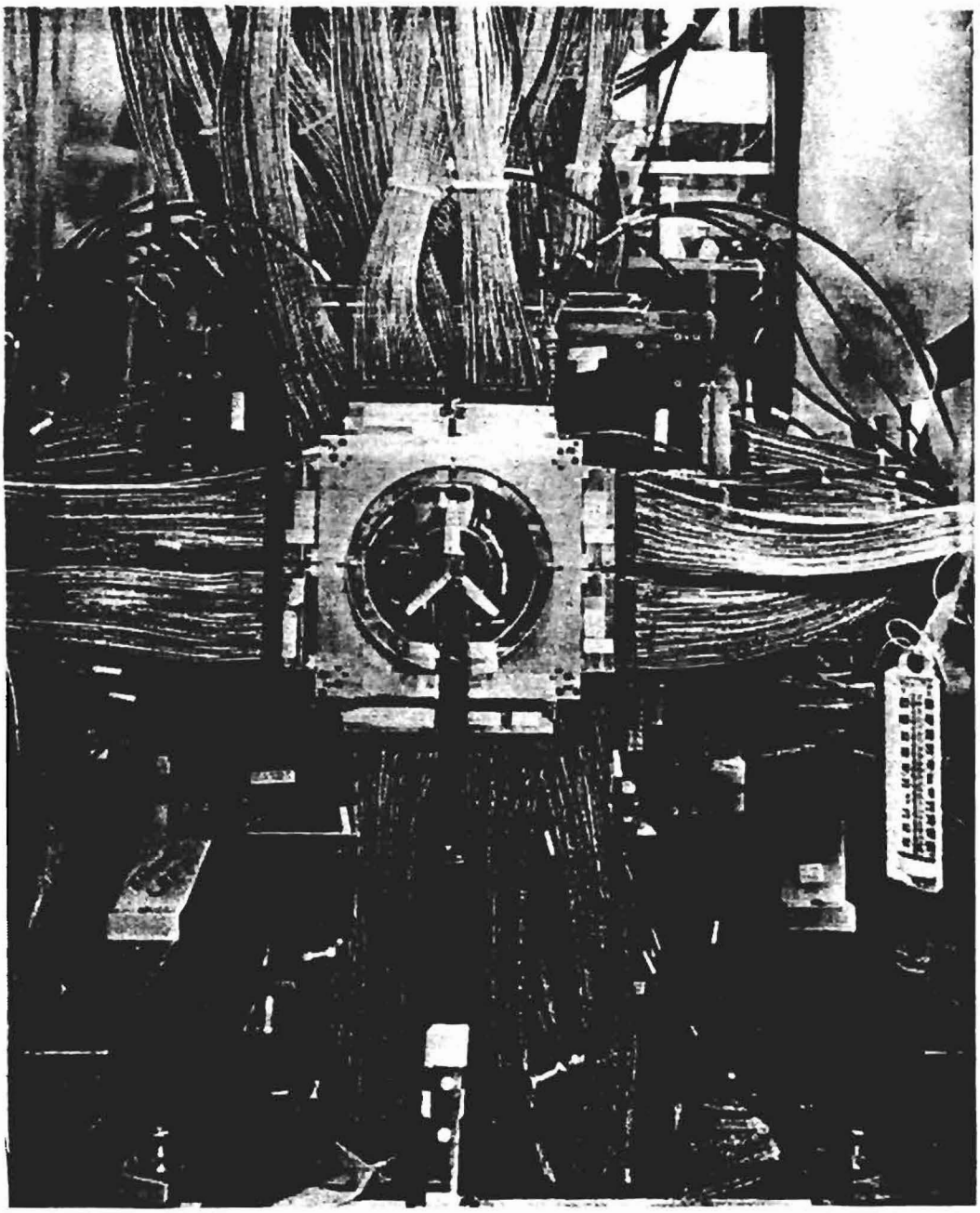


Fig. 3.14: Visão frontal do primeiro plano do detetor de vértice mostrando a grande densidade de componentes.

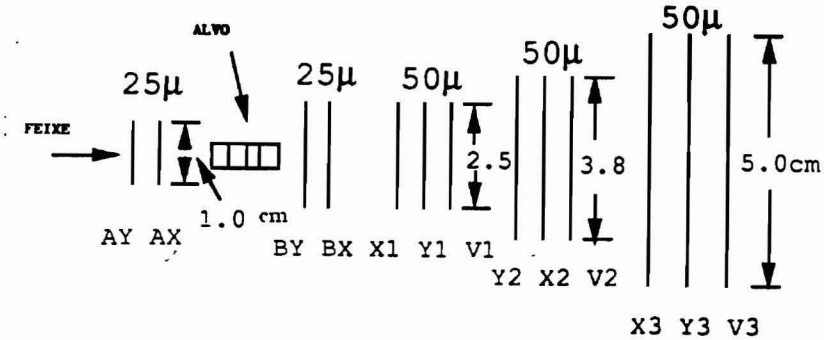


Fig. 3.15: Posição dos planos que compõem o detetor de vértice.

A eletrônica associada aos três tripletes XYV era basicamente a mesma dos dubletos A e B, sendo que para estes primeiros os pré-amplificadores usados (MSD2 fabricados por Laben) não possuiam a mesma saída bipolar dos MSP1 e assim um cuidado maior foi dado à blindagem dos cabos que levavam os sinais destes para o segundo estágio de amplificação. Além disso, neste segundo estágio, os cartões (Nanosystem S710) sofreram uma diferente modificação para receberem o sinal de menor amplitude (~ 1mV) desses pré-amplificadores.

Durante o decorrer do *run* várias fitas foram gravadas para se verificar o alinhamento relativo dos planos de SMD, incluindo os da linha de feixe. Para isto, em geral, eram selecionados eventos nos quais a partícula do feixe não interagia no alvo. Com isso podíamos determinar o deslocamento relativo dos planos em torno do eixo do feixe. A rotação relativa dos planos era por sua vez determinada utilizando eventos regulares e selecionando partículas com diversas inclinações. Os parâmetros de alinhamento eram fundamentais para a reconstrução posterior dos eventos, sendo assim periodicamente verificados e armazenados em arquivos no computador.

Um complexo sistema de monitoração *online* foi usado para controlar o funcionamento deste e de outros detetores durante o *run*. Aproximadamente 2% dos eventos considerados aceitáveis eram transferidos do DA para um Vax 11-780 dedicado exclusivamente aos programas de monitoração.

O *software* de monitoração dos SMDs por exemplo, controlava as tensões das fontes de alimentação da eletrônica associada ao detetor, bem como as tensões aplicadas aos próprios planos, e gerava alarmes caso verificasse uma anomalia.

Para se verificar o funcionamento perfeito dos planos, um outro programa gerava constantemente histogramas de quantidades importantes,

tais como número de canais com sinal por plano, perfil do feixe em cada plano (Fig. 3.16), etc., que eram analizados pelo pessoal de plantão.

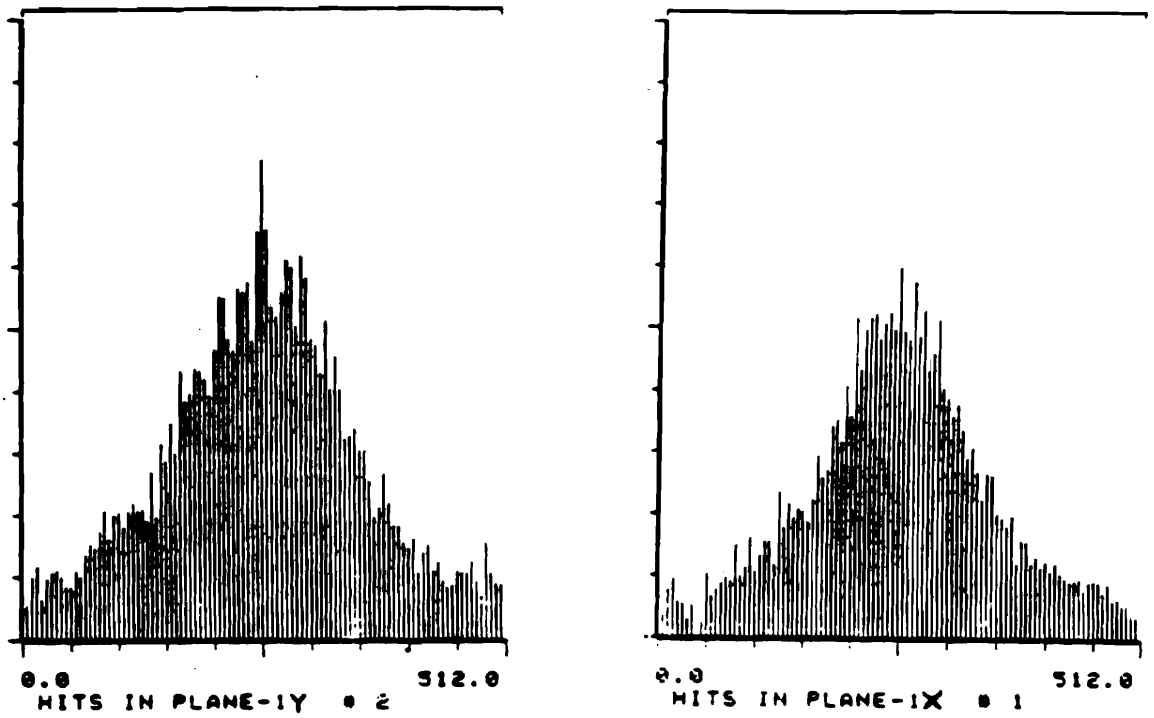


Fig. 3.16: Perfil do feixe em dois planos do detetor de vértice gerado pelo programa de monitoração *online*.

Um dos problemas encontrados durante o *run* foi o superaquecimento da eletrônica associada aos planos, principalmente durante o verão, quando a temperatura dos amplificadores atingia perto dos 40°C. Para se evitar esse problema, foi construído um *container* em volta de todo o sistema, que era mantido a uma temperatura estável. Outro problema foi provocado pela alta dose de radiação a que eram submetidos os planos desse detetor. A radiação pode criar defeitos nos cristais que tendem a aumentar a corrente de saturação e diminuir a quantidade de carga coletada. Os planos da Enertec se mostraram particularmente sensíveis a esse problema, de uma tal forma que sua corrente de saturação aumentou de uma ordem de magnitude. Foi necessário também aumentar a tensão nominal nesses planos de 70 V para 90 V, de forma a manter eficiente sua operação. Os demais planos da Micron não apresentaram mudanças apreciáveis em sua performance, atestando sua

melhor qualidade.

A resolução de um detetor desse tipo, na direção perpendicular ao feixe, depende de vários fatores como a difusão de cargas, a separação entre as trilhas, o ângulo de incidência da partícula, etc[‡]. De uma maneira bem simples, podemos estimar a resolução imaginando a situação onde uma trilha na origem estaria a uma meia distância d/2 da trilha mais próxima. Supondo uma distribuição uniforme na probabilidade da incidência de uma partícula no intervalo (-d/2, d/2), a resolução seria dada pela variância dessa distribuição, ou seja, $\sigma = \frac{d}{\sqrt{12}}$. Na prática, os fatores mencionados acima podem conspirar para piorar esse resultado, entretanto, existem casos em que melhores resoluções do que esta estimativa foram obtidas[62]. Os valores medidos para a resolução dos planos de SMDs estão, na verdade, bem próximos dos valores previstos, como pode ser visto da Tabela 3.4.

Uma outra característica importante desse detetor é a sua eficiência na deteção de partículas. Essa eficiência foi medida usando trajetórias de partículas de boa qualidade, ou seja, trajetórias confirmadas por pelo menos 8 dos planos de SMD (excluindo o plano que se deseja medir), e observando a existência ou não de um sinal na posição prevista em um dado plano. Esses valores se encontram na Tabela 3.4, onde se vê a boa eficiência média desses detetores.

[‡]Para um tratamento extensivo sobre a resolução desses detetores, ver ref.[62]

Plano	Eficiência	Resolução (μm)
BX	72.5%	7.51±0.43
BY	70.7%	7.51±0.43
X1	93.2%	15.66±0.71
Y1	93.9%	15.66±0.71
V1	93.7%	16.46±0.46
Y2	95.6%	16.66±0.40
X2	92.2%	16.66±0.40
V2	95.5%	18.21±0.40
X3	90.1%	18.41±0.53
Y3	85.4%	18.41±0.53
V3	93.8%	17.59±0.68

Tabela 3.4: Eficiência e Resolução dos planos que compõem o Detetor de Vértice

3.2.2 - As Câmaras Proporcionais de Fios (PWC)

Uma das modificações implementadas por nossa colaboração ao espectrômetro, foi a adição de duas PWCs após o detetor de vértice, para melhorar a determinação da coordenada Y, que não é medida diretamente pelas Câmaras de Deriva.

Cada câmara proporcional consiste de um plano com 288 fios separados por 2mm. Os fios estão dispostos horizontalmente em uma placa de circuito impresso, com dimensões de 0.576m x 0.576m, de forma a medir a coordenada Y. Estes eram mantidos aterrados, enquanto os catodos, que consistem de duas finas lâminas de *mylar* aluminizado, eram mantidos a -1800 V. Todo o volume da câmara era preenchido com uma mistura de Argônio/CO_2/Freon do mesmo tipo das PWCs da linha de feixe.

O tratamento do sinal proveniente dessas câmaras era o mesmo das PWCs da linha de feixe.

3.2.3 - As Câmaras de Deriva (Drift Chambers)

-Conceitos Básicos:

Câmaras de Deriva são detetores de partículas com uma estrutura similar à dos SMD, no sentido que a deteção se dá pela ionização do meio por onde passa a partícula. Ao contrário dos semicondutores, os elétrons liberados no gas produzem uma avalanche de novos elétrons a medida que derivam para os fios sensores, levados pelo campo elétrico presente.

Nesse aspecto esse detetor é muito semelhante as PWCs, sendo que a principal diferença é que nesse último a informação do tempo de deriva dos elétrons aos fios sensores não é utilizada.

A velocidade de deriva dos elétrons depende basicamente do gas escolhido e do campo elétrico presente[63]. A aplicação de tensões apropriadas em um conjunto de fios localizados estratégicamente (fios modeladores do campo, Fig 3.17), garante uma velocidade de deriva v_d aproximadamente constante até o fio sensor. Além disso, independentemente do gas, é fundamental que a câmara de deriva seja operada no chamado "plateau de tensão", onde pequenas variações no campo aplicado não produzam mudanças significativas na velocidade de deriva.

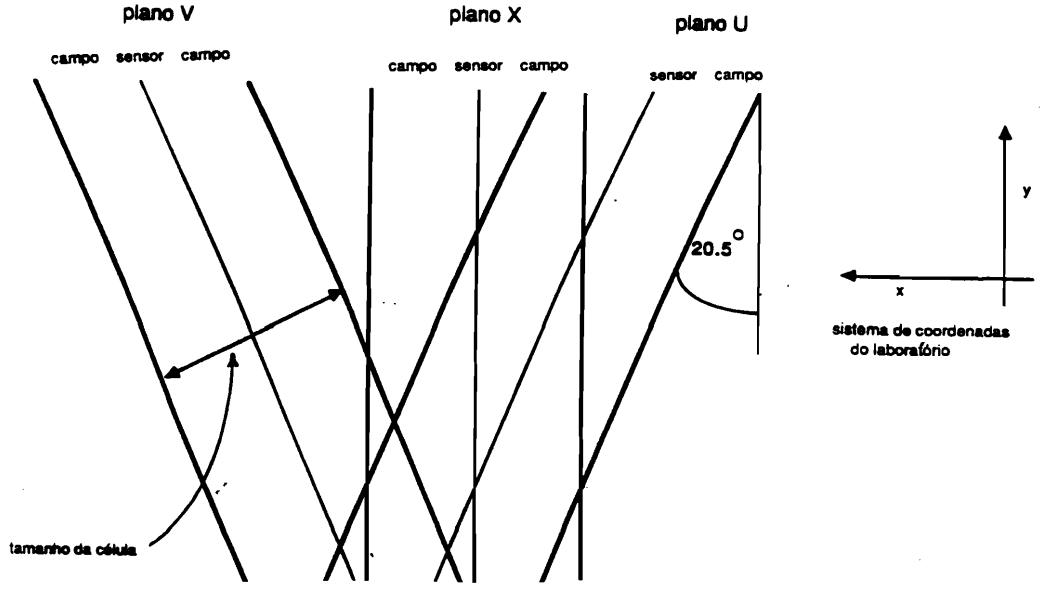


Fig. 3.17: Orientação dos fios nos planos de uma câmara de deriva.

A partir do tempo necessário para os elétrons liberados durante a passagem da partícula atingirem o fio sensor, pode-se obter a distância ao fio $d = v_d \Delta t$ por onde a partícula passou. Isso não nos fornece, no entanto, qualquer informação sobre que lado do fio passou a partícula. Esta chamada ambiguidade direita-esquerda dificulta um pouco a reconstrução da trajetória da partícula, exigindo a presença de outros planos com diferentes orientações para eliminá-la.

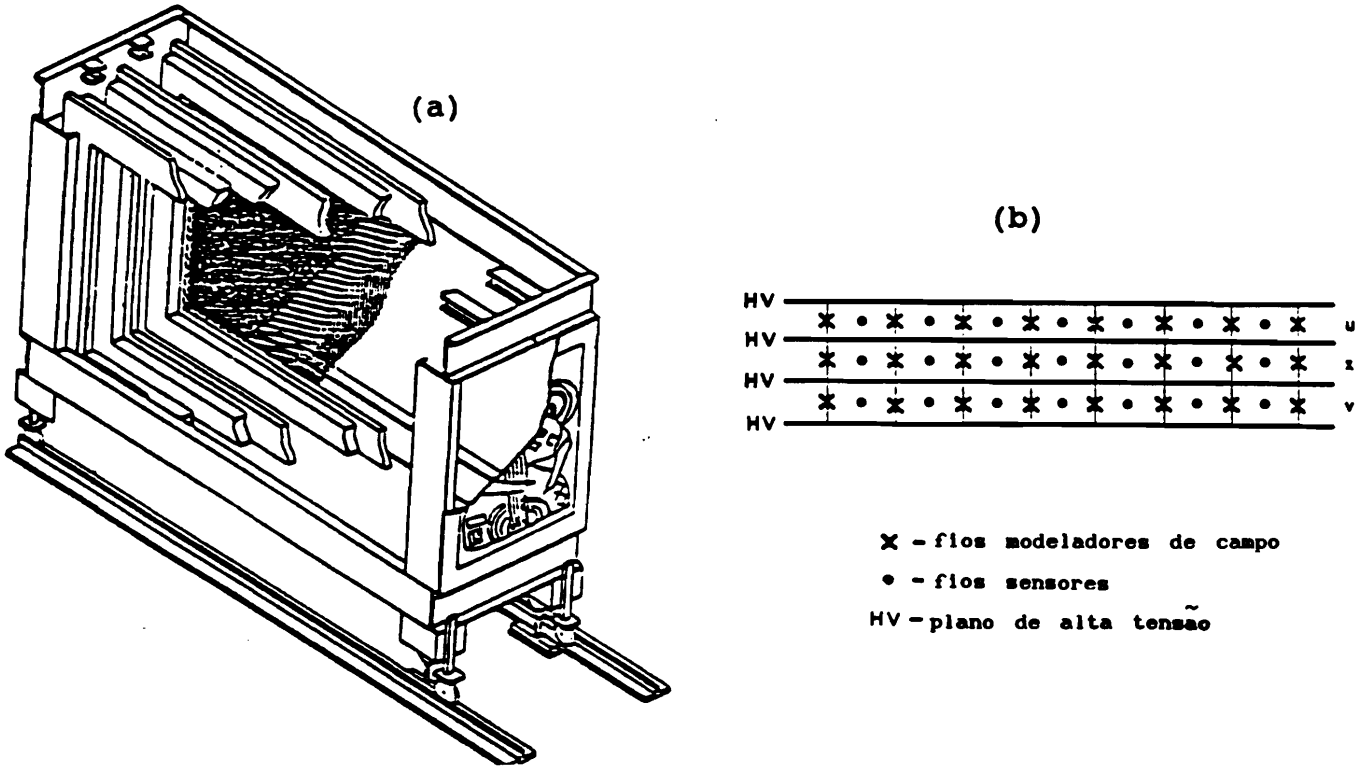


Fig. 3.18: (a) Visão em corte de uma câmara de deriva mostrando alguns de seus planos e (b) a disposição destes planos.

Uma típica Câmara de Deriva pode ser vista na Fig. 3.18a. O nosso experimento utilizou quatro grupos dessas câmaras totalizando 35 planos de fios sensores. Os planos contendo estes fios ficam dispostos entre planos contendo fios com alta tensão (Fig. 3.18b). Com excessão de D4, todas as câmaras de deriva tinham uma tensão de ~ -2 kV aplicada aos fios de alta tensão, enquanto os fios sensores eram mantidos a 0 V e os fios modeladores do campo a ~ -1.5 kV. No caso de D4, uma fina lâmina de

alumínio mantida a 0 V foi utilizada ao invés dos fios de alta tensão, sendo que os fios sensores eram mantidos a uma tensão positiva de ~ 3 kV e os fios modeladores do campo a uma tensão de -200 V. Algumas características das câmaras de deriva encontram-se na Tabela 3.5. Uma característica importante é o tamanho da célula (região delimitada pelos fios modeladores do campo). Note que este tamanho aumenta na medida da distância ao alvo. Isto se dá pela diminuição na densidade de partículas, provocada pelo desvio nos magnetos de análise, mantendo a probabilidade de passagem de um número de partículas por célula aproximadamente constante.

	D1	D2	D3	D4
Área Ativa (cm^2)	160x120	230x200	330x200	550x300
N° de canais	1536	2400	1952	416
Tamanho da célula U/V (cm)	0.476	.892	1.487	2.97
Tamanho da célula X (cm)	0.446	.953	1.588	3.18
Resolução (cm)	0.035	0.030	0.030	0.080

Tabela 3.5: Características das Câmaras de Deriva do experimento E769.

Todas as câmaras de deriva recebiam a mesma mistura de 50% de etano e 50% de argônio. Essa mistura era borbulhada em um vasilhame contendo etanol, mantido a uma temperatura de 0°C, antes de ser enviada para as câmaras. O fluxo da mistura era mantido de forma que uma pequena quantidade (~ 1.5%) de vapor de etanol estivesse presente. A adição de etanol é importante devido a suas propriedades de evitar a dispersão das cargas da avalanche (por sua eletroafinidade) e absorver a energia excedente das moléculas vizinhas, via rotações internas de sua molécula, evitando a formação de centelhas que podem danificar os fios.

A eletrônica associada às câmaras de deriva é semelhante a das PWCs;

cada fio sensor tem associado um canal de amplificação/discriminação em um cartão Nanomaker N-277C ou LeCroy DC201. Após a discriminação, o sinal segue por cabos trançados disparando um relógio em um conversor digital de tempo (LeCroy 4291 TDC). Após um certo intervalo de tempo, esse sistema recebe um sinal do *trigger* do experimento para terminar a contagem de tempo. Desta forma os maiores tempos nas TDCs correspondem a menores tempos de deriva (maior proximidade do fio sensor). Os tempos digitalizados por cada módulo são posteriormente armazenados em módulos de memória (P4299), manufaturados no Fermilab especificamente para o nosso experimento, para permitir uma maior compactificação dos dados.

A eficiência típica de um plano desse detetor é da ordem de 90%, medida a partir de eventos regulares. Assim a probabilidade de formação de um triplete XUV, quando da passagem de uma partícula é da ordem de 70%. Daí a necessidade de grande número de planos redundantes de modo a aumentar a eficiência na reconstrução das trajetórias das partículas. Na verdade quando se trata da deteção de partículas charmosas, devemos levar em conta a eficiência do próprio algoritmo de reconstrução e a de outros detetores envolvidos na identificação de um dado decaimento. Por exemplo, no caso do decaimento do $D^0 \rightarrow K\pi$, a reconstrução do D^0 depende tanto da eficiência dos detetores de posição quanto da eficiência para identificação de kaons pelos detetores de radiação Čerenkov. Além disso deve-se ter em mente que a eficiência na deteção de um determinado decaimento está diretamente ligada ao número de partículas do estado final. Por exemplo, a eficiência para a reconstrução do decaimento $D^0 \rightarrow K\pi\pi\pi$ é aproximadamente 50% da eficiência para a reconstrução do $D^0 \rightarrow K\pi$, de acordo com o nosso Monte-Carlo (ver § 4.6.2).

3.2.4 - Os Magnetos de Análise.

Nosso espectrômetro possue dois magnetos de grande abertura angular

para a medição do momento das partículas carregadas. Em ambos o campo magnético é orientado na direção Y, tal que as partículas carregadas são desviadas somente na direção X*.

O ângulo total de deflexão é dado aproximadamente por[63]

$$\theta \cong \frac{\int B.dl}{3.33xp} \qquad (3.6)$$

onde B é o campo magnético em Tesla e p o momento da partícula em GeV/c. Na Tabela 3.6 vemos algumas características desses magnetos. Os valores das correntes utilizadas foram escolhidas por dois motivos principais:

1- A existência de um preciso mapeamento do campo magnético realizado por um experimento anterior (E516);

2- Otimizar a resolução em momento do espectrômetro, inversamente proporcional ao campo magnético.

	M1	M2
Abertura na entrada (cm^2)	154x73	154x69
Abertura na saída (cm^2)	183x91	183x86
Comprimento (cm)	165	208
Corrente (A)	2500	1800
$\int B_y(0,0,z)dz$ (T.m)	-0.71	-1.07

Tabela 3.6: Características dos Magnetos do experimento E769

Nossa resolução em momento pode ser medida pela resolução em massa, pois esta última é dominada pela primeira. Com base em dados regulares, encontramos uma resolução em massa de 10.3 MeV para o decaimento $D^0 \rightarrow k\pi$. Para o $K^0_s \rightarrow \pi\pi$ a resolução em massa fica em torno de 4.4 MeV.

---

*Desprezando-se o efeito do campo nas bordas dos magnetos

3.2.5 - Detetores de Radiação Čerenkov de Limiar.

Diferentemente do Detetor Diferencial (DISC), situado na linha de feixe, os detetores de limiar identificam as partículas com base no limiar de momento para emissão Čerenkov, ou seja, quando a velocidade β da partícula excede o valor mínimo $\beta_{\ell i} = 1/n$ (ver eq. 3.1) ou ainda:

$$p_{\ell i} \cong \frac{m}{\sqrt{2(n-1)}} \tag{3.7}$$

onde m é a massa da partícula e n o índice de refração do meio.

Na Tabela 3.7 temos o limiar de momento para emissão Čerenkov das partículas mais comumente produzidas (elétrons e muons tem sua identificação à parte utilizando informações dos calorímetros), e a Figura 3.19 mostra o número de fótons emitidos em função do momento da partícula.

	e	μ	π	K	p
Limiar em C1 (GeV)	0.02	4.2	5.6	20.0	37.7
Limiar em C2 (GeV)	0.04	7.9	10.4	37.0	69.8

Tabela 3.7: Limiar de momento para emissão de radiação Čerenkov dos detetores do experimento E769.

Assim vemos que utilizando a informação das Câmaras de Deriva, sobre o momento de uma dada partícula e a emissão ou não de radiação Čerenkov, podemos inferir uma probabilidade para a identificação das partículas em uma dada faixa de momento.

Da Fig. 3.19 nota-se que para $p < 6$ GeV nenhuma informação pode ser obtida a partir dos nossos detetores Čerenkov. Para essa faixa de momento, eram atribuídos valores *a priori* de 81%, 12% e 4% para a probabilidade de uma partícula ser respectivamente um pion, kaon ou próton. Esses valores *a priori* foram obtidos a partir de eventos regulares em nossos dados[64].

Para valores de momento acima dessa faixa temos distribuições de probabilidade como as da Fig.3.20. Note a grande concentração de eventos em torno da probabilidade *a priori*. Para a identificação positiva de uma

partícula como π, K ou p, em geral era exigida uma probabilidade acima da *a priori*.

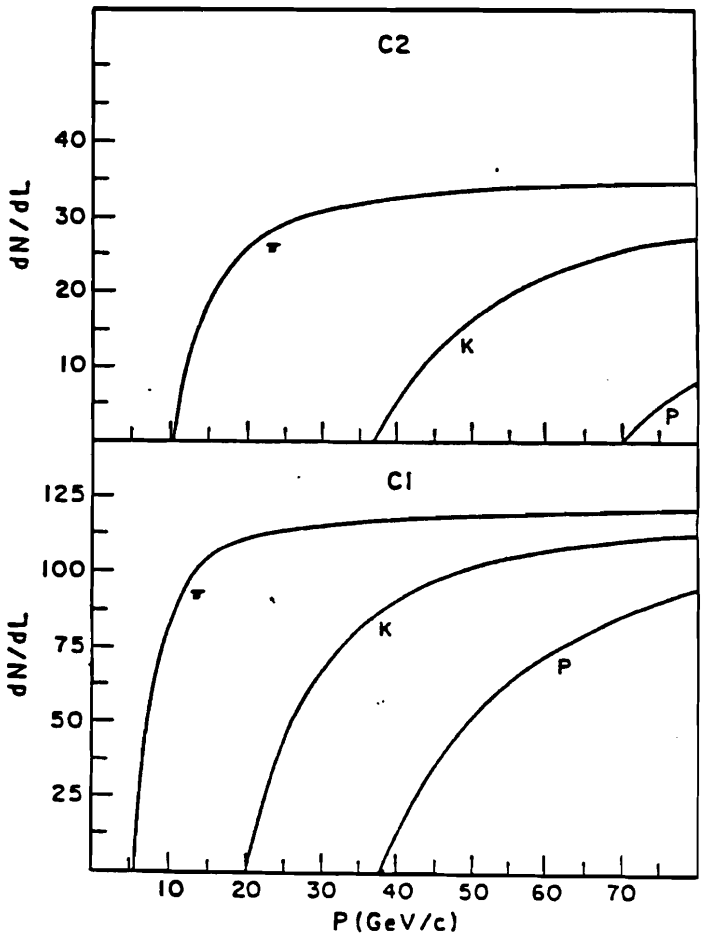


Fig. 3.19: Número de fótons emitidos/metro em função do momento da partícula para cada um dos detetores Čerenkov.

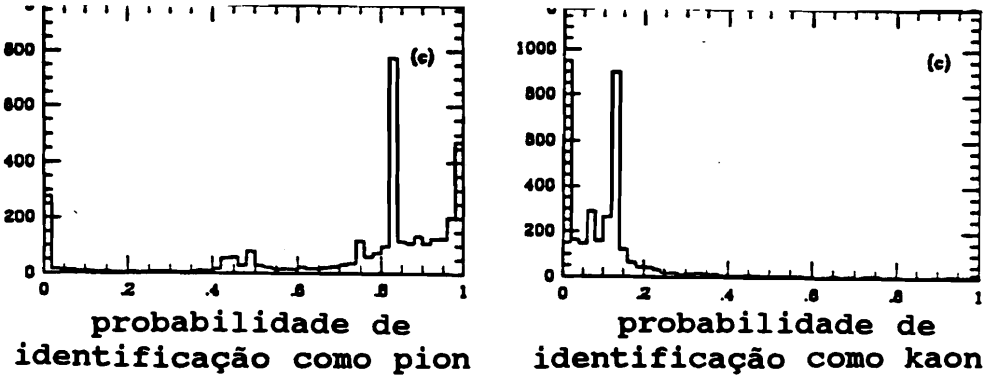


Fig. 3.20: Distribuições de probabilidade para a identificação de uma dada partícula como pion ou como kaon. Os picos nos valores *a priori* são de partículas não identificadas por este detetor.

3.2.6 - Detetor de Chuveiros Eletromagnéticos ou Calorímetro Eletromagnético (SLIC).

Até aqui todos os elementos do espectrômetro mencionados só nos dão informações sobre partículas carregadas (posição, momento e identificação). Todavia uma boa parte dos decaimentos das partículas charmosas envolvem partículas neutras no estado final, como por ex. $D^0 \rightarrow K\pi\pi^0$ (BR $\cong$ 12% ;PDG). Daí a necessidade de dispositivos que possam detetar tais partículas.

-Conceitos Básicos:

Um dispositivo que mede a energia total depositada por uma partícula é conhecido como Calorímetro em analogia com o instrumento clássico que mede a quantidade de calor nele depositada.

Ao contrário de outros detetores, os Calorímetros são projetados de modo que as partículas fiquem contidas em seu volume, isto é, uma partícula penetrando num calorímetro interage destrutivamente, gerando uma cascata ou chuveiro de partículas de mais baixa energia, que interagem por sua vez até que a energia seja insuficiente para a geração de novas partículas. Uma fração (comumente pequena) da energia depositada (proporcional a energia incidente), eventualmente é detetada sob a forma de radiação (Čerenkov, Cintilação ou ionização).

Um calorímetro pode ser constituído por um grande bloco contínuo de material, ou por camadas de um material passivo (que provoca a interação, tipo Fe, Pb, etc.) seguido de um material ativo (que deteta a radiação produzida, tipo um cintilador, um gás, etc.). Esses últimos são chamados Calorímetros de Amostragem (Sampling Calorimeters).

Quanto ao tipo de chuveiro desenvolvido, os calorímetros podem ser divididos em Hadrônico e Eletromagnético. Cada tipo é projetado de forma a minimizar o desenvolvimento do outro tipo de chuveiro.

Nosso espectrômetro é dotado de um Calorímetro Eletromagnético (SLIC), para a deteção de fótons e elétrons e de um Calorímetro Hadrônico (Hadrômetro), para a deteção de hadrons neutros e carregados.

O SLIC[65] consiste em um tanque cheio de óleo mineral cintilante onde são mergulhadas diversas camadas compostas por um laminado de alumínio-chumbo-alumínio, dobradas de forma a constituirem um guia para a radiação cintilante produzida. Nas Figs. 3.21a e 3.21b vemos um esquema desse detetor, mostrando como as chapas laminadas são dobradas segundo orientações distintas de modo a formar canais nas vistas U, V e Y. Cada canal é terminado em um lado por um espelho e no outro lado por uma barra de acrílico (*waveshifter bar* ou *wavebar*) dopada de um material (BBQ) que absorve a luz ultra-violeta do cintilador reemitindo-a na faixa do verde, onde as fotomultiplicadoras são mais eficientes.

Todos os canais com a mesma orientação em sucessivas camadas, tinham sua luz coletada pela mesma *wavebar* como mostra a Fig. 3.21a. Por sua vez cada *wavebar* era conectada a uma fotomultiplicadora (RCA 4900), montada em um ângulo de 75° com a *wavebar* de modo a melhorar a eficiência na transmissão de luz para o fotocatodo.

O sinal de cada fotomultiplicadora era enviado para um conversor analógico-digital (LeCroy 2280 ADC system) que era posteriormente lido pelo Sistema de Aquisição de Dados.

A calibração desse sistema foi efetuada durante o *run* seguindo-se os passos:

1°- A linearidade do sistema, incluindo os ADCs, era testada utilizando um laser de N_2 que enviava pulsos para cada uma das *wavebars*;

2°- A atenuação e absorção da luz em cada canal era medida através da irradiação deste canal por um feixe de muons, obtido fechando-se o colimador da nossa linha de Feixe (Fig. 3.3). No decorrer desse passo

também era determinado o número de contagens nos ADCs, correspondentes à energia de 0.54 GeV[66] depositada em média pela passagem de um muon pelo detetor.

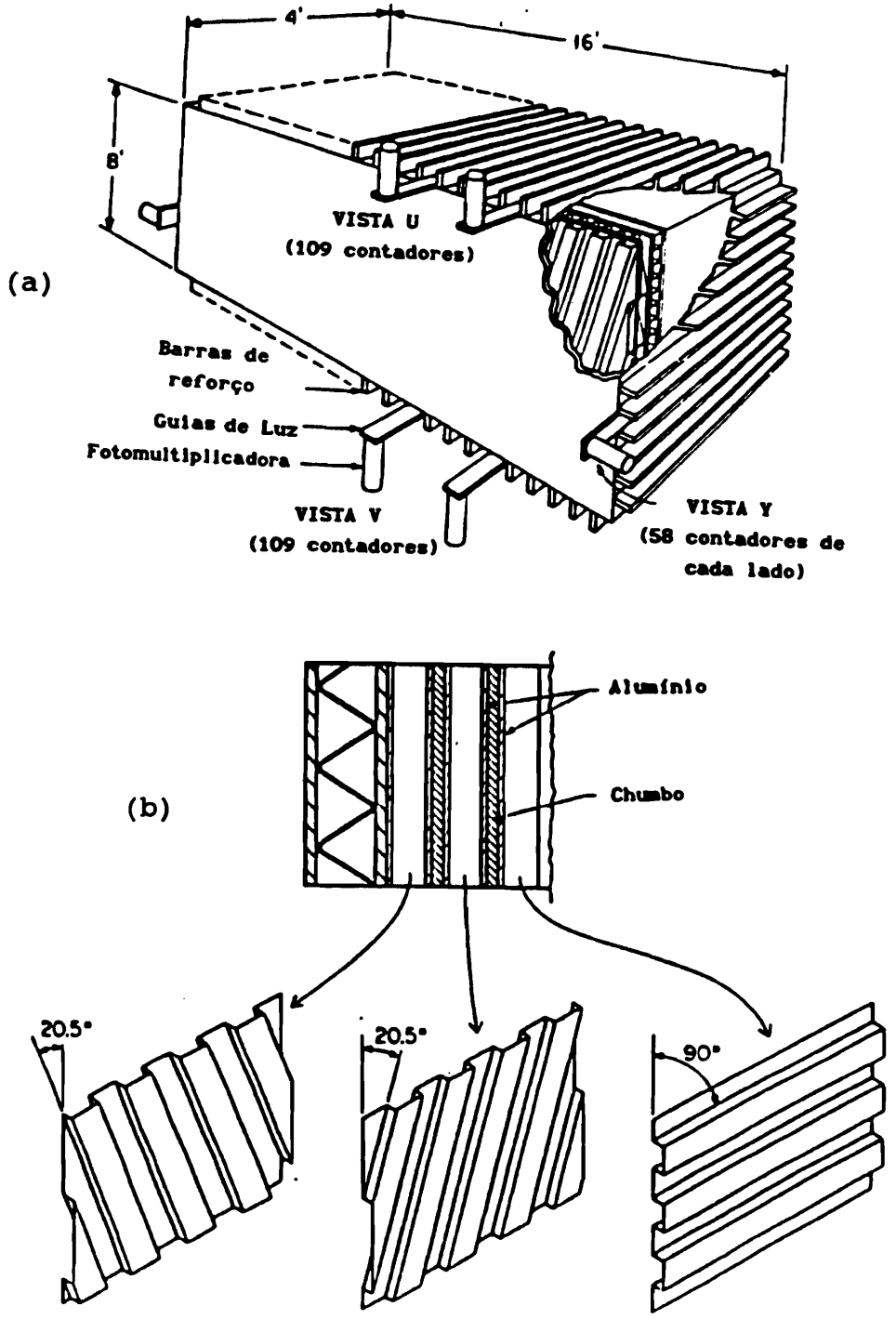


Fig. 3.21: (a) Visão em corte do SLIC mostrando seus principais componentes. (b) Detalhe da disposição dos painéis de alumínio que ficam mergulhados em óleo mineral. Note a interposição de placas de chumbo onde se inicia a geração do chuveiro.

3.2.7 - Calorímetro Hadrônico (Hadrômetro)

Basicamente o Hadrômetro[66] é um Calorímetro de Amostragem composto por 36 camadas alternadas de Ferro (2.5 cm de espessura) e cintilador plástico (polimetil metacrilato dopado com PPO e POPOP†).

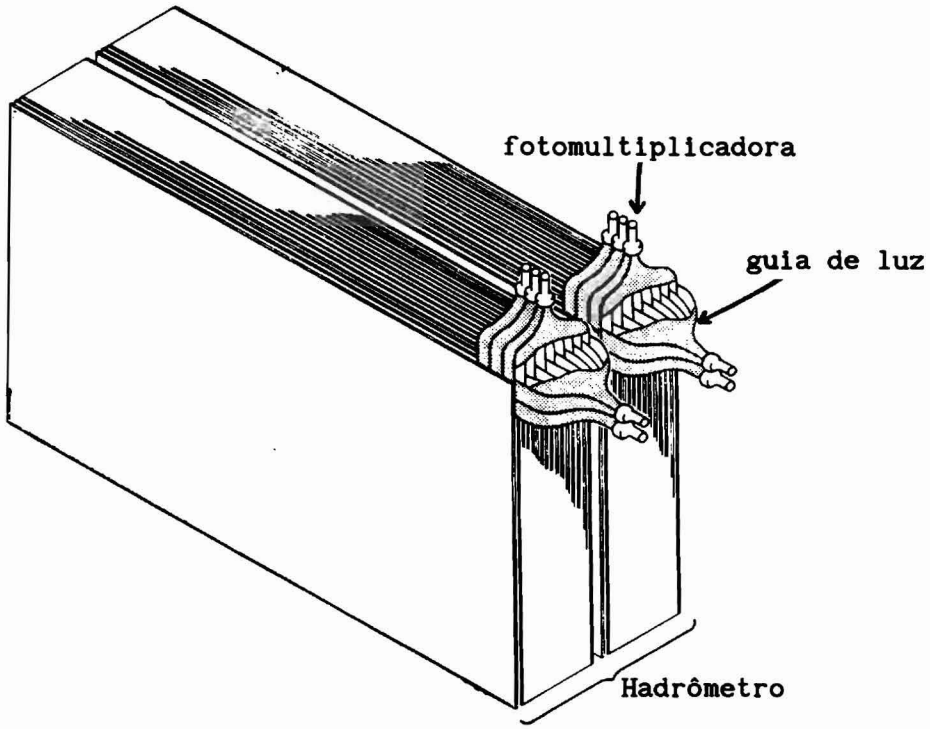


Fig. 3.22: Visão esquemática do Hadrômetro com seus principais componentes

O cintilador é cortado em tiras de 14.3 cm de largura, 1 cm de espessura e comprimento variável, com 2.7 m para a vista X e 4.9 m para a vista Y, sendo que esta última é dividida em duas partes iguais, de modo que o tempo de propagação do sinal no cintilador seja aproximadamente o mesmo nas duas vistas. Na Fig. 3.22 podemos ver como os elementos horizontais e verticais estão dispostos. A luz proveniente das primeiras 9 tiras horizontais é coletada por um guia de luz de acrílico, como indicado

---

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

na Fig.3.22, da mesma forma que as primeiras 9 tiras verticais, sendo que em ambos os casos toda a luz é direcionada para uma única fotomultiplicadora. Todo esse arranjo é repetido nas restantes 18 camadas de cintilador.

O sinal proveniente das fotomultiplicadoras recebe o mesmo tratamento do SLIC.

A calibração desse sistema foi feita usando um feixe de muons, semelhantemente a do SLIC, sendo que no caso do Hadrômetro deve-se levar em conta a fração de energia depositada pela partícula no SLIC. Isto é feito minimizando-se a expressão:

$$[p - (G_S E_S + G_H E_H)]^2 \qquad (3.8)$$

onde p é o momento medido pelas câmaras de deriva, E_S e E_H são as energias medidas no SLIC e Hadrômetro respectivamente e G_S e G_H as constantes de calibração para os dois detetores. A energia média depositada por um muon no hadrômetro foi determinada como sendo da ordem de 1.2 GeV[66].

O desempenho dos calorímetros de nosso espectrômetro pode ser medido pela nossa capacidade de deteção de partículas neutras. Nas Figs.3.23a e 3.23b vemos a deteção do decaimento do $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ e do $\phi \rightarrow K_L K_S$, atestando nossa capacidade de deteção de partículas neutras nos calorímetros.

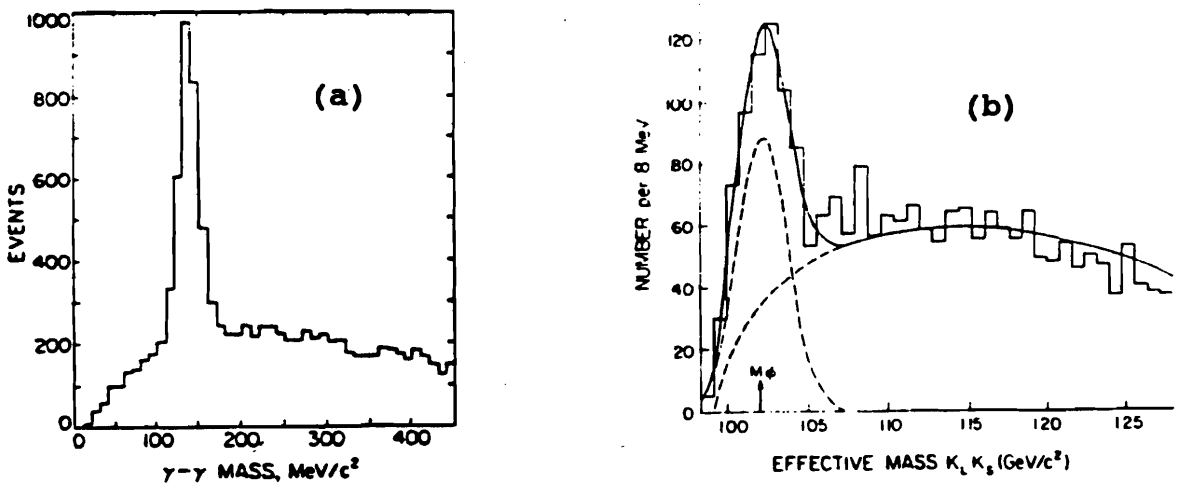


Fig. 3.23: (a) O decaimento $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ detetado pela observação dos fótons no SLIC (b) O decaimento $\phi \rightarrow K_L K_S$ onde o K_L é detetado no Hadrômetro e o K_S pelo seu decaimento $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$

Além de sua utilização na deteção de partículas, a sua mais importante utilização foi na determinação *on-line* da energia transversa do evento, que serviu de base para o principal *trigger* de nosso experimento; o *trigger* de E_T, que será descrito na próxima seção.

3.2.8 - As Paredes de Muons

Nosso espectrômetro possui duas paredes de cintiladores para a deteção de muons. A primeira, *Muon Front*, situada pouco antes do alvo, foi usada para assinalar a presença de uma partícula não pertencente à nossa linha de feixe (em geral muons vindos de outras áreas experimentais). Um sinal de um desses detetores (Fig 3.24) em coincidência com um sinal na segunda parede de muons, *Muon Back*, durante um evento regular, indicava a presença de uma partícula estranha ao evento, o que provocava o seu veto.

A segunda parede (Fig. 3.25) também era usada na identificação de muons provenientes de uma interação em nosso alvo. Para separar os muons de outros hadrons, uma espessa parede de aço (1.2 m) foi colocada após o Hadrômetro, de forma que somente muons acima de uma energia mínima (~5GeV) poderiam atingir a *Muon Back*.

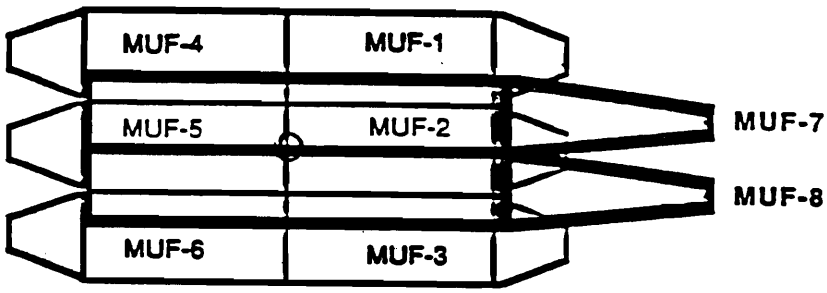


Fig. 3.24: Disposição dos elementos da parede de muons *Muon Front*.

Em ambas as paredes de muons o sinal proveniente dos cintiladores era coletado (via guia de luz) por uma fotomultiplicadora. O sinal de cada fotomultiplicadora era posteriormente discriminado e enviado para um módulo registrador. No caso do *Muon Back*, o mesmo sinal era enviado também

para um TDC de modo que a posição em Y do muon pudesse ser calculada durante a reconstrução do evento.

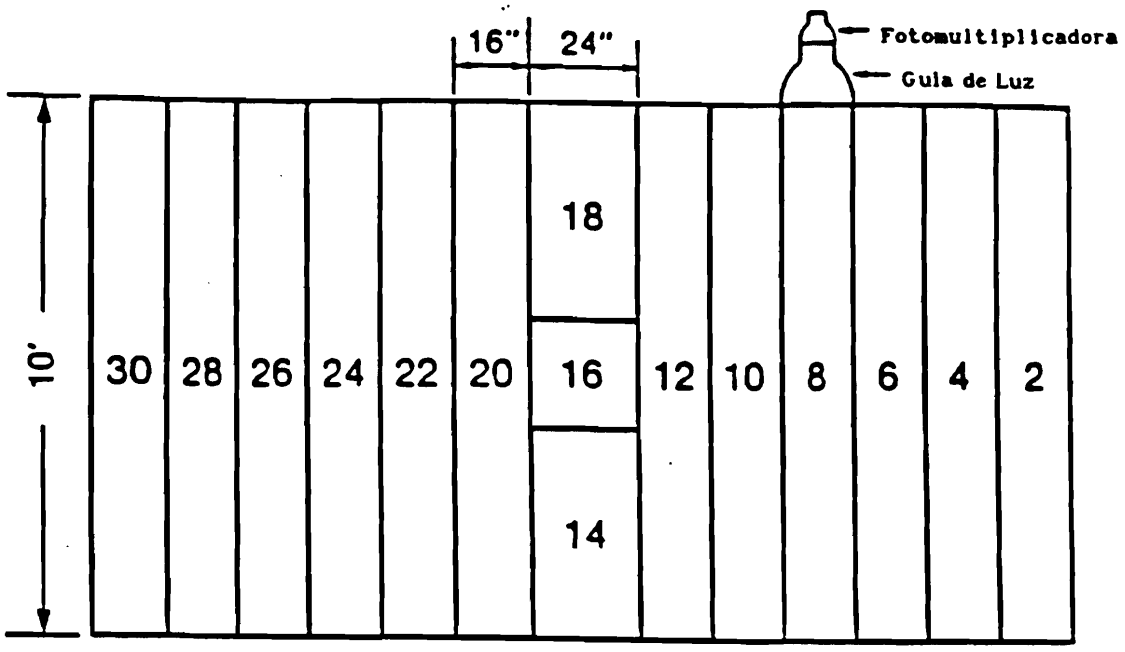


Fig. 3.25: Visão esquemática da parede de muons *Muon Back* e seus elementos

Além da identificação dos muons, a Muon Back também era usada para a construção do *trigger* de Dimuon, descrito a seguir.

3.3 - Os *Triggers* do Experimento E769

Para separar os eventos contendo partículas charmosas do enorme *background* hadrônico, algum critério de seleção *on line* (*trigger*) deve ser imposto aos dados. Nosso experimento se baseou principalmente no *trigger* de energia transversa do evento (E_T), sendo esta última definida pela soma, ponderada, das energias depositadas em cada canal do SLIC e do Hadrômetro. O peso atribuido a cada canal era proporcional ao seno do ângulo de incidência da partícula no detetor. A seguir descreveremos este *trigger*, bem como outros tipos de *trigger* utilizados.

-O *Trigger Standard* de E_T

O objetivo básico do *trigger* de E_T é fazer uso da maior energia transversa intrínseca dos eventos contendo charme relativamente aos

eventos nos quais só quarks leves estão presentes.

Estudos baseados em Monte-Carlo e dados dos experimentos anteriores, mostraram que a Energia Transversa de eventos hadrônicos comuns é da ordem de 1.5 GeV enquanto que para os eventos charmosos $< E_T > \sim 4.5$ GeV (Fig. 3.26). Baseados em dados do experimento E691 sabe-se que a imposição de um corte em $E_T > 2.2$ GeV produz uma redução no *background* hadrônico de um fator 3, ao mesmo tempo mantendo 80% dos eventos charmosos.

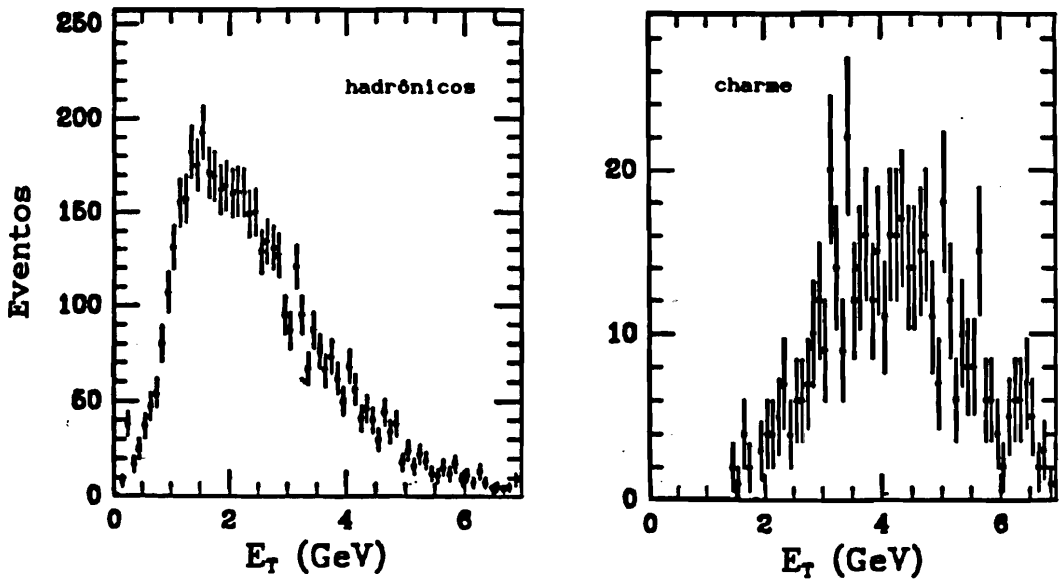


Fig. 3.26: Energia transversa para eventos hadrônicos comuns e para eventos da amostra de charme do experimento E691.

A implementação desse *trigger* está esquematizada na Fig. 3.27. Os sinais provenientes do último dinodo de cada fotomultiplicadora do SLIC e do Hadrômetro são somados separadamente em módulos LRS 628 *fan-in/fan-out*, com pesos atribuídos segundo a distância dos elementos em relação ao feixe. Após a soma e atribuição de diferentes pesos, os sinais do SLIC e do Hadrômetro são combinados e passam por um módulo integrador/discriminador de carga com patamar ajustável. O tempo de integração desse módulo é determinado por uma *gate* acionada pela coincidência entre um sinal dos cintiladores do TRD e o GB (§ 3.1.5). O intervalo dessa *gate* foi ajustado em 100ns de modo a permitir uma completa

integração do sinal e minimizar o nível de ruído.

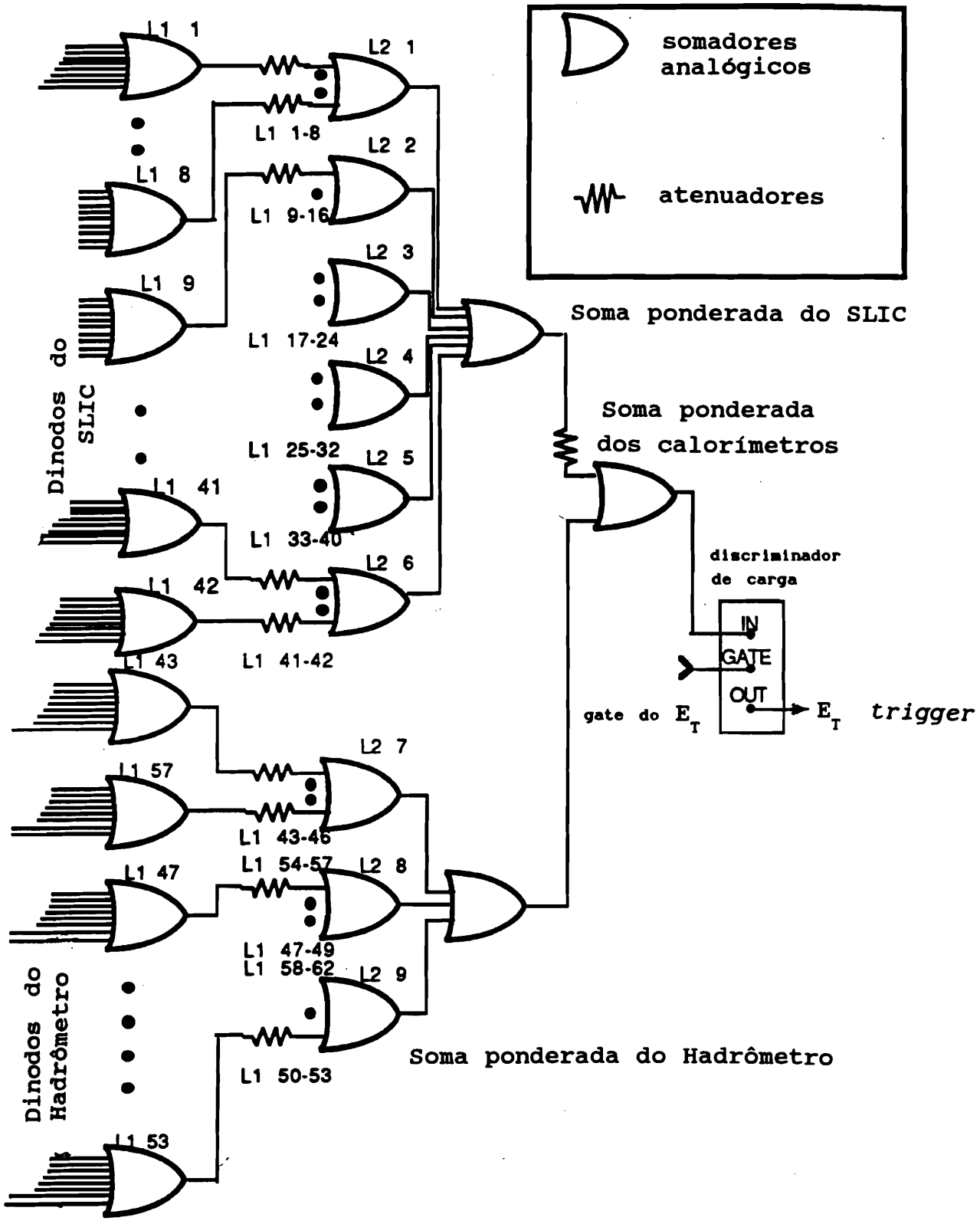


Fig. 3.27: Diagrama lógico do *trigger* de Energia Transversa (E_T)

Como já mencionamos na seção 3.1.2, a partir do *run* 1772 do feixe positivo, o *trigger* de E_T exigiu a ausência do *killer bit* de modo a evitar a presença de duas partículas do feixe durante o intervalo de integração da E_T do evento.

Como a maioria das partículas do feixe incidente eram pions, os eventos que satisfaziam o requerimento do *trigger* de E_T eram pré-escalonados de um fator, que variou entre 5 e 60, de modo a aumentar a amostra de eventos que tinham um kaon como partícula incidente.

A eficiência desse *trigger*, medida a partir de nossos dados, era em torno de 78% para o feixe negativo e 80% para o feixe positivo. Essa variação na eficiência é devida a um aumento na E_T dos eventos para o feixe positivo.

-O *Trigger* de E_T-Kaon

Este *trigger* é idêntico ao E_T *Standard*, exceto pelo fato de que exigia a presença de uma identificação positiva de kaon pelo DISC, além de não exigir a ausência do *killer bit*.

Uma vez que somente ~ 6% do feixe (positivo ou negativo) incidente era composto de kaons, o *trigger* de E_T Kaon não sofria nenhum pré-escalonamento de modo a se obter o maior número de eventos possíveis escritos em fita. No total, cerca de 25% do número de eventos escritos em fita tinham identificação positiva do DISC como sendo provenientes de interações K-nucleon.

-O *Trigger* de E_T-B

Este *trigger* é essencialmente idêntico ao E_T Standard, mas com um patamar em E_T da ordem de 8 GeV. O objetivo desse *trigger* foi o de tentar obter uma amostra de eventos com beleza, motivado por estudos de Monte-Carlo sobre a distribuição em E_T de eventos contendo quarks leves, charme e beleza.

Este *trigger* foi pré-escalonado de um fator 100, de forma a não comprometer o objetivo principal do experimento, que é o estudo do charme.

-O *Trigger* de Elétrons

Este *trigger* foi instalado durante o período de feixe positivo, com a intenção de obter uma amostra de beleza através dos decaimentos semileptônicos dos mésons $B \rightarrow e\bar{\nu}_e +$ hadrons. Para isso era exigida a presença de uma grande quantidade de energia no SLIC, compatível com um elétron de alto p_T, em conjunção com o *trigger* de E_T-B.

-O *Trigger* de Interação.

O *trigger* de interação foi projetado para ser um *trigger* com o menor número possível de exigências que caracterizassem uma interação hadrônica, com o objetivo de servir de base para estudos de eficiência dos outros tipos de *trigger*.

Sua implementação era bem simples e exigia a presença de um feixe limpo (GOOD BEAM, § 3.1.5) e um sinal de 4 partículas carregadas no Contador de Interação (§ 3.1.5). A eficiência desse *trigger*, determinada a partir de nossos dados, era de 80% para 5 partículas atravessando o Contador de Interação, atingindo 100% para 8 partículas. Para eventos charmosos, no entanto, sua eficiência era de 93% segundo nosso Monte Carlo.

Devido a sua alta frequência, esse *trigger* foi pré-escalonado por um fator que variou de 100 a 600, de modo a se obter um número de eventos suficiente para os estudos subsequentes. No total, 6% dos dados escritos em fita provinham de eventos com esse tipo de *trigger*.

-O *Trigger* de Dimuons

Esse *trigger* foi desenhado para selecionar eventos do tipo $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$.

Devido ao significante número de muons vindo de nossa linha de feixe e das linhas vizinhas, este *trigger* exigia a ausência de sinal na parede

de muons *Muon Front* e uma coincidência entre seções do contador Čerenkov C2 e a parede de muons *Muon Back*.

A baixa frequência desse trigger tornou desnecessário o pre-escalonamento, sendo que aproximadamente 5% dos eventos escritos em fita continham esse *trigger*.

3.4 - O Sistema de Aquisição de Dados

Um dos objetivos do experimento E769 era o de obter uma grande amostra de eventos contendo charme, sem a utilização de um *trigger* muito restritivo.

Com base na experiência anterior da E691, sabiamos que seria necessária a aquisição de em torno de 500×10^6 eventos, pois a fração de charme nos eventos produzidos por hadrons é aproximadamente 5 vezes menor do que a mesma fração em eventos produzidos por fótons. Para alcançar esses objetivos durante um período regular de funcionamento do acelerador, o nosso DA deveria ser capaz de gravar pelo menos 400 eventos/segundo em fita magnética. De fato, com o uso de uma arquitetura em paralelo, alcançamos a taxa de aproximadamente 500 eventos/s.

Na Fig. 3.28 temos uma representação esquemática desse sistema[67]. O primeiro estágio de "paralelização" ocorria já na leitura dos módulos CAMAC de digitalização dos sinais dos detetores. Um controlador de bastidor inteligente (*Smart Crate Controller* - SCC), colocado em cada bastidor, fazia a leitura dos módulos CAMAC de seu bastidor, toda vez que recebia um sinal do sistema de *trigger* do experimento. O número de módulos, e a sequência de leitura era carregada na memória de cada SCC quando da inicialização do DA.

A informação de cada SCC era enviada a módulos de memória (*Readout Buffers* - RBUF) localizados em um bastidor VME. O RBUF era a interface CAMAC-VME e possuia dois *buffers* de memória, de modo que enquanto um

buffer estava sendo lido, o outro estava recebendo dados de outro evento.

As porções do evento armazenados em cada um dos 7 RBUFs eram lidas por um dos módulos ACP de processamento paralelo, situados em outro bastidor VME. Estes módulos, baseados no microprocessador 68020 da Motorola, foram desenvolvidos por uma colaboração entre o LAFEX e o Fermilab[68], possuindo 2MB de memória RAM e um co-processador de ponto flutuante 68881.

Nosso DA fez uso de 17 módulos ACP. Estes eram divididos em três categorias distintas. Um único processador (BOSS) era responsável pela tarefa de designar quais dentre os 16 módulos restantes, seriam responsáveis pela leitura dos eventos dos RBUFs (GRABBER), e após um determinado número de eventos lidos, o BOSS designava estes módulos para a formatação dos seus eventos (MUNCHER), passando para outros módulos disponíveis a tarefa de leitura. Além disso, outras tarefas do BOSS eram:

1- Monitorar o comportamento dos outros processadores, reportando qualquer tipo de erro ao operador;

2- Coordenar o processo de escrita em fita magnética dos eventos lidos;

3- Fornecer ao VAX uma lista de eventos disponíveis para o sistema de monitoração on-line.

O processo de enviar eventos ao VAX para a monitoração on-line sofria de uma complicação devido ao fato do ACP não poder escrever na memória do VAX. Assim o BOSS preparava uma lista com os eventos disponíveis e um programa rodando no VAX era responsável pela leitura destes eventos e sua colocação em uma Seção Global (*Global Section*) do VAX, acessível ao sistema de monitoração *on-line* descrito a seguir.

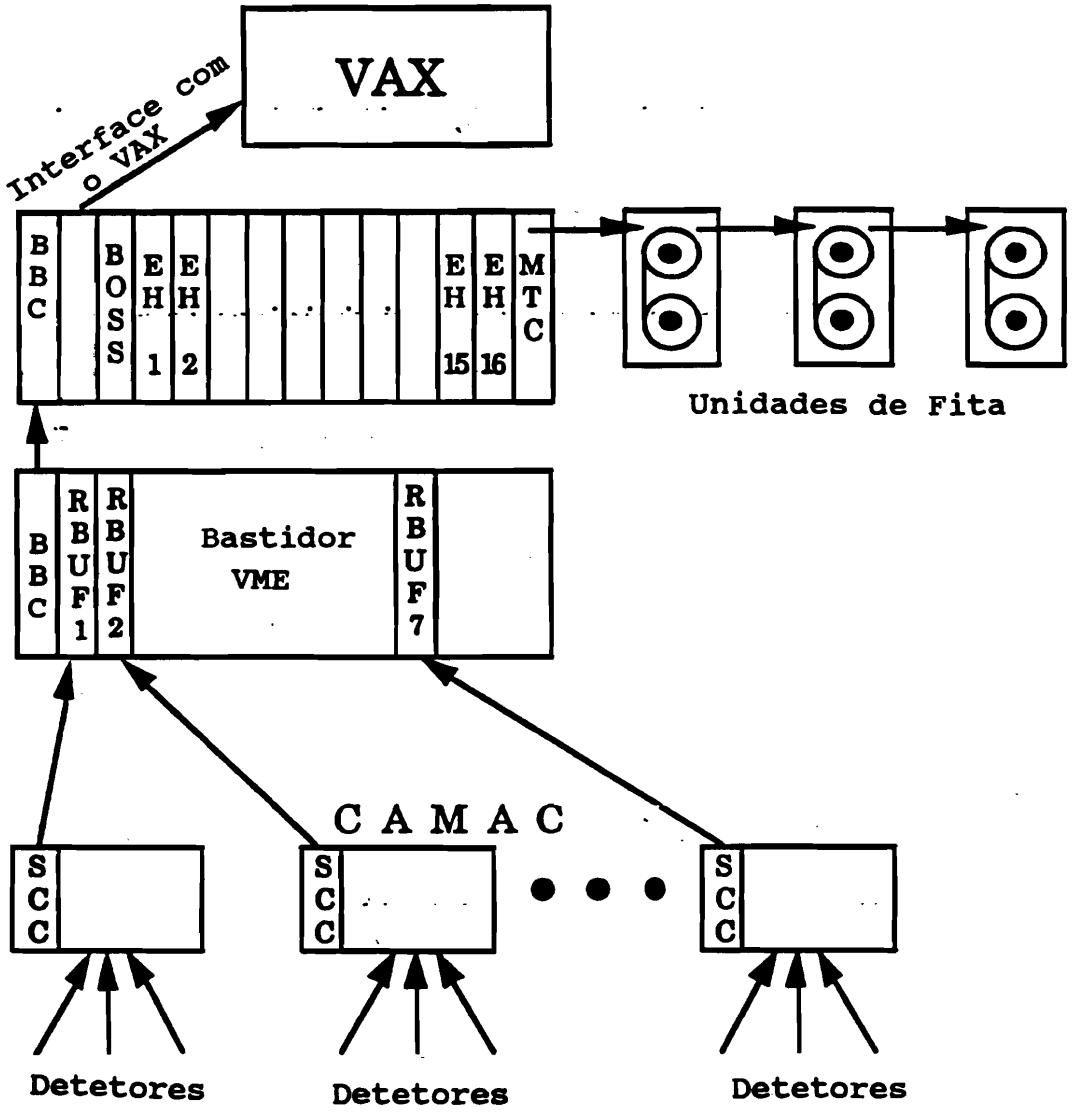


Fig. 3.28: Sistema de aquisição de dados do experimento E769.

3.5 - O Sistema de Monitoração *On-Line*

O Sistema de Monitoração *On-Line* é uma ferramenta essencial para a boa performance de um experimento. Este sistema incluia programas que rodavam continuamente, monitorando as fontes de tensão de diversos detetores, emitindo alarmes sempre que necessário, bem como um sistema de análise de dados (DAP/CDP), que permitia ao pessoal de plantão examinar a performance de cada um dos componentes do espectrômetro. Além disso a E769 contava com um programa de *Display* de Eventos, que permitia a observação visual dos eventos e a resposta de cada detetor (ver

Fig. 3.29).

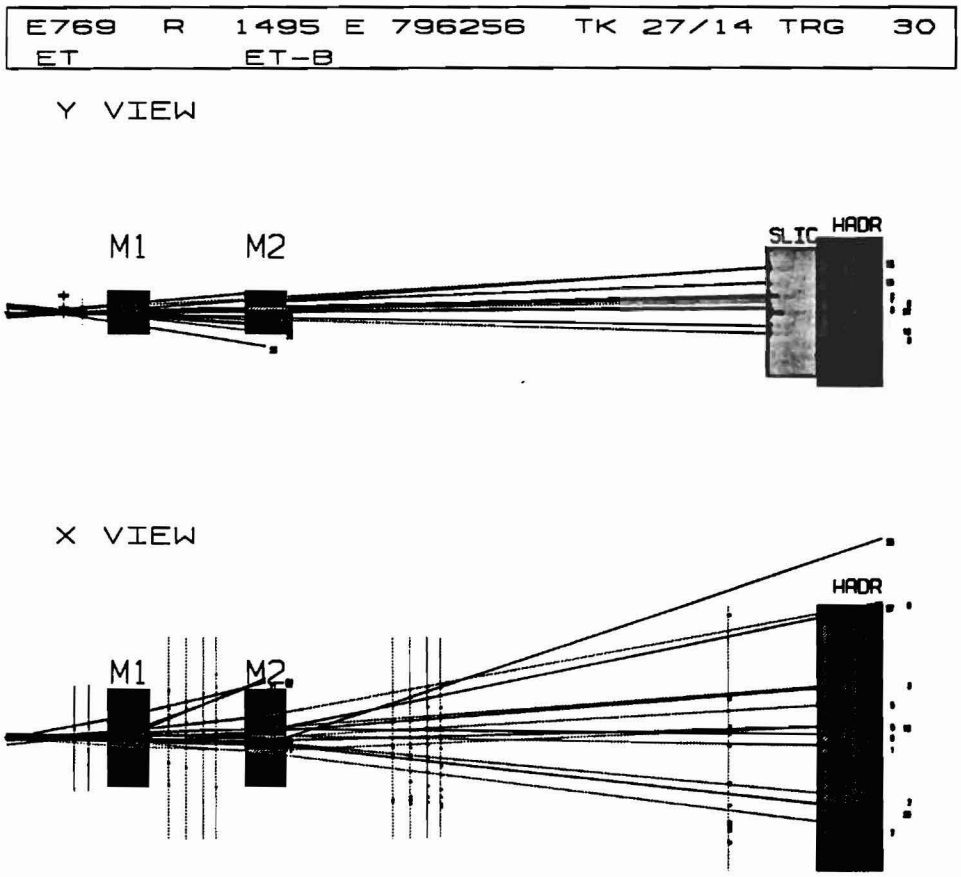


Fig. 3.29: Um típico evento visto pelo nosso sistema de *display* de eventos

O funcionamento do sistema DAP/CDP (*Data Analysis Package/Command and Display Process*) é relativamente simples. Um processo permanentemente executado no VAX (*Event Pool Builder*) era responsável pela aquisição dos eventos, que podiam vir do DA ou de uma fita de dados, e a colocação desses eventos em uma Seção Global (*Event Pool*) em disco, acessível a múltiplos usuários (em condições normais de operação, 2% dos eventos aquisitados pelo DA eram constantemente enviados à *Event Pool*).

Programas de Análise individuais (DAPs), por exemplo o programa de análise dos dados do SMD, liam os eventos acumulados na Seção Global, fazendo sua análise dos eventos e gerando alarmes caso necessário. Já os CDPs faziam a interface entre os DAPs e o usuário, permitindo o acúmulo de histogramas e a visualização dos mesmos. Com isso o pessoal de plantão

podia examinar a performance individual de cada detetor, o que foi extremamente útil na deteção e diagnose de diversos problemas no espectrômetro.

No próximo capítulo descreveremos como, a partir da informação digital dos detetores eletrônicos, obtemos as variáveis físicas de interêsse (momento, posição, etc.), e a utilização dessa informação para a obtenção do resultado proposto.

CAPÍTULO 4

A RECONSTRUÇÃO E ANÁLISE DOS EVENTOS

Uma vez escritos em fita magnética, os eventos selecionados pelos *triggers* precisam ser reconstruídos de forma a permitir a sua análise posterior. O processo de reconstrução consiste em converter a informação digital do espectrômetro em grandezas físicas, tais como energia, momento e posição. Em nosso experimento esse processo foi dividido basicamente em três etapas: Passo 0, Passo 1 e Passo 2. Originalmente essa divisão foi criada devido a limitação de 500 Kbytes de memória para a execução de um programa, nos computadores CYBER 175 utilizados no Fermilab.

Após a reconstrução, os dados eram imediatamente compactados em formato de Data Summary Tapes (DST), no sentido de reduzir a quantidade de fitas a se manusear (inicialmente 10000 fitas de dados). Além disso, os eventos reconstruídos eram submetidos a uma seleção *off-line* (*Pair-Strip*), onde somente eram aceitos os eventos que possuissem pelo menos um vértice com duas partículas, separado substancialmente do vértice primário. A seguir descreveremos com mais detalhes como se processavam a reconstrução e análise dos eventos.

4.1 - O PASSO 0

Antes da reconstrução propriamente dita, cada fita de dados é submetida a este passo preliminar, onde os primeiros 2000 eventos são examinados, para a determinação de quantidades a serem usadas posteriormente na reconstrução e análise, tais como, canais ruidosos nos SMDs, pedestais de ADCs, etc.

Em seguida a fita é rebobinada e submetida aos programas de

reconstrução. Ao final da reconstrução, um sumário contendo informações da mesma, é coletado e armazenado num banco de dados que pode ser consultado posteriormente. Este banco de dados provou ser extremamente importante na determinação da qualidade dos dados durante todo o período de aquisição, apontando períodos onde a performance do espectrômetro foi comprometida (Fig.4.1, por ex., mostra a eficiência das camâras de deriva para cada fita de dados , onde se vê a queda na eficiência de D1-2V devido a um fio partido).

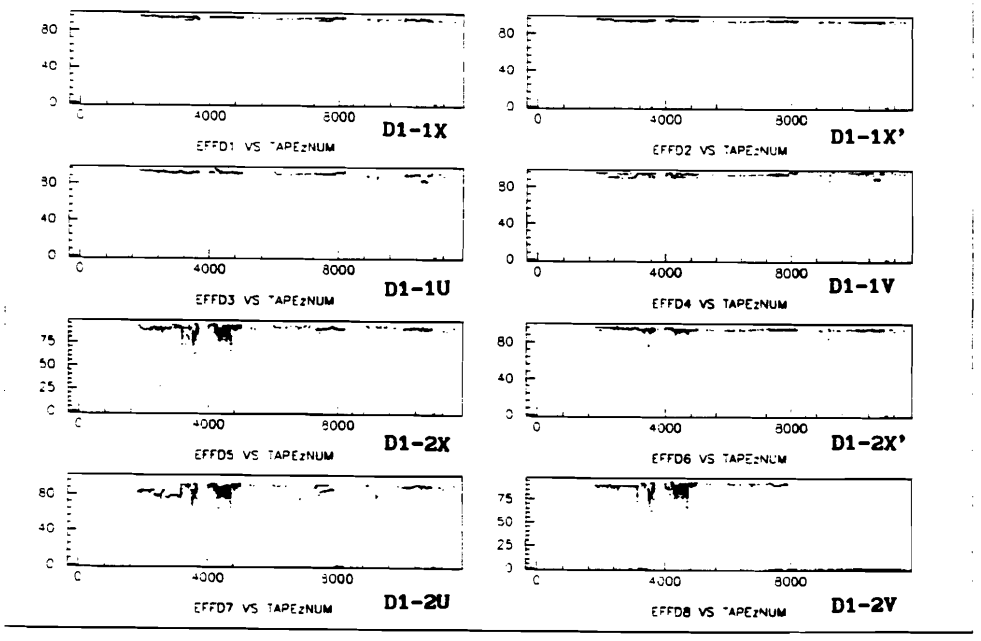


Fig. 4.1: Eficiência das câmaras de deriva em função da fita reconstruída.

4.2 - O Passo 1

Como primeiro passo para a reconstrução dos eventos, este programa é responsável pela determinação das trajetórias das partículas pelo espectrômetro e, consequentemente, do momento das mesmas.

A determinação de uma trajetória começa no detetor de vértice, sendo depois propagada às Câmaras de Deriva, utilizando uma aproximação para o desvio do campo magnético, onde procura-se a continuação da trajetória baseado na existência de um triplete (coincidência de sinal nas 3 vistas da DC) na posição prevista.

Existem varias razões para se começar a determinação das trajetórias no detetor de vértice, entre elas:

1- Os SMDs são mais eficiêntes, apresentam menos ruído e não possuem a ambigüidade direita-esquerda das DCs;

2- Experiências anteriores mostraram que a determinação das trajetórias nos SMDs é muito mais rápida do que nas DCs devido aos problemas já citados;

3- A combinação SMD+D1 oferece 17 planos livres de campo magnético, muito mais do que em qualquer outra região do espectrômetro;

4- A projeção de uma trajetória a partir da região SMD/D1 é muito mais precisa do que o inverso. Por exemplo, projeções de trajetórias encontradas em D2 para a região dos SMDs continham erros do tamanho de um plano deste último detetor.

O algorítmo para a determinação das trajetórias começa com uma procura nas vistas X, Y e V de todas as combinações possíveis de 3 pontos (um em cada plano) que formem um segmento de reta (dentro da resolução do detetor). Combinando um conjunto de segmentos em duas das vistas, procura-se então na terceira vista 3 pontos coincidindo com as posições previstas pela projeção das outras duas, caso contrário, aceita-se também a existência de apenas um ou dois planos com sinal nesta última vista. Com isso são encontradas todas as trajetórias do tipo (3+3+3), (3+3+2) e (3+3+1)*.

O próximo passo na procura de trajetórias consiste em encontrar segmentos do tipo (3+2+2), (3+2+1) e (2+2+2). Para estes últimos é exigida a presença de um sinal em D1, na posição prevista pela projeção do segmento encontrado, de forma a diminuir o número de trajetórias falsas,

---

*(I+J+K) representa I-pontos na vista X, J-pontos na vista Y e K-pontos na vista V,com permutações cíclicas nas vistas X, Y e V

resultantes de combinações espúrias de pontos.

Uma vez encontradas, as trajetórias na região SMD-D1 são então projetadas em D2 e D3.

Devido a orientação em Y do campo magnético do espectrômetro, as partículas carregadas não sofrem desvio apreciável nesta coordenada. Assim só é necessário procurar tripletes nas DCs dentro de uma faixa em Y, consistente com a extrapolação das trajetórias encontradas nos SMDs. A posição em X dos tripletes define o desvio do campo magnético. Uma aproximação pontual para o desvio no campo magnético é utilizada nesta fase, para se verificar a consistência da trajetória encontrada.

Cada trajetória determinada pelos procedimentos anteriores, sofre agora um ajuste para a determinação mais precisa do momento, que leva em conta os detalhes dos campos magnéticos envolvidos. Isto é necessário no sentido de melhorar a resolução em momento, o que é fundamental para o processo de análise subsequente.

Este ajuste é feito minimizando-se a expressão:

$$\chi_i^2 = \sum_m (r_{im} - f_{im})^2 \qquad (4.1)$$

onde r_{im} é o valor medido da trajetória i no plano sensor m, e

$$f_{im} = \sum_j \alpha_{ij} Q_{mj} \qquad (4.2)$$

é o valor calculado da trajetória i no plano sensor m com:

$\alpha_{i1} = X_{0i}$ (posição X em Z=0)

$\alpha_{i2} = dX_i/dZ$ (ângulo da trajetória, no plano XZ, na região considerada)

$\alpha_{i3} = Y_{0i}$ (posição Y em Z=0)

$\alpha_{i4} = dY_i/dZ$ (ângulo da trajetória, no plano YZ, na região considerada)

$\alpha_{i5} = 1./q_i \; p^i_{xz}$ (q_i= carga, e p^i_{xz} = componente XZ do momento da partícula)

$Q_{m1} = \cos(\theta_m)$ (θ_m = ângulo azimutal do plano m)

$Q_{m2} = \cos(\theta_m) \; Z_m$ (Z_m = coordenada Z do plano m)

$Q_{m3} = \mathrm{sen}(\theta_m)$

$$Q_{m4} = \mathrm{sen}(\theta_m)\, Z_m$$

$$Q_{m5} = \begin{cases} 0 \text{ para os SMD's e D1} \\ \cos(\theta_m) \times 0.2125\,(\,Z_m - ZM1\,) \text{ para D2} \\ \cos(\theta_m) \times 0.2125\,\dfrac{((\,ZM2 - ZM1) + 1.6623(\,Z_m - ZM2\,))}{0.6623} \text{ para D3 e D4} \end{cases}$$

ZM1 e ZM2 correspondem às posições em Z dos magnetos M1 e M2 respectivamente.

As constantes que aparecem nas expressões acima, foram determinadas através de um minucioso ajuste sobre milhares de trajetórias de diferentes cargas e momentos.

Após esse ajuste final das trajetórias, a nossa resolução em momento, determinada através de estudos de Monte-Carlo, fica em torno de:

$$\delta p/p = 0.5\% + (0.052\%)p \qquad (4.3)$$

onde o primeiro termo é devido ao espalhamento múltiplo.

Após encontradas todas as trajetórias iniciadas no detetor de vértice, uma nova tentativa para encontrar trajetórias era feita, utilizando somente as câmaras de deriva, no sentido de se procurar por decaimentos de partículas neutras e de longa vida média, tipo K^0_s ou Λ, ou simplesmente alguma trajetória não encontrada anteriormente, devido a ineficiência e ruído dos SMD's ou ineficiência do próprio algoritmo de reconstrução. Esta tarefa é em grande parte facilitada, já que neste ponto a maioria das trajetórias já foi encontrada.

A eficiência para a reconstrução das trajetórias, determinada a partir de estudos de Monte-Carlo, diminue, em função do momento, de cerca de 93% ($p > 10$ GeV) para 88% a $p \cong 5$ GeV, chegando a 50% para partículas com momento inferior a 2 GeV. A maior causa desta queda em eficiência é o espalhamento múltiplo no próprio detetor de vértice.

A determinação da trajetória e momento das partículas é fundamental para o próximo passo da reconstrução, o Passo 2.

4.3 - O Passo 2

Neste passo, as informações obtidas no Passo 1 são utilizadas em conjunto com a dos calorímetros, da parede de Muons e do detetor Čerenkov, no sentido de se obter alguma identificação das partículas presentes no evento. Além disso, uma procura de possíveis candidatos a vértice (onde por vértice entende-se a interseção de duas ou mais trajetórias) era empreendida no final deste passo.

Inicialmente são encontrados todos os chuveiros em cada uma das três vistas do SLIC (U, V e Y). Por definição, um chuveiro corresponde a um grupo contíguo de canais contendo sinais acima de um determinado valor mínimo.

Chuveiros eletromagnéticos são diferenciados dos hadrônicos pela maior extensão transversa e maior penetração destes últimos.

O processo de identificação de chuveiros em nossos calorímetros encontra-se descrito em detalhes na ref. [69]. Neste processo, as trajetórias das partículas carregadas são projetadas no SLIC de forma a identificar os chuveiros vindos destas partículas, facilitando a busca das partículas neutras.

A informação obtida no SLIC é então combinada com a do hadrômetro e da parede de muons *Muon Back*, de forma a produzir uma lista de partículas com suas respectivas probabilidades de identificação como sendo um elétron, muon, fóton ou um hadron neutro. Muons são identificados por um sinal na parede de muons *Muon Back*, coincidindo com um pequeno depósito de energia, sob a forma de um chuveiro estreito, tanto no SLIC como no Hadrômetro. Elétrons, por sua vez, são identificados pela comparação de sua energia e momento, medidos no SLIC e nas DC's respectivamente, além da exigência de ausência de sinal no Hadrômetro. Fótons são procurados, observando-se o formato característico de seus chuveiros e a ausência de uma trajetória carregada associada com estes. Pares de fótons com

suficiente energia (acima de 2 GeV) são combinados para verificar sua possível associação com um π^0 através do decaimento $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$.

A identificação das partículas prossegue com a utilização da informação dos detetores de radiação Čerenkov. Em princípio, cada trajetória tem associada uma probabilidade a piori (2%, 1%, 81%, 12% e 4% de ser um elétron, muon, pion, kaon ou próton, respectivamente). Estas probabilidades são alteradas observando-se a informação da calorimetria (para elétrons e muons). Para pions, kaons e prótons, a quantidade de radiação Čerenkov coletada é comparada com a quantidade prevista para uma determinada hipótese de massa. Isto é feito utilizando-se a informação das DC's sobre o momento da partícula e calculando-se o número de fótons esperado para cada tipo partícula (Fig. 3.19).

A eficiência para a identificação de elétrons (muons) com E > 12GeV fica em torno de 70%. Para kaons, pions e prótons esta eficiência fica em torno de 60% dentro da faixa de operação dos nossos detetores Čerenkov (6 GeV < p < 60 GeV). No entanto para π^0's, que dependem da identificação dos dois fótons, a eficiência cai para 10-11% em eventos charmosos de alta multiplicidade.

A última tarefa do Passo 2 consiste numa busca por candidatos a vértice de produção e decaimento de partículas charmosas. Duas trajetórias são combinadas em um vértice comum, desde que o χ^2 por grau de liberdade do ajuste não ultrapasasse o limite de 2.0. Em seguida, novas trajetórias eram adicionadas a este vértice, sempre obedecendo ao limite do χ^2 acima citado. As trajetórias que não se encaixavam neste vértice eram combinadas em outros vértices até que uma lista de todos os vértices do evento fosse produzida. Na Figura 4.2 vemos um evento típico com três vértices reconstruídos.

Uma vez totalmente reconstruído, toda a informação do evento considerada desnecessária para a análise final, tal como a informação

digital de cada canal do espectrômetro, é descartada e a informação mantida é compatificada e escrita em fita magnética. Este processo reduz à metade o número de fitas a se manusear, gerando as chamadas DST's (*Data Summary Tapes*)

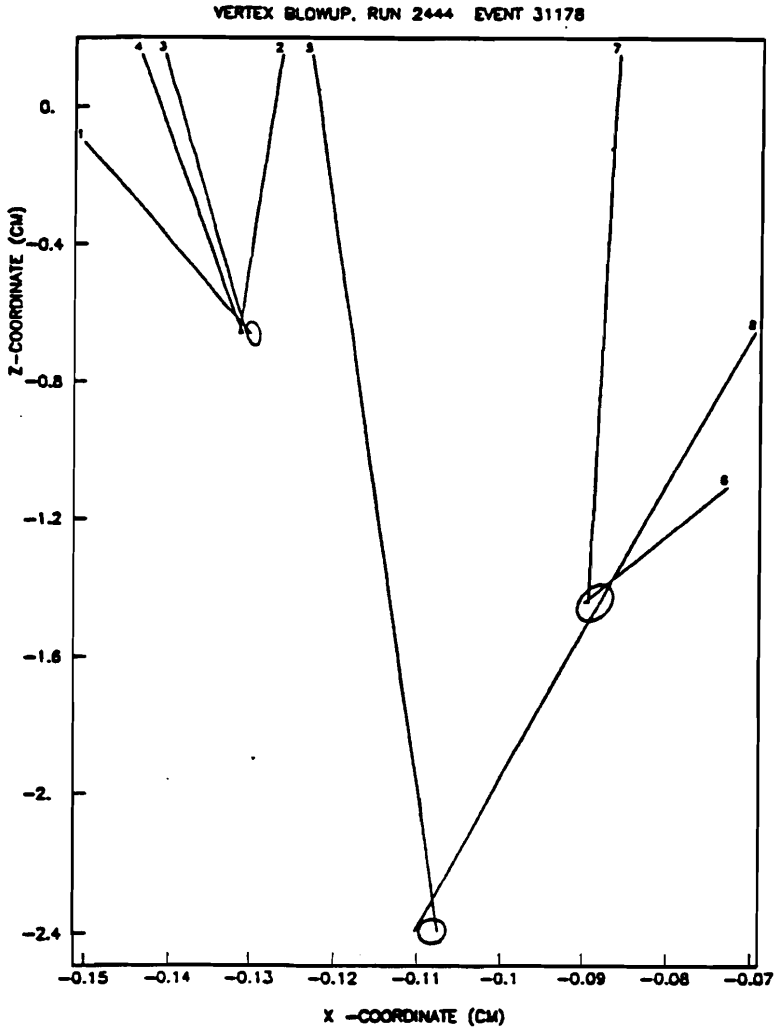


Fig. 4.2: Exemplo de um evento com três vértices reconstruídos.

4.4 - A RECONSTRUÇÃO

Nosso experimento coletou em torno de 400 x 10^6 eventos durante um período de *run* do Fermilab, escrevendo esta informação em mais de 10000 fitas de 9 trilhas.

Todo o processo de reconstrução descrito acima, necessita de 20 segundos/evento para ser executado em um computador padrão do tipo Vax 11-780. Deste modo a reconstrução de toda a amostra de dados da E769 levaria $8x10^9$ segundos ou 253.5 anos em uma única máquina deste tipo.

Mesmo usando toda a computação disponível do Fermilab na época, consistindo de 4 Cybers 175 e um Amdhal, este tempo seria reduzido na melhor das hipóteses para 20 anos. Na tabela 4.1, extraída da ref. [70], vemos que as nossas necessidades de computação são comparáveis com as de vários experimentos atuais e planejados para o futuro.

Experimento	Eventos	s/evento (Vax 11-780)	Anos/Vax*
E769	$4x10^8$	20	250
E691	10^8	7	35
UA1	$5x10^6$	60	20
CDF	10^7	200	100
SSC	10^7	1000	1220

* Número de anos em uma CPU Vax 11-780

Tabela 4.1: Necessidades computacionais de vários experimentos.

Uma solução para este problema, levantada antes do inicio da tomada de dados, seria a utilização de um algorítmo simples (filtro) que, através de uma recontrução parcial dos eventos *on-line*, pudesse rapidamente selecionar os eventos charmosos, descartando o *background* hadrônico. Infelizmente tal solução se mostrou inviável, pois mesmo a reconstrução bidimensional dos eventos, não era totalmente confiável e consumia um tempo excessivo, o que aumentaria enormemente o tempo morto do experimento.

A solução encontrada foi a utilização de um sistema de processadores paralelos ACP[68] em conjunto com um sistema de *Workstations* Silicon Graphics, dedicados exclusivamente para a reconstrução de nosso experimento. Os módulos ACP já foram descritos no capítulo anterior. As *Workstations* da Silicon Graphics utilizam o processador RISC R3000 de

última geração, sendo que cada máquina conta com 4 desses processadores, sendo assim capaz de executar processos em paralelo como no caso do ACP. Para esta finalidade, foi implementado nestas *Workstations* um *Software* de Processos Cooperativos (CPS) desenvolvido por membros da colaboração LAFEX/ACP[71].

A utilização conjunta destes dois sistemas descritos acima, tornou possível a reconstrução completa de toda a nossa amostra no prazo recorde de ≃ 1 ano.

4.5 - A PAIR STRIP

Mesmo após a compactificação dos eventos recontruídos em DST's, o número de fitas a serem analisadas ainda é extremamente grande (≃ 5000). Por isso uma pré-análise de todos os eventos foi efetuada, no sentido de se manterem somente aqueles que apresentassem características típicas de um evento contendo partículas charmosas (por exemplo a existência de um vértice de decaimento). Esta pré-análise foi denominada *Pair Strip*, e sua principal tarefa era selecionar aqueles eventos contendo ao menos um vértice composto por duas partículas, separado por uma distância significativa do vértice primário e que satisfizesse alguns critérios de qualidade, descritos mais adiante.

Por definição, o vértice primário é aquele com o maior número de partículas, na lista de vértices do Passo2. Para o vértice secundário, são tentadas todas as combinações de duas partículas no evento. Se uma destas combinações satisfaz aos critérios de seleção (também chamados cortes), dados na Tabela 4.2, o evento é escrito em fita.

Variável	Corte
Zpri	> -6. cm
σ_{zp}	< .18 cm
Zsec	> -6. cm
$(\chi^2/GL)_{sec}$	< 5.
RATIO	< 0.06
SDZ	> 6.
PT2DK	> .1 GeV^2/c^2

Tabela 4.2: Critérios de Seleção da Pair Strip

Na próxima seção explicaremos o significado de cada variável e faremos uma descrição detalhada destes cortes, uma vez que também são utilizados para a análise do decaimento do $D^0 \rightarrow K\pi$.

A escolha dos cortes da *Pair Strip* obedeceu aos seguintes critérios:

1- Reduzir consideravelmente a amostra inicial, de forma a facilitar a análise dos dados;

2- Manter uma boa eficiência para a maioria dos canais de decaimento a serem analisados.

Em relação ao ítem 1, foi conseguido um fator de redução de 14 na amostra inicial, sendo que estudos de Monte-Carlo determinaram uma eficiência de ≅ 100% para os decaimentos $D^0 \rightarrow K\pi$, $D^+ \rightarrow K\pi\pi$ e $D_s \rightarrow KK\pi$. Esta eficiência no entanto cai para ≅98% no caso do decaimento $D^* \rightarrow K\pi\pi$ e 80% no caso do $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$.

4.6 - A Análise dos Dados

4.6.1 - O Decaimento $D^0 \rightarrow K\pi$

Uma vez que os quarks (incluindo o charme) parecem estar confinados

em estados ligados, denominados hadrons, o estudo da dependência em A da "Hadroprodução" de Charme deve se proceder indiretamente, via a observação desta dependência na produção de hadrons compostos por este quark. Neste trabalho faremos este estudo partindo do *ansatz* usual.

$$\sigma_{hA\to D} = A^{\alpha}\, \sigma_{hp\to D} \tag{4.4}$$

onde

$$\sigma_{hp\to D} = \sum_{ab} \int dz_c dx_a dx_b F^g_h(x_a,Q^2)\, F^g_p(x_b,Q^2)\, \hat{\sigma}(ab\to c\bar{c})\, \mathfrak{D}^D_c(z_c)$$

onde $\mathfrak{D}^D_c(z_c)$ é a função de fragmentação do quark c no hadron D (extraída em geral de experimentos de e^+e^- [72]).

Supondo que não existam efeitos nucleares durante a fragmentação do quark c ($\bar{c}$), esta última observação nos fornece imediatamente a dependência desejada (a chamada universalidade das funções de fragmentação propõe que estas últimas sejam independentes do processo envolvido na produção do hadron D).

Na verdade, como foi mencionado no Cap.2, os efeitos nucleares podem se manifestar também na forma de uma alteração na função de distribuição de gluons. Assim a obtenção de um valor diferente de 1 para o expoente α da eq. (4.4) poderia ser atribuído a efeitos nucleares na hadronização, no processo de produção (distribuição de gluons) ou em ambos.

Para a análise da dependência em A da "Hadroprodução" de Charme, precisamos observar um número considerável de partículas charmosas produzidas em cada um de nossos 4 tipos de alvo. De todas as partículas charmosas, as mais fáceis de se produzir são obviamente os mésons mais leves D^0 e D^+. Além disto esses mésons são também mais facilmente observáveis, uma vez que suas longas vidas médias facilitam a separaração de seus vértices de produção e decaimento pelo nosso detetor de vértice.

Na análise que se segue, vamos nos deter mais na observação do méson charmoso D^0 ($\bar{D}^0$) em seu canal de decaimento $D^0\to K^-\pi^+$ ($\bar{D}^0\to K^+\pi^-$), embora resultados para o méson D^+ (D^-) no canal $D^+\to K^-\pi^+\pi^+$ ($D^-\to K^+\pi^-\pi^-$)

sejam também apresentados.

Tendo sido observado pela primeira vez em 1976[12], esse decaimento do méson D^0 é um dos mais bem estabelecidos atualmente. O fato de ser um decaimento em dois corpos, facilita a observação deste canal, apesar de sua razão de ramificação ser apenas de 3.71 ± 0.25%[8]. Isto se deve à já mencionada queda na eficiência para a observação de um decaimento com o aumento no número de partículas no estado final (seção 3.2.3). Além disso os modos com maior razão de ramificação apresentam partículas neutras, de dificil deteção, no estado final (ex. $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0 \cong 12\%$).

Para a obtenção de um sinal do D^0, partimos da amostra resultante da *Pair Strip* e aplicamos critérios de seleção ainda mais rigorosos em vista do tipo de decaimento procurado.

Todos os cortes utilizados na análise desse canal encontram-se na tabela 4.3 e serão explicados no decorrer desta seção. Na primeira coluna desta tabela, temos os valores dos cortes utilizados para reduzirmos a amostra da *Pair Strip* a um subconjunto de dados contendo candidatos ao decaimento procurado. Com estes cortes foi possível reduzir a quantidade de eventos a $\approx 1 \times 10^6$, possível de se armazenar em uma única fita exabyte† de 8mm.

---

†A unidade de fita exabyte utiliza uma forma de gravação, denominada *Hellical Scan*, que permite a gravação de até 3 Gbytes em uma única fita de 8mm.

Variável	Corte Inicial	Corte Análise
SDZ	> 6.0	> 8.0
PT2DK	---	> 0.7 GeV^2
DIP	< 120μm	< 80μm
RATIO	< 0.1	< 0.1
KPROB	---	> 0.15
Zpri	-6.< Zpri <.5cm	-6< Zpri <.5cm
Zsec	-6.< Zpri <2.cm	-6< Zpri <2.cm
σ_{zp}	< .18 cm	< .18 cm
σ_{zs}	< 1. cm	< 1. cm
$M_{K\pi}$	1.715< $M_{K\pi}$ <2.015 GeV	1.715< $M_{K\pi}$ <2.015 GeV
JCAT	3≤ JCAT ≤ 15	3≤ JCAT ≤ 15
χ^2/GL_{pri}	< 5.	< 5.
χ^2/GL_{sec}	< 5.	< 5.

Tabela 4.3: Critérios de seleção utilizados na análise do decaimento $D^0 \rightarrow K\pi$

O primeiro critério de seleção aplicado ao evento, exige a presença de um vértice secundário composto por duas partículas, cuja massa invariante:

$$M^2_{K\pi} = 2\sqrt{p^2_K + m^2_k}\sqrt{p^2_\pi + m^2_\pi} - 2p_K p_\pi \cos\theta_{K\pi} + m^2_K + m^2_\pi$$

esteja no intervalo de ± 150 MeV em torno da massa nominal do D^0 (1864.5 ± 0.5 MeV).

A variável JCAT fornece informações sobre a passagem das partículas ao longo do espectrômetro. JCAT contem 1 *bit* para cada câmara de deriva atravessada pela partícula. Assim uma partícula que apresentasse sinal apenas em D1, tinha JCAT=1, partículas com sinal em D1 e D2 tinham JCAT=3; D1,D2 e D3 JCAT=7 e partículas com sinal em todas as DC's tinham JCAT=15 . As partículas com JCAT>15 são aquelas que apresentam ajustes (*fits*) de pior qualidade na determinação de suas trajetórias.

O corte em JCAT tem como objetivo garantir que as trajetórias escolhidas passem pelo menos no primeiro magneto e no primeiro detetor Čerenkov, garantindo um mínimo de identificação e determinação de momento.

No que diz respeito aos vértices primário e secundário, as restrições quanto as suas posições (Zpri e Zsec) servem para limitar a região de produção (no caso de Zpri) ao nosso alvo, e a região de decaimento (no caso de Zsec) a um limite aceitável para o decaimento de uma partícula charmosa (para o D^0 com $c\tau$ = 0.0126 cm isto correspondia a mais de 100 vezes sua vida média).

Adicionais restrições a esses vértices, como por exemplo sobre o χ^2 por grau de liberdade do ajuste para a formação do vértice, asseguram vértices de boa qualidade, do mesmo modo que o corte no erro da posição em Z destes (σ_{zp} e σ_{zs}).

Outros cortes relacionados com a posição dos vértices são o corte em DIP e em SDZ. A representação esquemática destes e de outros cortes encontra-se na Fig.4.3.

Uma vez composto o vértice secundário, o momento da partícula original (no caso o D^0) é reconstruído e projetado no plano XY determinado pelo vértice de produção. A distância, neste plano, entre o ponto de produção e a projeção do momento do D^0 é denominada Parâmetro de Impacto do D (DIP) e deve ser a menor possível, dentro da resolução do detetor de vértice, caracterizando a produção da partícula neste ponto. Já a variável SDZ definida como SDZ = $\Delta Z / \sigma_z$ com $\sigma_z = \sqrt{\sigma_{zp}^2 + \sigma_{zs}^2}$ e ΔZ = Zsec-Zpri, representa a significância estatística na separação entre os vértices de produção e decaimento (note que σ_z representa uma convolução entre os erros na posição em Z dos vértices primário e secundário). O corte nesta significância foi escolhido em princípio com o mesmo valor da *Pair Strip*, sendo depois aumentado de acordo com estudos de Monte Carlo, que serão descritos na próxima seção.

O corte na variável RATIO, definida como:

$$\text{RATIO} = \prod_{i=K,\pi} \frac{(b_s)_i}{(b_p)_i}$$

onde $(b_s)_i$ e $(b_p)_i$ são os parâmetros de impacto da trajetória i em relação aos vértices secundário e primário, respectivamente, tem como objetivo assegurar que as trajetórias candidatas a formar o vértice secundário passem mais próximas deste vértice do que do primário. PT2DK é simplesmente a soma do quadrado dos momentos transversos das partículas do decaimento em relação à direção de movimento do D: PT2DK = $\sum_{i=K,\pi} (p_T^2)_i$. Finalmente KPROB representa a probabilidade que cada uma das trajetórias, que formam o vértice secundário, tem de ser um kaon, segundo o detetor Čerenkov. O corte utilizado na análise (0.15) está bem acima da já citada (§ 3.2.5) probabilidade a priori para kaons em nosso espectrômetro (0.12).

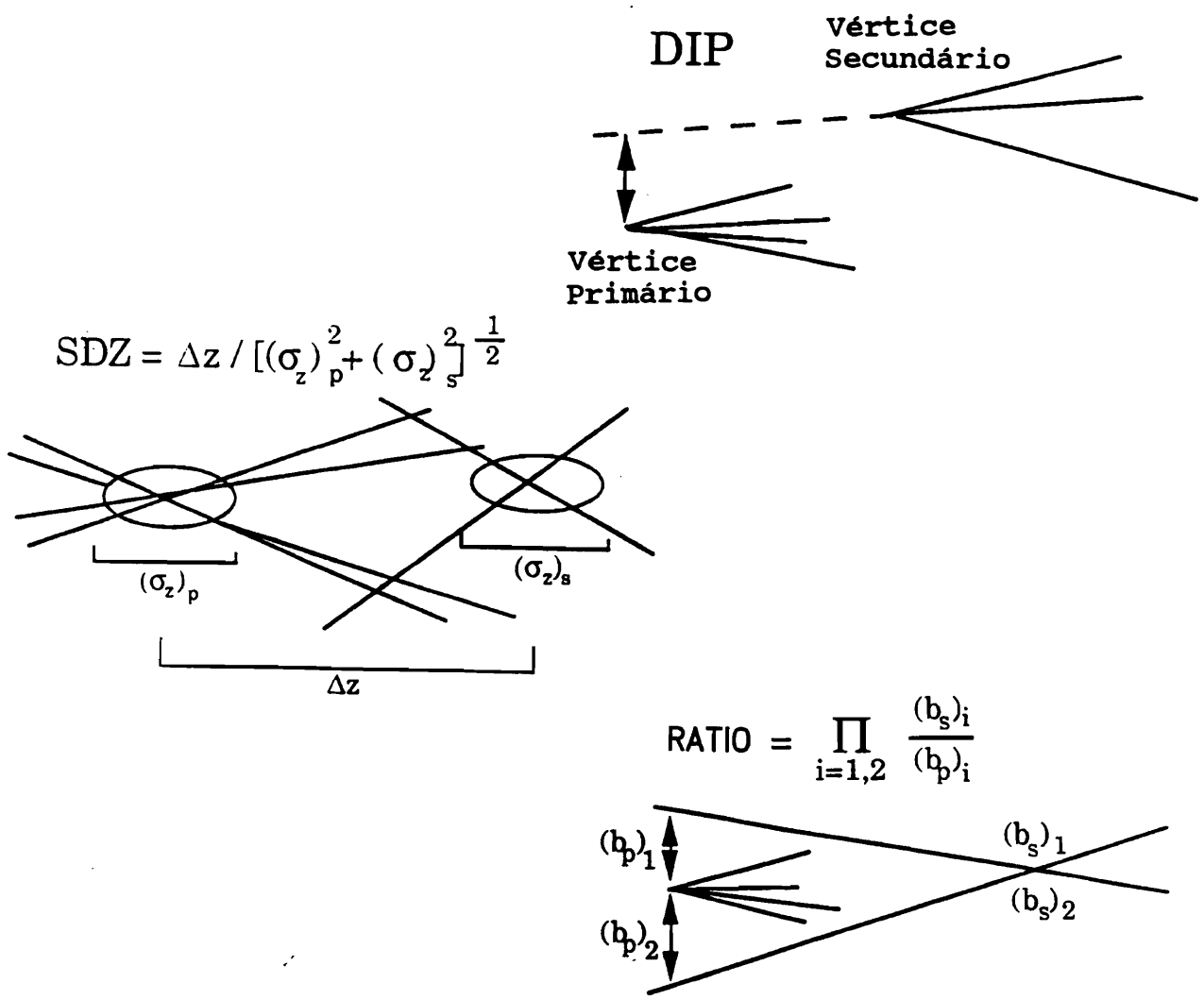


Fig. 4.3: Representação esquemática de alguns cortes utilizados na análise do decaimento de partículas charmosas.

4.6.2 - A Simulação Monte Carlo

Alguns cortes utilizados na análise, como por exemplo o corte em Zpri e Zsec visto na seção anterior, são escolhidos em bases puramente físicas. No entanto, uma boa parte destes, particularmente os que diferem dos cortes iniciais, foram escolhidos segundo o método padrão de maximizar a significância estatística do sinal de Monte Carlo em relação ao *background* dos dados, ou seja, a razão:

$$\frac{S_{MC}}{\sqrt{B_{dados}}}$$

Este procedimento encontra-se ilustrado na Fig. 4.4 para a variável SDZ, onde se ve que o corte escolhido para a análise representa um compromisso entre eficiência (definida em relação a ausência do corte) e significância estatística.

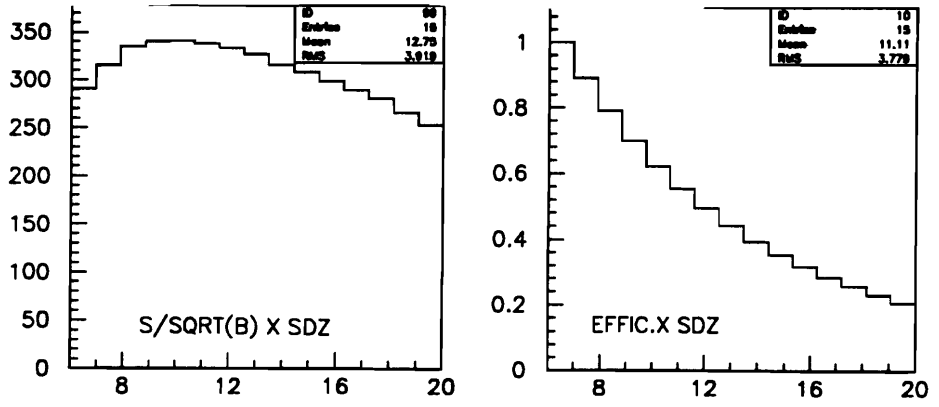


Fig. 4.4: Significância estatística e eficiência para vários valores do corte em SDZ

A escolha de cortes nessas bases pressupõe no entanto que o Monte Carlo seja a representação mais fiel possível dos eventos que se desejam observar. Isto pode ser verificado na medida em que comparamos as distribuições de certas variáveis físicas (ex. x_F, $p_\perp$, etc.) geradas pelo Monte Carlo com os eventos procurados. Esta verificação, entretanto, não pode ser feita em todos os casos, pois certos decaimentos são limitados pela estatística dos eventos observados. Somente nos canais de maior

estatística, como é o caso do $D^0 \rightarrow K\pi$ e do $D^+ \rightarrow K\pi\pi$, esta verificação foi feita. No entanto, como veremos a seguir, a boa concordância entre as distribuições nestes casos nos deixa confiante em seu uso neste e nos demais casos.

A seguir faremos uma descrição do Monte Carlo utilizado pelo experimento e a comparação com os eventos observados.

O Programa de Simulação Monte Carlo consiste basicamente de três partes: 1) Geração do evento via os mecanismos de fusão de gluons e aniquilação de quarks; 2) Hadronização dos quarks e gluons gerados nas partículas observáveis; 3) Simulação detalhada da passagem das partículas pelo espectrômetro.

A primeira versão deste programa foi executada em princípio, utilizando o gerador PYTHIA 4.8[73] de simulação de colisões hadron-hadron. PYTHIA cria um par $c\bar{c}$ utilizando um gerador inspirado nos mecanismos de produção da QCD em ordem α^2. Entretanto, este gerador ignora a massa dos quarks (incluindo o charme) e introduz uma série de cortes de $p_\perp$ no sentido de evitar singularidades no cálculo das seções de choque. Além disso este gerador muito frequentemente combinava o quark charme formado com um dos quarks do feixe produzindo um grande número de eventos a altos x_F (caracteristico do *leading effect* explicado no Capítulo 3).

Para evitar esses efeitos, um nova versão do gerador foi desenvolvida, onde a geração do par $c\bar{c}$ se dá segundo o mecanismo da QCD em ordem α^2, sem desprezar a massa dos quarks. Uma vez gerado o par $c\bar{c}$, o restante do evento se desenvolve utilizando o programa FRITIOF[74] de simulação de interações hadron-núcleo. Pelas Figs. 4.5a e 4.5b vemos que existe uma melhor representação dos eventos reais utilizando-se este último gerador.

Após a geração da interação hadrônica, torna-se necessário "vestir" os partons resultantes, criando as partículas observáveis pelo aparato

experimental. Este processo de hadronização é desenvolvido segundo o modelo de fragmentação de cordas de LUND[75], utilizando-se o programa JETSET 6.3[76]. Neste programa, os partons gerados na interação hadrônica são ligados por um campo de cor confinante da forma $V(r) \propto \kappa r$. O caráter confinante deste campo limita suas dimensões transversas às de um tubo de cor, cuja dinâmica pode ser então modelada como a de uma corda relativística e sem massa. Além disso, esta corda pode romper-se, segundo uma distribuição de probabilidade, correspondendo à criação de um par $q\bar{q}$, ou a de um (qq)-$(\bar{q}\bar{q})$ (diquark-antidiquark), sendo que neste último caso existe um fator de supressão de ~ 25% devido a observada razão entre a produção de quarks e diquarks em e^+e^-[75]. O processo de quebra da corda prossegue até que a energia do sistema seja insuficiente para a geração de novas partículas.

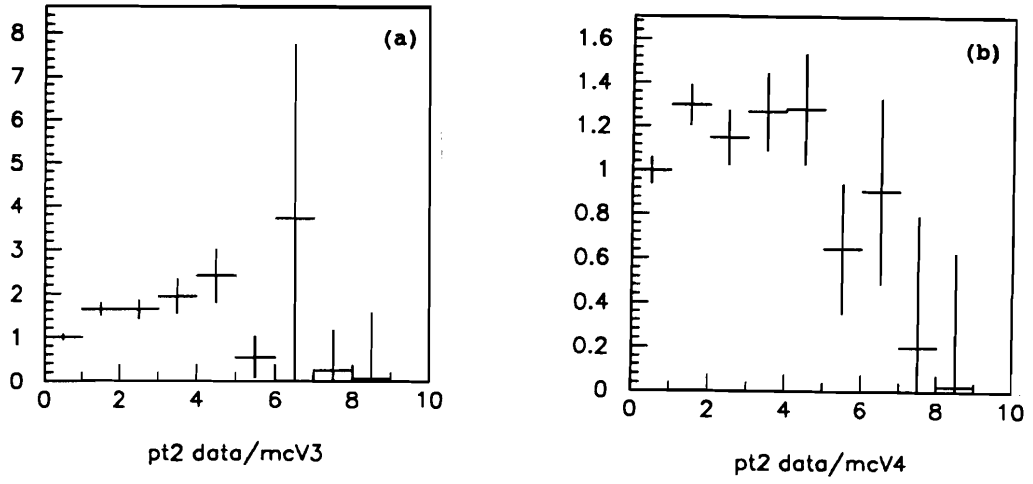


Fig. 4.5: Razão entre a distribuição de $p_\perp^2$ dos dados (subtraído o *background*) e MC para (a) versão 3 e (b) versão 4 do gerador.

O último passo do processo de simulação é executado por um conjunto de rotinas especificamente desenvolvidas para a simulação de nosso espectrômetro. Estas rotinas fazem a extrapolação das trajetórias das partículas no espectrômetro, ao mesmo tempo em que simulam o decaimento das partículas instáveis, o espalhamento múltiplo destas, interações

secundárias e o desvio provocado pelos magnetos. Ao final da simulação, todas as informações relevantes sobre o evento, como por exemplo a posição e momento das partículas, são compiladas no que chamamos de "Tabela Verdade", sendo esta armazenada em fita magnética.

No sentido de se estudar a eficiência dos vários processos envolvidos para a obtenção de um sinal de partícula charmosa (ex. reconstução, algoritmo de análise, etc.), os eventos gerados pelo Monte Carlo eram submetidos a um outro programa que, a partir das informações da "Tabela Verdade", colocava estes eventos em um formato idêntico ao dos dados reais do espectrômetro. Este programa, denominado Digitalizador, é utilizado também para modelar algumas características individuais dos detetores, como, por exemplo, eficiências e canais ruidosos ou mortos. Uma região de baixa eficiência, no entorno da linha de passagem do feixe pelas Câmaras de Deriva, também era modelada de forma a se ter uma idéia sobre as alterações na "aceptância" causadas por esta região. Na Tabela 4.4 temos uma comparação entre as eficiências dos planos das câmaras de deriva segundo o Monte Carlo e segundo os dados reais, onde pode se observar uma boa concordância entre a simulação e os dados.

4.6.3 - A Amostra Final de Dados

Após passar por todos os critérios de seleção citados, a amostra resultante é ainda submetida a um programa que verifica a existência de duplicatas de um mesmo evento. A existência de tais eventos justifica-se pela grande quantidade de fitas a se manusear durante os processos de reconstrução e *Pair Strip*. A amostra de candidatos a D^0, após os cortes de análise, consiste de ~ 25000 eventos, dos quais ~ 3% eram duplicatas. Nestes casos apenas um evento é mantido.

Removidos os eventos duplicados, a amostra final de candidatos ao decaimento $D^0 \to K\pi$ resume-se em 24374 eventos. Isto representa um fator de redução de ~ 15000 na amostra original de 400 milhões de eventos.

Plano	Eficiência (Dados)	Eficiência (MC)
D1-1U	0.937	0.937
D1-1V	0.934	0.955
D1-1X	0.891	0.912
D1-1X'	0.940	0.934
D1-2U	0.911	0.878
D1-2V	0.934	0.928
D1-2X	0.943	0.826
D1-2X'	0.946	0.900
D2-1U	0.843	0.826
D2-1X	0.869	0.878
D2-1V	0.883	0.891
D2-2U	0.731	0.812
D2-2X	0.677	0.792
D2-2V	0.691	0.769
D2-3U	0.840	0.830
D2-3X	0.803	0.844
D2-3V	0.851	0.817
D2-4U	0.903	0.871
D2-4X	0.851	0.862
D2-4V	0.860	0.912
D3-1U	0.800	0.835
D3-1X	0.823	0.808
D3-1V	0.823	0.814
D3-2U	0.863	0.844
D3-2X	0.866	0.855
D3-2V	0.826	0.835
D3-3U	0.709	0.699
D3-3X	0.866	0.855
D3-3V	0.874	0.871
D3-4U	0.923	0.878
D3-4X	0.740	0.690
D3-4V	0.871	0.871
D4U	0.697	0.649
D4X	0.654	0.654
D4V	0.654	0.647

Tabela 4.4: Comparação das eficiências dos planos das câmaras de deriva segundo dados e Monte Carlo

Na Figura 4.6 vemos a massa invariante desses eventos, onde se vê claramente o aumento significativo de eventos em torno da massa nominal do D^0. A curva superposta aos dados representa um ajuste de uma função gaussiana, representando a distribuição de eventos do sinal, mais uma função quadrática, representando a distribuição de eventos do *background*.

$$F(x) = P1 + P2(x-x_0) + P3(x-x_0)^2 + \frac{P4}{\sigma\sqrt{2\pi}} * \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2\right]$$

onde os $P_i(i=1,4)$ são os parâmetros do ajuste, x_0 o limite inferior para a variável do ajuste, σ é a largura da distribuição gaussiana e μ corresponde a massa do D^0.

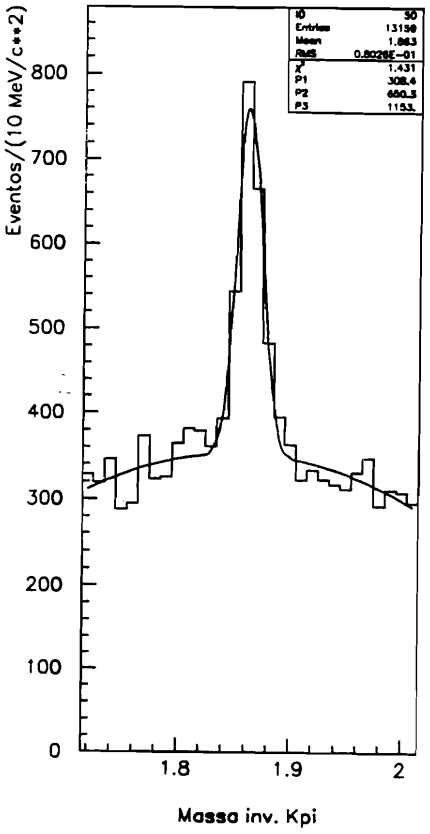


Fig. 4.6: Dados

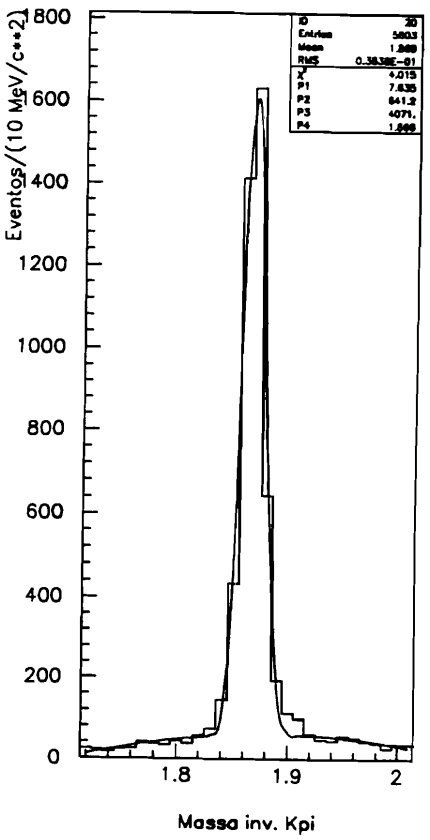


Fig. 4.7: Monte Carlo

A escolha da forma acima para a função de ajuste obedece aos seguintes fatos:

1- A distribuição de eventos na região do sinal é bem representada por uma

distribuição gaussiana, uma vez que este consiste de um grande número de medidas independentes da massa do D^0, cujos erros são aleatórios e inteiramente dominados pela resolução do espectrômetro. Uma prova disso é que a largura da distribuição gaussiana (11 MeV) é muito superior a da Breit-Wigner associada ao decaimento do D^0 (da ordem de 10^{-10} MeV);

2- A distribuição de eventos na região do *background* é dominada pelo espaço de fase de uma combinação aleatória de um par $K\pi$ (ver Fig. 4.8a), cuja forma é melhor representada por uma função quadrática do que por outro tipo de função (ex. linear, quártica, *etc.*).

O número de eventos na região do sinal, obtido a partir do ajuste mencionado, é de 153 ± 57 (observe que nesta amostra estão reunidos todos os eventos produzidos nos 3 tipos de feixe), o que representa a maior amostra obtida em "hadroprodução" até a presente data.

Na Fig. 4.7 vemos a mesma distribuição para os eventos de Monte Carlo utilizando a mesma função de ajuste. Em ambos os casos a boa representação da distribuição dos eventos, segundo a função de ajuste escolhida, é verificada observando-se o valor do χ^2 resultante deste ajuste.

O *background* existente no intervalo de massa considerado é composto predominantemente por combinações aleatórias de duas partículas cuja massa invariante encontra-se neste intervalo. Outra fonte de *background* provem de partículas charmosas mal identificadas. Este é o caso por exemplo do próprio decaimento $D^0 \rightarrow K\pi$, no qual o pion é identificado como kaon e vice-versa, ou ainda os decaimentos $D^0 \rightarrow K\pi\pi^0$ e $D^+ \rightarrow K\pi\pi$, onde não se observa o último pion. Nas Figs. 4.8a, b e c vemos as distribuições de massa de tais eventos, gerados pelo nosso Monte Carlo. Observe que este *background* está distribuido uniformemente na região de massa utilizada em nossa análise, o que vem confirmar a identificação da estrutura observada na Fig. 4.6 com decaimentos reais do $D^0 \rightarrow K\pi$.

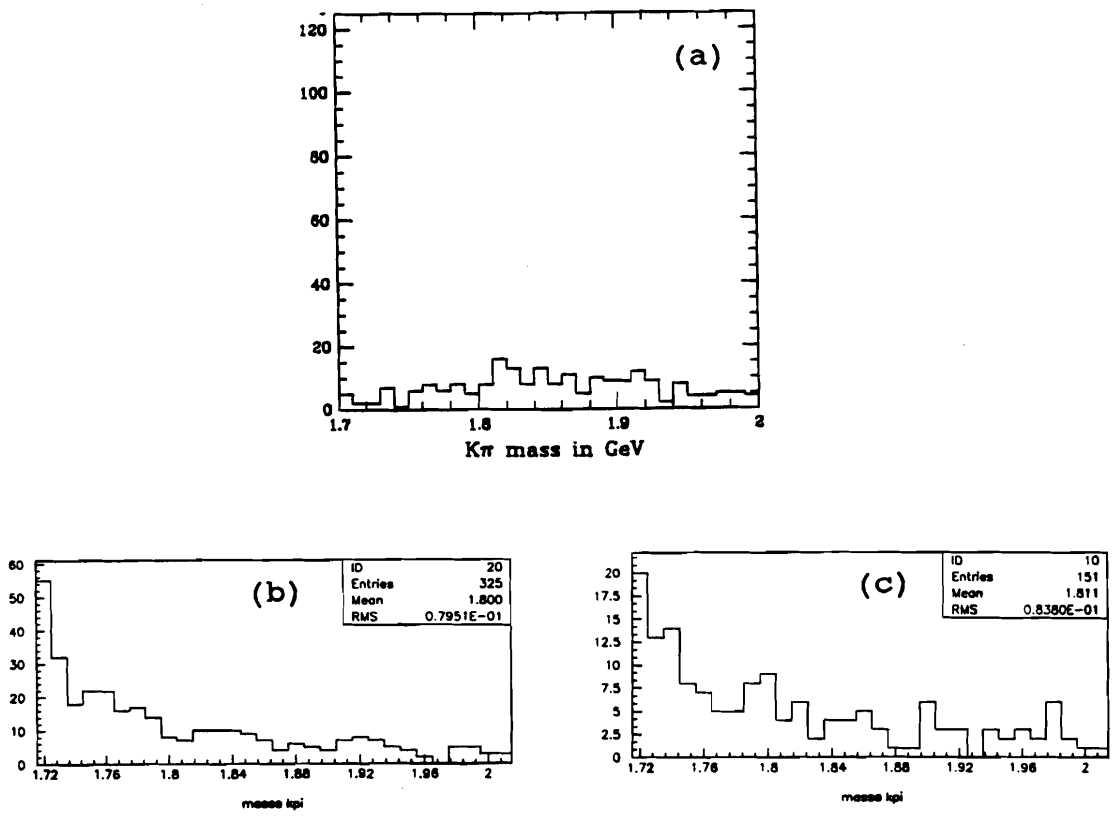


Fig. 4.8: Massa invariante do Kπ na vizinhança da massa do D^0 para (a) eventos de D^0 com troca de identificação das partículas (b) eventos de $D^+ \rightarrow K\pi\pi$ e (c) $D^0 \rightarrow K\pi\pi^0$ nos quais não se observa o último pion.

CAPÍTULO 5

RESULTADOS

Neste capítulo apresentaremos os resultados de nossa análise sobre a dependência em A para a seção de choque de produção dos mésons D^0 e D^+, produzidos com feixes de $\pi^{\pm}$e $K^{\pm}$. Serão examinados os erros sistemáticos devido à correções na eficiência do *trigger* de E_t , além de outras fontes de erro. Faremos também a comparação de nossos resultados com previsões teóricas, bem como com resultados de outros experimentos, apresentando as conclusões finais no próximo capítulo.

5.1 - OS SINAIS PARA CADA TIPO DE FEIXE

Dividimos nossa amostra final segundo o tipo de feixe e alvo em que foram produzidos, no sentido de se obter a dependência em A para cada caso separadamente. O número de eventos na região do sinal, produzidos em cada alvo, encontra-se na Tabela 5.1.

Alvo	Partícula incidente					
	$\pi^{\pm}$		$K^{\pm}$		π^-	
	D^0	D^+	D^0	D^+	D^0	D^+
Be	107±16	161±16	22±7	23±6	83±15	107±13
Al	107±16	99±12	15±6	21±6	81±13	74±11
Cu	174±18	183±16	36±8	39±8	126±15	141±15
W	143±17	165±17	27±7	40±8	114±15	105±14

Tabela 5.1: N° de eventos observados em cada alvo segundo o tipo de partícula incidente.

A discrepância entre o número de eventos produzidos por pions e kaons incidentes, é exclusivamente devida ao fato, já mencionado (§ 3.3), de que nossa amostra de kaons corresponde a apenas ~25% do total de nossos dados. Nas Figs. 5.1a e b temos as distribuições de massa para cada um dos tipos de alvo, produzidos nas interações π^-A. A função de ajuste utilizada é a mesma descrita na seção 4.6.3, sendo que a largura da distribuição gaussiana, que representa o sinal, é determinada a partir do Monte Carlo.

Note que somente eventos que satisfazem o *trigger* de E_T estão sendo utilizados.

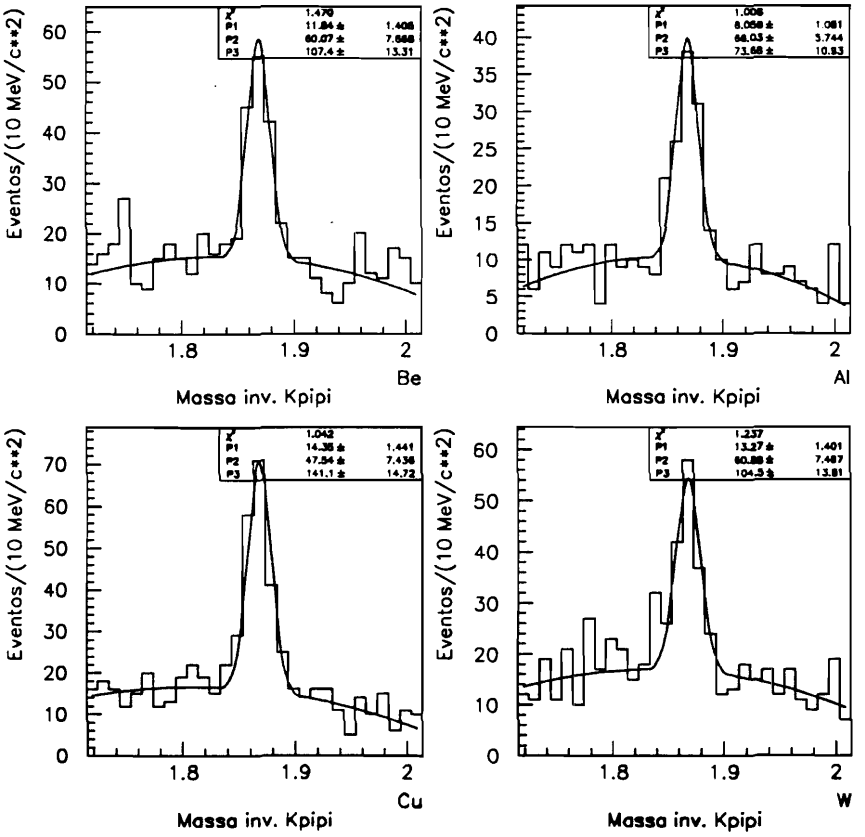


Fig. 5.1a: Distribuições em cada alvo do decaimento $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ + C.C.

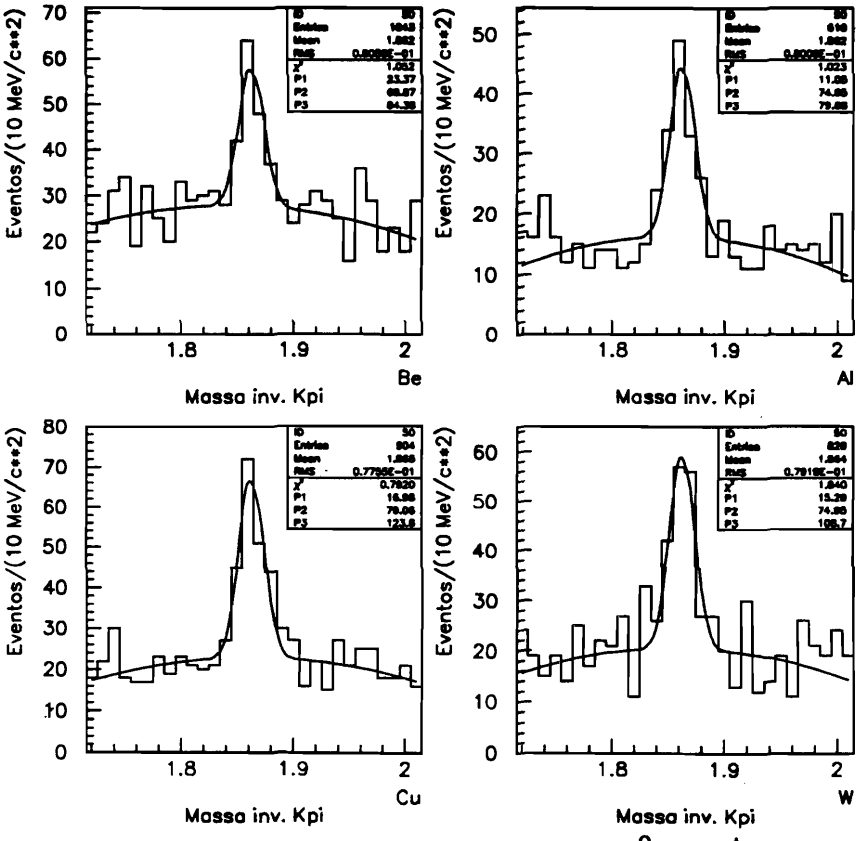


Fig. 5.1b: Distribuições em cada alvo do decaimento $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ + C.C.

5.2 - OBTENÇÃO DA DEPENDÊNCIA EM A

A partir dos números da Tabela 5.1 podemos obter a seção de choque relativa para cada alvo, como explicado no apêndice A. A "aceptância" para cada par de folhas de nosso alvo pode ser vista na Fig. 5.2. A queda na "aceptância" para as folhas mais afastadas do detetor de vértice é devida não só a geometria do conjunto, mas também aos cortes de vértice, visto que a resolução deste último detetor depende da coordenada Z.

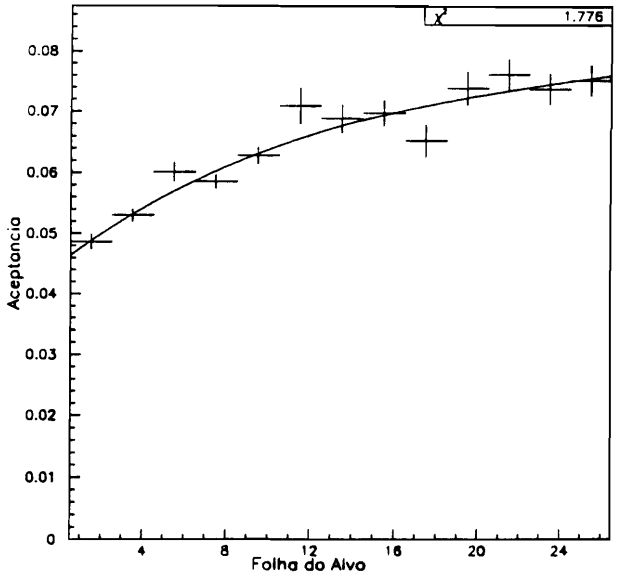


Fig. 5.2: A "aceptância" do decaimento $D^0 \rightarrow K\pi$ para cada par das 26 folhas de nosso alvo.

Devido a certas discrepâncias encontradas entre dados e Monte Carlo, foram necessárias algumas correções na "aceptância" obtida acima. Abaixo descrevemos as duas principais correções.

5.2.1 - Correção da Eficiência do *Trigger* de E_T

Estudos de Monte Carlo revelaram uma diferença de 0.5 GeV entre a média das distribuições de E_T dos dados e Monte Carlo, para eventos satisfazendo o *trigger* de interação (que não contem corte em E_T, vide seção 3.3).

Estudos subsequentes revelaram que a maior fonte desta diferença é a

presença de uma segunda partícula do feixe, interagindo dentro do intervalo de integração do sinal dos calorímetros (~ 150 ns). Mesmo a exigência da ausência do *killer bit* (seção 3.1.2) não foi suficiente para sanar este problema.

A solução encontrada foi a utilização da variável pt715, ao invés da E_T, para se parametrizar a eficiência de cada evento. Esta variável representa a soma dos momentos transversos de todas as trajetórias com JCAT = 7 ou 15 (seção 4.6.1).

Existem duas justificativas para a utilização desta variável:

1ª) Uma vez que os momentos são medidos pelas câmaras de deriva, e o intervalo de integração do sinal destas é cerca de 1/2 daquele dos calorímetros, a probabilidade de inclusão de trajetórias provenientes de uma interação de outra partícula do feixe diminue na mesma proporção;

2ª) As trajetórias com JCAT = 7 e 15 são as que têm o maior número de pontos em todo o espectrômetro (menos prováveis de serem falsas), além de terem a melhor determinação de momento.

Com o uso desta variável, computamos a eficiência do *trigger* de E_T, pela divisão das distribuições em pt715 dos eventos que satisfazem este *trigger*, pela mesma distribuição dos eventos que satisfazem o *trigger* de Interação. Parametrizando esta eficiência com a forma funcional:

$$\mathrm{Eff(pt715)} = 1 - \frac{1}{1 + e^{\left[\frac{\mathrm{pt715} - \mathrm{p1}}{\mathrm{p2}}\right]}} \qquad (5.1)$$

onde p1 e p2 são parâmetros do ajuste, obtemos curvas de eficiência para os dados provenientes de interações $\pi^{\pm}$-núcleo, $K^{\pm}$-núcleo e p-núcleo, como as das Figs. 5.3a e b.

O erro sistemático associado a esta correção pode ser estimado como 1/2 (ε(s/corr.) - ε(corr.)), onde ε(s/corr.) e ε(corr.) são, respectivamente, as eficiências para a deteção sem correção e com correção.

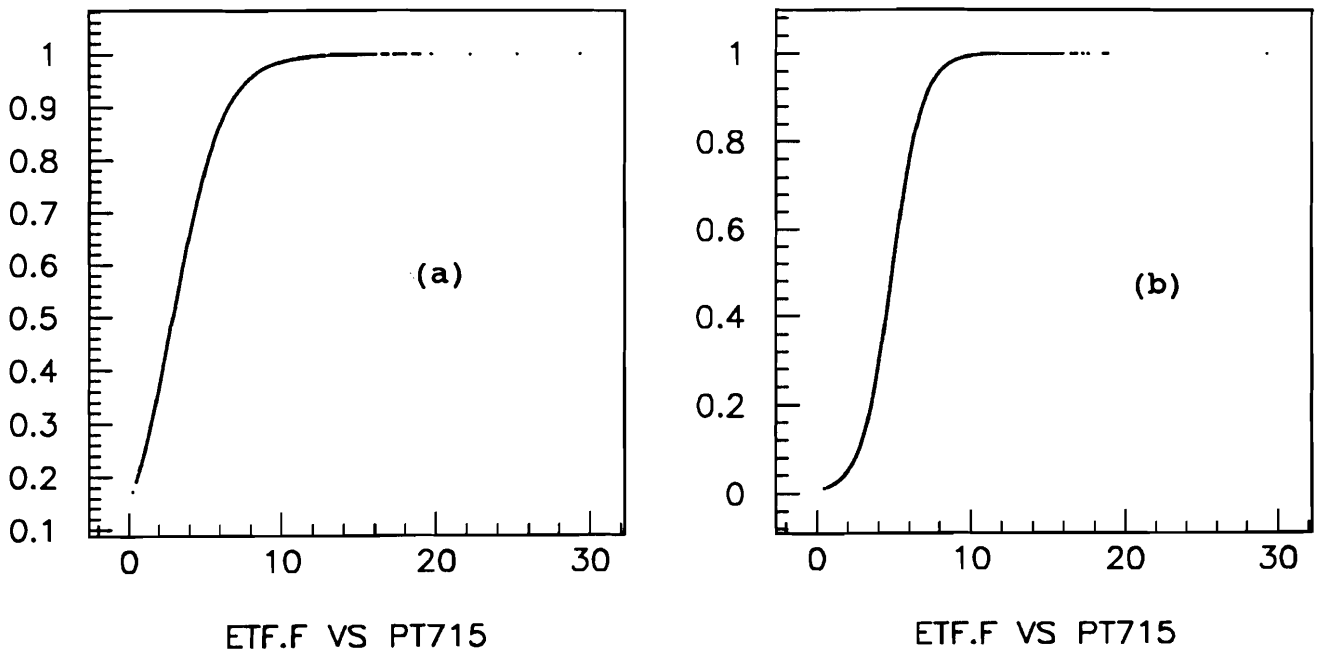


Fig. 5.3: Curvas de eficiência em função da variável pt715 para (a) interações π^--núcleo e (b) interações K^--núcleo

5.2.2 - Correção da Eficiência dos Detetores Čerenkov de Limiar.

Uma outra discrepância entre dados e Monte Carlo foi encontrada na distribuição de probabilidades Čerenkov para a identificação de partículas. Esta discrepância provocava uma diferença na eficiência para a identificação de uma partícula que podia chegar a 15%, dependendo do momento da partícula.

Uma vez que utilizamos um corte na probabilidade Čerenkov para a identificação de kaons, fez-se necessário corrigir esta diferença.

Devido a dificuldades encontradas para se sanar o problema em sua origem, ou seja, na própria simulação dos detetores Čerenkov, optou-se pela correção utilizando dados reais do experimento.

Em nosso caso particular, a identificação de kaons teve sua eficiência medida a partir do abundante decaimento $\phi \rightarrow K^+K^-$. Nas Figs.5.4a e b vemos as distribuições de massa invariante do K^+K^-, utilizando-se um corte na probabilidade Čerenkov de 0.13 (acima daquela *a priori*), para um e para ambos os kaons,respectivamente. A eficiência, medida a partir da razão entre estes dois histogramas, foi dividida em intervalos de momento

do kaon e encontra-se na Fig. 5.5. Na mesma figura temos também a eficiência, medida da mesma forma, segundo o nosso Monte Carlo. O fator de correção utilizado é simplesmente a razão entre estas duas medidas (dados/MC), para um dado intervalo de momento.

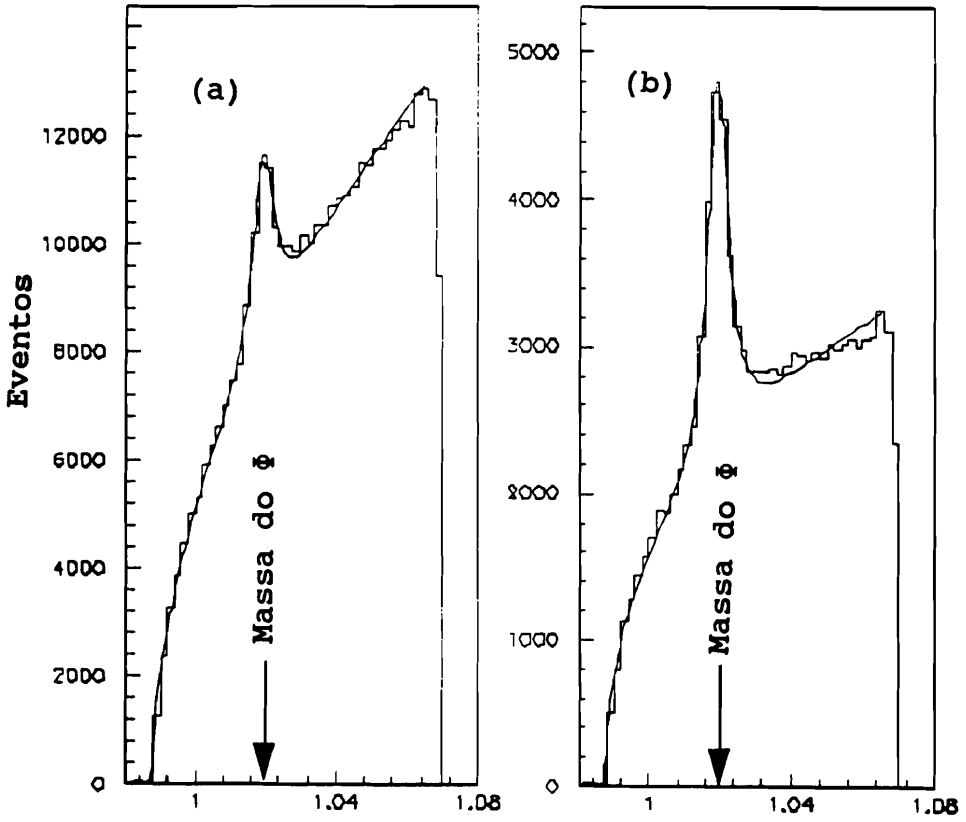
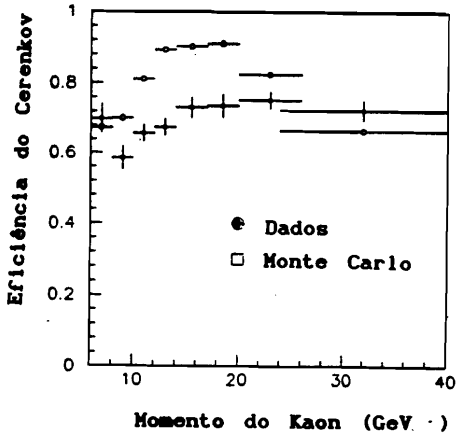


Fig. 5.4: Massa invariante do K^+K^- com corte de Čerenkov em (a) um e (b) nos dois kaons.

Fig. 5.5: eficiência do corte de Čerenkov em função do mom. do K, para dados e MC.



O erro sistemático associado a esta correção foi estimado da mesma forma que para a correção do *trigger* de E_T.

Na Tabela 5.2 damos uma lista de muitas das prováveis fontes de erro sistemático, juntamente com uma estimativa da contribuição de cada uma

obtidas a partir de estudos com dados e Monte Carlo.

Fonte de erro	Erro sistemático estimado	
	D^0	D^+
Forma do *background*	< 0.005	< 0.005
Largura do sinal	< 0.002	< 0.001
Método de Ajuste*	< 0.004	< 0.004
Correção Čerenkov	< 0.001	< 0.001
Correção *Trigger*	< 0.001	< 0.001
Gerador do MC	< 0.002	< 0.002
"Aceptância"	< 0.003	< 0.003

* Dois métodos foram utilizados: Mínimos quadrados e Log-likelihood.

Tabela 5.2: Estimativas das contribuições individuais de possíveis fontes de erro sistemático.

5.2.3 - Dependência em A Para as Interações $hN_A \to D + X$

Após as correções na "aceptância", obtemos, a partir da Tabela 5.1 e da eq. (A.3) do Apêndice A, os valores para as seções de choque relativas em cada um dos alvos.

Utilizando estes valores juntamente com a parametrização $\sigma = \sigma_0 A^{\alpha}$ obtemos gráficos como os das Figs. 5.6a e b. Na Tabela 5.3 temos uma compilação dos resultados finais de nossa análise. Esses resultados estão integrados em todo o intervalo de $0< x_F<1$ e $0< p_\perp<10$ GeV. O valor médio destas variáveis para toda a nossa amostra é de $< x_F >= 0.19$ e $< p_\perp >= 1.03$ GeV.

Uma vez que os erros sistemáticos são desprezíveis em comparação aos estatísticos, somente estes últimos são apresentados.

Valores de α para	Partícula incidente		
	π^-	$\pi^\pm$	mésons(π e K)
$D^0/\bar{D}^0$	1.04±0.07	1.06±0.06	1.03±0.05
D^+/D^-	0.94±0.05	0.95±0.04	0.97±0.04
Todos os D's*	0.99±0.04	0.98±0.03	0.99±0.03

* Média ponderada dos resultados acima.

Tabela 5.3: Resultados finais para a dependência em A das seções de choque de produção dos mésons charmosos.

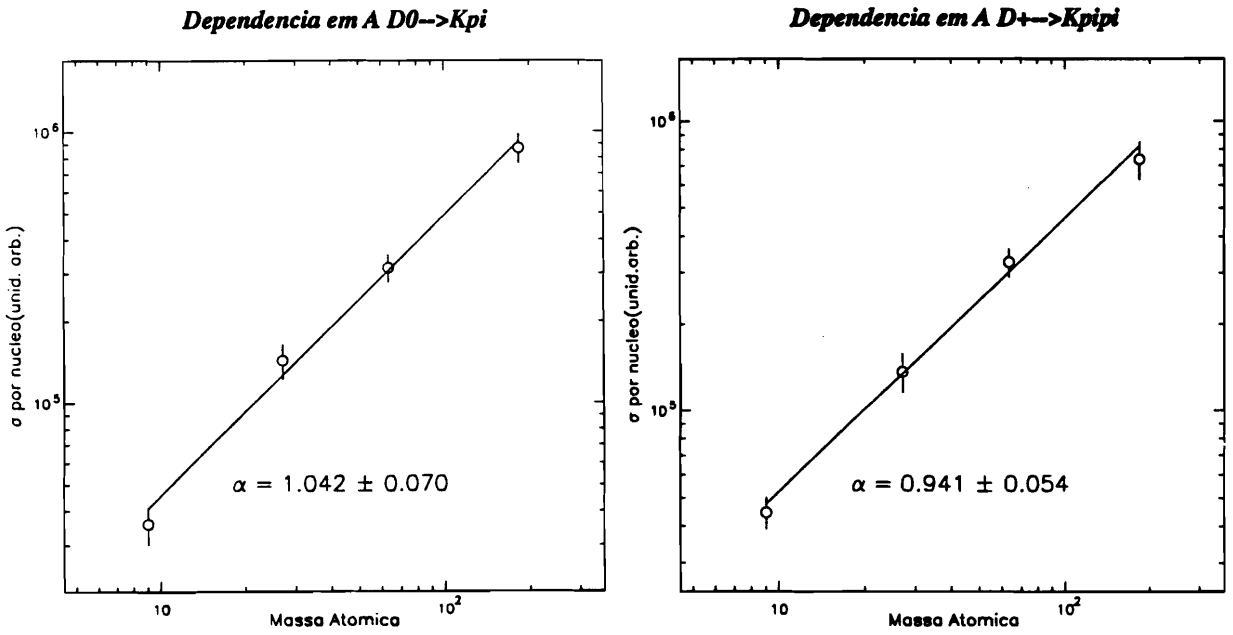


Fig. 5.6: Dependência em A para interações π^--núcleo.

É importante notar que, apesar de alguns experimentos sugerirem uma parametrização diferente[77] de A^α, esta parece representar bem nossos dados.

5.3 - VARIAÇÃO DO PARÂMETRO α COM x_F

Como mencionamos anteriormente (seção 2.2.1), no caso da produção de quarks leves é observada uma variação com x_F do parâmetro α, que em geral é atribuída a fenômenos não perturbativos.

Para testar a existência de tais fenômenos na produção de charme, dividimos nossa amostra em 4 regiões de $x_F < 0.5$ (devido a limitações de estatística). A dependência em A para estas regiões de x_F está na Tabela 5.4 e na Fig. 5.7. Apesar de uma ligeira tendência à queda na região de

mais alto x_F, os valores são compatíveis entre si dentro do erro experimental.

Intevalo de x_F	$0.\leq x_F<0.1$	$0.1\leq x_F<0.2$	$0.2\leq x_F<0.3$	$0.3\leq x_F<0.5$
α (D^0)	1.10±0.11	1.02±0.09	1.00±0.09	1.11±0.14
α (D^+)	1.05±0.10	0.97±0.06	0.95±0.07	1.02±0.12

Tabela 5.4: Dependência do parâmetro α com x_F, os valores correspondem à amostra total de mésons (π e K) incidentes

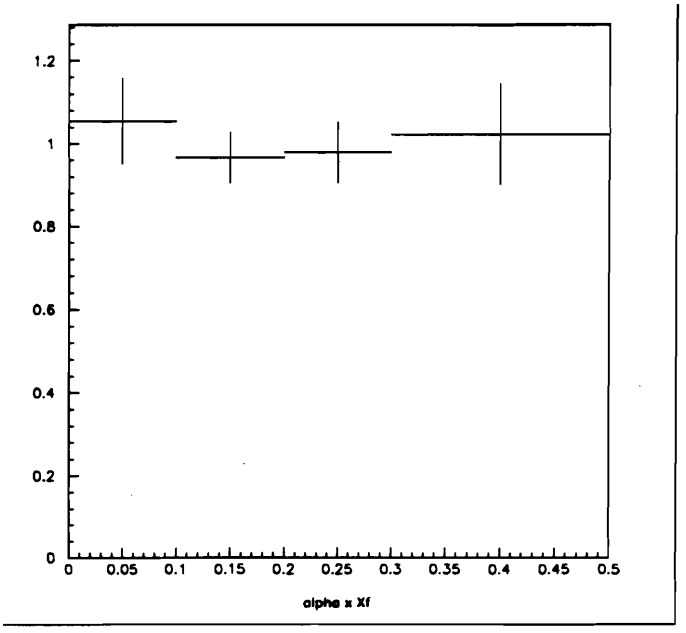


Fig. 5.7: Variação do parâmetro α com x_F para a amostra de mésons incidentes.

5.4 - COMPARAÇÃO COM A TEORIA

Se a produção de charme é um processo duro, que se dá via mecanismo de fusão de partons da QCD, espera-se um crescimento linear das seções de choque com o número de nucleons A, uma vez que o parton pontual incidente tem a mesma probabilidade de interação com quaisquer outros partons que formam os nucleons do núcleo. Entretanto, como vimos no capítulo 2, existem evidências de efeitos nucleares mesmo em interações duras do tipo EPI. Apesar da falta de dados sobre uma possível variação na distribuição de gluons no núcleo atômico, ainda assim podemos estabelecer um limite

superior para este efeito com base no que ocorre com a distribuição de quarks.

Com base nesta idéia, Qiu aplica seu modelo de recombinação de partons no núcleo[47], para calcular seus possíveis efeitos sobre a produção de charme[78]. Os resultados, resumidos na Fig. 5.8, indicam uma dependência em A que aumenta com a energia no centro de massa da interação hadrônica. Note que para o nosso caso ($\sqrt{s} \cong 22$ GeV), este modelo prevê $\alpha \cong 0.99$, em pleno acordo com nossos resultados. No entanto a margem de erro experimental não nos permite fazer uma distinção entre as previsões deste modelo e a da QCD.

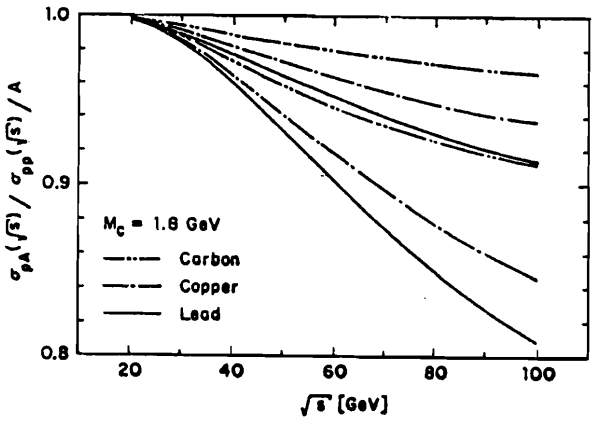


Fig. 5.8: Razão das seções de choque para produção de charme em interações pA e pp como função de $\sqrt{s}$. Ref.[78].

5.5 - Comparação com Outros Experimentos

Os primeiros resultados sobre a dependência em A na "hadroprodução" de charme foram obtidos através da produção de muons e neutrinos em experimentos de "beam dump". A idéia desses experimentos é obter a seção de choque para a produção de charme utilizando estes léptons, provenientes de decaimentos semi-leptônicos das partículas charmosas.

Os resultados obtidos a partir de experimentos deste tipo[79], indicam uma forte dependência em A com $\alpha = 0.75 \pm 0.05$.

O problema com estes tipos de experimentos é que o resultado final envolve grandes incertezas devido à dependência do modelo utilizado para

se extrair as seções de choque a partir do número de muons observado.

Outra forma indireta de se obter a dependência em A, consiste na comparação de resultados vindos de diferentes experimentos, cada um realizado com um tipo de alvo[80]. Neste tipo de abordagem também existem muitas incertezas associadas a diferenças de energia, espaço de fase acessível, *etc.*

As primeiras medições diretas vieram de experimentos de produção de J/ψ. A maioria destes experimentos encontram $\alpha \cong 0.94$[81]. Resultados recentes do experimento de alta estatística E772[82], indicam uma variação de α com x_F semelhante, mas menos pronunciada, a que ocorre no caso de quarks leves (Fig.5.9). Entretanto, como já mencionado na seção 2.1.2, a produção de J/ψ pode apresentar efeitos nucleares que não se manifestam na produção de charme aberto, como por exemplo a coalescência entre o quark pesado e os partons do feixe[83]. Este efeito poderia em princípio explicar os resultados do experimento E772 e a nossa observação de ausência de dependência em x_F do parâmetro α.

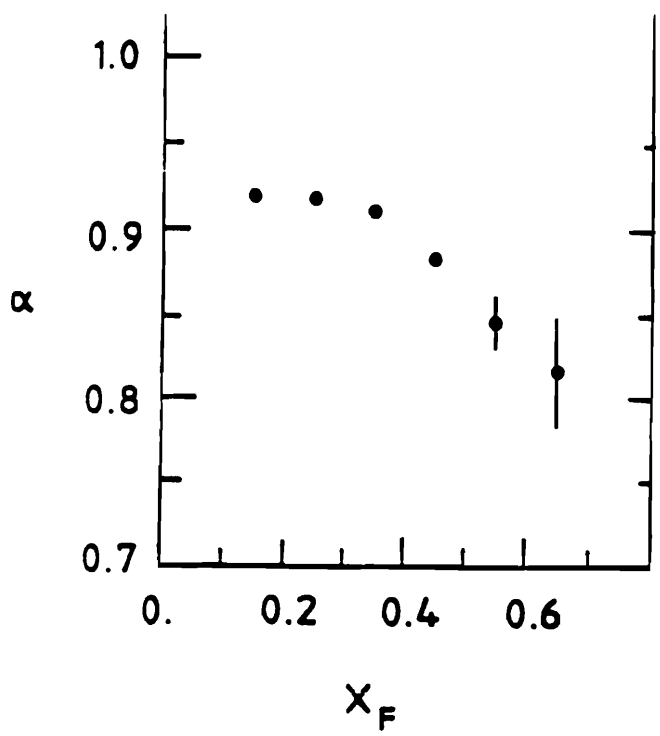


Fig. 5.9: Variação do parâmetro α com a variável x_F para a produção de J/ψ com um feixe de prótons a 800 GeV, Extraído da ref.[82]. Compare com comportamento observado para sabores leves da Fig. 2.2.

Uma outra medição direta da dependência em A, para a produção de

charme aberto, só se tornou disponível recentemente através de um experimento semelhante ao nosso, realizado no CERN (WA-82, ref[84]). Este experimento possue um alvo de W-Si segmentado perpendicularmente à direção do feixe incidente (Fig 5.10). A grande desvantagem neste tipo de configuração experimental é a dificuldade em se monitorar com absoluta precisão a luminosidade do feixe incidente em cada alvo, o que se traduz em uma grande fonte de erro sistemático. Os resultados preliminares deste experimento fornecem um valor para α = 0.88 ± 0.05 (erro sistemático não incluído), compatível com nosso experimento no intervalo de dois desvios-padrão. Analogamente ao nosso resultado, este experimento também não observa uma dependência significativa do parâmetro α com x_F, o que pode ser uma indicação de que a produção de charme aberto merece um tratamento distinto da produção de J/ψ.

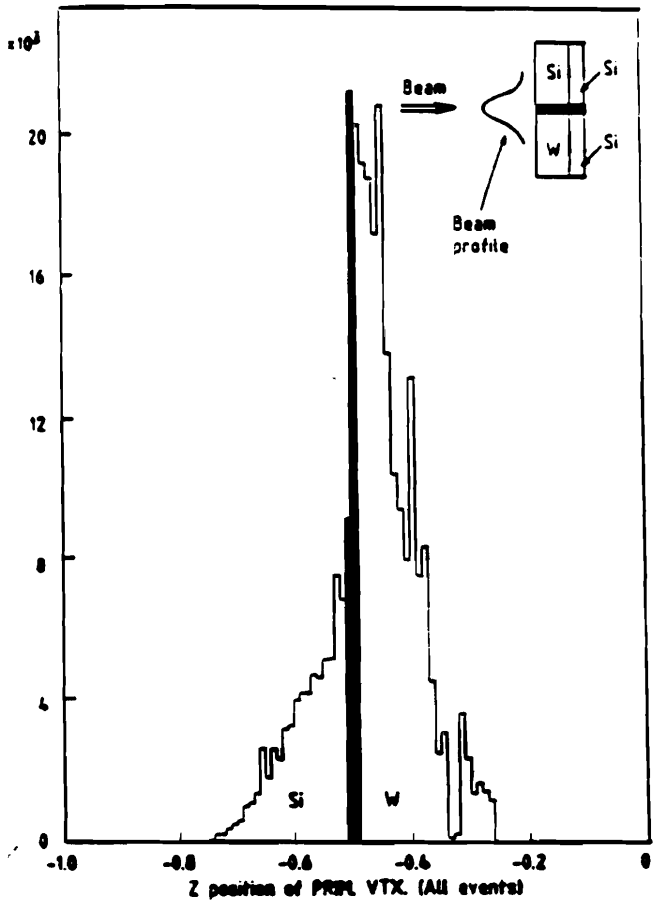


Fig. 5.10: Disposição dos elementos no alvo segmentado do experimento WA82. Na mesma figura também é apresentada a distribuição dos eventos segundo a posição da interação primária.

Em resumo, apresentamos na Fig. 5.11 e na Tabela 5.5 uma comparação entre os diversos resultados mencionados para a dependência em A da "hadroprodução" de charme e o obtido neste trabalho.

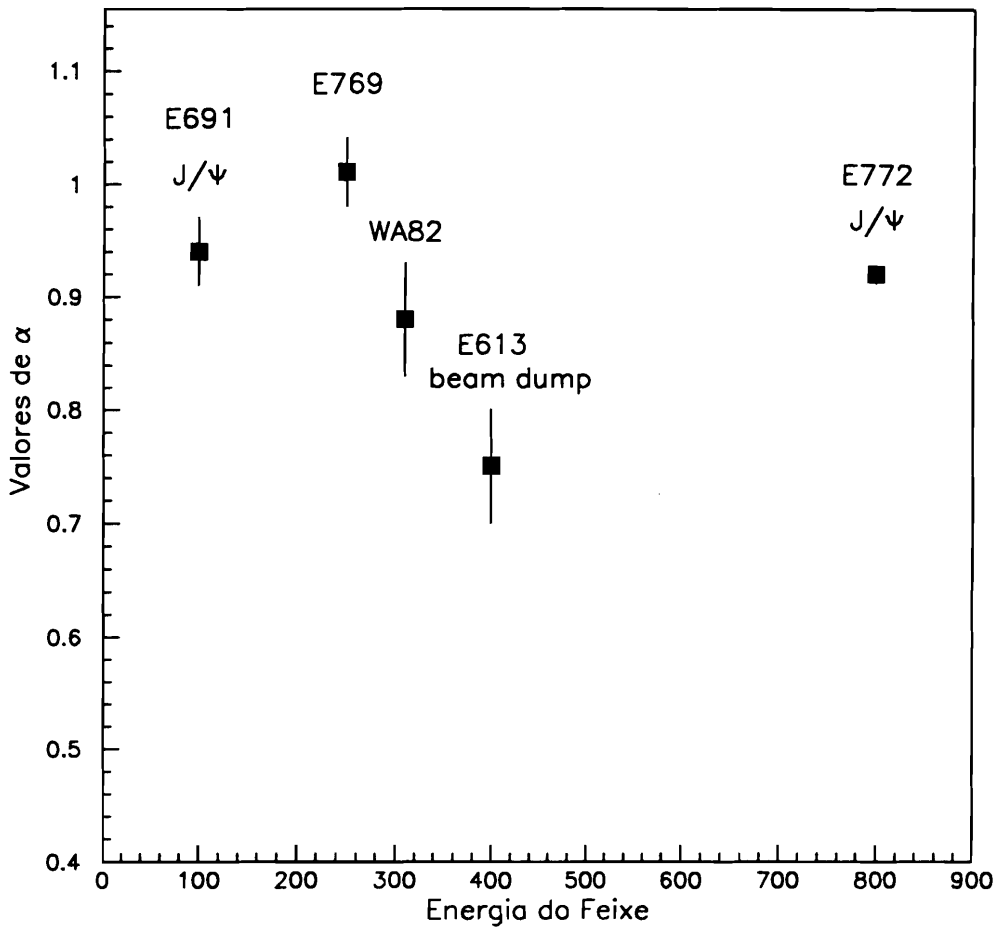


Fig. 5.11: Valores para o parâmetro α obtidos por diversos experimentos, dispostos segundo a energia do feixe incidente.

Experimento	Energia (GeV)	Feixe	N° Eventos	Valor de α	Observações
E769*	250	$\pi^{\pm}, K^{\pm}$, p	1500	0.99±0.03	$D^0 \rightarrow K\pi$ $D^+ \rightarrow K\pi\pi$
E691	100	γ	1200	0.94±0.03	$J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$
WA82	310	π^-	1000	0.88±0.05	$D^0 \rightarrow K\pi$ $D^+ \rightarrow K\pi\pi$
E613	400	p	150	0.75±0.05	Beam dump
E772	800	p	$\sim 10^5$	0.92±0.008	$J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$

*Resultado desta Tese

Tabela 5.5: Características de alguns dos recentes experimentos sobre a dependência em A para a produção de charme.

CONCLUSÕES

O estudo da dependência nuclear das seções de choque para a produção de charme é um tema que necessita de maiores estudos tanto do ponto de vista experimental quanto teórico. Por um lado necessitamos de experimentos mais precisos para discernir do quadro teórico, aqueles modelos que melhor representam os dados. Por outro lado, apesar do grande número de modelos existentes, a grande maioria destes não conseguem formar um quadro coerente a partir de todas as observações existentes.

Neste trabalho vimos que a produção de mésons charmosos, é compatível com as estimativas do modelo a partons, utilizando a QCD perturbativa para o cálculo da seção de choque elementar, uma vez que a observada dependência com o número de nucleons das seções de choque obedece a forma:

$$\sigma = \sigma_0 A^{\alpha}$$

com $\alpha = 0.99 \pm 0.03$. Este resultado vem reforçar a idéia de que a Cromodinâmica Quântica descreva bem os mecanismos de produção de charme.

Deve-se ter em mente, entretanto, que parece haver uma diferença fundamental entre a produção de charme aberto, que é o nosso caso, e a de charme fechado (J/ψ e seus estados excitados) pois neste último caso existe uma considerável tendência para valores de α menores que a unidade, além de uma dependência do parâmetro α com a variável x_F, fato este não observado neste trabalho nem em outro experimento de produção de charme aberto. Isto nos leva a crer que o estudo da dependência em A mereça um tratamento distinto para:

a) Charme aberto $\begin{cases} \text{mésons } (c\,\bar{q}) \\ \text{bárions } (c\,q\,q) \\ \text{ressonâncias e estados ligados} \end{cases}$

b) Charme fechado - J/Ψ ($c\,\bar{c}$) e sua família

É importante salientar o papel fundamental dos experimentos de alvo fixo para este tipo de estudo, em vista da crescente tendência atual na

direção de experimentos em *colliders*. Até o presente momento as perspectivas de futuros experimentos, que possam melhorar o quadro atual de conhecimento aqui apresentado, deixam um pouco a desejar, pois dos três experimentos propostos, apenas um (E791) se dedicará ao estudo da dependência em A para charme aberto. Abaixo apresentamos a lista destes experimentos:

E791 - *Hadroproduction of Charm and Beauty* - Este experimento, do qual o grupo do LAFEX tambem participa, é uma sequência do experimento descrito nesta tese. Utilizando um feixe de 500 GeV incidente sobre um alvo composto de duas lâminas (uma de diamante e outra de tungstênio), espera-se obter uma amostra de ~200k eventos charmosos a partir de um total de 20×10^9 eventos escritos em fita durante o último *run* (1991/92), o que sem dúvida permitirá uma análise mais precisa da dependência em A, icluindo uma possível variação do parâmetro α com x_F.

E672 - *Study of Hadronic Final States in Association with High $p_\perp$ Jets and High Mass Dimuons* - O objetivo principal deste experimento é o estudo da produção de partículas associadas com o J/ψ e pares de muons de massa invariante > 3 GeV. Resultados preliminares do primeiro *run* deste experimento (1987/88) não observaram uma dependência significativa do parâmetro α com x_F . Espera-se obter com os dados do último *run* uma amostra de J/ψ que permita verificar esta dependência, observada no experimento E772.

E772 - *Dilepton and Dihadron Production in Proton-Nucleus Collisions at 800 GeV* - Este experimento, já citado no texto desta tese, obteve uma das maiores amostras de J/ψ até hoje, o que tornou possível observar uma dependência do parâmetro α com x_F , conforme descrito na seção 5.5. Uma das propostas deste experimento é a de repetir este último estudo para a produção de beleza ($\Upsilon(1s)$ e mésons B).

Finalmente desejamos enfatizar a importância da sequência de

experimentos E691, E769, E791, e de outros semelhantes, no sentido de impulsionar o desenvolvimento científico e tecnológico às suas fronteiras, para a obtenção dos resultados propostos. No caso de nosso trabalho por exemplo, utilizamos as mais modernas técnicas experimentais, como o *Silicon Microstrip Detector* que forma o nosso detetor de vértices, que nasceram a partir da necessidade da mais fina resolução possível para a observação do decaimento de partículas de vida extremamente curta (charme e beleza).

Além disso, no decorrer deste trabalho, houve a necessidade de desenvolvimento de novas tecnologias, como a dos multiprocessadores em paralelo ACP, ferramenta fundamental durante o longo processo de reconstrução e análise dos eventos. O desenvolvimento desta nova tecnologia, resultado da colaboração de nosso laboratório com o Fermilab, é um exemplo de como um resultado científico importante, a dependência em A das partículas charmosas, pode impulsionar a pesquisa em tecnologias associadas.

APÊNDICE A

CÁLCULO DAS SEÇÕES DE CHOQUE

Neste apêndice descreveremos a obtenção das seções de choque relativas, em cada alvo, para os mésons charmosos D^0 e D^+, procedimento este que pode ser utilizado também no caso de outras partículas quaisquer.

A seção de choque para a produção do méson D^0 (D^+), em um dado alvo de massa atômica A, por um pion incidente, é dada por:

$$\sigma_A(D^0) \equiv \frac{N_A^P(D^0)\ A}{N_{\pi\to A}^i\ \rho_A \ell_A\ N_A} \qquad (A.1)$$

onde $N_A^P(D^0)$ é o número real de mésons D^0 produzidos no alvo A, $N_{\pi\to A}^i$ é o número de pions incidentes no alvo, ρ_A e ℓ_A são a densidade e a espessura do alvo respectivamente, e N_A o número de Avogadro.

Entretanto, não temos acesso ao número real de mésons produzidos, e sim a $N_A^O(D^0\to K\pi\ )$ = Número observado de mésons D^0 decaindo no canal $K\pi$. Estes dois números estão relacionados entre si através da "aceptância" de nosso espectrômetro para cada alvo, neste particular modo de decaimento.

$$N_A^O(D^0\to K\pi\ ) = ACC_A(\pi A\to\ D^0\to K\pi)\ N_A^P(D^0\to K\pi\ )\ \left[B(D^0\to K\pi)\right] \qquad (A.2)$$

onde $ACC_A(\pi A\to\ D^0\to K\pi)$ é a "aceptância" de nosso espectrômetro para o decaimento $D^0\to\ K\pi$ produzido no alvo A com feixe de pions, $N_A^P(D^0\to\ K\pi\ )$ é o número real de mésons D^0 produzidos que decaem no canal $K\pi$, e $B(D^0\to\ K\pi)$ é a razão de ramificação do D^0 neste canal.

Assim, a partir do número observado de decaimentos $D^0\to\ K\pi$ obtemos para um dado alvo com A nucleons:

$$\sigma_A(D^0) \equiv \frac{N_A^O(D^0\to\ K\pi)\quad A}{N_{\pi\to A}^i\ \rho_A\ l_A\quad N_A\ ACC_A(\pi\to D^0\to K\pi)\ B(D^0\to K\pi)} \qquad (A.3)$$

Observe que para a obtenção da dependência em A, precisamos saber apenas: a "aceptância" relativa, a densidade e a espessura do alvo, o

número de eventos observados e o número de partículas incidentes em cada alvo. Este último número é basicamente o mesmo, visto que a soma de todas as folhas do alvo corresponde a 2% de um comprimento de interação.

Para um dado material de massa atômica A, densidade ρ_A e espessura ℓ_A, o número de partículas que passam sem sofrer uma interação inelástica é dado por:

$$N^{pass.} = N^{inc.} - N^{in.} = N^{inc.}\left[1- \frac{\sigma_0^{in.} A^{\alpha in.} \rho_A \ell_A N_A}{A} \right] \qquad (A.4)$$

onde $N^{inc.}$ é o número de partículas incidentes, $N^{in.}$ o número de interações inelásticas e a seção de choque inelástica é parametrizada da forma usual $\sigma^{in.} = \sigma_0^{in.} A^{\alpha in.}$. Observe que utilizamos somente as interações inelásticas, umas vez que as interações elásticas não representam uma redução no feixe incidente.

Os valores para $\sigma_0^{in.}$ e $\alpha_{in.}$ encontram-se compilados na ref.[85] de onde extraimos os números para a tabela A.1.

Partícula incidente	$\sigma_0^{in.}$ (mb)	$\alpha_{in.}$
π^-	26.6±1.03	0.75±0.01
π^+	26.9±1.08	0.75±0.01
K^-	23.2±0.99	0.77±0.01
K^+	22.3±0.97	0.77±0.01
p	38.6±1.50	0.72±0.01
$\bar{p}$	41.0±1.91	0.71±0.01

Tabela A.1: Parâmetros utilizados para o cálculo das seções de choque inelásticas para vários tipos de partícula incidente. Ref.[85].

Utilizando os valores da Tabela A.1 juntamente com a equação A.4 podemos calcular o número de partículas incidentes em uma dada folha ℓ de

nosso alvo.

$$N_{\ell}^{inc.} = N^{inc.} \prod_{i=1}^{\ell-1} \left[1- \frac{\sigma_0^{in.} A_i^{\alpha in.} \rho_i \ell_i N_A}{A_i} \right] \qquad (A.5)$$

Como exemplo, calculamos o número de pions incidentes em uma das últimas folhas de berílio (n° 22) encontrando: $N_{\ell=22}^{inc.} = 0.9897\ N^{inc.}$.

REFERÊNCIAS

[1]- Cronin, J. W. et al., Phys. Rev. **D11** (1975) 3105

[2]- Referências sobre a colaboração E769 podem ser encontradas em:

- Colaboração E769*, *Charm Hadroproduction at Fermilab E769, Proc. XXIII Rencontre de Moriond* (1988) 451

- Ibid, *Charm Photoproduction Results from Fermilab E691 and Prospects for Hadroproduction in E769*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **7B** (1989) 60

- Ibid, *Hadroproduction of Charm and Charm-Strange States at Fermilab E769, Proc. XXIV Rencontre de Moriond* (1989)

- Jedicke, R. for the E769 Collaboration, Phys. in Canada, **45** (1989) 105

- Alves, G. A. for the E769 Collaboration, *A Dependence of Charm Hadroproduction Cross Section, Proc. XI Encontro Nacional de Partículas e Campos* (1990) 185

[3]- Decamp, D. et al., Phys. Lett. **235B** (1990) 399

[4]- Bjorken, J. D. and Glashow, S. L., Phys. Lett. **11** (1964) 255

[5]- Glashow, S. L., Iliopoulos, J. and Maiani, L., Phys. Rev. **D2** (1970) 1285

[6]- Weinberg, S., Phys. Rev. Lett. **9** (1967) 1264

[7]- Salam, A., *Elementary Particle Theory*, **Eds. Svartholm, Almquist and**

---

*A Colaboração E769 é composta por:

G.A. Alves[1], S. Amato[1], J.C. Anjos[1], J.A. Appel[2], S.B. Bracker[5], L.M. Cremaldi[3], R.L. Dixon[2], D. Errede[7], H. C. Fenker[2,a], C. Gay[5], D.R. Green[2], R. Jedicke[5], D. Kaplan[4,b], 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. Milburn[6], J.M. de Miranda[1], H. da Motta[1], A. Napier[6], A.C. dos Reis[1], S. Reucroft[4], W.R. Ross[8], A. F. S. Santoro[1], M. Sheaff[7], M. H. G. Souza[1], W. J. Spalding[2], C. Stoughton[2], M.EStreetman[2], D.J. Summers[2], Z. Wu[8]

[1] Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, [2] Fermi National Accelerator Laboratory, [3] University of Mississippi, [4] Northeastern University, [5] University of Toronto, [6] Tufts University, [7] University of Wisconsin, [8] Yale University

[a] Present address: SSC laboratory, Dallas, Texas 75239

[b] Present address: University of Oklahoma, Norman, Oklahoma 73019

Forlag, Stockholm (1968) 367

[8]- Review of Particles Properties, Phys. Lett. **B239** (1990)

[9]- Gaillard and Lee, Phys. Rev. **D10** (1974) 837

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

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

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

[13]- Peruzzi, I. et al., Phys. Rev. Lett. **37** (1976) 569

[14]- Cazzoli, E. G. et al., Phys. Rev. Lett. **34** (1975) 1125

[15]- Gaisser, T. K., Halzen, F. and Kajantie, K., Phys. Rev. **D12** (1975) 1968

[16]- Hagedorn, R., Nuovo Cimento Suppl. **6** (1968) 311

[17]- Barger, V. et al. Phys. Rev. **D25** (1982) 112

[18]- Gasparini, U., *Proc. XXIV Int. Conf. High Energy Phys.* (1988)

[19]- Nason, P., Dawson, S. and Ellis, R. K., Nucl. Phys. **B303** (1988) 607

[20]- Ibid, Nucl. Phys. B327 (1989) 49

[21]- Hyams, B et al. Nucl. Instr. Meth. **205** (1983) 99

[22]- Cook, L. J. et al., Phys. Rev. Lett. **75** (1949) 7

[23]- Fernbach et al., Phys. Rev. **75** (1949) 1352

[24]- Bethe, H., Phys. Rev. **57** (1940) 1125

[25]- Hill, C. et al. Phys. Rev. **98** (1955) 1369

[26]- Glauber, R. J., Phys. Rev. **100** (1955) 242

[27]- Glauber, R. J., *Lectures on Theoretical Physics* (1959)

[28]- Longo, M. et al., Phys. Rev. **125** (1962) 701

[29]- Encler et al., Phys. Lett. **B28** (1968) 64

[30]- Bujak, A. et al. Phys. Rev. **D23** (1981) 1895

[31]- Warren, G. et al., Nucl. Phys. **B207** (1982) 365

[32]- Nikolaev, N. N., Sov. Phys. USPEKI. **24** (1981) 531

[33]- McCarthy, R. et al., Phys. Rev. Lett. **40** (1978) 213

[34]- Abramov, V., Sov. Phys. JETP **34** (1981) 1271

[35]- Abramov, V. et al., Z. Phys. **C27** (1985) 491

[36]- Grittenden, J. A., E605 Collaboration, **Fermilab Report** (1987)

[37]- Kopeliovich, B. Z. and Nidermaier, F., Sov. J. Nucl. Phys. **42** (1985) 504

[38]- Kim, V., and Kopeliovich, B., preprint JINR E2-89-727 (1989)

[39]- Barton, D. S. et al., Phys. Rev. **D27** (1983) 2580

[40]- Aubert, J. J. et al., Phys. Lett. **B123** (1983) 275

[41]- Bodek, A. et al., Phys. Rev. Lett. **50** (1983) 1431

[42]- Bari, G. et al., Phys. Lett. **B163** (1985) 282

[43]- Aubert, J. J. et al., Nucl. Phys. **B259** (1985) 189

[44]- Fredriksson, S., Phys. Rev. Lett. **52** (1984) 724

[45]- Berger, E. and Coester, F., Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **37** (1987) 463

[46]- Jaffe, R. L., Phys. Rev. Lett. **50** (1983) 228

[47]- Qiu, J., Nucl. Phys. **B291** (1987) 746

[48]- Gilman, F. J., Phys. Rep. **4C** (1972) 95

[49]- Tavernier, S., Rep. Prog. Phys. **50** (1987) 1439

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

[51]- Sokoloff, M. et al., Phys. Rev. Lett. **57** (1986) 3003

[52]- Mishra, C. S., *Proc. XXV Rencontres de Moriond*, (1990)

[53]- Brodsky, S., *Proc. XXIV Int. Conf. High Energy Phys.* (1988)

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

[55]- Syphers, M., *PhD. Thesis, Univ. of Illinois at Chicago* (1987)

[56]- Benot, M. et al., Nucl. Instr. Meth. **105** (1972) 431

[57]- Ferbel, T., *Experimental Techniques in High Energy Physics*, **Addison-Wesley** (1987) 371

[58]- Errede, D. et al., Nucl. Instr. Meth. **A309** (1991) 386

[59]- Fenker, H., Fermilab-TM-1179 (1983)

[60]- Kemmer, J., Nucl. Instr. Meth. **169** (1980) 449

[61]- Avondo, J. P. et al., Nucl. Instr. Meth. **A241** (1985) 107

[62]- Belau, E. et al., Nucl. Instr. Meth. **214** (1983) 253

[63]- Fernow, R., *Introduction to Experimental Particle Physics*, **Cambridge University Press** (1986)

[64]- Bartlett, D. et al., Nucl. Instr. Meth. **A260** (1987) 55

[65]- Bharadwaj, V. et al., NUcl. Instr. Meth. **228** (1985) 283

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

[67]- Bracker, S. and Gay, C., IEEE Trans. Nucl. Sci. **34** (1987) 870

[68]- Gaines, I. et al., Comp. Phys. Comm. **45** (1987) 323

[69]- Summers, D., Nucl. Instr. Meth. **228** (1985) 290

[70]- Gaines, I. and Nash, T., Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **37** (1987) 177

[71]- Miranda, M. S., *Um Conjunto de Ferramentas para Implementação de Processos Cooperativos*, Tese de Mestrado COPPE/UFRJ (1991)

[72]- Collins, P. and Martin, A., *Hadron Interaction*, **Adam Hilger LTD.** (1984)

[73]- Bengtsson, H.-U. and Sjöstrand, T., *preprint* **UCLA-87-001** (1987)

[74]- Andersson, B. et al., Nucl. Phys. **B281** (1987) 289

[75]- Andersson, B. et al., Phys. Rep. **97** (1983) 31

[76]- Sjöstrand, T., Comp. Phys. Comm. **39** (1986) 347

[77]- Katsanevas, S. et al., Phys. Rev. Lett. **60** (1988) 2121

[78]- Qiu, J., Phys. Lett. **B191** (1987) 182

[79]- Cobbaert, H. et al., Phys. Lett. **B191** (1987) 456

[80]- Dermott, M. and Reucroft, S., Phys. Lett. **B184** (1987) 108

[81]- Geist, W. M., Talk at *Quark Matter '90*, Menton (France), may 7-11 (1990)

[82]- Alde, D. M. et al., Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 133

[83]- Brodsky, S. and Mueller, A., Phys. Lett. **B206** (1988) 685

[84]- Rossi, L., Talk at the *4th Int. Symp. on Heavy Flavour Phys.*, Orsay, june 25-29 (1991)

[85]- Carroll, A. et al., Phys. Lett. **B80** (1979) 319