

ALBERTO CORRÊA DOS REIS



MEDIDA DA SEÇÃO DE CHOQUE DE PRODUÇÃO DO BÁRION CHARMOSO Λ_c EM
INTERAÇÕES PION-NÚCLEO A 250 GeV/c

TESE DE DOUTORAMENTO

CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS

RIO DE JANEIRO, ABRIL DE 1992

Esta tese é dedicada ao LAFEX e
a todos que contribuíram para
a concretização desta que é
uma das melhores idéias da Física
no Brasil.

AGRADECIMENTOS

- Meu agradecimento especial para Alberto Santoro, sempre presente com a sua amizade, o seu apoio, a sua competência e tenacidade, sem as quais o LAFEX não seria possível.

- A Ignacio Bediaga, que é para mim um exemplo a ser seguido.

- Aos meus amigos Jussara Miranda, Elza Paiva, João Torres e Mariano Miranda, pela nossa convivência tão solidária e tão agradável na 5 Sauk Circle.

- Aos meus amigos Sandra Amato e Gilvan Alves, pelo constante apoio e pelas valiosas discussões.

- A todos os membros do LAFEX, em especial a Carla Barros, Moacyr Souza, Carmem Silva, Marcelo Marangon e Francisco Caruso.

- A Jeff Appel, Robert Jedicke, Colin Gay, Jeff Spalding, Ali Rafatian, Lee Lueking, Chris Stoughton, Simon Kwan, Marcia Streetman, Lisa Chen e todos os membros da colaboração E769.

- Ao CNPq pela bolsa fornecida durante os anos de 1988 e 1989.

- A minha querida Priscila, pelo seu companheirismo e amizade.

LISTA DE PUBLICAÇÕES DO EXPERIMENTO E769

- 1) D. Summers por G. Alves et al., *Charm Hadroproduction at Fermilab E769*, apresentado no XXIII Recontres de Moriond, Les Arcs, março de 1988
- 2) C. Stoughton por G. Alves et al., *Beam particle Tagging and Tracking for Fermilab E769*, apresentado no 1988 Meeting of the American Physical Society, Baltimore, abril 1988.
- 3) A. Napler por G. Alves et al., *Hadroproduction of charm and charm-strange states at Fermilab E769*, apresentado no XXIV Recontre de Moriond, Les Arcs, março de 1989
- 4) P. Karchin por J. Anjos et al., *Charm Photoproduction results from Fermilab E691 and prospects for Hadroproduction in E769*, Nucl. Phys (Proc. Suppl.) 7B (1989), 601.
- 5) L. Lueking por G. Alves et al., *Hadroproduction of Charm at Fermilab E769*, seminário apresentado no 1990 Meeting of the American Physical Society, Houston, Texas, janeiro de 1990.
- 6) P. Karchin por G. Alves et al., *Hadroproduction of Charm at Fermilab E769*, *Proceedings of the XXV Int. Conf. on High Energy Physics*, 1990.
- 7) Z. Wu por G. Alves et al., "Feynman-x dependence of D^+ Mesons in π -nucleus Interactions", apresentado no III Topical Seminar on Heavy Flavour, a ser publicado em Nucl. Phys. (Proceed. Suppl.)
- 8) R. Jedicke e L. Lueking por G. Alves et al., *Hadroproduction of Charm at Fermilab E769*, apresentado no 1991 Meeting of the American Physical Society, Vancouver, agosto de 1991.

RESUMO

Neste trabalho é apresentada a medida do produto da seção de choque inclusiva de produção do barion charmoso Λ_c pela razão de ramificação do modo de decaimento $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$, para a região cinemática $x_F > 0$, em interações π -núcleo a 250 GeV/c. Esta medida foi feita com os dados do experimento E769 - *Hadroproduction of charm* -, coletados entre 1987 e 1988 no *Tagged Photon Laboratory*, no FERMILAB. Foi empregado um alvo segmentado, composto por folhas de berílio, alumínio, cobre e tungstênio. A partir da medida da dependência da seção de choque com o número de massa do núcleo alvo, realizada pela mesma colaboração, e nas medidas disponíveis da razão de ramificação do modo de decaimento analisado, a seção de choque de produção por nucleon é calculada. O resultado obtido é comparado com medidas realizadas por outros experimentos e com previsões de um modelo baseado na QCD.

ABSTRACT

This work presents a measurement of the total cross section for the charmed baryon Λ_c times the branching fraction of the mode $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$, for the kinematical region $x_F > 0$ in π -nucleus interactions at 250 GeV/c. This measurement is made with data from the experiment E769, collected during 1987/1988 at the FERMILAB Tagged Photon Laboratory. A segmented target of berillium, aluminum, copper and tungsten was used. Based on the A dependence measurement, made by E769, and on the available branching fractions, the total cross section per nucleon is calculated. The result is compared with other experiments and with some theoretical predictions inspired on QCD.

ÍNDICE

INTRODUÇÃO	1
CAPÍTULO 1 - O Λ_c	2
1.1 - Razões de Ramificação	7
1.2 - Massa e Vida Média	13
1.3 - Seção de Choque	19
CAPÍTULO 2 - O Experimento E769	27
2.1 - O Feixe	28
2.1.1 - O DISC	29
2.1.2 - O TRD	34
2.1.3 - A Identificação do Feixe	41
2.2 - O Alvo	44
2.3 - O <i>Trigger</i>	45
2.4 - O Sistema de Aquisição de Dados	54
CAPÍTULO 3 - O Espectrômetro	59
3.1 - Detecção de Vértices	61
3.2 - Medida de Posição	70
3.3 - Identificação de Partículas	78
3.4 - Medida de Momentum	90
3.5 - Calorimetria	92
3.5.1 - O SLIC	92
3.5.2 - O Hadrômetro	93

CAPÍTULO 4 - A Seleção da Amostra	96
4.1 - A Reconstrução	97
4.2 - A Pair Strip	102
4.3 - A Amostra Final	107
CAPÍTULO 5 - A Seção de Choque	122
5.1 - Monte Carlo	123
5.2 - Aceptância	126
5.3 - Eficiência do <i>Trigger</i>	133
5.4 - A Seção de Choque	142
5.5 - Efeitos Sistemáticos	148
CAPÍTULO 6 - Considerações Finais	152
REFERÊNCIAS	157

INTRODUÇÃO

O experimento *E769 - Hadroproduction of charm* - faz parte de um programa de estudo da física do *charm* que vem sendo desenvolvido por uma colaboração de grupos de pesquisa canadenses, norteamericanos e brasileiros, com a ativa participação do grupo do LAFEX/CBPF. A *E769* é a segunda experiência de uma série de três. Esta série teve início há dez anos e vem sendo executada no *Tagged Photon Laboratory*, do *Fermilab*. A primeira experiência da série, a *E691 - Photoproduction of charm* - foi dedicada à análise dos decaimentos das partículas charmosas, que são uma janela para o estudo das interações fracas. A *E769*, por sua vez, foi projetada para o estudo dos mecanismos de produção de *charm* em interações hadrônicas, que pertencem ao domínio das interações fortes. A última das três experiências, a *E791 - Hadroproduction of Heavy Flavours* -, apresenta inovações tecnológicas que possibilitam executar de uma só vez (e com precisão muito maior) o mesmo programa das suas antecessoras. Todos os três fazem parte de uma segunda geração de experimentos dedicados ao estudo da física do *charm*.

O que distingue as experiências dessa segunda geração das realizadas anteriormente é a qualidade dos dados, aliada à alta estatística obtida. A melhor qualidade dos dados é uma consequência direta do uso de detetores de silício, que, por sua altíssima precisão, permitem isolar os decaimentos de partículas charmosas do imenso fundo constituído pelas interações hadrônicas ordinárias. A alta estatística é obtida graças ao desenvolvimento de sistemas de processamento em paralelo de dados, o que permite a análise de grandes quantidades de eventos (100

milhões, no caso da E691, 400 milhões na E769 e 20 bilhões na E791).

Este trabalho é o resultado da análise dos dados da E769, coletados entre agosto de 1987 e fevereiro de 1988. A E769 é um experimento de "hadroprodução": um feixe de 250 GeV, composto por prótons, kaons e pions incidindo sobre um alvo composto por folhas de tungstênio, cobre, alumínio e berílio. As interações registradas em fita foram selecionadas segundo a sua energia transversal.

A grandeza básica medida pela E769 é a seção de choque, total e diferencial, para produção das diversas partículas charmosas em interações hadrônicas. As experiências realizadas em anéis de colisão $p\bar{p}$ e e^+e^- no CERN (UA1, UA2), no FERMILAB (CDF), no SLAC (PEP) e no DESY (PETRA), entre outras, confirmam, até o momento, a Cromodinâmica Quântica - QCD - como a teoria das interações fortes. O que há de comum entre essas experiências são as altas energias das interações. A altas energias as previsões da QCD obtidas pelo método perturbativo estão em ótimo acordo com os resultados obtidos por essas experiências. A medida da seção de choque de *charm* na energia da E769 constitui-se num importante teste dos limites de aplicabilidade dos métodos perturbativos da QCD.

A seção de choque de produção de *charm* pode ser aproximada pela soma das seções de choque inclusivas dos mésons pseudoscalares D^0 , D^+ e D_s e do bárion Λ_c . Todas essas partículas foram observadas pela E769. O termo inclusivo refere-se tanto aos hadrons produzidos diretamente na interação quanto aos provenientes de decaimentos de estados ressonantes (D^* e Σ_c , por exemplo). Os demais bárions charmosos, como o Ξ_c , têm uma contribuição menor devido à presença do quark *s*. Da mesma forma é pequena a contribuição dos membros das famílias do J/ψ , do η_c e do χ_c .

Esta tese consiste na medida da seção de choque total de

produção, para $x_f > 0$, do bárion charmoso Λ_c em interações π -núcleo a 250 GeV, através da análise do modo de decaimento $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$.

Uma revisão dos principais resultados experimentais referentes ao Λ_c é apresentada no primeiro capítulo. O capítulo 2 contém uma descrição da experiência. No capítulo 3 é feita uma descrição do espectrômetro. No capítulo 4 são discutidos os procedimentos empregados na seleção da amostra de Λ_c . No capítulo 5 é apresentado o resultado da medida do produto da seção de choque inclusiva pela razão de ramificação do modo $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$. Finalmente, o último capítulo contém uma discussão do resultado obtido e uma comparação com os resultados obtidos por outras experiências e com o valor previsto por um modelo baseado na QCD.

CAPÍTULO 1 - O Λ_c

Neste capítulo será apresentada uma revisão das principais informações experimentais sobre o Λ_c . A idéia é estabelecer um contraponto com o conhecimento adquirido sobre os mésons pseudoscalares D^0 e D^+ . Existem, como veremos a seguir, muito mais dados acerca destes mésons. Apesar das dificuldades experimentais, o estudo dos bárions charmosos é indispensável para o entendimento da física do *charm*.

O Λ_c (cud) é o membro mais conhecido da família dos bárions charmosos. É o mais leve de todos, o único cuja vida média foi bem medida e para o qual são conhecidas várias razões de ramificação. Segundo o modelo de quarks, os bárions charmosos são classificados em um decupleto reunindo os estados de *spin* 1/2, e um octeto, com estados de *spin* 3/2. Na figura 1.1 vemos esta representação dos bárions charmosos.

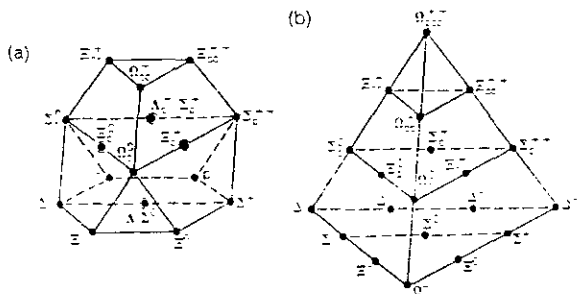


Figura 1.1 - A família dos bárions charmosos.

A existência de todos esses estados é uma previsão do modelo de quarks. Até o momento, no entanto, somente foram observados, além do Λ_c , o Ξ_c^0 , o Ξ_c^+ , o Σ_c^+ e o Σ_c^{++} , todos com *spin* 1/2. Existem estados de *spin* 3/2 com o mesmo conteúdo de quarks dos estados de *spin* 1/2. A diferenciação entre estes estados se dá pelo *spin* e pelo valor de suas massas. O modelo de quarks prevê ainda a existência de estados de *spin* mais alto com os mesmos conteúdos de quarks.

A primeira observação de um bárion charmoso ocorreu numa experiência realizada em Brookhaven em 1975^[11]. Essa experiência consistia num feixe de neutrinos com energia média em torno de 2 GeV incidindo numa câmara de bolhas de 2.1m de comprimento. Nessa experiência foi observado um evento identificado como

$$\nu p + \mu^- \Lambda \pi^+ \pi^+ \pi^- ,$$

sendo interpretado como

$$\nu p + \mu^- \Sigma_c^{++} \begin{array}{l} \longleftarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \\ \longleftarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \end{array}$$

O valor encontrado para a massa invariante do sistema $\Lambda \pi \pi \pi$ foi $2.426 \pm 0.012 \text{ GeV}/c^2$, $27 \text{ MeV}/c^2$ menor que o valor atual da massa do Σ_c^{++} , $2.453 \pm 0.0012 \text{ GeV}/c^2$.

O Λ_c já foi produzido em interações neutrino-hadron^[2-14], foton-hadron^[15-23], hadron-hadron^[24-30], hadron-núcleo^[31-35] e eletrôn-positron^[36-43]. Vários canais já foram observados, mas a despeito disto o conhecimento acumulado sobre o Λ_c ainda é muito limitado. A sua vida média e massa só foram medidas com precisão comparável a do D^+ ou do D^0 nos últimos 5 anos, pela última geração de experimentos no CERN^[34] e no Fermilab^[20].

As razões da dificuldade de observação experimental do Λ_c estão ligadas à natureza da física do charme. Ao contrário do que ocorre com os mésons D , não existe nenhum estado ligado $c\bar{c}$ cujo principal modo de decaimento seja um par $\Lambda_c \bar{\Lambda}_c$. A existência da ressonância $\psi(3770)$, que decai quase que exclusivamente num par $D\bar{D}$, possibilitou a produção de grandes quantidades de mésons charmosos em reações e^+e^- . Outra dificuldade experimental está no fato da vida média do Λ_c ser muito menor que a do D^+ ou a do D^0 , o que é um problema sério para a sua detecção em experimentos com alvo fixo. A razão é simples: com uma vida média menor o Λ_c percorre uma distância menor antes de decair, tornando mais difícil separar os vértices correspondentes ao decaimento e à interação primária. Assim, mesmo que a sua seção de choque seja considerável, os Λ_c produzidos em experiências com alvo fixo ficam submersos pelo *background* formado pelas demais partículas produzidas no mesmo evento.

O desenvolvimento dos detetores de silício, usados na determinação de vértices, e dos sistemas de aquisição e processamento de dados, ambos introduzidos na década de 80, proporcionou uma substantiva melhoria na estatística e na qualidade dos dados. Vale ressaltar que a separação dos vértices primário e do decaimento, condição imprescindível para a obtenção de um sinal claro e inequívoco, também pode ser feita usando como detetor as câmaras de bolhas, como de fato o foram na "pré-história" do Λ_c , dominada por experimentos desse tipo. A grande desvantagem das câmaras de bolhas é a baixa estatística inerente a esse tipo de detetor.

Nas seções seguintes serão discutidas medidas da massa, vida média, das razões de ramificação e da seção de choque realizadas pela última geração de experiências: CLEO (Cornell), ARGUS (Desy), E691 (Fermilab) e NA32 (CERN).

1.1 - RAZÕES DE RAMIFICAÇÃO

Diversos modos de decaimento hadrônico do Λ_c já foram observados, a saber : $p\bar{K}^0$, $p\phi$, $p\bar{K}^*(892)$, $\Lambda\pi$, $\Sigma^0\pi$, $\Delta^{++}(1232)K$, $pK\pi$, $\Sigma\pi\pi$, $\Xi K\pi$, $pK\pi\pi^0$, $\Lambda\pi\pi\pi$, e $p\bar{K}^0\pi\pi$. Existem também observações de decaimento semileptônicos inclusivos. Veremos a seguir, no entanto, que não é fácil obter a razão de ramificação absoluta de cada modo de decaimento.

No caso dos mésons pseudoescalares a reação $e^+e^- \rightarrow \psi(3770) \rightarrow D\bar{D}$ proveu as medidas da razão de ramificação de mais de 80% dos modos de decaimento dessas partículas. Essas medidas foram feitas usando dois métodos independentes. O primeiro supõe que a ressonância $\psi(3770)$ decaia única e exclusivamente em um par $D\bar{D}$. A razão de ramificação de um modo qualquer é dada pelo número de decaimentos neste modo dividido pelo número de ψ 's produzidos. Este número é obtido a partir da medida da seção de choque da reação $e^+e^- \rightarrow \psi(3770)$. Não há, no entanto, um bom acordo entre as diversas medidas dessa seção de choque.

O segundo método, empregado pela colaboração MARK III^[44], é muito engenhoso e é independente da medida da seção de choque. Assim como no caso anterior, o ponto de partida é uma amostra em que há um par $D\bar{D}$ em cada evento. O método consiste em comparar o número de eventos da amostra em que apenas um dos decaimentos hadrônicos é reconstruído com o número de eventos em que ambos são reconstruídos. Esta comparação permite que as razões de ramificação sejam determinadas sem que seja necessário medir a seção de choque. Sejam ϵ_i a eficiência de reconstrução do modo de decaimento i em eventos em que apenas um decaimento é reconstruído, e ϵ_{ij} a eficiência de reconstrução dos modos i e j ocorridos no mesmo evento. O número de eventos em que o único decaimento reconstruído ocorre no modo i , S_i , é dado por

$$S_i = 2 \times N_{DD} \times B_i \times \epsilon_i,$$

onde B_i é a razão de ramificação do modo i e N_{DD} é o número de pares DD produzidos. O número de eventos em que os modos i e j são reconstruídos simultaneamente, D_{ij} , é dado por

$$D_{ij} = N_{DD} \times B_i \times B_j \times \epsilon_{ij}$$

Ambas as eficiências são determinadas em simulações de Monte Carlo. S_i e D_{ij} são medidos diretamente. A divisão de S_i por D_{ij} fornece a razão de ramificação do modo j sem que seja necessário saber qual o número de pares DD na amostra.

Usando essa mesma técnica, a colaboração ACCMOR^[45], uma experiência de produção hadrônica, obteve medidas de razões de ramificação dos mésons D^+ e D^0 compatíveis com as obtidas por MARK III, graças à grande precisão de seu detetor de vértices.

Esta técnica não poderia ser usada para medir as razões de ramificação do Λ_c , pois este poderia ser produzido ou em associação com outro Λ_c ou com um D . As medidas das razões de ramificação mais confiáveis foram feitas pelas colaborações CLEO^[47] e ARGUS^[38]. São medidas indiretas, a partir do processo

$$e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}; \quad B(\bar{B}) \rightarrow \Lambda_c(\bar{\Lambda}_c)X; \quad \Lambda_c \rightarrow pK\pi.$$

O que é medido é o produto $B(B \rightarrow \Lambda_c X) \times B(\Lambda_c \rightarrow pK\pi)$. Conhecendo-se o valor da razão de ramificação $B(B \rightarrow \Lambda_c X)$ obtém-se o valor da razão de ramificação $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$, usada para fixar a escala absoluta. Para os demais modos de decaimento mede-se a razão de ramificação relativa ao modo $pK\pi$. Multiplicando esse valor pela razão de ramificação do modo $pK\pi$ chega-se ao valor absoluto da razão de ramificação de cada modo. O problema, portanto, se reduz a como estimar a razão de ramificação $B(B \rightarrow \Lambda_c X)$.

O valor de $B(B \rightarrow \Lambda_c X)$ é estimado supondo que todos os

bárions observados em decaimentos de B 's ou são provenientes do decaimento de bárions charmosos ou são produzidos em associação com estes. Os mésons B podem decair em outros bárions charmosos que não o Λ_c . O decaimento em um Ξ_c , por exemplo, implica na criação de um quark s do vácuo. Espera-se por isso que o decaimento $B \rightarrow \Xi_c X$ seja suprimido em relação ao $B \rightarrow \Lambda_c X$. Outros estados, tais como o Σ_c , decaem fortemente até o Λ_c ($\Sigma_c \rightarrow \Lambda_c \pi$), de modo que a razão de ramificação $B(B \rightarrow \Lambda_c X)$ pode ser aproximada pela razão $B(B \rightarrow \text{barions} + X)$.

Na Tabela I-1 vemos os resultados obtidos pelas colaborações ARGUS e CLEO para as razões de ramificação $B(B \rightarrow \text{barion} + X)$.

$B (\%)$	CLEO	ARGUS
$B (B \rightarrow p X)$	6.1 ± 1.3	5.5 ± 1.6
$B (B \rightarrow \Lambda X)$	4.2 ± 0.7	4.2 ± 0.8
$B (B \rightarrow \Xi X)$	$< .51 (90\% CL)$	—
$B (B \rightarrow p\bar{p}X)$	2.4 ± 0.4	2.5 ± 0.3
$B (B \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}X)$	$< .50 (90\% CL)$	$< .88 (90\% CL)$
$B (B \rightarrow \Lambda p\bar{X})$	1.9 ± 0.8	2.3 ± 0.5

TABELA I.1 - Razões de ramificação inclusivas de barions, já descontados os protons provenientes do decaimento de Λ 's.

O decaimento do Λ_c não é a única fonte de bárions em

decaimentos de B 's. Uma outra possibilidade seria, por exemplo o decaimento $B \rightarrow D\bar{p}n\pi$. A alta taxa de produção de Λ 's e a ausência de eventos do tipo $B \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}X$ podem ser interpretadas como uma indicação de que o processo dominante na produção de bárions é realmente o decaimento do Λ_c . Se este não fosse o caso, a taxa de produção de Λ 's seria suprimida em relação a de protons pelo fato de que o Λ contém um quark s . O que se observa são taxas comparáveis. Apesar da grande quantidade de Λ 's não se observam pares $\Lambda\bar{\Lambda}$, o que sugere que a origem do quark s possa ser o decaimento $b \rightarrow c \rightarrow s$. Assim, num evento $B \rightarrow \Lambda_c + \text{antibarion} + X$, $\Lambda_c \rightarrow \Lambda X$, para que o antibárion fosse um $\bar{\Lambda}$ seria necessária a formação de um par $\bar{\Lambda}K$ a partir do vácuo, o que é bem menos provável que a simples formação de um antiproton ou de um antineutron.

É necessário ainda estimar o valor da razão de ramificação $B(B \rightarrow nX)$, pois nem *ARGUS* nem *CLEO* podem detetar neutrons. *ARGUS* optou por admitir simplesmente que $B(B \rightarrow pX) = B(B \rightarrow nX)$, enquanto *CLEO* utilizou um método mais sofisticado que não discutiremos aqui. Os valores da razão de ramificação $B(B \rightarrow \text{barion} + X)$ encontrados, no entanto, são praticamente idênticos: $(7.4 \pm 2.9)\%$, valor medido por *CLEO*, e $(7.6 \pm 1.4)\%$, medido por *ARGUS*.

A razão de ramificação $B(B \rightarrow \text{barions} + X)$ fornece, rigorosamente falando, apenas um limite superior para a razão de ramificação $B(B \rightarrow \Lambda_c X)$. A argumentação anterior, no entanto, nos leva a pensar que os valores atribuídos para essa razão devam ser próximos do valor real. Tomando o valor médio das duas colaborações obtemos

$$B(\Lambda_c \rightarrow pK\pi) = (4.3 \pm 1.4) \%$$

Podemos agora determinar as razões de ramificação absolutas dos modos de decaimentos cujas razões relativas ao modo $pK\pi$ foram medidas. A Tabela I-2 mostra os valores das razões de ramificação

desses modos relativos ao modo $pK\pi$, enquanto que na Tabela I-3 vemos os valores absolutos das razões de ramificação, tomando uma média dos valores da tabela I-2^[43].

MODO	CLEO	E691	ARGUS	MÉDIA
$p\bar{K}^0$	0.62 ± 0.18	0.55 ± 0.23	0.44 ± 0.9	0.49 ± 0.07
$\Lambda\pi$	$<0.16 (90\%CL)$	$<0.33 (90\%CL)$	0.18 ± 0.04	0.18 ± 0.04
$\Xi K\pi$	—	—	0.15 ± 0.04	0.15 ± 0.04
$p\bar{K}^0 \pi\pi$	—	$<1.7 (90\%CL)$	0.43 ± 0.13	0.43 ± 0.13
$\Lambda\pi\pi$	0.61 ± 0.17	0.82 ± 0.40	0.65 ± 0.16	0.65 ± 0.11

TABELA I-2 - Razões de ramificação relativas ao modo $pK\pi$

No valor da razão de ramificação do modo $pK\pi$ está incluído o modo ressonante $p\bar{K}^{*0}$. A colaboração E691^[46] mediu a contribuição desse modo :

$$\frac{\Gamma(\Lambda_c \rightarrow p\bar{K}^{*0})}{\Gamma(\Lambda_c \rightarrow pK\pi)} = 0.35 \pm 0.12$$

Os modos de decaimento semileptônicos são ainda menos conhecidos. Ao contrário do que ocorre com os canais hadrônicos, não há até o momento estimativas da razão de ramificação de canais semileptônicos exclusivos. Vale destacar uma medida feita pela

$\Lambda_c \rightarrow pK\pi$	$(4.3 \pm 1.4) \%$
$\Lambda_c \rightarrow p\bar{K}^0$	$(2.1 \pm 0.7) \%$
$\Lambda_c \rightarrow \Lambda\pi$	$(0.7 \pm 0.3) \%$
$\Lambda_c \rightarrow \Xi K\pi$	$(0.6 \pm 0.3) \%$
$\Lambda_c \rightarrow \Lambda\pi\pi\pi$	$(2.8 \pm 1.0) \%$
$\Lambda_c \rightarrow p\bar{K}^0\pi\pi$	$(1.8 \pm 0.8) \%$

Tabela I-3 - Razões de ramificação absolutas

colaboração *MARK II* (e^+e^- , $\sqrt{s} = 5.2 \text{ GeV}$)^[36]. Nessa experiência a energia do centro de massa foi variada de 3.5 GeV a 6.5 GeV e a taxa de produção de bárions foi medida. Acima do limiar de produção de um par $\Lambda_c \bar{\Lambda}_c$ observou-se um aumento na taxa de produção de bárions, atribuído totalmente à presença do Λ_c . Foram selecionados eventos que, além de um bárion, continham um elétron "direto", isto é, não proveniente do decaimento de π^0 's ou de conversão de γ 's. O excesso desses elétrons "diretos" quando a energia ultrapassava o limiar de produção de um par $\Lambda_c \bar{\Lambda}_c$ foi então atribuído ao decaimento semileptônico do Λ_c . Usando este método o resultado encontrado foi

$$B(\Lambda_c \rightarrow eX) = (4.5 \pm 1.7) \%$$

É preciso cautela ao considerar este resultado, pois a estatística é baixa e os erros na determinação do excesso de bárions e elétrons são grandes. Com essa técnica a colaboração *MARK II* mediu o valor do razão de ramificação do modo $pK\pi$: $B(\Lambda_c \rightarrow pK\pi) = (2.0 \pm 0.8) \%$, que é bem inferior ao valor encontrado por *CLEO* e *ARGUS*.

O decaimento em dois corpos é dominante no caso dos mésons charmosos, mas no caso do Λ_c a multiplicidade média é maior. Isso significa que freqüentemente entre os produtos do decaimento se encontram hadrons neutros. A medição dos razões de ramificação do Λ_c requer experiências capazes de detetar neutrons, Σ 's, Ξ 's e π^0 's, o que não é nada trivial. Somados, os resultados da tabela I-3 representam apenas cerca de 10% da largura total.

1.2 - MASSA E VIDA MÉDIA

A vida média de uma partícula é o inverso da sua largura total de decaimento, $\tau = 1/\Gamma$. A largura de decaimento, por sua vez, é a soma das integrais no espaço de fase da amplitude de cada modo de decaimento, que contém a dinâmica do processo. A medida da vida média das diversas partículas charmosas, portanto, propicia informações diretas sobre os fenômenos envolvidos no decaimento, como veremos a seguir.

A massa e a vida média do Λ_c foram bem medidas recentemente por ARGUS^[41], CLEO^[43], E691^[20] e NA32^[34]. Vemos na figura 1.2 os sinais obtidos por essas experiências. Na tabela I.4 apresentamos os valores encontrados para a massa do Λ_c , e o valor médio que consta da última edição do Particle Data Group (PDG)^[48].

Experiências com alvo fixo produziram as medidas mais precisas da vida média das partículas charmosas. No caso do Λ_c as melhores medidas foram feitas pelas experiências E691 e NA32. A grande vantagem das experiências com alvo fixo está no fato de que nelas as partículas charmosas são produzidas com momentum típico da ordem de dezenas de GeV/c, o que permite que elas percorram uma distância

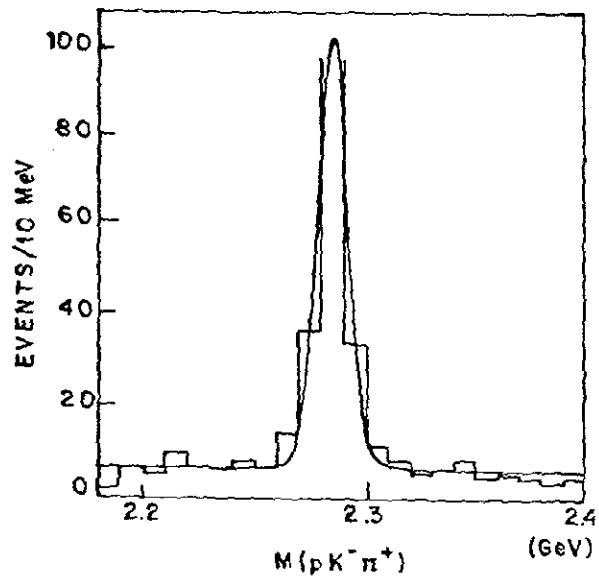
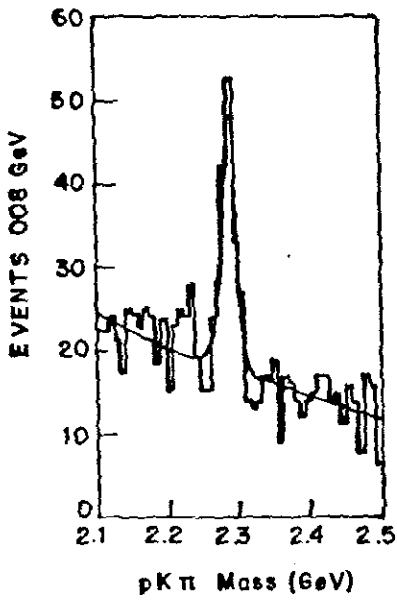
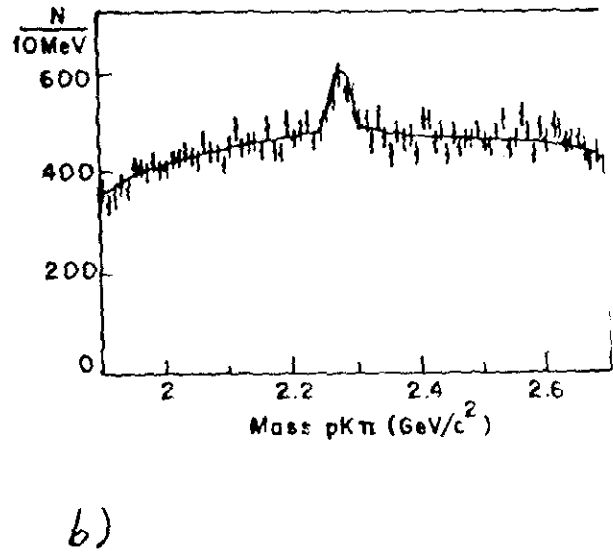
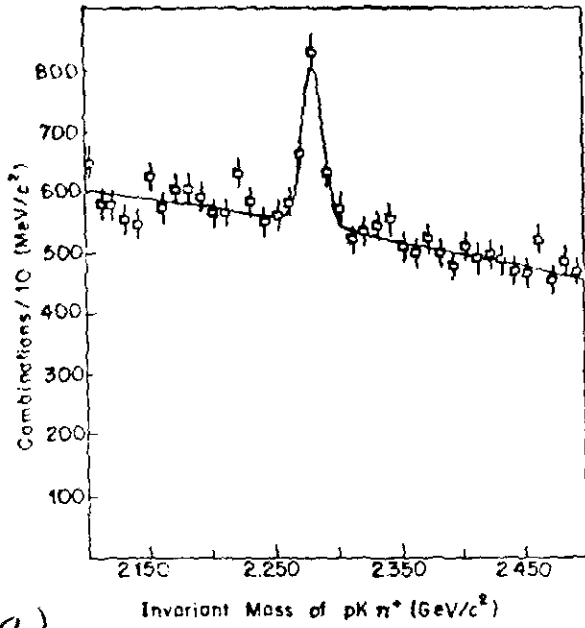


figura 1.2 - Amostras de $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$ obtidas por: a) CLEO; b) ARGUS; c) E691 e d) NA32.

mensurável antes de decair. Nos anéis de colisão e^+e^- , ao contrário, as partículas são produzidas com momentum muito baixo, o que impede a resolução dos vértices primário e do decaimento.

EXP.	MASSA (MeV/c ²)
ARGUS	2285 ± 2.0
CLEO	2285.0 ± 0.6 ± 0.7
E691	2286.2 ± 1.7 ± 0.7
NA32	2285.8 ± 1.2 ± 0.6
PDG	2285.2 ± 1.2

Tabela I-4 - Medidas da massa do Λ_c

A vida média é obtida a partir da distribuição de tempos próprios de decaimento,

$$P(t) = \frac{1}{\tau} e^{-t/\tau} ,$$

onde τ é a vida média e $P(t)$ é a probabilidade da partícula, produzida em $t=0$, sobreviver até o tempo t . O que é medido, no entanto, é a distância percorrida pela partícula até decair. O intervalo de tempo correspondente a esta distância d , no referencial do laboratório, é dado por $t = \gamma v/d$, onde v é a velocidade da partícula e γ o fator de Lorentz. A precisão na medida da vida média depende não só do número de decaimentos reconstruídos, mas também da capacidade de separar as posições da produção e do decaimento da partícula. A resolução desta separação no caso da E691 é de cerca de 500 μm , correspondendo a uma resolução em

tempo próprio da ordem de 0.05 ps, valor pequeno quando comparado com a vida média do D^+ ou do D^0 (aproximadamente 1 ps para o D^+ e 0.5 ps para o D^0).

Na Tabela I-5 estão os resultados obtidos pela E691 e pela NA32 para a vida média do Λ_c . A Tabela I-6 lista, apenas para comparação, as vidas médias dos mésons pseudoscalares, em picosegundos, de acordo com a última edição do *Particle Data Group*.

	E691	NA32	PDG
τ (ps)	$0.22 \pm 0.03 \pm 0.02$	$0.196^{+0.023}_{-0.020}$	$0.191^{+0.17}_{-0.13}$

Tabela I.5 - Medidas da vida média do Λ_c

D^+	D^0	D_s
1.062 ± 0.028	0.421 ± 0.010	$0.445^{+0.035}_{-0.029}$

Tabela I.6 - Vidas médias de mesons pseudoscalares (PDG)

A diferença observada entre as vidas médias das partículas charmosas deu origem a uma intensa atividade teórica^[49-51]. O modelo mais simples para descrever o decaimento fraco de hadrons charmosos é o chamado modelo de espectador. A motivação deste modelo é o fato da massa do *quark c* ser a muito maior que a dos *quarks u, d e s*. Isto permitiria supor que no decaimento o *quark c* se comporte como se fosse uma partícula livre. Os *quarks* leves não interfeririam no processo, atuando como meros espectadores (esta aproximação deve ser melhor quanto maior for a massa

do quark pesado. A diferença entre as vidas médias dos mésons B deve ser bem menor do que o fator 2 observado no caso dos mésons D ⁽⁵²⁾).

Como consequência mais imediata deste modelo simples, a vida média de todos os hadrons charmosos seria a mesma. A presença dos quarks leves não pode, portanto, ser ignorada. O modelo de espectadores, no entanto, descreve satisfatoriamente os decaimentos semileptônicos ou puramente leptônicos dos mésons D^0 e D^+ , pois os leptons não interagem fortemente. Na hipótese de que a presença dos antiquarks \bar{u} e \bar{d} não exerça nenhuma influência no decaimento, espera-se que as larguras semileptônicas (Γ_{SL}) do D^0 e do D^+ sejam idênticas. Esse fato é confirmado experimentalmente:

$$\Gamma_{SL}(D^0) = (1.75 \pm 0.28) \times 10^{-11}$$

$$\Gamma_{SL}(D^+) = (1.65 \pm 0.20) \times 10^{-11}$$

Este resultado mostra que a origem da diferença entre as vidas médias das diversas partículas charmosas deve ser procurada no canal hadrônico.

Qualquer abordagem mais elaborada do que o modelo de espectador deve considerar os quarks leves e efeitos das interações fortes. O quark c não pode realmente ser tratado como partícula livre. Aqui começam todas as dificuldades, pois a QCD perturbativa não pode ser aplicada na descrição de estados ligados.

Uma possível explicação para a diferença nas vidas médias do D^0 e do D^+ estaria no fato de que há mais possibilidades para o decaimento do D^0 que para o D^+ . Na figura 1.3 vemos o decaimento $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+$. Este processo é conhecido como radiação de W (WR). No caso $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, além da radiação de W , há também a possibilidade do processo conhecido com troca de W (WE), ilustrado na figura 1.4. Essa possibilidade a mais, que

só existe para o D^0 , aumentaria a largura deste em relação a do D^+ , causando, assim, a diferença nas vidas médias.

Não há como determinar a contribuição de cada diagrama para a largura de decaimento partindo apenas de princípios fundamentais. Existem argumentos segundo os quais a amplitude WE seria suprimida em relação à amplitude WR , e que a diferença na vida média é devida a outras causas^[51]. Outros modelos estimam que as amplitudes WE e WR são comparáveis^[49,50].

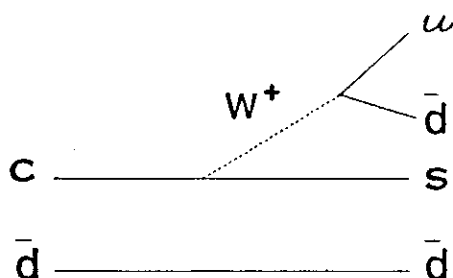


Figura 1.3 - Decaimento $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+$ via radiação de W (WR)

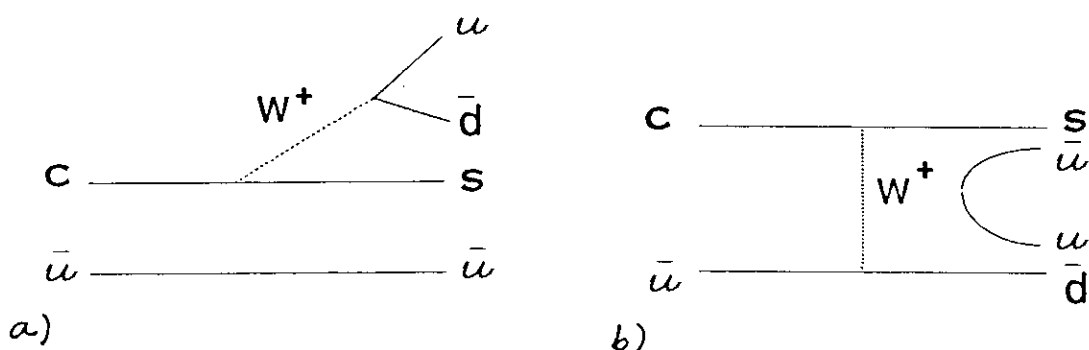


Figura 1.4 - Decaimento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$: a) radiação de W ; b) troca de W (WE)

O que torna o estudo dos bárions charmosos particularmente interessante é o fato de que para estes o processo de troca de um W entre *quarks* de valência não sofre nenhuma espécie de supressão. Assim sendo os diagramas WE e WR podem, em princípio, contribuir igualmente para a largura de decaimento. Os bárions charmosos que decaem fracamente são compostos por diferentes combinações de *quarks* de valência. Uma medida precisa das vidas médias dos bárions charmosos possibilitaria uma estimativa da contribuição de cada diagrama, contribuindo decisivamente para o entendimento do problema das vidas médias dos mésons pseudoscalares.

1.3 - SEÇÃO DE CHOQUE

A seção de choque total de produção de uma partícula em experimentos com alvo nuclear é definida pela expressão

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{N_{\text{obs}}}{\epsilon \times B} \times \frac{1}{N_{\text{inc}}} \times \frac{A}{N_{\text{AV}} \times \rho \times t}$$

O primeiro termo representa o número total de partículas produzidas, determinado a partir do número de decaimentos observados no canal analisado, da eficiência de detecção desse canal, ϵ , e da respectiva razão de ramificação, B . O segundo termo representa o fluxo incidente e é a normalização da seção de choque. O terceiro e último termo representa o número de núcleos por unidade de área no alvo que é visto pela partícula do feixe: A é o número de massa do núcleo alvo, N_{AV} é o número de

Avogadro, ρ a densidade do material e t a espessura do alvo.

Essa expressão define a seção de choque de produção por núcleo. A qualidade da medida depende essencialmente da precisão com que são determinados o número de partículas produzidas e o fluxo incidente. Este último é facilmente determinado em experiências com alvo fixo. Já a determinação do número de partículas produzidas depende principalmente da qualidade do sinal obtido, ou seja, do número de eventos observados e da razão sinal/background. A medida da eficiência de detecção depende de um bom programa de simulação do detetor, e a precisão com que a razão de ramificação do modo analisado é conhecida depende, em geral, de outros experimentos. O fator determinante é, portanto, a qualidade do sinal observado.

As experiências em "hadroprodução" de *charm* que utilizam alvos nucleares obtêm um número de eventos muito superior às que utilizam o hidrogênio como alvo. O que se mede em experimentos com alvos nucleares é a seção de choque total de produção por núcleo. A grandeza mais interessante, no entanto, é a seção de choque por nucleon, pois é a que permite a comparação mais direta com os modelos teóricos. É necessário para tanto extrapolar as medidas existentes para o caso $A=1$. Isso em geral é feito assumindo que as duas grandezas estão relacionadas pela equação $\sigma_{hA} = \sigma_{hN} \times A^\alpha$, onde h representa o hadron incidente, A o número de massa do núcleo e N o nucleon.

Os efeitos da matéria nuclear sobre a seção de choque estão contidos no parâmetro α . Este parâmetro depende tanto da partícula estudada como da região cinemática em que ela é produzida. Existem medidas bastante precisas de $\alpha(x_F, p_t)$ para a produção de partículas estranhas, mas no caso do *charm*, com a presente estatística, é possível medir apenas o seu valor médio para $x_F > 0$. A melhor medida do parâmetro α até o presente foi realizada pela E769 : $\alpha = 0.99 \pm 0.5$ ^[53]. Este valor

significa que na produção de *charm* o núcleo se comporta como um conjunto de nucleons independentes, vistos individualmente pelo hadron incidente.

A precisão no valor da seção de choque por nucleon depende da precisão na medida do valor de α . Para se ter uma idéia, na E769, onde o número de massa médio é $\langle A \rangle \approx 25$, a incerteza de 5% no valor de α implica num erro de 12% no valor da seção de choque total por nucleon.

No caso do Λ_c há ainda uma fonte adicional de erro associada ao valor atual da razão de ramificação do modo $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$. Neste trabalho utilizaremos o valor médio entre os resultados obtidos pelas colaborações CLEO/ARGUS : $B(\Lambda_c \rightarrow pK\pi) = (4.3 \pm 1.4)\%$.

A colaboração NA32 mediu o produto da seção de choque total de produção do Λ_c pela razão de ramificação do modo $pK\pi$ para $x_F > 0$, em interações π -Cu a 230 GeV^[54]. A medida foi baseada num sinal de 147 decaimentos. O valor encontrado foi $\sigma \times B = (11.4 \pm 2.5) \mu\text{b}$ por núcleo de cobre. Com o valor de $B(\Lambda_c \rightarrow pK\pi)$ definido acima e usando $\alpha=1$ chega-se ao valor $(4.19 \pm 0.93) \mu\text{b}$ para a seção de choque por nucleon. É um valor surpreendentemente grande, comparável à seção de choque para produção de D's, $\sigma(\pi N \rightarrow D/\bar{D}+X) = (9.5 \pm 1.6) \mu\text{b}$ por nucleon, obtida pela mesma experiência.

Outra medida realizada pela NA32 foi a da seção de choque diferencial em x_F e p_t^2 . Essa seção de choque usualmente é parametrizada pela forma

$$\frac{d^2\sigma}{dx_F dp_t^2} = \text{const.} \times (1-x_F)^n \times (\exp(-bp_t^2))$$

A constante que aparece na expressão da seção de choque diferencial é apenas um fator de normalização. A informação mais relevante está nos valores de n e b . Os valores obtidos pela NA32 foram $n=3.52 \pm 0.5$ e $b=(0.84 \pm 0.08) [\text{GeV}/c]^{-2}$. Estes resultados são muito semelhantes aos obtidos pelo mesmo grupo para os mésons pseudoscalares:

$m=3.74 \pm 0.23$ e $b=(0.83 \pm 0.03) [\text{GeV}/c]^{-2}$. Estes valores são consistentes com os resultados preliminares obtidos pela E769, e indicam que a produção de *charm* em interações hadrônicas é essencialmente central.

A segunda geração de experimentos dedicados ao estudo da "hadroprodução" de *charm* inclui a colaboração W82 no CERN e a E791, no FERMILAB. A W82 utilizou um feixe de pions a 310 GeV incidindo sobre um alvo de silício e tungstênio. Essa experiência está em fase de análise dos dados e os primeiros resultados da seção de choque medida por esse grupo devem ser apresentados brevemente. A E791 terminou recentemente a coleta de seus dados, que são interações pion-tungstênio e pion-diamante a 500 GeV. Essa experiência representará um novo salto qualitativo na física do *charm*: as estimativas são de 200 mil decaimentos de hadrons charmosos totalmente reconstruídos! Vale citar também a experiência E687 do FERMILAB, que é uma experiência de fotoprodução com alta estatística e que deverá apresentar seus resultados na mesma escala de tempo da E791. As perspectivas do ponto de vista experimental são bastante promissoras, com uma grande quantidade de medidas extremamente precisas sendo esperada para os próximos dois ou três anos

Já do ponto de vista da teoria a situação é diferente. Hadrons são sistemas bastante complexos, com um número indeterminado de graus de liberdade. Ainda não há, infelizmente, como calcular a seção de choque de produção de qualquer partícula em interações hadrônicas partindo apenas de princípios fundamentais.

Podemos pensar o problema como sendo composto por duas partes: a produção do *charm* propriamente dita e a hadronização. A hadronização é um fenômeno que até o momento só pode ser tratado fenomenologicamente. Não há ainda um bom entendimento do processo de fragmentação do quark *c* nos hadrons charmosos observados no laboratório. Existem funções de fragmentação empíricas, extraídas de reações e^+e^- .

Essas funções, no entanto, não podem ser simplesmente aplicadas à "hadroprodução", pois não há nenhuma razão para se supor que a hadronização num ambiente hadrônico se dê da mesma forma que no vácuo, como é o caso das reações e^+e^- .

A hadronização pode afetar a distribuição de momentum dos diversos hadrons charmosos, bem como a proporção em que eles são formados. É natural supor, no entanto, que todos os pares $c\bar{c}$ produzidos formarão, com probabilidade 1, os hadrons charmosos (e ψ 's, η 's, χ 's) observados no laboratório. Isso posto, a seção de choque total de produção de *charm* se torna insensível ao particular processo de hadronização das interações hadrônicas.

O modelo mais fundamental para a produção de *charm* em interações hadrônicas é uma simples extensão do modelo usado para a produção de *bottom* e *top*, que é baseado nas idéias do modelo de partons^[55-57]. O ponto central é supor que a produção de um par $c\bar{c}$ se dá via uma interação parton-parton que pode ser calculada perturbativamente.

Nas energias atingidas no CERN $Spp\bar{S}$ e no Tevatron do FERMILAB essa é uma hipótese bastante confortável. Cada parton carrega uma fração x_1 do momentum do hadron a que pertence. O valor médio dessa fração é tipicamente algo entre 0.1 e 0.2. A energia no sistema do centro de massa parton-parton é dada aproximadamente por $\hat{s} \approx x_1 x_2 s$. No caso do Tevatron isso significa uma interação parton-parton com energia de algumas dezenas de GeV. Já nas energias alcançadas pelos experimentos de alvo fixo, como a E769, a energia média da interação parton-parton é de apenas alguns GeV, próximas do limiar de produção de um par $c\bar{c}$. Não é claro que a massa do *charm* proveja uma escala de energia suficientemente grande para garantir a aplicabilidade do método perturbativo. Essa é uma questão que deverá ser respondida experimentalmente.

A seção de choque da interação parton-parton, $\hat{\sigma}_{ij}(s, m, \alpha)$, depende da energia do par i, j , da massa do quark c e da constante de acoplamento $\alpha_s(Q^2)$, onde Q^2 é o momentum transferido na interação. A seção de choque foi recentemente calculada até a ordem α_s^3 e pode ser encontrada na referência [58]. A seção de choque até a ordem α_s^3 inclui os processos 2+2 e 2+3, cujos diagramas estão na figura 1.7. O processo dominante é a fusão de glouons. A contribuição dos termos de ordem α_s^3 é particularmente grande quando a energia do sistema parton-parton é próxima do limiar de produção do *charm*. Isso explica a diferença entre os valores de $\hat{\sigma}(O(\alpha_s^2))$ e $\hat{\sigma}(O(\alpha_s^3))$. Essa diferença é expressa pelo chamado fator K ,

$$K = \frac{\hat{\sigma}(O(\alpha_s^2)) + \hat{\sigma}(O(\alpha_s^3))}{\hat{\sigma}(O(\alpha_s^2))}$$

Na energia da E769 o fator K é aproximadamente 3. A inclusão dos termos de ordem α_s^3 aproxima a seção de choque calculada dos valores medidos. Mas por outro lado a presença de uma "correção" que aumenta a seção de choque por um fator 3 dentro de uma expansão perturbativa causa apreensão. Não existem ainda estimativas da contribuição dos termos de ordem α_s^4 .

Para obter a seção de choque hadron-hadron é necessário fazer uma convolução da seção de choque com as funções de distribuição dos partons i e j ,

$$\sigma_{cc} = \sum_{ij} \int dx_i dx_j f_i(x_i, Q^2) f_j(x_j, Q^2) \hat{\sigma}_{ij}$$

onde $f_i(x_i, Q^2)$ é a probabilidade de se encontrar um parton do tipo i com uma fração x_i do momentum do hadron. A seção de choque hadron-hadron deve

Incluir a soma sobre todas as combinações ij possíveis.

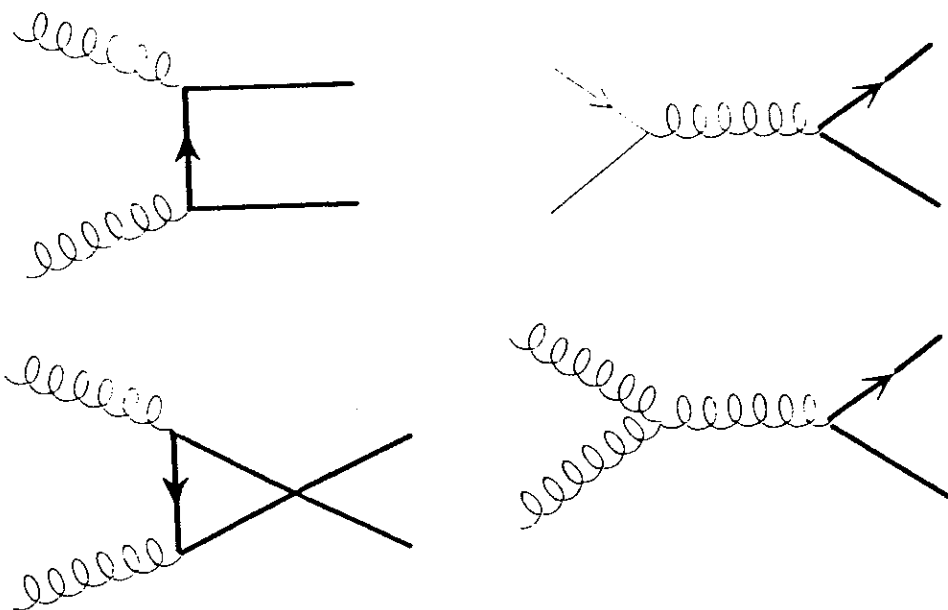


Figura 1.4 - Diagramas possíveis para a interação parton-parton ($O(\alpha_s^2)$).

Esse modelo está sujeito a grandes incertezas associadas ao valor da massa do *charm* e às funções de distribuição dos partons nos diferentes hadrons. Existem funções de distribuição de partons até a ordem α_s^3 para nucleons, mas não para pions. Há também incertezas associadas a parâmetros da QCD: o valor do parâmetro Λ , a escala de renormalização e a escala de fatorização da seção de choque parton-parton. Essas incertezas associadas aos *inputs* do modelo fazem com

que o valor da seção de choque total $\sigma(pp \rightarrow c\bar{c}X)$ a $\sqrt{s}=20$ GeV, que é a energia da E769, dependendo da escolha dos valores dos parâmetros e das funções de distribuição, varie de até uma ordem de grandeza. O valor estimado para essa seção de choque é aproximadamente $10 \mu\text{b}$ ^[57]. A seção de choque em interações π -nucleon à mesma energia, $\sigma(\pi p \rightarrow c\bar{c}X)$, deve ser um pouco maior do que o valor acima devido à presença de um antiquark de valência no pión.

A plausibilidade desse modelo é discutível. Talvez seja uma descrição razoável para a produção de *charm* na região central do espaço de fases ($x_F \approx 0$), mas é difícil imaginar como ele possa ser aplicado à produção difrativa, por exemplo. O quadro apresentado ilustra como o grau de complexidade das interações hadrônicas torna difícil estabelecer o confronto dos resultados experimentais com as previsões da QCD.

CAPÍTULO 2 - O EXPERIMENTO E769

O experimento E769 - *Hadroproduction of charm* - foi projetado para medir a seção de choque, total e diferencial, de produção de *charm* em interações hadrônicas. A experiência usou um feixe composto por prótons, pions e kaons a 250 GeV/c incidindo sobre um alvo múltiplo formado por folhas de berílio, alumínio, cobre e tungstênio. A tomada de dados se deu entre agosto de 1987 e fevereiro de 1988 no *Tagged Photon Laboratory* do *Fermilab*. Durante os seis meses de *run* foram gravadas 10 mil fitas magnéticas (6250 bpi) contendo um total de 370 milhões de interações hadron-núcleo.

A tomada de dados dividiu-se em quatro partes, duas com um feixe de polaridade negativa e duas com polaridade positiva. Uma destas partes, no *run* "negativo", foi tomada com um feixe de 210 GeV/c. Esta amostra não foi utilizada para a medida da seção de choque total. Também não foram utilizados os dados tomados numa das partes do *run* "positivo", no período em que a maioria dos eventos registrados foram induzidos por prótons. Por convenção estas partes são denominadas região 1 (210 GeV/c), região 2 (250 GeV/c, feixe negativo), região 3 (250 GeV/c, feixe positivo) e região 4 (*proton run*). A análise a ser apresentada nesta tese inclui apenas os dados referentes às regiões 2 e 3.

O critério de seleção das interações a serem gravadas em fita foi a energia transversal total no evento, medida nos calorímetros. Basicamente, um evento era aceito se a sua energia transversal fosse

maior que um certo limiar. Para determinar a eficiência deste critério de seleção uma fração dos dados foi tomada requerendo apenas a ocorrência da interação. O sistema do *trigger*, responsável por esta seleção, será descrito na seção 2.3.

A estratégia empregada pela E769 segue a linha da experiência anterior, E691, que utilizou o mesmo critério para a seleção de eventos com grande sucesso. A E769 tomou dados a uma taxa de 400 eventos/segundo, que é quatro vezes maior do que a taxa da E691. Isso só foi possível graças ao sistema de aquisição de dados que empregou, pela primeira vez, o sistema *ACP* de processadores em paralelo. A descrição deste sistema de aquisição de dados será feita na seção 2.4.

O estudo dos efeitos da matéria nuclear sobre a produção hadrônica de *charm* exige que seja identificada em cada evento a região do alvo em que a interação ocorreu. O espectrômetro, a ser descrito no capítulo 3, possui um sistema para medida de posição com alta resolução (*Silicon Microstrip Detector*), o que permitiu determinação precisa da posição da interação na quase totalidade dos casos.

O estudo da dependência da seção de choque com o tipo de feixe, por seu turno, exige a identificação do tipo de hadron incidente em cada evento. A identificação do feixe será descrita na seção 2.1.

2.1 - O FEIXE

O feixe utilizado pela E769 foi produzido a partir de um

feixe primário de prótons, acelerados até 800 GeV/c no Tevatron. Esse feixe primário incidia com um alvo de berílio produzindo muitas partículas secundárias. Um dipolo magnético selecionava dentre essas partículas as que tinham momentum igual a 250 ± 0.5 GeV/c, que eram então colimadas e transportadas até o alvo da experiência.

O feixe era produzido continuamente durante intervalos de 22 segundos (*spills*), que se repetiam a cada 34 segundos. O fluxo típico do feixe primário era de 10^{12} prótons por segundo, o que corresponde a aproximadamente 10^7 partículas por segundo no feixe secundário. Um fluxo desta ordem significa um intervalo médio de 300 ns entre duas partículas consecutivas no feixe secundário. A figura 2.1 mostra esquematicamente o percurso do feixe desde o Tevatron até o alvo no TPL.

O feixe utilizado pela E769 era uma mistura de pions, kaons e prótons. A identificação das partículas do feixe foi feita por dois detetores o DISC (*Differential Isochronous Self-collimating Cerenkov*)^[59] e o TRD (*Transition Radiation Detector*)^[60], ambos situados antes do alvo. O primeiro foi empregado para identificar kaons e o segundo para separar pions de prótons (ou de kaons não detetados pelo DISC).

2.1.1 - O DISC

O DISC é um contador Cerenkov de grande precisão. O detetor consiste de um cilindro de 4.57 m de comprimento e 0.37 m de diâmetro (figura 2.2), preenchido com hélio a 8.3 atm, cujo índice de refração é $n = 1.0003$. Uma partícula carregada ao atravessar um meio cujo índice de refração é n provoca a emissão de luz (radiação Cerenkov), se a sua velocidade for maior do que a velocidade da luz nesse meio, c/n . A radiação emitida na passagem de uma partícula do feixe é refletida pelo

espelho situado na extremidade dianteira do detetor. O diafragma, situado na parte traseira, permite apenas a passagem da luz emitida num ângulo de 24.48 mrd com o eixo ótico do detetor, que deve estar perfeitamente alinhado com a direção do feixe. A radiação que atravessa o diafragma é detetada por oito tubos fotomultiplicadores dispostos simetricamente em quadrantes, equidistantes do eixo ótico e entre si. Antes de atingir o diafragma a radiação passa por dois sistemas de lentes corretoras. O mais próximo do espelho tem como função corrigir aberrações provocadas por distorções na forma do espelho. O outro sistema tem como objetivo corrigir aberrações cromáticas devidas à dependência do índice de refração do gás com o comprimento de onda da radiação.

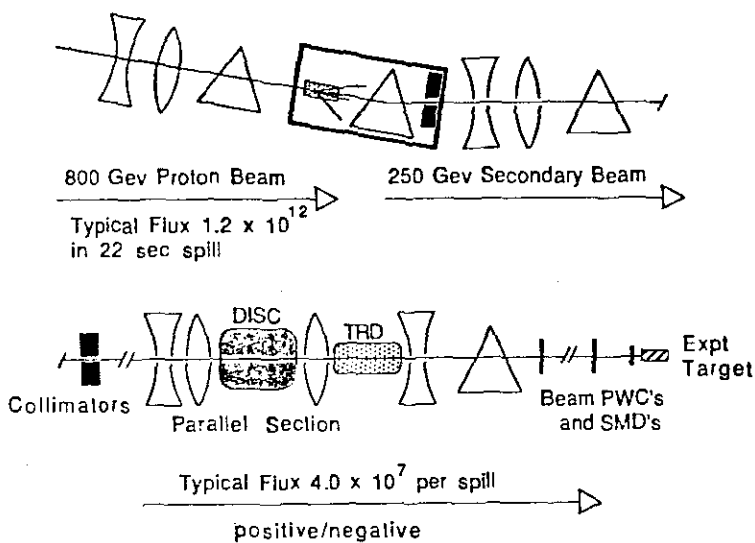
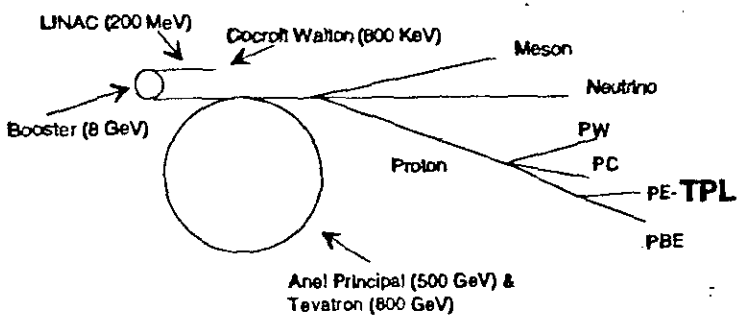


Figura 2.1 - Trajetória percorrida pelo feixe do Tevatron ao TPL.

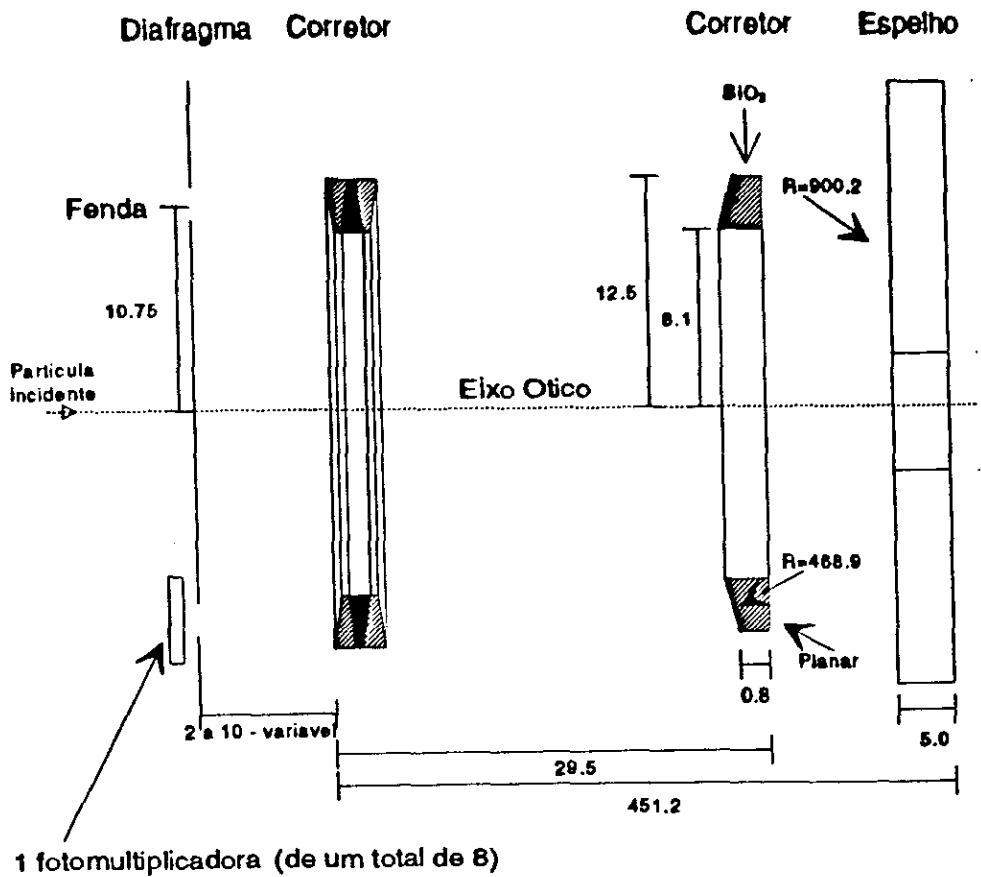


Figura 2.2 - Seção longitudinal do DISC. Todas as medidas em cm.

Considera-se um sinal positivo do DISC quando num evento são observados sinais em pelo menos uma fotomultiplicadora por quadrante (coincidência quádrupla).

O ângulo entre a radiação emitida e a trajetória da partícula depende tanto da velocidade da partícula como das propriedades óticas do radiador a uma dada pressão,

$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta \times n(P)} \quad (I)$$

onde P é a pressão do gás e $\beta = v/c$, sendo v a velocidade da partícula. As partículas do feixe possuem o mesmo momentum, mas como suas massas não são iguais as suas velocidades (e, portanto, os ângulos de emissão da radiação) serão ligeiramente diferentes. As propriedades óticas do radiador estão contidas no seu índice de refração, que depende da pressão segundo a equação

$$n(P) = 1 + (n_0 - 1) \times P$$

onde n_0 é o índice de refração nas CNTP, sendo a pressão dada em atmosferas. É possível, desta forma, alterar os ângulos Cerenkov característicos de cada tipo de partícula a um dado momentum apenas variando a pressão do gás. Assim, mantendo fixas a posição e a abertura do diafragma, é possível ajustar a pressão do gás de forma que apenas um tipo de partícula produza sinal no DISC. Na maior parte do tempo a pressão do DISC esteve ajustada para a identificação de kaons.

A resolução do DISC é realmente notável. Com uma energia de 250 GeV a velocidade do pion é $\beta = 0.9999998$ ($c=1$), enquanto que a do kaon é $\beta = 0.9999980$, ou seja, uma precisão da ordem $\Delta\beta/\beta = 10^{-6}$ é necessária para distinguir pions de kaons! Os ângulos Cerenkov correspondentes são 24.48 mrd para pions e 24.41 mrd para kaons. Uma diferença de apenas 70 μ rd !

A eficiência na detecção da radiação não depende, obviamente, do tipo de partícula que atravessa o detetor. Pions, kaons e prótons, na pressão correta, produzem o mesmo número de coincidências quádruplas. O número de kaons durante um *spill*, por exemplo, seria simplesmente o número de coincidências quádruplas (quando $P = P_{\text{kaon}}$) corrigido pela eficiência absoluta na detecção da radiação.

Este fato foi utilizado para obter a composição do feixe ao longo da tomada dos dados. A técnica consiste em variar continuamente

a pressão durante alguns *spills*, ajustando o DISC sucessivamente para a detecção de pions, kaons e prótons. A distribuição do número de coincidências registradas em função da pressão do gás é denominada curva de pressão. A composição do feixe ao longo da tomada de dados é obtida a partir da análise destas curvas de pressão.

A figura 2.3 mostra uma dessas curvas de pressão para coincidências quintuplas, sêxtuplas e séptuplas, feita durante o run "positivo". As curvas, que são o resultado de um ajuste dos pontos experimentais, consistem da superposição de três distribuições, que correspondem aos pions, kaons e prótons, nesta ordem. A distribuição associada aos prótons é bem separada das demais, mas as distribuições associadas aos kaons e pions se superpõem. Por esta razão o valor da pressão usado para a identificação de kaons foi deslocado de 0.4 psi em relação ao valor para o qual a distribuição dos kaons é máxima. Isso limitou a contaminação de pions na amostra de kaons a um nível mínimo, mas com a contrapartida de reduzir o tamanho da amostra (a amostra de kaons consiste dos eventos em que houve uma identificação positiva por parte do DISC quando $P = P_{kaon}$).

O número de n-coincidências ($n \geq 4$) numa dada pressão é dado por

$$S(P) = S_{\pi}(P) + S_k(P) + S_p(P) + B \quad II$$

onde B é uma constante representando o ruído no nível de coincidências e

$$S_i(P) = N_i \times \{ \text{erf}(A_1) - \text{erf}(A_2) \} \quad III$$

com

$$A_1 = \frac{P_i - P + \omega_d}{\omega_p} \quad , \quad A_2 = \frac{P_i - P - \omega_d}{\omega_p}$$

e $i = \pi, K, p$. N são as normalizações, P os valores da pressão



correspondentes ao máximo das distribuições, ω_p e ω_d são parâmetros do ajuste. O número total de partículas é simplesmente $N_t = N_\pi + N_k + N_p$. Assim, as frações de pions, kaons e prótons são dadas por

$$f_\pi = \frac{N_\pi}{N_t}, \quad f_k = \frac{N_k}{N_t}, \quad f_p = \frac{N_p}{N_t}$$

A contaminação de pions na amostra de kaons a uma dada pressão é

$$C_\pi(P) = \frac{S_\pi(P)}{S_\pi(P) + S_k(P)}$$

No valor da pressão fixado para a identificação de kaons, $P = P_k + 0.4 \text{ psi}$, a contaminação de pions na amostra de kaons é menor que 2%.

Com base nas sete curvas de pressão feitas ao longo do run a composição média do feixe foi:

$$\text{feixe negativo} \rightarrow f_\pi = 93 \pm 1\%, \quad f_k = 5.2 \pm 0.7\%, \quad f_p = 1.5 \pm 0.3\%$$

$$\text{feixe positivo} \rightarrow f_\pi = 63 \pm 3\%, \quad f_k = 4.4 \pm 0.2\%, \quad f_p = 34 \pm 3\%$$

2.1.2 - O TRD

Durante o run "negativo" a identificação do feixe foi feita unicamente com o uso do DISC. Isso não se constituiu num problema devido à pequena quantidade de anti-prótons presentes. Já no run "positivo" a identificação do feixe foi feita utilizando também o TRD, que separa pions de prótons.

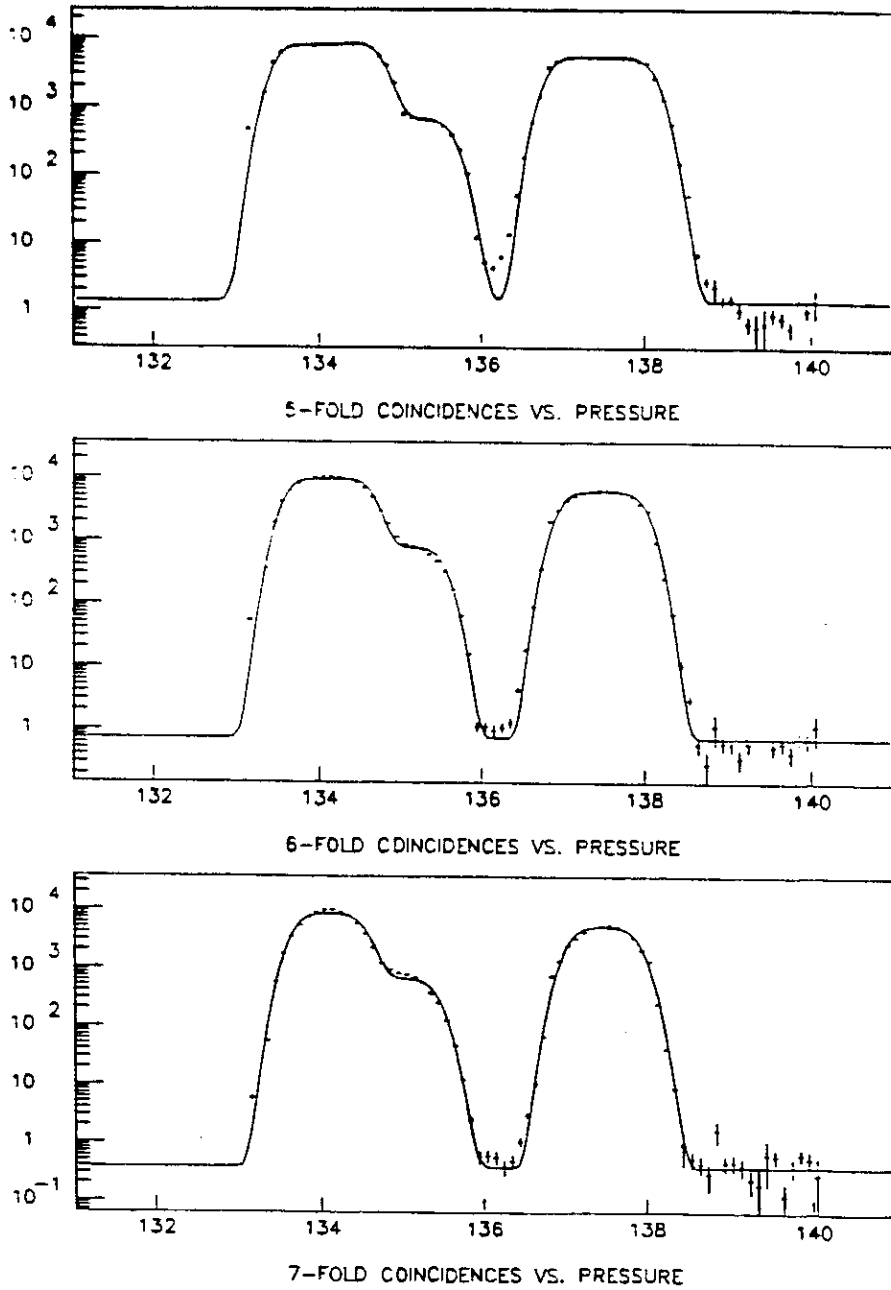


Figura 2.3 - Curvas de pressão (número de fototubos em coincidência vs pressão do gás) utilizadas para determinação da composição do feixe. As linhas contínuas são ajustes descritos no texto.

A radiação de transição ocorre quando uma partícula carregada atravessa a superfície de separação entre dois meios de constantes dielétricas diferentes. É um fenômeno que pode ser

quantitativamente descrito no âmbito da eletrodinâmica clássica^[61]. Os campos de uma partícula carregada que atravessa um meio dielétrico 1 com velocidade constante são $\{E_1(r,t), H_1(r,t)\}$, soluções das equações de Maxwell não homogêneas. Num meio dielétrico 2 os campos são $\{E_2(r,t), H_2(r,t)\}$. Esses campos não têm o mesmo valor na interface dos dois meios. Para satisfazer a equação de continuidade é necessário acrescentar a solução das equações de Maxwell homogêneas $\{E_r(r,t), H_r(r,t)\}$, que representa a radiação de transição. Em outras palavras, a radiação de transição surge do rearranjo dos campos associados à partícula carregada quando esta atravessa a superfície de separação dos meios. Assim como a radiação Cerenkov, a radiação de transição é uma resposta coletiva da matéria que circunda a trajetória da partícula carregada.

A radiação de transição é emitida no comprimento de onda dos raios x. A intensidade da radiação depende de $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, onde β é a velocidade da partícula. O caso mais simples, que é o de uma partícula atravessando a superfície de separação entre um meio e o vácuo, a intensidade da radiação cresce linearmente com γ . No caso mais geral da transição entre dois meios quaisquer a intensidade tende a um valor constante no limite $\gamma \rightarrow \infty$.

A radiação de transição é um processo de baixo rendimento e sujeito a grandes flutuações estatísticas. Num detetor TRD típico são utilizados arranjos de várias folhas radiadoras regularmente espaçadas entre si, de forma que a partícula atravessasse muitas interfaces, aumentando o rendimento do processo. Um número muito grande de folhas, no entanto, dá origem a outros efeitos, como a reabsorção da radiação pelas próprias folhas ou a interferência entre a radiação emitida em diferentes folhas, por exemplo.

Os elementos básicos do *design* de um detetor TRD são o

número e espessura das folhas e a distância entre elas. Os valores ótimos desses parâmetros foram determinados através de uma simulação de Monte Carlo. A figura 2.4 mostra um módulo radiador-PWC. O TRD consiste de 24 módulos radiador-PWC, num total de 48 planos.

Ao todo o TRD contém 8.3% de um comprimento de interação e 16.9% de um comprimento de radiação. Isto poderia ter-se constituído num problema, pois interações do feixe no TRD são mais freqüentes do que no alvo, que contém 2% de comprimento de interação. O TRD, entretanto, foi posicionado antes da última e principal curvatura na linha do feixe, a cerca de 50 metros da posição do alvo. Desta forma as partículas produzidas em colisões com o material do detetor não atingiam o espectrômetro.

Os fótons produzidos no radiador são detetados por uma câmara proporcional (PWC) com 2 planos atuando como detetores independentes. Cada plano é capaz de detetar fótons com energia superior a 4 KeV. Testes com fontes radiativas mostraram que a eficiência das PWCs é em torno de 83%.

A figura 2.5 mostra o número médio de fótons detetados por módulo do TRD em função do momentum do feixe. O número de fótons não depende do tipo de partícula, mas apenas de γ . A 250 GeV um pion terá $\gamma=1786$ e um próton terá $\gamma=267$. Assim sendo, os pions produzirão sinal no TRD com muito mais probabilidade que os prótons, pois estes não têm um valor de γ suficientemente alto. Isto é o que permite separar pions de prótons.

Em determinados períodos durante a tomada de dados a pressão do DISC foi ajustada para a identificação de pions. Em outros períodos a pressão foi ajustada para a identificação de prótons. Esses dados permitiram estudar a resposta do TRD à passagem de pions e de prótons.

Na figura 2.6 vemos a distribuição do número de planos do TRD com sinal em eventos nos quais a partícula do feixe foi identificada pelo DISC como sendo um pion. A figura 2.7 mostra a mesma distribuição para o caso em que a partícula do feixe foi identificada pelo DISC como sendo um próton. A figura 2.8 mostra a distribuição de planos do TRD em uma amostra na qual foram excluídos os eventos cuja partícula do feixe foi identificada pelo DISC como sendo um kaon.

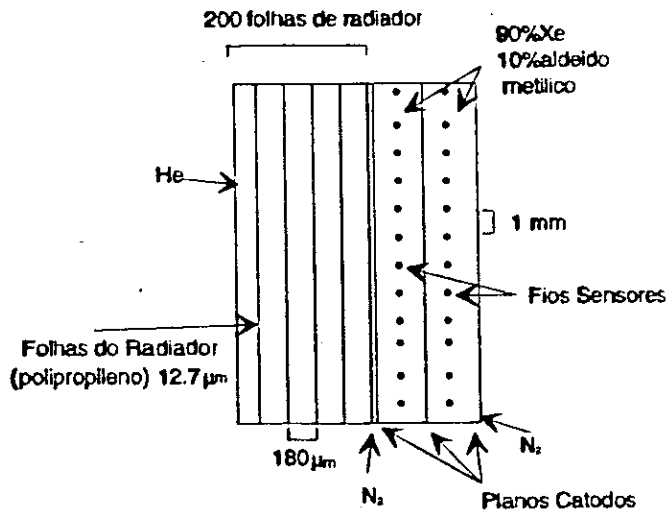


Figura 2.4 - Módulo do TRD. Cada módulo contém 2 planos PWC.

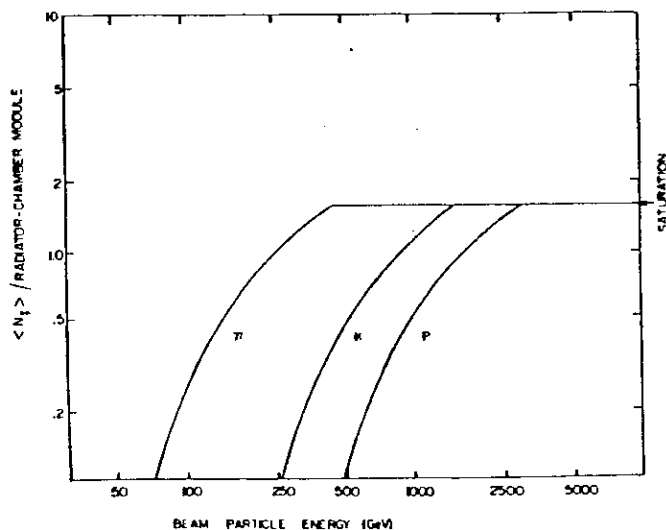


Figura 2.5 - Número de fótons de transição em função da energia do feixe.

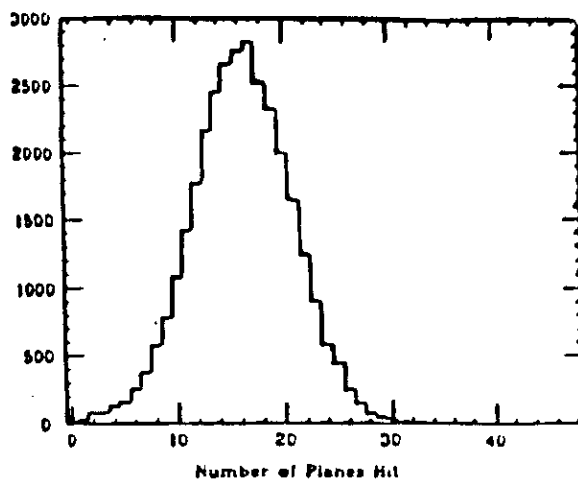


Figura 2.6 - Distribuição do número de planos do TRD com sinal para uma amostra de pions identificados pelo DISC.

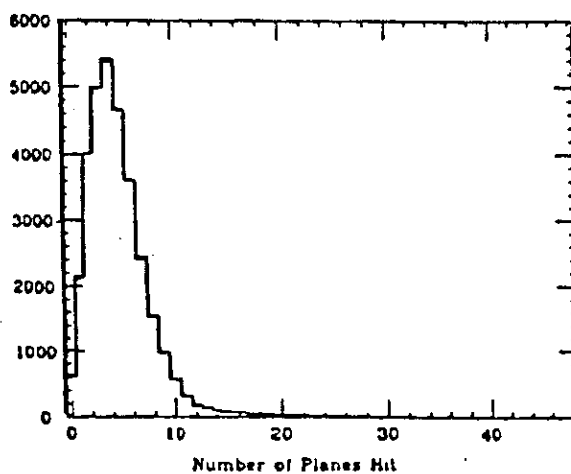


Figura 2.7 - Distribuição do número de planos do TRD com sinal para uma amostra de prótons identificados pelo DISC.

A distribuição da figura 2.8 é a superposição das distribuições de prótons e pions, $TRD(N) = FP(N) + FPI(N)$, onde N é o número de planos do TRD com sinal.

Ambas as distribuições, $FP(N)$ e $FPI(N)$, são parametrizadas por uma soma de duas distribuições binomiais,

$$FP(N) = C(N) \times (N_1 \cdot P_1 \cdot (1-P_1)^{48-N} + N_2 \cdot P_2 \cdot (1-P_2)^{48-N})$$

$$FPI(N) = C(N) \times (N_3 \cdot P_3 \cdot (1-P_3)^{48-N} + N_4 \cdot P_4 \cdot (1-P_4)^{48-N})$$

$$C(N) = \frac{48!}{N! \cdot (48-N)!}$$

onde N_1 e P_1 são parâmetros de ajuste.

Conhecidos $FP(N)$ e $FPI(N)$, a probabilidade da partícula do feixe ser um pion, dado o número de planos do TRD com sinal no evento, N , é dada pela expressão

$$P_{\pi} = \frac{FPI(N)}{FP(N) + FPI(N)} \quad , \quad (IV)$$

A contaminação de prótons, dado o valor de N , é

$$C_p = \frac{\sum FP(I)}{\sum FPI(I)} \quad (V)$$

Para os prótons tanto a probabilidade quanto a contaminação são dadas por expressões análogas.

A contaminação da amostra é controlada através de um corte no número de planos com sinal. No caso da amostra de pions, a contaminação por prótons será tanto menor quanto maior for o valor de N . Valores de N muito grandes, no entanto, fazem com que eficiência na identificação dos pions seja pequena.

Apenas como ilustração damos abaixo os valores da

eficiência na identificação de pions e da contaminação por prótons em função do corte no valor de N , para a distribuição da figura 2.8.

$$\begin{aligned}
 N \geq 8 & \rightarrow \epsilon_{\pi} = 94.6\% , C_p = 4.1\% \\
 N \geq 10 & \rightarrow \epsilon_{\pi} = 86.8\% , C_p = 2.2\% \\
 N \geq 12 & \rightarrow \epsilon_{\pi} = 73.3\% , C_p = 1.8\%
 \end{aligned}$$

2.1.3 - A IDENTIFICAÇÃO DO FEIXE

A identificação do feixe foi feita atribuindo a cada evento probabilidades (e erros) correspondentes a cada hipótese sobre o tipo de partícula incidente. Em cada evento são registrados o número de fototubos com sinal no DISC, a pressão e temperatura do gás e o número de planos do TRD com sinal. A amostra total é dividida em cerca de 1200 subconjuntos (*runs*), cada um contendo os dados de vários *spills* subsequentes. Cada evento é identificado pelo seu número no *spill*, pelo número do *spill* no *run* e pelo número do *run*. Esses três números são também registrados em cada evento, e, juntamente com os já citados, formam o conjunto das informações necessárias para a determinação das probabilidades.

Há eventos em que, por razões diversas, uma ou mais informações necessárias à identificação do feixe não estão disponíveis e, em consequência, as probabilidades não podem ser determinadas. Nestes casos os valores atribuídos às probabilidades são simplesmente as frações f_1 da composição do feixe. Estes valores são obtidos a partir das sete curvas de pressão descritas anteriormente, tomando uma média entre elas.

No run "negativo" apenas o DISC foi utilizado e, por isso, o algoritmo de identificação é bem simples. Basicamente, quando há sinal no DISC, as probabilidades são determinadas a partir do valor da pressão do gás,

$$PROB_i = \frac{S_i(P)}{S(P)}$$

onde $i=\pi, K, p$, e S_i e S são dados pelas equações (II) e (III).

Na ausência de sinal no DISC, durante o run "negativo", supõe-se que a partícula do feixe é um pion, embora ela possa ser também um antipróton, ou ainda um kaon não detetado por ineficiência do detetor. A amostra de eventos induzidos por pions negativos, com este critério, contém 1.5% de eventos induzidos por antiprótons e cerca de 2% de eventos induzidos por kaons. Já na amostra dos eventos induzidos por kaons há uma contaminação da ordem de 1% de eventos que foram, na verdade, induzidos por pions.

No run "positivo" o algoritmo de identificação é um pouco mais complexo. Quando há sinal positivo no DISC as probabilidades são determinadas da mesma forma que no run "negativo" (salvo em alguns runs especiais a pressão do DISC esteve sempre ajustada para a identificação de kaons). Na ausência de sinal do DISC a informação do TRD é então considerada, e as probabilidades e contaminações são determinadas pelas equações (IV) e (V).

A figura 2.9 mostra a nossa capacidade de identificação do feixe positivo com o uso combinado do DISC e do TRD. No espaço do número de fototubos do DISC versus número de planos do TRD as distribuições características de pions, kaons e prótons são bem distintas, embora a superposição das distribuições de pions e prótons seja considerável. Excluídos os eventos induzidos por kaons, que são selecionados pelo DISC, a exigência de uma boa separação entre pions e prótons elimina cerca de

30% da amostra.

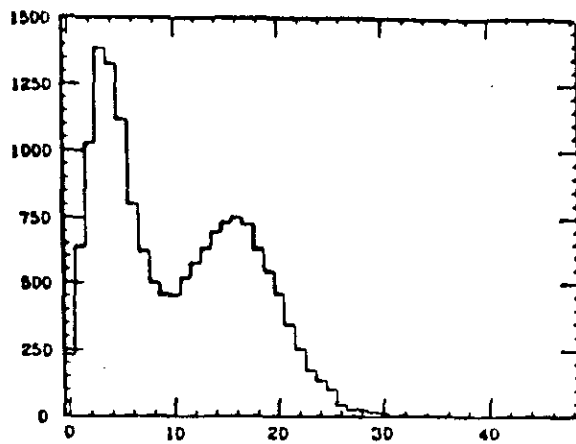


Figura 2.8 - Distribuição de planos do TRD com sinal, sendo excluídos os kaons identificados pelo DISC.

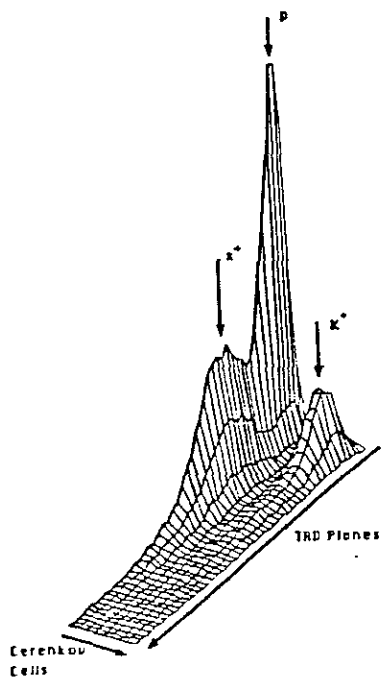


Figura 2.9 - O feixe empregado pela E769 com a informação do DISC e TRD.

2.2 - O ALVO

A E769 empregou um alvo segmentado com 26 folhas de berílio (A=9), alumínio (A=27), cobre (A=64) e tungstênio (A=184). A composição do alvo foi escolhida de forma a se estudar os efeitos nucleares sobre a produção de *charm* em interações hadron-núcleo cobrindo um amplo espectro de massas atômicas.

A segmentação do alvo tinha como objetivo possibilitar a identificação precisa da posição da interação em cada evento. As folhas, com espessura de 0.254 mm (exceto as de tungstênio, cuja espessura é de 0.102 mm), foram dispostas paralelamente com intervalos de 1.36 mm, formando um conjunto com 4 cm de espessura. O conjunto era fixo numa caixa de acrílico e exposto ao feixe por uma abertura circular de 3.2 cm de diâmetro. O feixe era focalizado numa área de aproximadamente 1 cm² no centro desta abertura.

A Tabela 2-1 resume as principais características do alvo empregado pela E769.

material	número de folhas	comprimentos de interação	comprimentos de radiação	espessura total (mm)
Be	14	0.0087	0.0101	3.56
Al	5	0.0032	0.0140	1.27
Cu	3	0.0050	0.0524	0.76
W	4	0.0043	0.1166	0.41
TOTAL	26	0.0212	0.1931	6.00

Tabela 2.1 - Principais características do alvo empregado na E769

O número e a espessura das folhas foi limitado por dois

fatores: a perda de resolução na determinação da trajetória das partículas produzidas na interação, devida ao espalhamento Coulombiano nas folhas restantes; e manter reduzida a possibilidade de interações secundárias no próprio alvo com as partículas originadas na interação primária.

A figura 2.10 mostra a disposição das folhas que compõem o alvo.

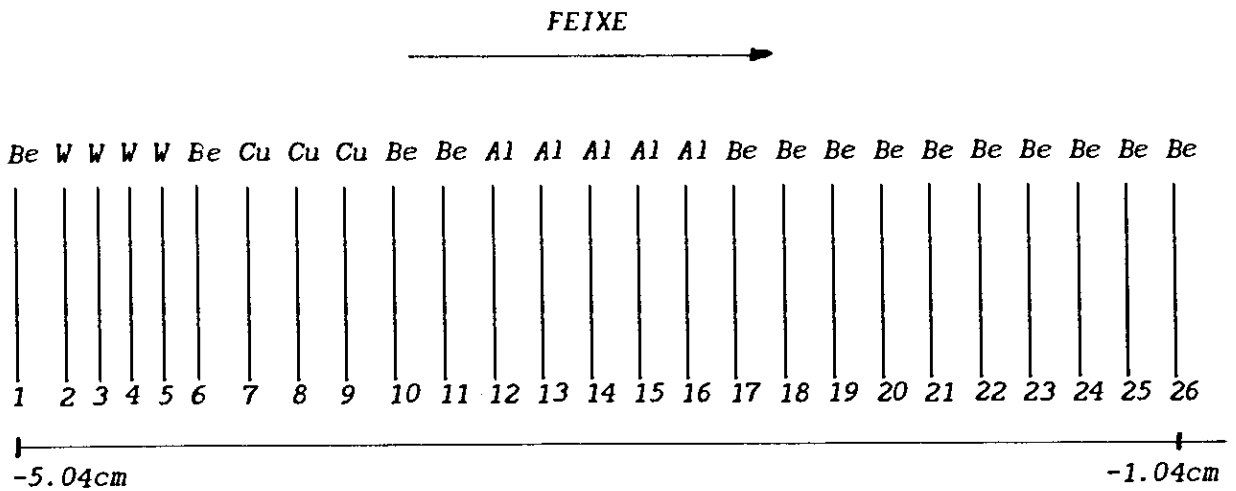


Figura 2.10 - Esquema do alvo segmentado empregado na E769.

2.3 - O TRIGGER

O sistema de seleção de eventos, ou *trigger*, foi um dos componentes fundamentais na tomada de dados. A cada segundo ocorriam, em média, cerca de 20 mil interações. Durante um *spill*, como veremos a

seguir, metade do tempo era gasto para processar e gravar a informação do espectrômetro em fitas magnéticas (papel do sistema de aquisição de dados - DA). Restavam assim 10 mil interações por segundo passíveis de serem registradas. A produção de *charm* em interações hadrônicas é um fenômeno raro, que ocorre uma vez a cada mil eventos, aproximadamente. O papel do *trigger* foi selecionar, dentre tantas interações, aquelas em que a ocorrência de partículas charmosas fosse mais provável, considerando que a capacidade do sistema de aquisição de dados era de registrar 400 eventos por segundo. A estratégia adotada, a mesma empregada com sucesso pela E691, foi a de selecionar os eventos de acordo com a sua energia transversal. A idéia subjacente é a de que pares $c\bar{c}$ são predominantemente produzidos em interações parton-parton com grande transferência de momentum. Os hadrons charmosos resultantes, nesse caso, têm alto momentum transversal (em relação à direção do feixe), e os eventos em que são produzidos têm energia transversal total superior à média das interações hadrônicas comuns, que são, predominantemente, interações com baixa transferência de momentum.

O *trigger* foi, seguramente,⁶ uma das partes mais complexas do experimento, articulando-se intimamente com o sistema de aquisição de dados. As figuras 2.11a e 2-11b mostram uma versão simplificada do diagrama lógico do *trigger*.

No diagrama da figura 2.11a vemos a parte do *trigger* que analisava as condições do feixe, usando para isto um arranjo de cintiladores. Esse segmento do *trigger* continha as exigências mínimas para o registro de um evento.

O primeiro conjunto de cintiladores estava instalado junto ao TRD. Um deles apenas acusava a passagem de uma partícula do feixe. Outros dois (*KILLER_BIT*) foram empregados para impedir que fossem gravadas interações em que houvesse outra partícula do feixe dentro de um

intervalo de ± 150 nanosegundos. O objetivo do *KILLER_BIT* era garantir que o sinal observado no *TRD* fosse devido à passagem de uma única partícula do feixe, como forma de garantir uma boa identificação. O *KILLER_BIT* foi ativado apenas a partir do run 1773, já no período do feixe positivo. A sua introdução implicou num aumento do "tempo morto" do experimento.

Em seguida, posicionados imediatamente antes do alvo, havia dois cintiladores cuja função era testar a focalização do feixe. Um dos cintiladores (*SPOT*) fornecia sinal positivo sempre que uma partícula passava por um círculo de 1 cm^2 de área, cujo centro era alinhado com o centro do alvo. O outro (*HALO*) emitia um sinal quando uma partícula passava em qualquer parte exceto num círculo idêntico e alinhado com o *SPOT*. O feixe bem colimado e centrado exigia, portanto, sinal no *SPOT* e ausência de sinal no *HALO* ($\overline{\text{SPOT.HALO}}$).

Imediatamente após o alvo havia um outro cintilador (*interaction counter*) cuja função era assinalar a ocorrência de uma interação. Uma interação era detetada sempre que o sinal produzido no cintilador fosse maior que um valor pré-estabelecido.

A eficiência deste método de deteção varia com a multiplicidade de partículas carregadas produzidas na interação, sendo praticamente 100% para eventos com pelo menos 7 partículas carregadas, segundo estudos feitos com dados especiais, os *beam tracks*. Os *beam tracks* são eventos registrados sem a exigência de um sinal no *interaction counter*. Estes eventos foram coletados com o objetivo de calibração e alinhamento do sistema usado para determinação de trajetórias. Na grande maioria dos *beam tracks* há um único traço, que corresponde à passagem do feixe. Cerca de 2% das partículas do feixe, no entanto, interagem com o alvo. A análise destes eventos, possibilitou determinar a eficiência do *interaction counter* em função da multiplicidade do evento. Na Tabela

2.2 vemos a eficiência do critério de definição de uma interação em função da multiplicidade de traços no evento.

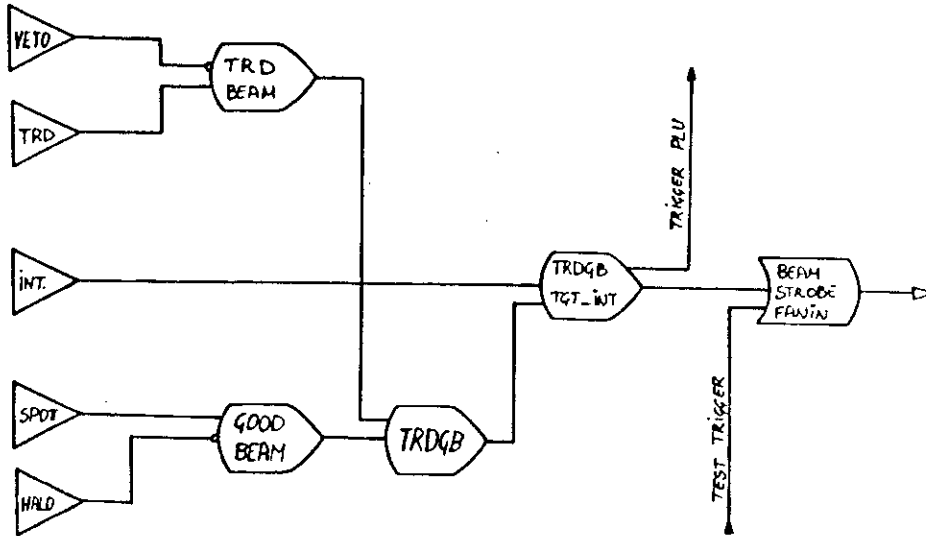


Figura 2.11a - Diagrama lógico do trigger de nível zero da E769

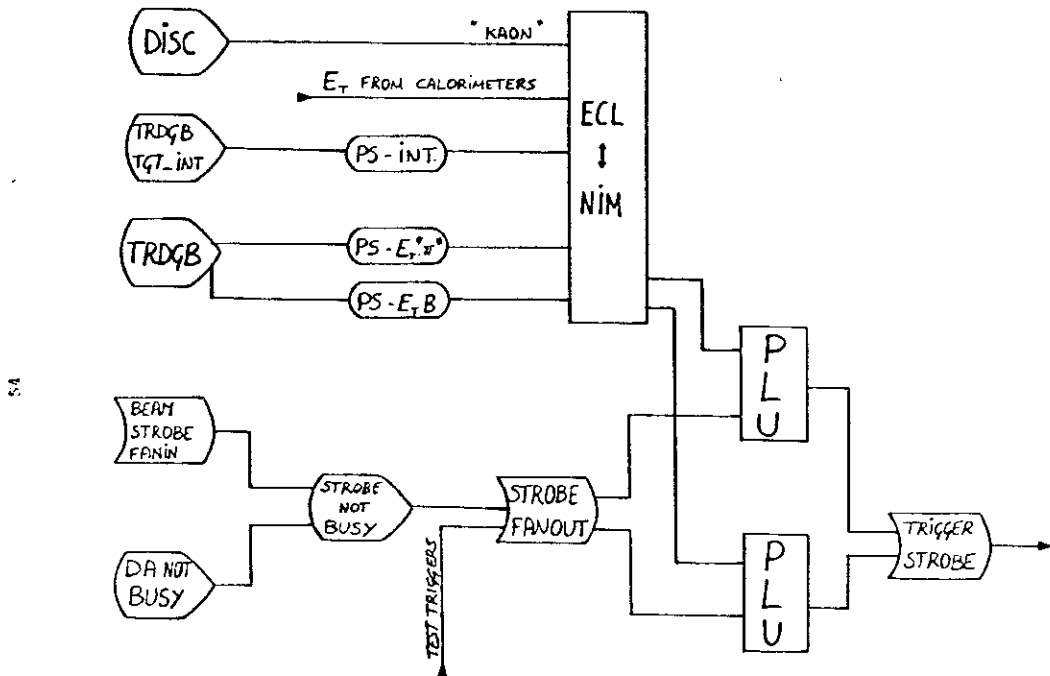


Figura 2.11b - Diagrama lógico do trigger da E769.

O *trigger* de nível zero (*TRDGB.TGT_INT*), por assim dizer, requeria simplesmente a ocorrência de uma interação causada por uma partícula do feixe bem colimada e, no *run* "positivo", separada das demais por ± 150 ns. Nesse ponto um sinal era enviado a uma das duas unidades lógicas (*PLU - Programmable Logic Unit*) onde a decisão sobre a aceitação ou não do evento seria, finalmente, tomada. Outro sinal era enviado à parte restante do *trigger*, cujo esquema está representado na figura 2.11b.

multiplicidade	3	4	5	6	7
eficiência	0.582	0.788	0.791	0.852	0.933

Tabela 2.2 - Eficiência do *interaction counter*

O sinal positivo do *trigger* dependia da presença em cada *PLU* de dois tipos de *input*. Um desses *inputs* continha a informação do *status* do sistema de aquisição de dados. Durante o tempo em que o DA estava ocupado com a leitura de um evento o *trigger* era desarmado. Nenhuma interação era registrada até que o DA enviasse um sinal indicando que estava pronto para receber um novo evento. Sendo satisfeitas as condições do *trigger* de nível zero e havendo a disponibilidade do DA para registrar o evento (*DA_NOT_BUSY*) um sinal (*STROBE_FANOUT*) era então enviado às *PLUs*. Além de eventos reais, o sinal *STROBE_FANOUT* era também enviado em *runs* especiais para testes e calibração do espectrômetro.

O outro tipo de *input* consistia das características físicas do evento: identidade do feixe (*DISC*) e a energia transversal medida nos calorímetros, por exemplo. A partir do *run* 1850 o *killer bit* foi implementado diretamente nas *PLUs*.

Dois limiares diferentes para a energia transversal da

interação foram empregados na seleção dos eventos, 5.5 GeV (ETS) e 6.5 GeV (ETB). A distribuição de energia transversal de eventos tipo *INTERACTION*, *ETS* e *ETB* é mostrada na figura 2.12.

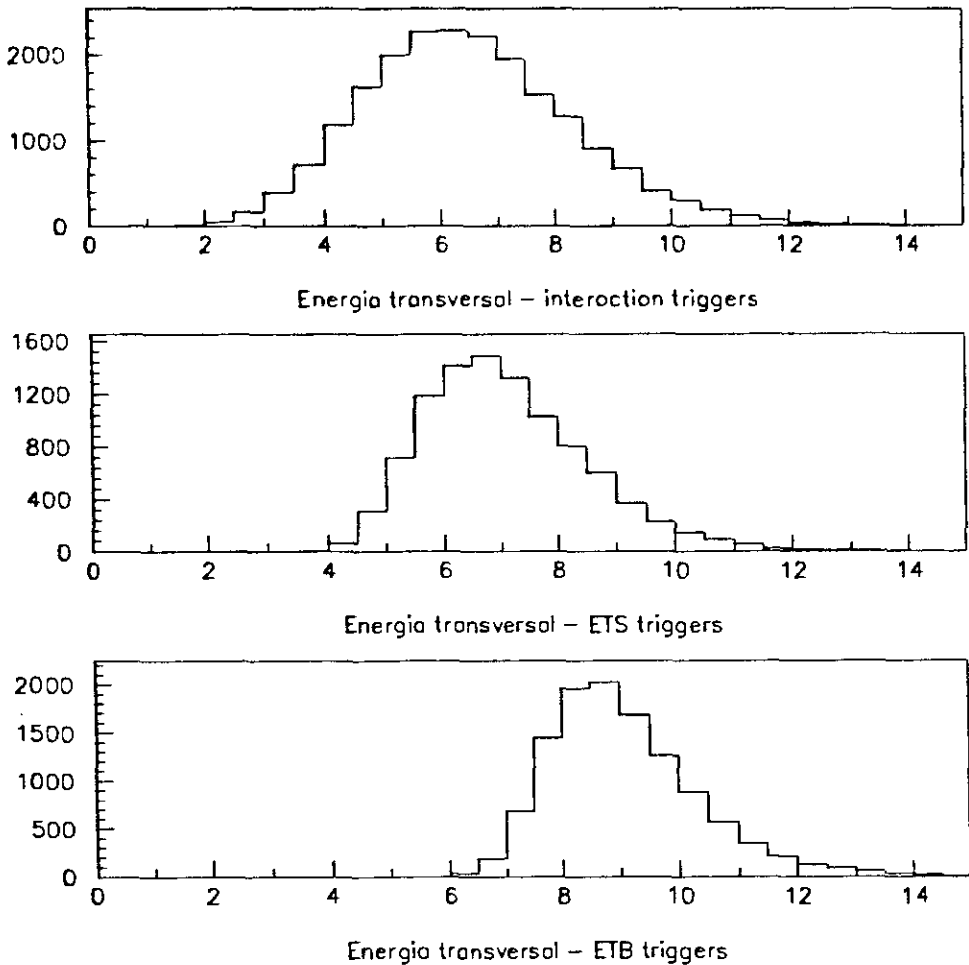


Figura 2.12 - Distribuição de energia transversal em a) *INTERACTION* triggers; b) *ETS* triggers; c) *ETB* triggers

Tanto no run "negativo" como no "positivo" o feixe era composto majoritariamente por pions. Além disso a eficiência do *DISC*, do qual dependia a identificação dos kaons, era algo em torno de 50%. Esses

dois fatos combinados fariam com que a fração dos eventos induzidos por kaons, na nossa amostra total, fosse muito pequena. Como uma forma de compensação foram implementados dispositivos (*prescalers*) cuja função era a de reduzir o fluxo de partículas incidentes (*TRDGB*) por um fator ajustável. Se o fator de redução desejado fosse 30, por exemplo, o *prescaler* enviaria às *PLUs* um sinal positivo a cada 30 partículas incidentes em boas condições. Nos eventos em que havia um sinal no *DISC* o *prescaler* não era considerado. Nos demais a aceitação do evento dependia da presença de sinal positivo do *prescaler*. Desta forma foi possível controlar ao longo do *run* a composição da amostra coletada. A mesma técnica foi empregada para estabelecer a fração de eventos (*INTERACTION triggers*) a serem gravados sem a exigência de energia transversal mínima.

A informação dos *prescalers* fazia parte dos *inputs* do *trigger* (*PS_ETS*, *PS_ETB* e *PS_INT*). Havendo o sinal *STROBE_FANOUT*, o *trigger* produzia um sinal positivo se alguma das combinações fosse satisfeita:

<i>ETS . DISC</i>	→	<i>ETK</i>
<i>ETS . PS_ETS . \overline{KILLER}</i>	→	<i>ETS</i>
<i>ETB . PS_ETB</i>	→	<i>ETB</i>
<i>TRDGB_TGT_INT . PS_INT</i>	→	<i>INTERACTION</i>

O *trigger* da E769, portanto, combinava dois tipos de fatores: as condições do feixe e o estado do DA, por um lado, e as características físicas das interações pelo outro. Os primeiros representavam as limitações impostas pelo acelerador e pelo DA, e foram os responsáveis pelo "tempo morto" da experiência. Estas limitações existiriam independentemente do critério empregado na seleção dos eventos. O tempo gasto para análise das características físicas das

interações era basicamente o tempo para a integração do sinal nos calorímetros (ver capítulo 3), que era inferior a 300 ns. Este tempo é muito pequeno comparado com o tempo para leitura e processamento do evento, que era da ordem de 1 ms.

A Tabela 2.3 mostra o número de eventos coletados de cada tipo. Nessa tabela estão apenas os eventos utilizados na medida da seção de choque.

Além das interações propriamente ditas um outro tipo de "evento" foi gravado em fita: os eventos *scaler*. Ligados aos principais módulos do sistema lógico do *trigger* havia contadores que registravam o número total de pulsos ocorridos em cada um destes módulos durante cada *spill*. Ao final de cada *spill* a leitura de cada contador era gravada em fita. Os contadores eram então zerados para a contagem do *spill* seguinte. Um "evento" *scaler* nada mais é que o conjunto dos valores registrados em cada contador ao final de um *spill*. Este conjunto compreende 150 contadores. Existe, portanto, um "evento" *scaler* para cada *spill*. Os *scalers* são indispensáveis, pois eles vão fornecer o fluxo de partículas incidentes, que é a normalização da medida da seção de choque.

A exigência de um valor mínimo da energia transversal do evento, como vimos, visa o enriquecimento do conteúdo de *charm* na amostra coletada pela E769. Uma estimativa do fator de enriquecimento obtido com este critério pode ser feita comparando o número de decaimentos de partículas charmosas reconstruídas nos *ET triggers* (*ETK* + *ETS* + *ETB*) com o número dessas partículas observado nos eventos *INTERACTION*. É conveniente para isso tomar os decaimentos $D^0 \rightarrow K\pi$ e $D^+ \rightarrow K\pi\pi$, que são os mais abundantes na nossa amostra de *charm*. Na Tabela 2.4 vemos o número de decaimentos observados em cada tipo de *trigger*. Na Tabela 2.5 vemos o número de eventos de cada tipo na amostra total da E769.

TRIGGER	NEGATIVOS	POSITIVOS	TOTAL ($\times 10^6$)	%
ETK	16.92	44.50	61.42	21.9
ETS	79.38	59.70	138.08	49.7
ETB	14.67	43.81	58.48	20.9
INTERACTION	11.87	9.27	21.14	7.5
TOTAL ($\times 10^6$)	122.84	157.28	280.12	100.0

Tabela 2.3 - Número de eventos analisados, segundo o tipo de *trigger*.

O sinal obtido na amostra de eventos *INTERACTION* é pequeno e uma estimativa do fator de enriquecimento está sujeita a flutuações consideráveis. O enriquecimento do conteúdo de *charm* quando se passa de *ETS* para *ETB*, no entanto, pode ser estimado com mais precisão. O rendimento de cada tipo de *trigger* é a razão entre o número de decaimentos observados e o número de eventos na amostra. O fator de enriquecimento é a razão entre o rendimento dos *ET* e o rendimento dos *INTERACTION* *triggers*. Com os valores das Tabelas 2.4 e 2.5 e tomando a média entre o D^0 e o D^+ chega-se a um fator de enriquecimento de 1.45 para os *ETS + ETK* e de 2.45 para os *ETB* *triggers* em relação aos eventos *INTERACTION*. O enriquecimento obtido com um limiar de 6.5 GeV em relação a um de 5.5 GeV (*ETS/ETB*) é de 1.55.

Crítérios mais rigorosos e sofisticados poderiam ser empregados na escolha dos eventos a serem gravados, fornecendo uma amostra menor e mais rica em *charm*. A escolha da energia transversal como critério reflete a filosofia adotada pela E769, que foi a de fazer uma seleção mais rigorosa após a tomada de dados. Essa seleção (*pair strip*) baseou-se nos eventos já reconstruídos e será descrita no capítulo 4. Dentre outras conseqüências, a opção por um critério de seleção menos

rigoroso possibilitou, como subproduto, a coleta de uma imensa amostra de barions estranhos.

	INTERACTION	ETS + ETK	ETB
D^0	61 ± 11	726 ± 44	336 ± 28
D^+	40 ± 8	779 ± 37	291 ± 22

Tabela 2.4 - Número de decaimentos por trigger

INTERACTION	ETS + ETK	ETB
2.44×10^7	26.40×10^7	6.38×10^7

Tabela 2.5 - Número de eventos de cada tipo

2.4 - O SISTEMA DE AQUISIÇÃO DE DADOS

A função do sistema de aquisição de dados (DA) é a de montar, pré-analisar e gravar em fitas magnéticas as interações selecionadas pelo *trigger*. O registro de cada evento consiste no conjunto das informações fornecidas pelos diversos componentes do espectrômetro. Estas informações são a resposta de cada componente à passagem das partículas produzidas na interação: contagem ADC de cada canal dos contadores Cerenkov, contagem TDC dos canais com sinal nas *drift chambers*, etc.

A figura 2.12 mostra um diagrama do sistema de aquisição

de dados da E769^[62]. Numa primeira etapa a informação vinda do detetor era digitalizada por módulos *CAMAC* (*Computer Aided Measurement And Control*). Esses módulos eram agrupados em sete *crates*. Cada *crate* era equipada com um módulo controlador *SCC* (*Smart Crate Controller*)^[63], encarregado da leitura dos dados contidos nos demais módulos da *crate*.

Se um evento satisfizesse os critérios do *trigger* um sinal era enviado a cada *SCC*. Os dados contidos em cada *crate* eram lidos e transportados para um módulo com duas unidades de memória (*RBUFF*). Existia um módulo *RBUFF* dedicado a cada *crate*. Eram, portanto, sete módulos *RBUFF* agrupados numa *crate VME* (*Versa Module Europe*), e cada um continha uma fração do evento.

Enquanto os dados de um evento eram depositados numa das unidades de memória, os dados do evento anterior, contidos na outra unidade, eram transportados para os processadores *ACP* (*Advanced Computer Project*)^[64], desenvolvidos no Fermilab com a participação de engenheiros do LAFEX/CBPF. Estes processadores eram o coração do DA. Eram dezesseis processadores montados numa *crate VME*, comandados por um décimo-sétimo processador (*Boss*). Nestes processadores cada evento era montado, pré-analisado, "formatado" e remetido para uma das 45 unidades de memória de saída. Dessas unidades os eventos eram finalmente gravados em fitas magnéticas de 6250 bpi (ao todo havia 3 unidades de fita magnética).

Os dezesseis processadores *ACP* se alternavam em duas tarefas : enquanto dois deles liam eventos dos módulos *RBUFF*, os demais processavam os eventos lidos anteriormente e guardados em suas unidades de memória. O gerenciamento do processo era feito pelo *Boss*, que decidia quais dos processadores leriam eventos dos *RBUFF*. Cada processador possui 1.4 Mb de memória dedicados ao armazenamento dos eventos. Assim foi possível manter um fluxo contínuo de dados, utilizando o tempo entre dois *spills* sucessivos para processar todos os eventos selecionados pelo

trigger. Além de coordenar os processadores, o *Boss* também controlava o fluxo de eventos a serem gravados e a serem enviados para um banco de eventos, cuja função era permitir o monitoramento *online* do funcionamento do espectrômetro.

Todo o sistema era controlado por um VAX11/780 que, além de carregar a memória do *Boss* e dos processadores com o *software* necessário para a operação do sistema, era também o meio de comunicação do usuário com o DA. Do VAX também podia ser consultado o banco de eventos alimentado pelo *Boss*.

Um aspecto fundamental no DA era a sincronia entre as diversas etapas. No início de cada *spill* as SCCs, seguindo uma lista de instruções, se preparavam para receber os dados, emitindo um sinal endereçado ao sistema do *trigger* no final da execução desta lista. Havendo uma interação que satisfizesse os critérios de seleção, o *trigger* enviava um sinal às SCCs, permitindo que os dados contidos nas suas *crates* fossem lidos e transmitidos aos módulos *RBUF*. As SCCs aguardavam então um outro sinal, indicando que a digitalização tinha sido completada. A leitura, no entanto, só seria feita se os módulos *RBUFF*, por sua vez, indicassem estarem prontos para receber dados. Isto não aconteceria se não houvesse processadores *ACP* prontos para ler o evento dos *RBUFF*. Os processadores estavam prontos para carregar suas memórias com novos eventos após haver processado e enviado para as unidades de memória de saída todos os eventos por eles lidos anteriormente. Em resumo:

- processador* →
- aguarda um sinal dos *RBUFF* indicando a presença de um evento;
 - libera a segunda unidade de memória (até então vazia) dos *RBUFF* para que um novo

evento possa ser transferido pelas SCCs;

- lê os fragmentos do evento contido nos sete *RBUFF*;
- redireciona os ponteiros dos *RBUFF* para as suas segundas unidades de memória.

- RBUFF* →
- inibe a transferência de dados da SCC até ser liberado pelo processador;
 - recebe os dados da SCC a quem é dedicado, até que seja dado o sinal indicando o final do evento;
 - emite sinal indicando para o processador a presença de um evento;
 - inibe a transmissão de novo evento até ser novamente liberado pelo processador.

- SCC* →
- após a digitalização completa e com a autorização do *trigger* e do *RBUFF* transmite dados a uma taxa de 1.0-0.6 μ s/palavra;
 - envia um sinal ao *trigger* desarmando o sistema durante o tempo da leitura;
 - lidos os dados envia outro sinal ao *trigger* armando novamente o sistema.

No experimento anterior, E691, foram gravados 100 eventos por segundo com 30% de "tempo morto". Cada evento continha 1800 palavras de 16 bits. Na E769 o objetivo do DA era de gravar 400 eventos por segundo, mantendo o "tempo morto" no mesmo nível da E691. Isto requereu aumentar consideravelmente a velocidade de leitura dos dados na E769. O

tamanho de um evento na E769 é de 1600 palavras de 16 bits, distribuídas nas sete crates CAMAC.

O uso dos módulos, SCC combinado com o fato de que as crates eram lidas em paralelo, permitiu que o tempo total de leitura de um evento fosse de aproximadamente 140 μ s. Apenas para comparação, o tempo necessário para a leitura de um evento na E691 era de 3 ms. O tempo total para digitalização e leitura de um evento da E769 era de cerca de 550 μ s.

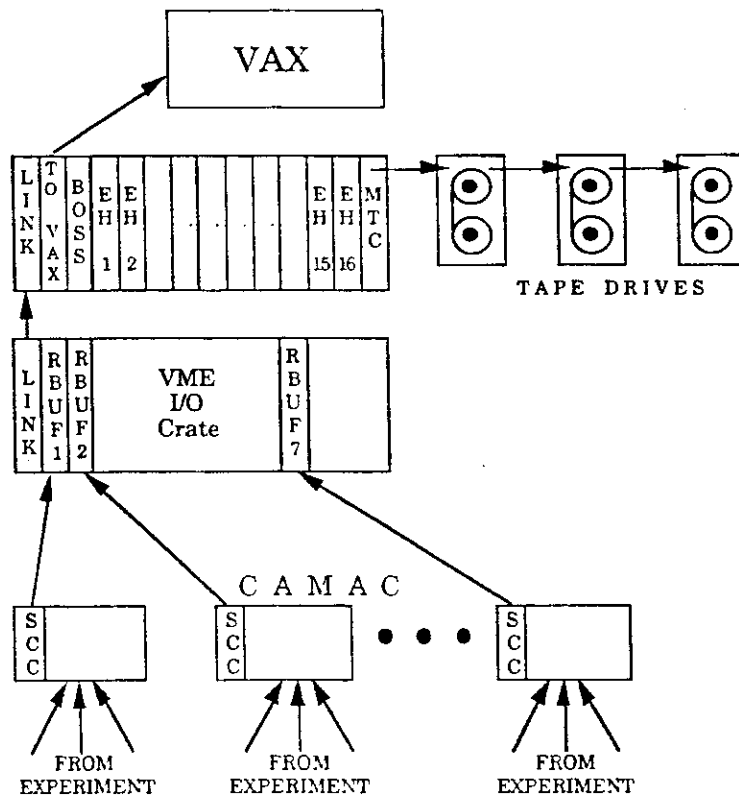


Figura 2.12 - Diagrama do sistema de aquisição de dados da E769

CAPÍTULO 3 - O ESPECTRÔMETRO

Este capítulo descreve o *Tagged Photon Spectrometer (TPS)*, que foi o espectrômetro empregado pela E769. O *TPS*, representado na figura 3.1, foi originalmente construído para experimentos com feixe de fótons, sofrendo posteriormente as adaptações necessárias para experimentos com feixe de hadrons.

O espectrômetro é composto por diversos módulos: um sistema de alta precisão para a detecção de vértices, formado por onze planos de *Silicon Microstrip Detector (SMD)*; dois contadores Cerenkov para identificação de partículas; quatro estações de *drift chambers* para determinação de trajetórias, com um total de 35 planos; dois magnetos para a medida do momentum; dois calorímetros, utilizados tanto para a detecção de fótons, léptons e hadrons neutros como para medir a energia transversal do evento, *input* básico do *trigger*. Cada um destes módulos será descrito em detalhe ao longo deste capítulo.

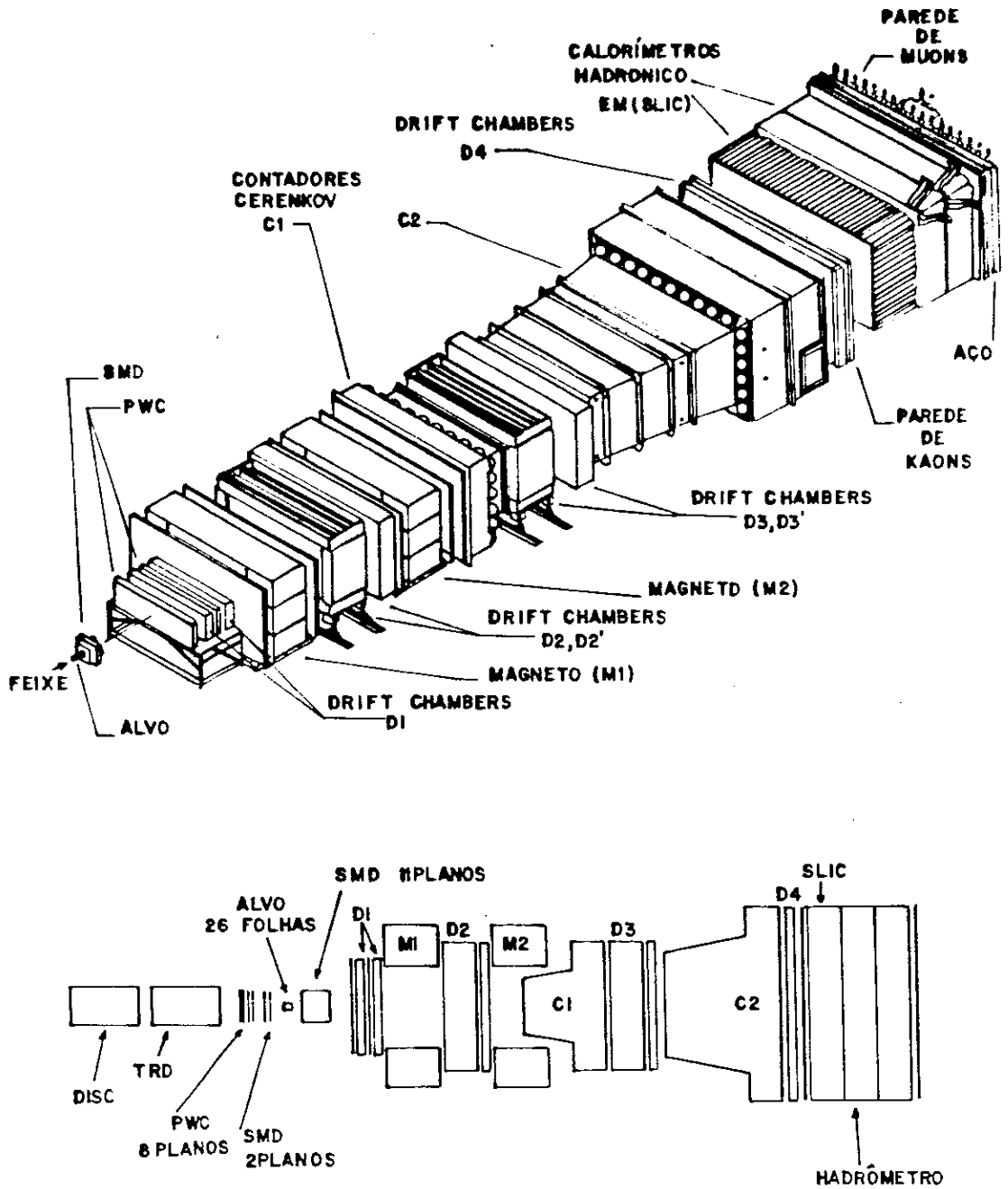


Figura 3.1 - O Tagged Photon Spectrometer

3.1 - DETEÇÃO DE VÉRTICES

A introdução na década de 80 do uso de detetores a base de silício para a medida de posição propiciou um salto de qualidade nos experimentos com alvo fixo. Estes detetores possuem uma resolução muito mais fina que a de uma *drift chamber* ou de uma câmara proporcional (*PWC*). Isso torna possível distinguir com clareza a posição da produção de uma partícula charmosa (vértice primário) da posição de seu decaimento (vértice secundário). A distinção entre os vértices primário e secundário é fundamental, como veremos mais adiante, para extrair a nossa amostra de *charm* do imenso *background* existente nas interações hadrônicas.

O princípio de operação de detetores a base de semicondutor é o mesmo de uma *PWC*^[65], com o material semicondutor desempenhando o papel do gás. A vantagem dos semicondutores está no fato de que seus átomos são mais facilmente ionizáveis. A energia necessária para a formação de um par elétron-ion no silício é de 3.6 GeV. No caso do argônio-etano a energia necessária é de cerca de 30 GeV. Além disso a maior densidade dos detetores de estado sólido faz com que um número muito maior de pares elétron-ion sejam produzidos pela passagem de uma partícula carregada: tipicamente 70000 pares/mm no silício contra cerca de 10 pares/mm na mistura argônio-etano. Desta forma, detetores com espessura muito fina tornam-se viáveis, minimizando a perda de resolução devida ao espalhamento Coulombiano múltiplo.

O detetor utilizado pela E769 (*Silicon Microstrip Detector - SMD*)^[66] consiste de uma base semicondutora com eletrodos de alumínio conectados nas suas extremidades (figura 3.2), aos quais é aplicada uma voltagem. Numa das extremidades os eletrodos têm a forma de tiras paralelas regularmente espaçadas. A passagem de uma partícula carregada

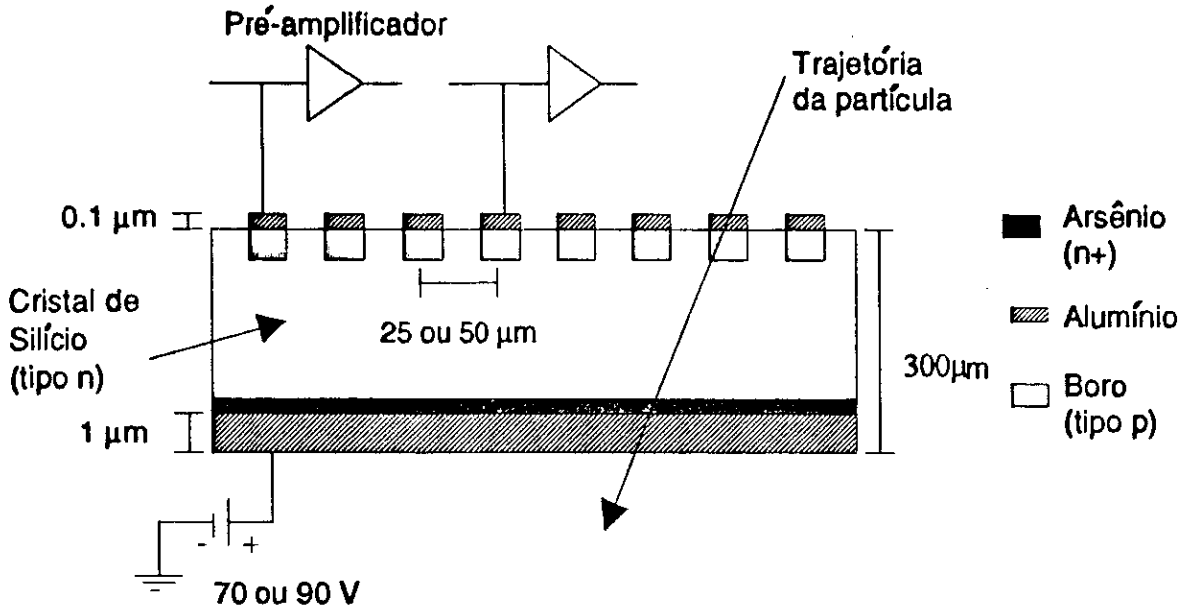


Figura 3.2 - Seção reta de um plano do SMD

ioniza o semiconductor. O campo elétrico criado entre os eletrodos faz com que os elétrons resultantes das ionizações sejam atraídos para a tira mais próxima da trajetória da partícula. Cada uma destas tiras está conectada com seu próprio canal de saída. Assim, cada tira atua como um detector independente.

A base semicondutora é uma junção do tipo *p-i-n*. Esta junção consiste de uma placa intermediária de silício tipo *n*, revestida numa extremidade por uma camada fina altamente dopada com arsênio (tipo n^+) e na outra por uma camada fina altamente dopada com boro (tipo p^+).

Estas camadas fazem o contato elétrico do semicondutor com os eletrodos.

Na ausência de voltagem externa, ocorre inicialmente uma difusão de elétrons e buracos através da junção devida às diferenças de concentração do material dopante entre o lado *p* e o lado *n*. Os buracos migram para o lado *n* e os elétrons para o lado *p*. Na região próxima à interface ocorre a recombinação entre elétrons e buracos oriundos do material dopante (figura 3.3-a). Nesta região (zona de deplexão) acumulam-se cargas: no lado *n*, fixos na rede cristalina, ficam átomos doadores, ionizados positivamente; no lado *p* ficam os átomos receptores, que são ionizados negativamente. O equilíbrio é estabelecido quando o campo elétrico criado por este rearranjo torna-se suficientemente forte para impedir o movimento de elétrons e buracos. Cria-se, desta forma, uma camada sem cargas livres na interface da junção. Qualquer partícula carregada que penetre nesta região é desviada pelo campo elétrico. Este campo elétrico intrínseco, em geral, não é suficientemente intenso para uma coleta eficiente dos elétrons liberados pela ionização. Além disso, é necessário que a zona de deplexão se estenda por todo o corpo do detetor, de forma a produzir um número suficiente de elétrons livres para se obter um sinal observável. Assim, as melhores condições operacionais do detetor são obtidas aplicando-se uma diferença de potencial entre as suas extremidades (figura 3.2-b). No nosso caso a voltagem aplicada varia de 70 a 90V.

O sistema de detecção de vértices da E769 consiste em onze planos SMD, posicionados logo após o alvo, conforme o esquema na figura 3.3. Os dois primeiros têm tiras separadas por 25 μ m na região central e por 50 μ m na parte mais periférica. Os restantes têm todas as tiras separadas por 50 μ m. A largura de cada tira é de 30 μ m e a espessura de cada plano é de cerca de 300 μ m. Os planos do SMD com 50 μ m são dispostos em grupos de três, cujas tiras têm orientações espaciais distintas

(X=vertical, Y=horizontal, $V=20^\circ$ em relação a X). Cada triplete mede um ponto da trajetória da partícula. Os demais planos formam um outro grupo, (BX, BY), utilizados como suporte na reconstrução dos dados (ver cap. 4).

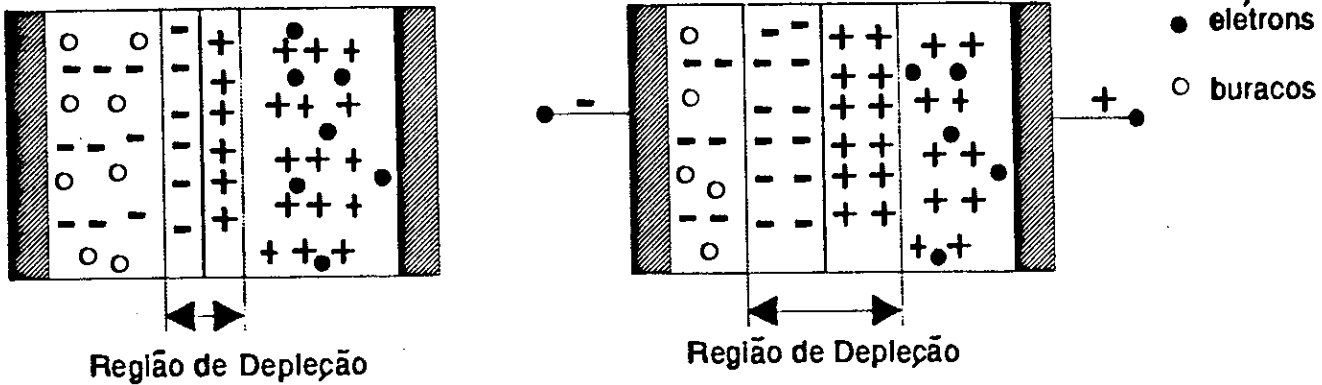


Figura 3.2 - (a) Junção pn na ausência de campo externo. No diagrama são apenas representados os íons do material dopante (sinais + e -). (b) A presença de um campo externo aumenta a zona de depleção.

A área ativa de cada plano é variável. Nos cinco primeiros planos ela é de $2.6 \times 2.6 \text{ cm}^2$, enquanto que nos 6 últimos a área ativa é de $5.0 \times 5.0 \text{ cm}^2$. O valor do ângulo máximo de abertura é determinado pela área ativa dos planos do último triplete. Em interações ocorridas na primeira folha de tungstênio este ângulo é de aproximadamente 100 mrd.

O número de canais de cada plano varia com a sua posição. No primeiro triplete os planos têm 512 canais, no segundo 768 e no terceiro 1000 canais. Os planos BX e BY possuem 688 canais cada (304 com $50 \mu\text{m}$ de separação entre as tiras e 384 com separação de $25 \mu\text{m}$),

totalizando 8216 canais instrumentalizados.

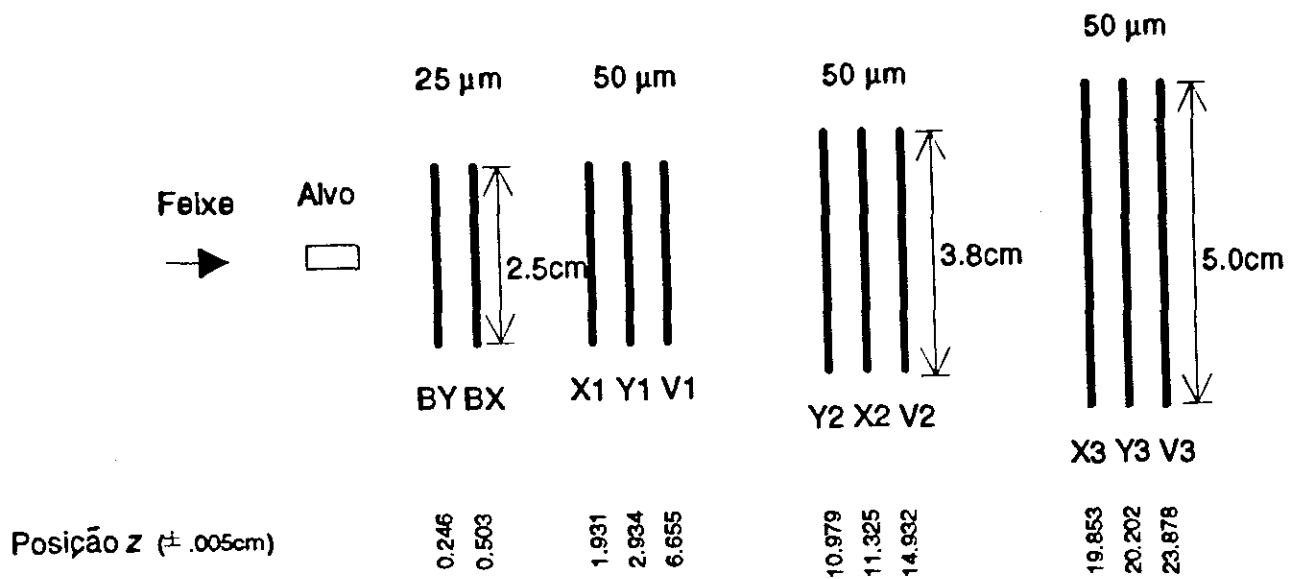


Figura 3.3 - Posição dos planos do SMD.

Com uma espessura típica de $300\ \mu\text{m}$ uma partícula de ionização mínima produz cerca de 23000 pares elétron-íon, o que representa uma carga de $3.8\ \text{fC}$, ou uma corrente da ordem de $1\ \mu\text{A}$. Uma corrente desta magnitude não pode ser transmitida por mais de um metro sem amplificação. A amplificação do sinal de saída é feita em dois estágios^[67]. A figura 3.4 mostra um plano do SMD como visto pelo feixe. O sinal de cada canal é transmitido por um circuito impresso até um pré-amplificador (modelo MSD2), situado na extremidade da placa que serve de suporte para o sistema. Para uma partícula de ionização mínima o sinal de saída do pré-amplificador é da ordem de $1\ \text{mV}$. Este sinal é transmitido por cabos blindados eletrostaticamente com $4\ \text{m}$ de comprimento até um cartão discriminador tipo MPWC (modelo Nanosystem S710/810), onde o segundo estágio da amplificação é feito. Havendo um sinal positivo do

trigger os cartões MPWC são lidos em série por um módulo Camac Nanoscanner (WCS-300), que, por sua vez, transfere a informação neles contida até o sistema de aquisição de dados.

A eficiência de um plano qualquer do SMD é determinada pela frequência com que uma partícula que, tendo sensibilizado todos os demais planos, também produza sinal neste plano. A Tabela 3.1 mostra os valores médios da eficiência para os planos com $50\mu\text{m}$ de separação entre as tiras. Com excessão de Y3 todos os planos têm eficiência maior que 90%. A eficiência média de todos os planos é de 92.5%.

plano	X1	X2	X3	Y1	Y2	Y3	V1	V2	V3
eficiência	0.93	0.92	0.90	0.94	0.96	0.85	0.94	0.96	0.94

Tabela 3.1 - Eficiência por plano do SMD ($50\mu\text{m}$)

Outro fator relevante é a resolução de cada plano. Para determinar a resolução de cada plano foram utilizados os eventos *beam tracks*, em que, com visto no capítulo anterior, a partícula do feixe é o único traço presente. A reconstrução deste único traço é feita utilizando todos os planos do SMD, exceto aquele cuja resolução se quer determinar. A posição em que a trajetória intercepta o plano em questão é calculada. Faz-se então um histograma da diferença entre as coordenadas das tiras com sinal neste plano e a posição da interseção do traço com o plano. O histograma é representado por uma distribuição gaussiana sobre um *background* linear, este devido, basicamente, a ruídos na eletrônica do sistema de leitura. A resolução é simplesmente a largura desta distribuição gaussiana. Os valores obtidos são $\sigma=17\ \mu\text{m}$ para os planos de $50\mu\text{m}$ e $\sigma=7.5\ \mu\text{m}$ para os planos de $25\ \mu\text{m}$.

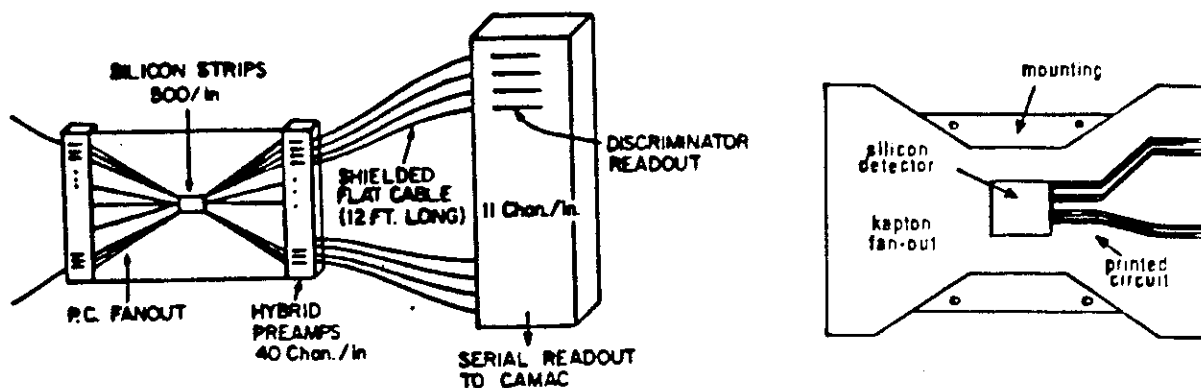


Figura 3.4 - Vista frontal de um plano do SMD. Cada canal está ligado a um pré-amplificador por um circuito impresso na mesma placa que serve de suporte para o detetor e para os pré-amplificadores.

Uma medida da performance do SMD é a capacidade de distinção entre os vértices primário e secundário que ele propicia. Esses vértices são determinados a partir da lista de traços fornecida pelo SMD, cujo algoritmo será descrito no capítulo 4. A precisão na determinação da posição dos vértices depende fundamentalmente da precisão com que os traços são definidos, do número de traços associados ao vértice e da abertura angular destes traços. Frequentemente, falsos traços são reconstruídos e incluídos no vértice primário. Estes falsos traços devem-se a ruídos na eletrônica ou à ineficiência dos planos, acarretando listas de tiras com sinal em cada plano que não correspondem exatamente às partículas que por eles passaram. Além de falsos traços, ocorre com traços reais o espalhamento Coulombiano múltiplo à medida que a partícula atravessa a matéria à sua frente. Isto faz com que a trajetória da partícula não seja exatamente uma linha reta. A ação combinada destes dois efeitos limita a precisão com que os vértices são determinados.

A figura 3.5a mostra a distribuição do erro na coordenada z de vértices primários. O valor típico do erro é de $250 \mu\text{m}$. A figura 3.5b mostra a distribuição da distância de cada traço pertencente ao vértice primário à posição deste vértice definida pelo algoritmo de reconstrução (parâmetro de impacto). Valores típicos do parâmetro de impacto são da ordem de $50 \mu\text{m}$.

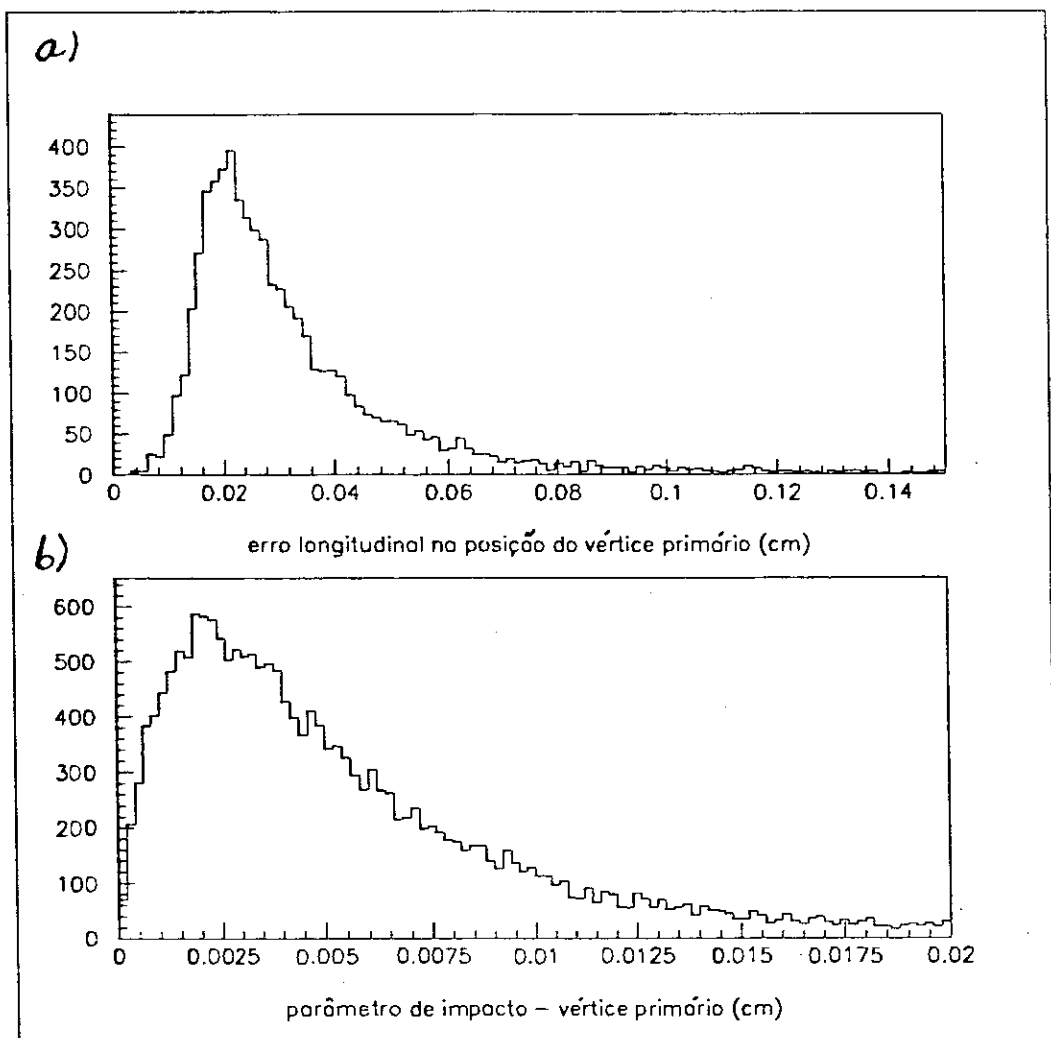


Figura 3.5 - (a) Distribuição de erro longitudinal na determinação da posição do vértice primário; (b) Distribuição de parâmetros de impacto de traços associados ao vértice primário.

A figura 3.6a mostra a distribuição de erro na medida da coordenada z de vértices associados ao decaimento $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$, (dados provenientes de uma simulação de Monte Carlo). O erro médio é de $450\mu\text{m}$, significativamente maior que o do vértice primário. Isto se deve ao menor

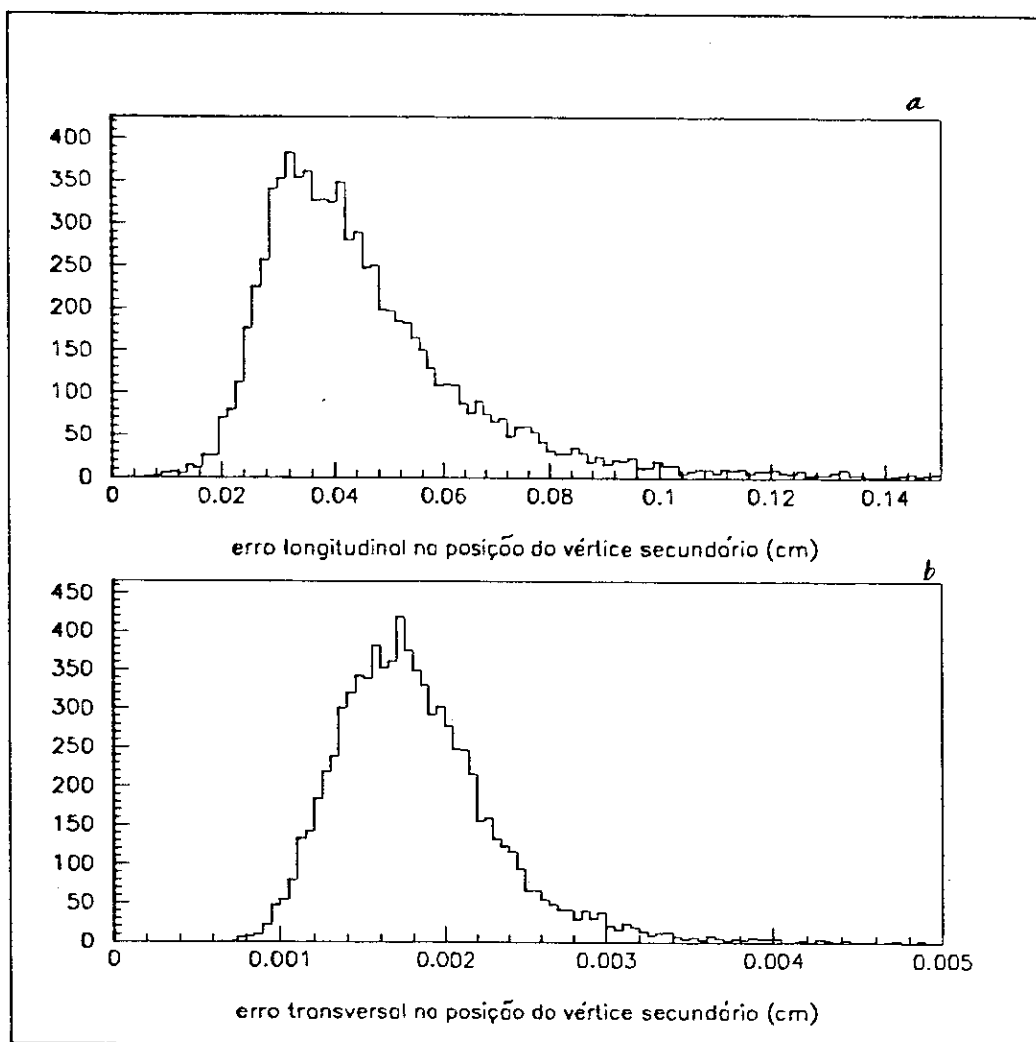


Figura 3.6 - Distribuição de erro na medida da posição do vértice secundário, segundo simulação de Monte Carlo.

número de traços que formam o vértice e ao fato de que, no decaimento de uma partícula, quando observado no referencial do laboratório, os ângulos entre os traços tendem a ser muito pequenos (no referencial de repouso da

partícula, ignorando os efeitos de *spin*, a distribuição angular é isotrópica. O *boost* para o referencial do laboratório faz com que os ângulos sejam pequenos. Este efeito obviamente aumenta com o momentum da partícula). A figura 3.6b mostra o erro transversal na posição do mesmo vértice. O seu valor médio é de $17\mu\text{m}$, menor que o longitudinal por um fator 30. Vemos assim que os erros relevantes são os longitudinais.

Somando em quadratura os erros nos vértices primário e secundário, temos um erro de aproximadamente 0.5 mm. Esse valor deve ser comparado com a distância típica percorrida por uma partícula charmosa antes de decair. Para o D^+ esta distância é da ordem de 1 ou 2 cm, suficientemente maior que a capacidade do SMD de resolver os dois vértices. A situação não é tão confortável para o Λ_c , que tipicamente percorre uma distância de apenas poucos milímetros antes de decair. Ainda assim, o uso do SMD, embora mais eficiente na detecção de partículas de vida média maior, é fundamental para a obtenção de um sinal claro do decaimento $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$.

3.2 - MEDIDA DE POSIÇÃO

A trajetória de uma partícula carregada é determinada, no nosso espectrômetro, a partir da medida de sua posição em 4 estações de *drift chambers*, $D1$, $D2$, $D3$ e $D4$, contendo ao todo 35 planos. Estas estações estão situadas antes do magneto $M1$ ($D1$), entre $M1$ e o magneto $M2$ ($D2$) e depois de $M2$ ($D3$ e $D4$). Desta forma, o percurso de uma partícula carregada é seguido ao longo de todo o detetor, o que possibilita a medida do seu momentum. O conhecimento das trajetórias permite também a

associação destas com a radiação Cerenkov observada nos contadores C1 e C2 e com os chuveiros eletromagnéticos observados nos calorímetros.

A figura 3.7 mostra o arranjo típico de um plano das *drift chambers*.

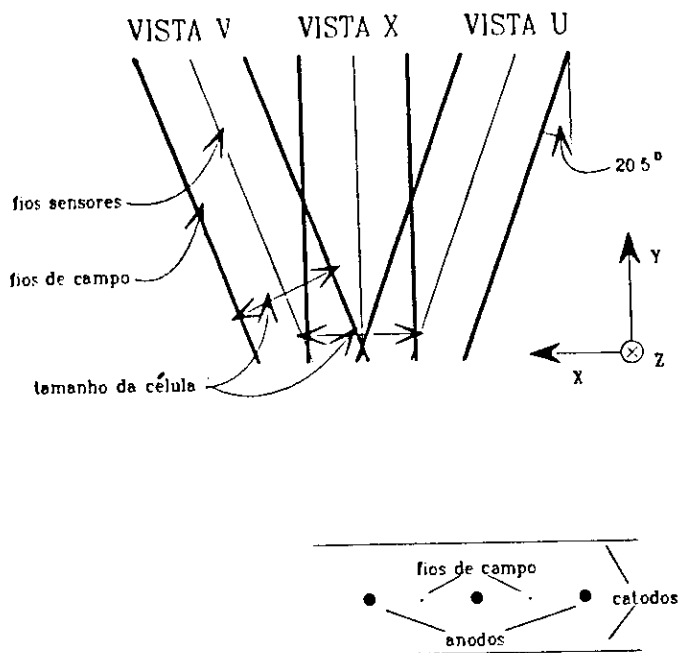


Figura 3.7 - Diagrama de uma célula de *drift chamber*.

Um campo elétrico aproximadamente uniforme é criado entre os planos dos catodos com o auxílio de fios modeladores, aos quais é aplicada alta tensão (- 2.1/2.4 kV para o catodo e 0.4/0.6 kV para os fios modeladores). As câmaras são preenchidas com uma mistura de partes iguais de argônio-etano. A passagem de uma partícula carregada ioniza o gás. Os elétrons liberados pela ionização são acelerados pelo campo elétrico e atraídos pelo anodo mais próximo. No seu caminho estes elétrons provocam ionizações secundárias e o processo segue em cascata.

Nas proximidades do anodo, onde o campo é mais intenso, uma verdadeira avalanche de elétrons livres está formada. Um simples elétron liberado pela passagem da partícula provoca no anodo uma avalanche de 10^6 elétrons! Esse movimento de cargas nas suas vizinhanças induz no anodo um pulso de corrente que é, portanto, o indicador da passagem de uma partícula carregada. A distância da trajetória da partícula ao anodo se relaciona com o intervalo de tempo entre a passagem da partícula ($t = t_0$) e a observação do sinal no fio,

$$x = \int_{t_0}^{t_0 + \Delta t} v_d(t) dt$$

onde $v_d(t)$ é a velocidade de arrasto do elétron.

É possível, com a escolha adequada do gás, obter uma velocidade de arrasto aproximadamente constante para valores da tensão aplicada acima de um limiar. Com o gás empregado pela E769 a velocidade de arrasto é aproximadamente $50 \mu\text{m/ns}$.

Com um plano apenas não é possível determinar a posição da partícula. A informação fornecida por um único plano em que os fios estejam na vertical (y), por exemplo, seriam dois valores da coordenada x , pois não seria possível determinar se a partícula passou à direita ou à esquerda do fio. A determinação unívoca das coordenadas (x, y) de uma partícula requer o uso de três planos com orientações espaciais distintas. Na E769 cada estação é composta de módulos contendo três planos, um com fios na posição vertical (X), e os outros (U e V) com fios fazendo um ângulo de $\pm 20^\circ$ em relação aos primeiros. A estação $D1$ contém em cada um de seus dois módulos um quarto plano X' , com orientação vertical e ligeiramente deslocado lateralmente com relação ao plano X , de forma a aumentar a resolução do plano na região de maior concentração de traços.

A Tabela 3.2 mostra as principais características do sistema de *drift chambers* da E769, com todas as medidas em centímetros. Cada anodo define uma célula. Assim, o tamanho de uma célula é simplesmente a distância entre dois anodos consecutivos.

	D1	D2	D3	D4
área	160 x 120	230 x 200	330 x 200	550 x 300
número de canais	1536	2400	1952	416
tamanho da célula (UV)	0.476	0.892	1.487	2.97
tamanho da célula (X)	0.446	0.953	1.588	3.18
resolução	0.035	0.030	0.030	0.080
número de planos	8	12	12	3

Tabela 3.2 - Principais características das *drift chambers*

O sinal proveniente de cada fio é amplificado e discriminado antes de ser enviado ao sistema TDC (*Time-to-Digital Converter*). O sistema TDC é composto de módulos CAMAC 4290. Cada módulo, basicamente, é um contador que funciona no período de tempo entre dois sinais externos. O pulso gerado pela passagem de uma partícula pela câmara provê o sinal para o início da contagem no TDC (*start*). Simultaneamente, o sistema lógico do *trigger* analisa o evento e decide se ele deve ou não ser gravado. O sinal do *trigger* determina o final da contagem (*stop*). O intervalo de tempo em nanosegundos, t_{TDC} , entre o *start* e o *stop* é o valor retornado pelo TDC. Assim o que é gravado em fita é a contagem TDC de cada canal onde houve sinal, em cada plano de cada câmara.

A figura 3.8 mostra a distribuição de contagem TDC. O intervalo de tempo entre a interação ocorrida no alvo e a chegada do

sinal do trigger ao TDC é aproximadamente o mesmo em todos os eventos. Uma partícula ao passar muito próxima ao anodo provoca o pulso que inicia a contagem TDC quase que imediatamente, correspondendo, portanto, aos maiores valores de t_{TDC} . Os menores valores de t_{TDC} correspondem a uma partícula que passa a meia distância entre dois anodos consecutivos, pois neste caso o sinal *start* só ocorre após os elétrons terem percorridos a maior distância possível na câmara. No seu percurso em direção ao anodo a nuvem de elétrons está sujeita a um processo de difusão. Este efeito não é significativo se a distância a ser percorrida pelos elétrons for pequena, mas no caso de distâncias grandes a relação entre tempo e distância torna-se não linear. Devido a este fato a distribuição da figura 3.8, que cai abruptamente a zero quando $t_{TDC} > t_{MAX}$ (trajetórias exatamente sobre o anodo), estende-se a valores menores que t_{MIN} (trajetórias a meio caminho entre dois anodos consecutivos). O retângulo tracejado na figura 3.8 representa o que seria a distribuição de t_{TDC} em uma câmara ideal.

Estamos interessados em obter o intervalo de tempo entre a passagem da partícula e o sinal no anodo, Δt . O sinal *stop* é comum a todos os planos, mas uma partícula cuja trajetória incide exatamente sobre um anodo, em cada plano, provoca *starts* em tempos diferentes pelo simples fato da partícula atravessar as câmaras em instantes distintos. A contagem TDC registrada é composta por dois termos,

$$t_{TDC} = \Delta t + t_0$$

onde t_0 é uma constante característica de cada plano que leva em conta as suas diferentes localizações ao longo da linha do feixe. Estas constantes foram obtidas através de uma calibração feita em *runs* especiais, utilizando traços bem isolados associados à passagem de muons.

A eficiência de cada plano é determinada usando traços bem

isolados. A técnica é muito semelhante àquela empregada na determinação da eficiência dos planos de SMD. Dado um conjunto de trajetórias bem isoladas e determinadas pelos demais planos, calcula-se a posição de interseção de cada trajetória com o plano cuja eficiência deseja-se medir. A eficiência do plano é a razão entre o número de trajetórias que provocam sinal na posição esperada e o número total de trajetórias no conjunto. Os valores típicos da eficiência em cada estação são da ordem de 90% para $D1$, 85% para $D2$ e $D3$ e 60% para $D4$. Uma eficiência média por plano de 90% significa que a probabilidade de se medir um triplete XUV é $(0.9)^3 \approx 70\%$.

A eficiência na região central de cada plano é muito menor que os valores acima citados. Ocorre que 98% das partículas do feixe passam sem interagir com o alvo. Com um feixe intenso como o da E769 muitos elétrons são liberados na região central de cada câmara. A presença de um número excessivo de cargas acaba por distorcer o campo elétrico na região por onde passa o feixe, fazendo com que a eficiência na coleta dos elétrons de ionização caia drasticamente. Quanto maior a intensidade do feixe mais destas cargas estacionárias serão criadas, e, portanto, menor será a eficiência nesta região das câmaras. Este efeito é referido como os "buracos" das *drift chambers*.

A figura 3.9 mostra a distribuição do número de vezes em que os anodos da região central de um plano típico são sensibilizados. Vemos claramente o "buraco" na região central, exatamente por onde passa o feixe. Este efeito foi estudado em detalhes e incluído no programa de simulação do espectrômetro. A posição e dimensões dos "buracos" em cada plano foi determinada através de um ajuste das distribuições de anodos com sinal.

A eficiência na região central das câmaras é parametrizada por uma distribuição gaussiana bidimensional,

$$\epsilon(x,y) = \epsilon_0 \left(1 - \epsilon_h \times \exp\left(- \frac{(x-x_h)^2}{\sigma_x^2} - \frac{(y-y_h)^2}{\sigma_y^2} \right) \right)$$

onde ϵ_0 é a eficiência média do plano fora da região central, ϵ_h caracteriza a profundidade relativa do "buraco" ($\epsilon_h=1$ significa eficiência nula no centro), σ_x (σ_y) a largura do "buraco" na direção x (y) e (x_h, y_h) as suas coordenadas. A eficiência na região central de cada plano é, portanto, caracterizada pelo valor de 5 parâmetros. O feixe, focalizado no alvo, torna-se mais largo ao longo do detetor. Há, além disso, a ação dos magnetos, que aumenta ainda mais o alargamento do feixe, de forma que as dimensões dos "buracos" aumentam a cada estação.

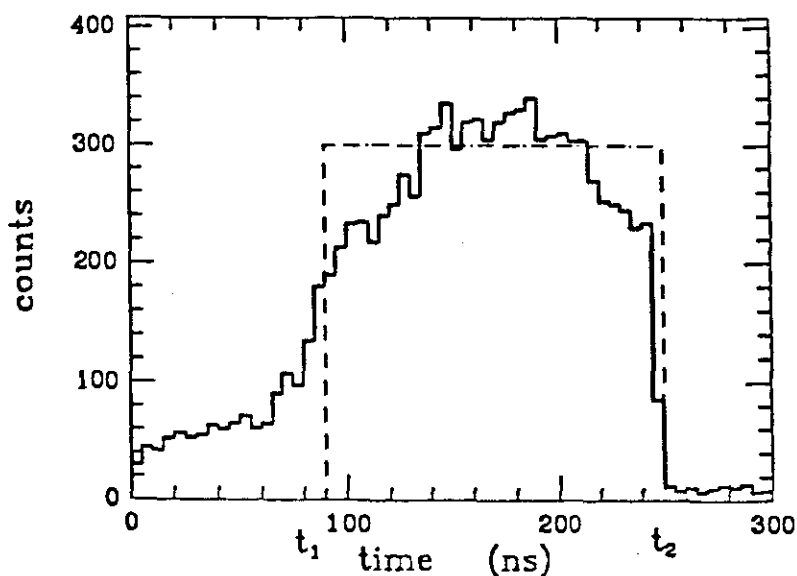


Figura 3.8 - Distribuição de contagem TDC de uma *drift chamber*. Uma unidade equivale a um nanosegundo

Os "buracos" das *drifts chambers* reduzem em cerca de 20% a eficiência global da reconstrução dos decaimentos de partículas

charmosas. Podemos, numa boa aproximação, supor que o decaimento de um meson D , por exemplo, é isotrópico quando visto seu no referencial de repouso. O boost para o referencial do laboratório faz com os produtos do decaimento tenham ângulos pequenos em relação à trajetória da partícula charmosa. Para uma partícula com alto momentum é grande a probabilidade de que algum dos produtos do seu decaimento atravesse as câmaras na região central, e que, conseqüentemente, o decaimento não seja reconstruído. Este efeito não é tão grave se o momentum da partícula charmosa não é muito alto, pois a ação dos magnetos faz com que na maioria dos casos os produtos do decaimento sejam desviados da região central.

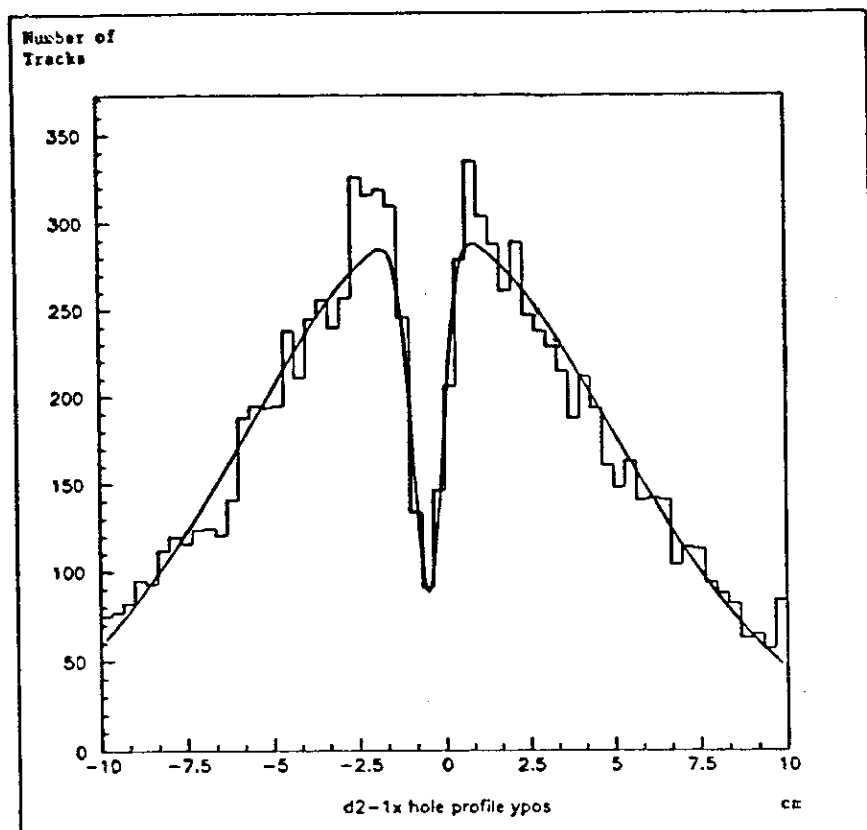


Figura 3.9 - Distribuição de anodos com sinal na região central do plano 1X da estação D2.

3.3 - IDENTIFICAÇÃO DE PARTÍCULAS

Numa reação hadrônica típica cerca de 80% das partículas produzidas são pions. Alguns destes pions têm grande momentum, podendo ser confundidos com prótons e kaons vindos do decaimento do Λ_c . É essencial, portanto, a identificação de prótons e kaons, separando-os destes pions e eliminando uma das principais fontes de contaminação da nossa amostra de Λ_c .

A identificação de partículas é feita por dois contadores Cerenkov, C1 e C2^[68], e pelos calorímetros eletromagnético (SLIC) e hadrônico. Os calorímetros são empregados na identificação de elétrons e muons, enquanto que prótons, kaons e pions são, por sua vez, identificados pelos dois detetores de radiação Cerenkov. A radiação Cerenkov é emitida sempre que uma partícula carregada atravessa um meio com velocidade maior que a da luz neste meio. A velocidade da luz no meio, $v=c/n$, onde n é o índice de refração, é a velocidade limiar de radiação. A observação ou não de luz Cerenkov associada à passagem de uma partícula, cujo momentum é conhecido, é o princípio usado para determinar a sua identidade.

C1 e C2 são, basicamente, duas câmaras preenchidas com gás a temperatura ambiente e pressão atmosférica. C1 é preenchido com nitrogênio (índice de refração = 1.0003089) e C2 com uma mistura de 80% hélio e 20% de nitrogênio (índice de refração = 1.0000901). A radiação emitida é refletida por uma parede de espelhos esféricos (28 espelhos em C1, 32 em C2), situados na extremidade dianteira de cada contador, sendo cada espelho focalizado em um tubo fotomultiplicador. A composição do gás e a segmentação da parede de espelhos são os elementos básicos no design dos contadores Cerenkov, representados esquematicamente na figura 3.10.

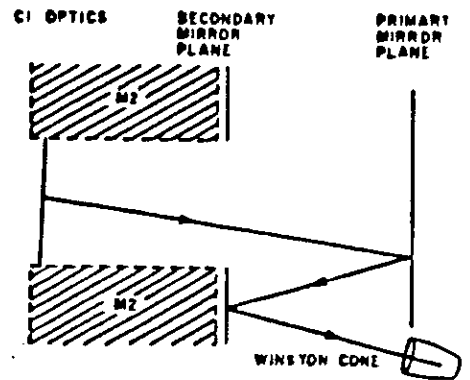
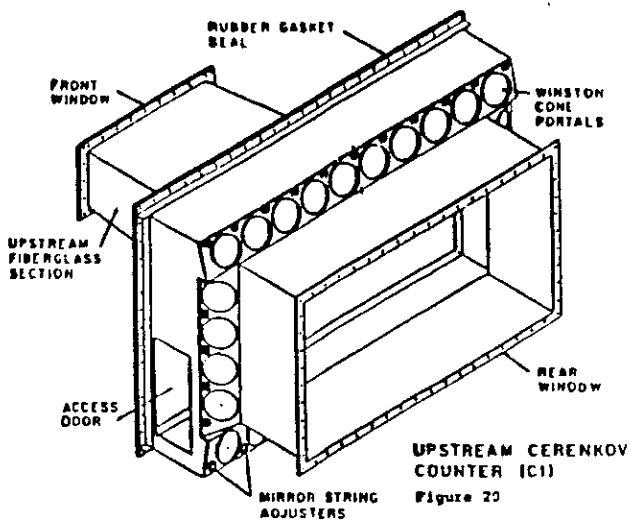


Figura 3.10a - Contador Cerenkov C1. A parte anterior do contador é encaixada no magneto M1.

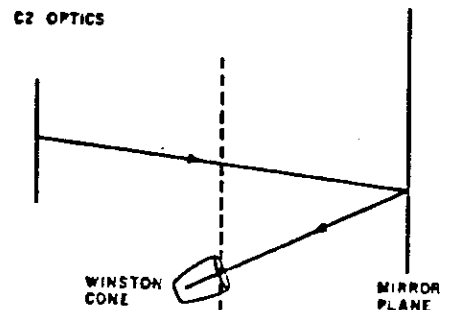
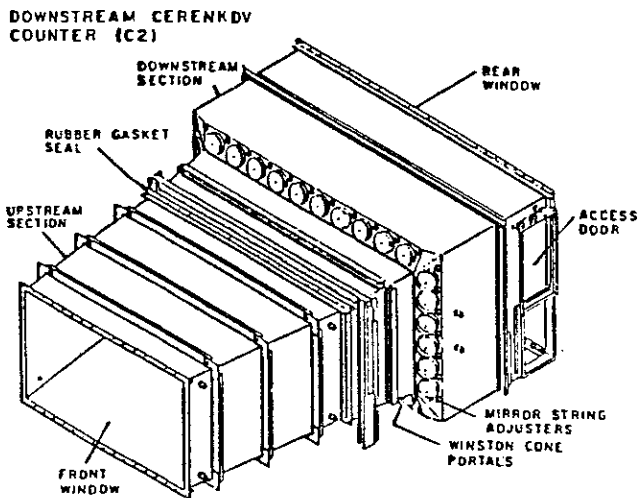


Figura 3.10b - Contador Cerenkov C2

A Tabela 3.3 contém as principais características de cada contador.

	C1	C2
comprimento	3.7 m	6.6 m
n° de espelhos	28	32
$\epsilon = n - 1$	290×10^{-6}	86×10^{-6}
$\beta_{\text{min.}}$.99971	.99991

Tabela 3.3 - Características dos contadores Cerenkov

O número de fótons emitidos por unidade de comprimento do radiador é dado pela expressão^[69]

$$\frac{dN}{d\ell} = 2\pi\alpha \int \left(1 - \frac{1}{\beta n(\lambda)} \right) \epsilon(\lambda) \frac{d\lambda}{\lambda}$$

onde $\epsilon(\lambda)$ é a eficiência para detecção de luz com comprimento de onda λ , $\alpha=1/137$ e β é a velocidade da partícula no meio ($c=1$). A figura 3.11 mostra a distribuição do número de fótons emitidos por unidade de comprimento em função do momentum da partícula. Como a emissão de radiação num dado meio depende apenas da velocidade da partícula, a razão entre os momenta limiares de radiação de pions, kaons e prótons, será idêntica à razão de suas massas. Os limiares são:

		<u>C1</u>	<u>C2</u>
pions	→	6 GeV/c	10.5 GeV/c
kaons	→	20 GeV/c	36 GeV/c
protons	→	39 GeV/c	69 GeV/c

Com estes limiares é possível elaborar o seguinte diagrama lógico, onde \bar{C}_1 representa a ausência de radiação detetada no contador 1

	6 + 10.5	10.5 + 20	20 + 36	36 + 39	39 + 69	69 + 250
π	$C_1 C_2$	$C_1 C_2$	$C_1 C_2$	$C_1 C_2$	$C_1 C_2$	$C_1 C_2$
K	$\bar{C}_1 \bar{C}_2$	$\bar{C}_1 \bar{C}_2$	$C_1 \bar{C}_2$	$C_1 C_2$	$C_1 C_2$	$C_1 C_2$
P	$\bar{C}_1 \bar{C}_2$	$\bar{C}_1 \bar{C}_2$	$\bar{C}_1 \bar{C}_2$	$\bar{C}_1 \bar{C}_2$	$C_1 \bar{C}_2$	$C_1 C_2$

Se a eficiência na deteção da radiação Cerenkov fosse 100% então com base neste diagrama seria possível separar perfeitamente :

- pions de kaons/prótons no intervalo $6 \text{ GeV/c} < p < 20 \text{ GeV/c}$;
- pions, kaons e prótons no intervalo $20 \text{ GeV/c} < p < 36 \text{ GeV/c}$;
- prótons de kaons/pions no intervalo $36 \text{ GeV/c} < p < 69 \text{ GeV/c}$;

Existem, no entanto, várias razões pelas quais a radiação não seja sempre detetada: absorção da radiação pelo próprio radiador, reflexão imperfeita da radiação no seu caminho em direção ao fototubo, a eficiência quântica deste, que é algo em torno de 20%. A combinação de todos estes efeitos resulta na deteção de 15 fotoelétrons, em média, por partícula com momentum acima do limiar, em cada contador.

Na figura 3.12 vemos a distribuição de momentum de pions, kaons e prótons provenientes do decaimento $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$, segundo simulação de Monte Carlo. Na grande maioria dos eventos inteiramente reconstruídos o momentum dos produtos do decaimento está dentro do intervalo de indentificação pelos contadores Cerenkov.

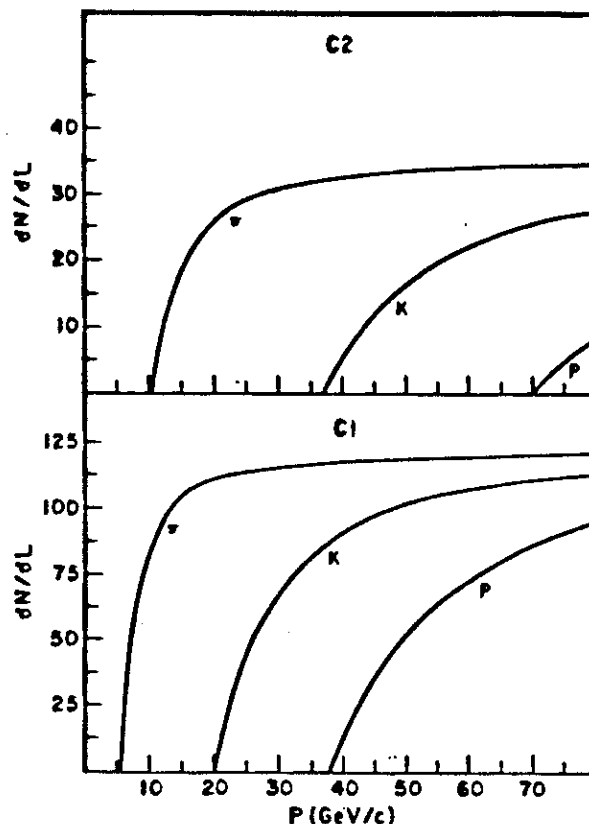


Figura 3.11 - Número de fótons emitidos por unidade de comprimento do radiador em função do momentum da partícula.

Outro elemento básico do *design* dos contadores é a segmentação dos espelhos. A situação ideal é aquela em que a luz emitida na passagem de uma partícula carregada esteja sempre contida em um único espelho, e que cada espelho receba a radiação de apenas uma partícula num evento. O tamanho dos espelhos, portanto, representa um compromisso entre estes dois aspectos, levando em conta as limitações de espaço disponível para a colocação dos fototubos.

O ângulo entre a radiação Cerenkov e a trajetória da partícula é dado pela expressão

$$\cos\theta = \frac{1}{\beta n} \quad , \quad (I)$$

onde n é o índice de refração do meio e β a velocidade da partícula ($c=1$). No caso limite $\beta \rightarrow 1$ o ângulo de emissão é máximo: 25 mrd em C1 e 13 mrd em C2. A radiação aparece nos espelhos como um anel circular cujo raio máximo é de 8.4 cm em C1 e 8.7 cm em C2. Este é um limite inferior para o tamanho dos espelhos.

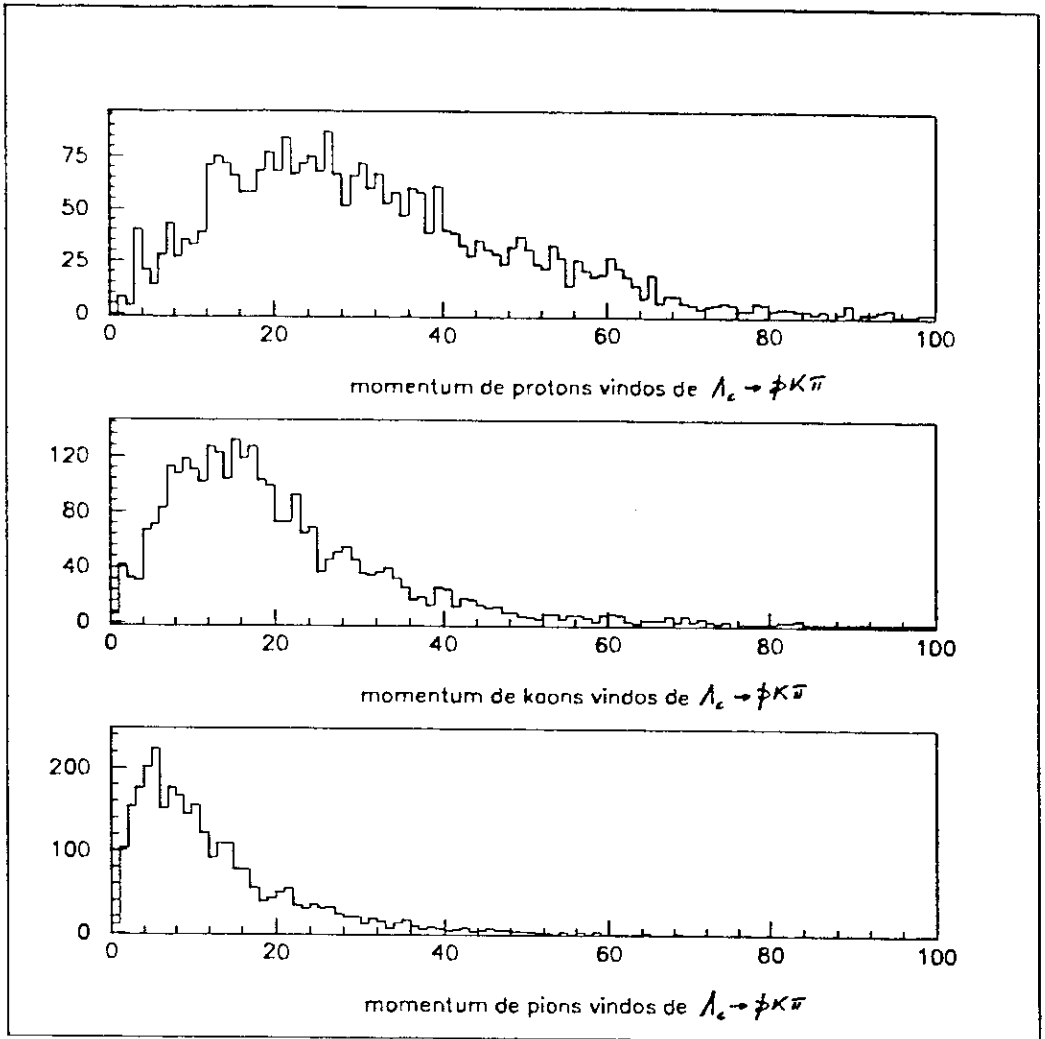


Figura 3.12 - Distribuição de momentum para prótons, kaons e pions provenientes do decaimento $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$, segundo simulação de Monte Carlo.

A escolha do tamanho dos espelhos foi feita com base numa simulação de Monte Carlo feita para o experimento anterior, E691, e

mantida para a E769. Nos espelhos centrais é mais freqüente a superposição da radiação proveniente de mais de uma partícula. Para estes espelhos a freqüência com que esta superposição ocorre é inferior a 15%. Para os espelhos mais periféricos a superposição é desprezível. A figura 3.13 mostra a segmentação dos espelhos nos dois contadores.

a)

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

b)

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

Figura 3.13 - Segmentação dos espelhos em C1 (a) e C2 (b)

Em cada contador cada espelho está focalizado em um fototubo. Cada fototubo está ligado a um módulo ADC (*Analog to Digital Converter*). Foi feita uma calibração para determinar qual a contagem ADC correspondente a um fotoelétron (*SPEP*) e o pedestal (*PED*) em cada fototubo, utilizando-se para isso uma fonte laser de baixa intensidade. O número de fotoelétrons observados em cada fototubo, *NOBS*, é dado por

$$NOBS = \frac{NADC - PED}{SPEP}$$

onde *NADC* é a contagem ADC do fototubo. Outra quantidade necessária é o número médio de fotoelétrons por fototubo, *NMED*. Este número é determinado medindo a resposta de cada fototubo, em cada contador, a traços com momentum acima do limiar, bem isolados e centrados em cada

espelho. Esta medida completa a calibração dos detetores.

A identificação consiste em associar a cada traço probabilidades referentes a cinco hipóteses de massa (e , μ , π , K e p). Estas probabilidades são determinadas comparando o número de fotoelétrons observados com o número previsto para cada hipótese de massa. Para determinar o número previsto para cada fototubo deve-se levar em conta o fato de que, em geral, a luz associada a cada partícula incide sobre mais de um espelho. O algoritmo de reconstrução propaga cada traço com momentum maior que o limiar em cada contador, gerando luz num ângulo previsto pela equação (1), para cada uma das cinco hipóteses de massa. Esta radiação é projetada na parede de espelhos, sendo feita uma previsão da fração que incide em cada espelho, F_{ijk}^{geo} , onde o índice i refere-se à hipótese de massa, j ao traço e k ao espelho. Este fator geométrico é multiplicado por um outro fator, que é a intensidade de radiação relativa à emitida por uma partícula de mesmo tipo com $\beta=1$, F_{ij}^{rad} . O número de fotoelétrons previsto para cada traço, em cada fototubo e para cada hipótese de massa, $NPREV_{ijk}$, é finalmente obtido multiplicando produto $F_{ijk}^{geo} \times F_{ij}^{rad}$ pelo número médio de fotoelétrons no fototubo em questão, $NMED_k$,

$$NPREV_{ijk} = F_{ijk}^{geo} \times F_{ij}^{rad} \times NMED_k$$

O número médio de fotoelétrons em cada contador, previsto para cada traço j e hipótese de massa i , é obtido somando as previsões de todos os espelhos que recebem luz apenas deste traço. O valor da probabilidade associada a cada hipótese de massa, P_{ij} ($NOBS$, $NPREV_{ij}$), é dado por uma distribuição de Poisson composta cuja média é $NPREV_{ij}$. Finalmente, a probabilidade associada a cada hipótese de massa é dada pelo produto das probabilidades de cada contador com as chamadas probabilidades *a priori*,

$$PROB_{ij} = P_{1ij} \times P_{2ij} \times A_j$$

As probabilidades *a priori* são empregadas sempre que, por alguma razão, os contadores não são capazes de um diagnóstico para um dado traço. Seus valores são: 84% para pions, 12% para kaons e 4% para prótons (salvo nos casos em que o traço é identificado positivamente como lépton, estes serão os valores das probabilidades para traços com momentum menor que 6 GeV/c ou maior que 69 GeV/c). Traços com momentum entre 6 e 20 GeV/c que não produzam radiação nem em C1 nem em C2 são considerados prótons ou kaons. Neste intervalo não é possível discernir entre as hipóteses. As probabilidades *a priori* são, nestes casos, redefinidas: 25% para prótons e 75% para kaons.

A figura 3.14a mostra a distribuição de probabilidade em função do momentum de candidatos a próton numa amostra contendo $\Lambda \rightarrow p\pi$. Vê-se claramente que a maioria dos eventos se concentra em valores bem determinados, que mudam à medida que os limiares de radiação são atingidos. A figura 3.14b mostra os mesmos dados projetados sobre o eixo vertical. Em ordem crescente de probabilidade temos, em primeiro lugar, os traços identificados positivamente como outros tipos de partícula. Seguem os traços que não puderam ser identificados pelos contadores, seja por ineficiência do detetor ou por estarem os traços fora do intervalo de momentum em que a identificação é possível. Depois temos os traços que são identificados como não sendo pions, embora a ambigüidade próton/kaon ainda persista. Finalmente, vêm os traços identificados positivamente como prótons, que têm momentum maior que o limiar de kaons em C1 ou maior que o limiar de kaons em C2.

Na figura 3.15 vemos uma amostra de $\Lambda \rightarrow p\pi$ antes e depois da identificação de partículas. No histograma à esquerda, sem

identificação de traços, temos 1534 ± 60 eventos no sinal. Após a identificação dos traços - exigir que a probabilidade do candidato a próton ser realmente um próton seja maior que o seu valor a priori - temos no sinal 1176 ± 30 eventos. A identificação, neste caso, mantém 76% do sinal, reduz o *background* em 3.4 vezes, aumentando a razão sinal/*background* em 2.6 vezes.

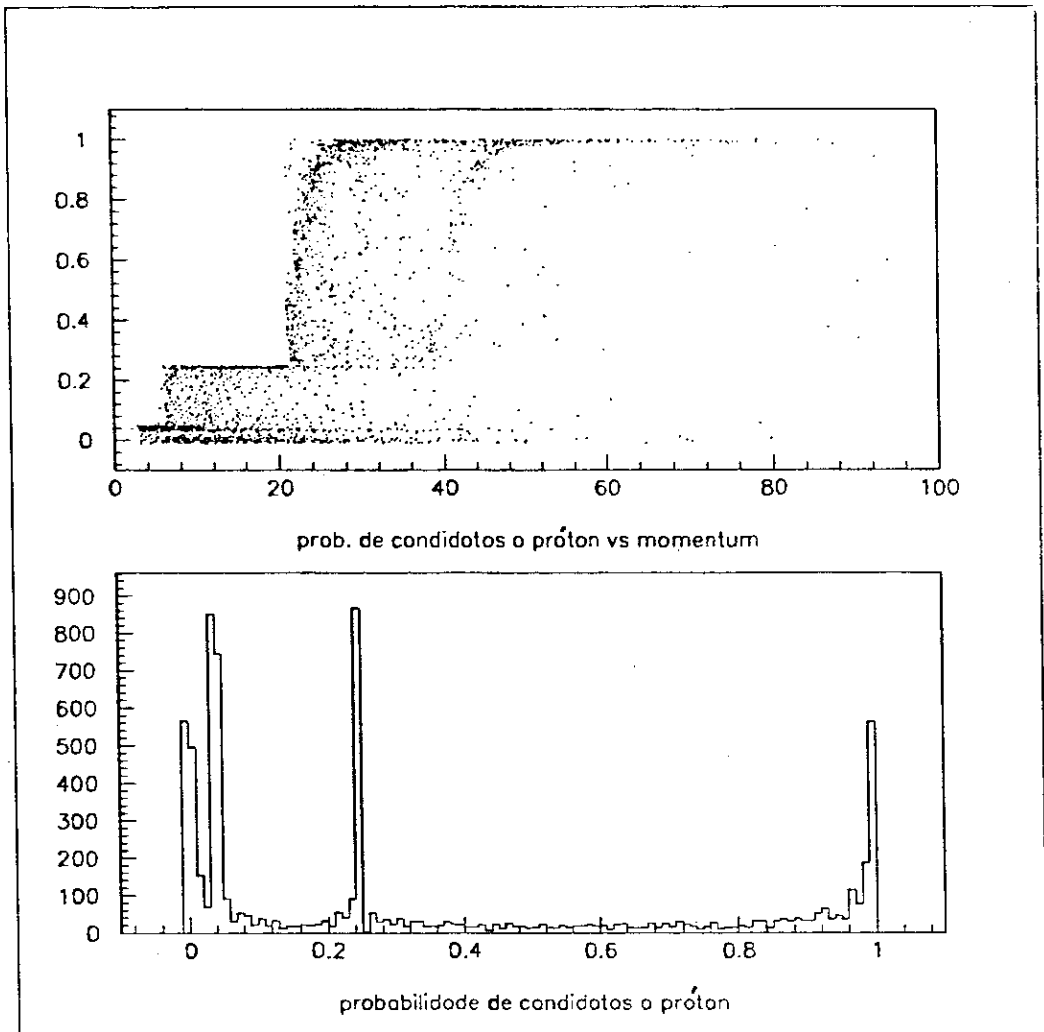


Figura 3.14 - Distribuição de probabilidades de candidatos a próton no decaimento $\Lambda \rightarrow p\pi$ em função do momentum do próton, em GeV/c. A parte inferior é uma projeção do gráfico superior sobre o eixo vertical.

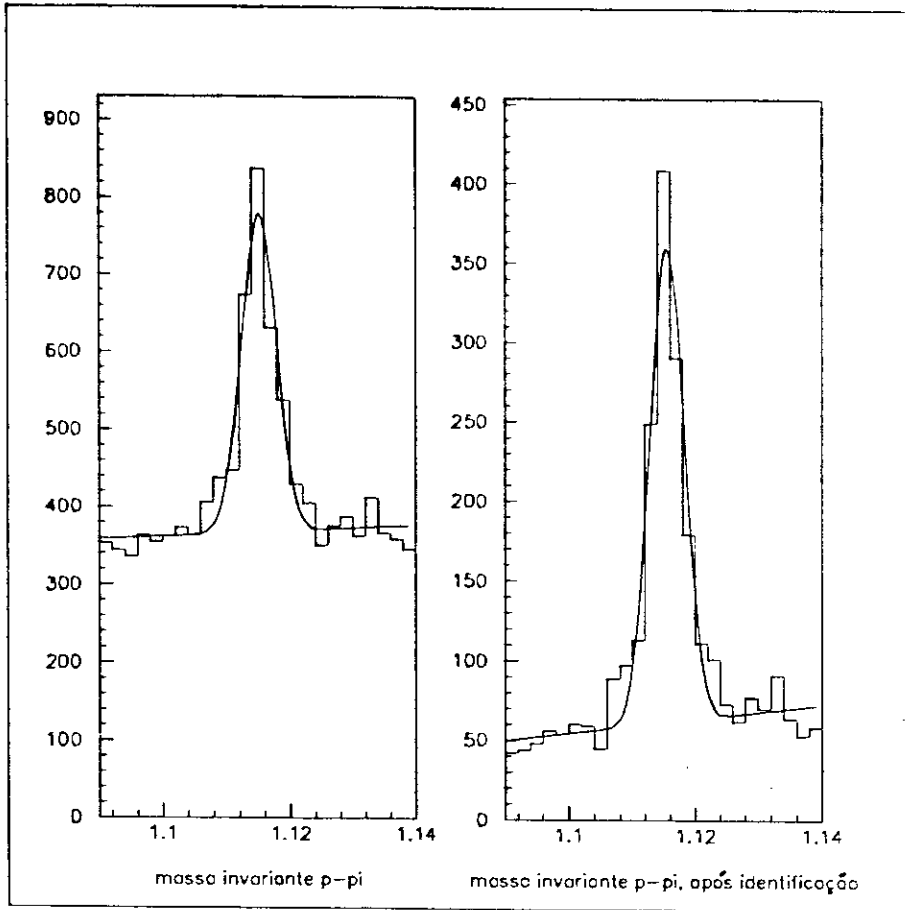


Figura 3.15 - Distribuição de massa invariante de pares próton-pion.

Na figura 3.16 vemos uma amostra de $D^+ \rightarrow K\pi\pi$, novamente antes e depois da identificação de traços. No histograma à esquerda, sem identificação dos traços, temos um sinal de 723 ± 88 eventos. Após a identificação dos traços ser feita - exigir que a probabilidade do candidato a kaon ser realmente um kaon seja maior que o seu valor a priori - temos 533 ± 41 eventos no sinal (eficiência = 74%) e uma redução de 5 vezes no nível do *background*, o que significa uma melhoria na relação sinal/*background* de um fator 3.8.

A eficiência na identificação de uma partícula depende do seu momentum. No nosso caso ela é menor na região de baixos momenta. Uma solução para melhorá-la seria o acréscimo de um terceiro contador Cerenkov, preenchido com um material com alto índice de refração, o que possibilitaria limiares de radiação mais baixos. O apêndice contém um estudo, feito para o experimento E791, sobre a melhoria na eficiência de identificação devida à presença de um terceiro contador. Simulações de Monte Carlo foram feitas considerando dois tipos de decaimentos, $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$ e $D^0 \rightarrow K\pi\pi$. A eficiência na identificação do kaon proveniente do D^0 e do próton proveniente do Λ_c depende dos limiares de radiação em cada contador. No caso da E769 os limiares estão próximos aos valores ótimos. A adição de um terceiro contador com limiar de radiação de pions em torno de 2 GeV/c aumentaria a eficiência em 25%.

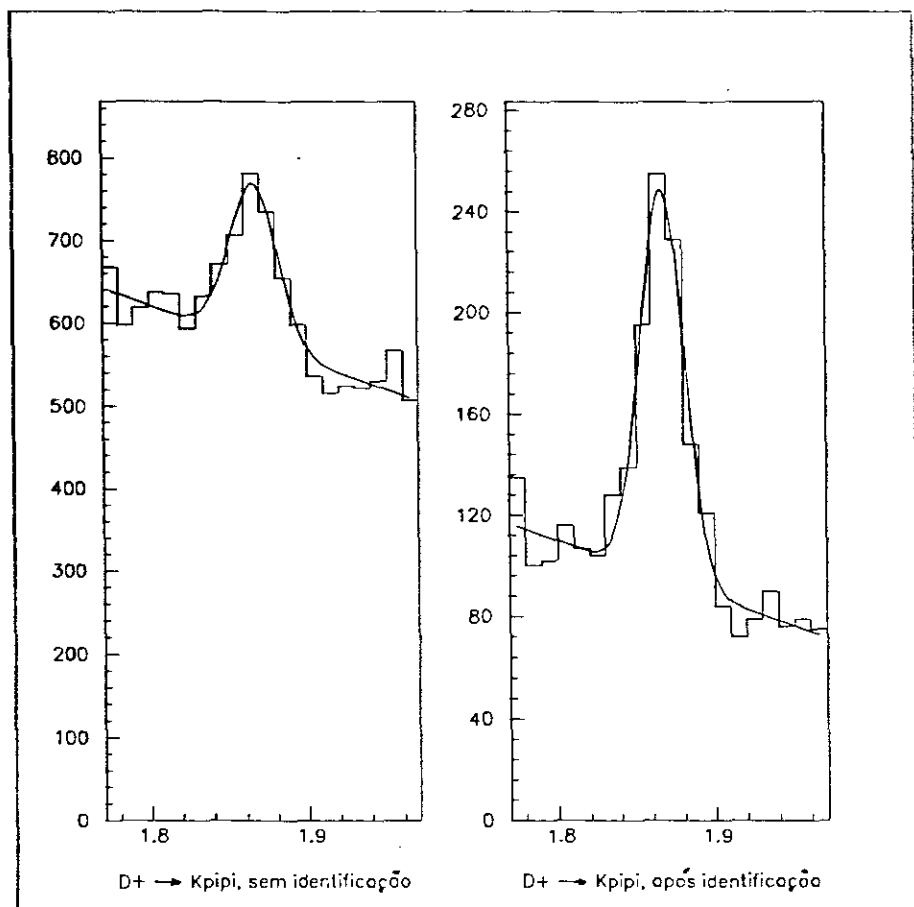


Figura 3.16 - Distribuição de massa invariante de combinações $K\pi\pi$

A identificação de partículas será, pela sua capacidade de rejeição do *background*, um dos principais meios para se obter um sinal claro do decaimento $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$

3.4 - MEDIDA DE MOMENTUM

O momentum é medido empregando dois magnetos, M1 e M2, situados entre estações de *drift chambers*. As partículas carregadas ao atravessarem os magnetos sofrem um desvio na direção horizontal que é inversamente proporcional ao seu momentum. O momentum fica determinado através da medida deste desvio angular na trajetória, dado aproximadamente por

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

com B em Tesla, p em GeV/c e l em metros. A resolução de momentum é determinada pela resolução na medida do desvio da trajetória

$$\frac{\sigma_p}{p} \cong \frac{\sigma_x p}{0.03Bl^2}$$

Uma resolução melhor poderia sempre ser obtida aumentando o valor do campo magnético, uma vez que a resolução na medida da posição da partícula, σ_x , é uma característica intrínseca das *drift chambers*. Um aumento do campo magnético, no entanto, diminui o número de partículas que passam por todos os componentes do espectrômetro.

A corrente em M1 foi de 2500A, enquanto que em M2 foi de 1800A. M2 tem quatro bobinas, enquanto que M1 tem apenas duas. Isto faz com que um campo mais intenso seja atingido em M2, apesar do menor valor da sua corrente. A Tabela 3.4 resume as principais características dos magnetos.

magneto	M1	M2
posição (cm)	286	620
abertura (cm)	154 x 73	154 x 69
corrente (A)	2500	1800
$\int B dl$ (T-m)	-0.71	-1.07
momentum transf.	212 MeV/c	320 MeV/c
resolução	0.1p %	0.5p %

Tabela 3.4 - Principais características dos magnetos.

O campo de cada magneto foi mapeado por um sistema de alta precisão. A intensidade do campo foi medida em alguns milhões de pontos. Estes valores foram ajustados por uma série de polinômios de Tchebyshev. O mapa assim obtido foi usado tanto no programa para simulação de Monte Carlo quanto na reconstrução dos dados. Um teste da qualidade deste mapeamento é o valor por nós obtido para a massa de invariante dos decaimentos $K_s^0 \rightarrow \pi\pi$ e $\Lambda \rightarrow p\pi$. Para o K_s^0 a massa obtida é de 0.4970 GeV (o valor que consta na última edição do *Particle Data Group* - PDG é 0.4977 GeV). Para o Λ a massa obtida é de 1.1156 GeV, valor idêntico ao do PDG.

3.5 - CALORIMETRIA

A energia de cada partícula, neutra ou carregada, é medida pelos calorímetros eletromagnético, *SLIC*^[70], e hadrônico^[71]. Embora sejam também dedicados à detecção de léptons, fótons e hadrons neutros, a principal função dos calorímetros é a de medir a energia transversal global em cada evento, input básico do trigger da E769.

- 3.5.1 - O SLIC

Acrônimo de *Segmented Liquid Ionization Calorimeter*, o *SLIC* é o detetor de fótons e elétrons. Acima de 100 MeV a interação de com a matéria é quase que totalmente dominada pelo processo de criação de pares, no caso de fótons, e de *Bremsstrahlung*, no caso de elétrons. Elétrons atravessando um meio qualquer emitem fótons por *Bremsstrahlung*, que se convertem em pares e^+e^- , que, por sua vez, emitem novos fótons, num processo em cascata denominado chuva eletromagnético. Um chuva eletromagnético pode ser, portanto, iniciado tanto por elétrons como por fótons. O chuva desenvolve-se na direção original da trajetória, dependendo da sua energia e da densidade do meio. Após atravessar uma quantidade suficiente de material um elétron ou um fóton terão depositado toda a sua energia.

No *SLIC* a energia depositada pela partícula incidente é medida por 60 camadas sucessivas de radiador/cintilador. A quantidade de luz produzida no cintilador é proporcional à energia da partícula, de forma que o desenvolvimento do chuva é acompanhado ao longo do calorímetro. As camadas são dispostas em três orientações espaciais distintas, *U*, *V* e *Y*. O radiador é uma placa de chumbo com 0.63cm de

espessura e o cintilador um óleo mineral (NE235A). As camadas de cintilador têm 1.27cm de espessura e são separadas por placas corrugadas de alumínio, conforme diagrama da figura 3.17. Cada camada radiador/cintilador corresponde a 1/3 de comprimento de radiação. Ao todo são 20 camadas por vista, o que corresponde a um total de 20 comprimentos de radiação no *SLIC*. A largura da corrugação é de 3.17cm em qualquer das três vistas, e cada corrugação corresponde a um canal independente.

A luz produzida pelo chuveiro propaga-se pelo cintilador até um guia de ondas conectado com um fototubo em uma das suas extremidades. Em cada vista os canais correspondentes de cada uma das 20 camadas são ligados a um mesmo guia de ondas. São 109 canais na vista *U*, 109 na vista *V* e 116 na vista *Y*, num total de 334 canais. O guia de ondas absorve a radiação oriunda do cintilador e a reemite num outro comprimento de onda, o que aumenta a eficiência do fototubo na coleta da luz e diminui a reabsorção da radiação. O sinal resultante de cada fotomultiplicadora é digitalizado por um módulo ADC (LRS2280).

Um chuveiro eletromagnético provocado pela passagem de um elétron espalha-se por cerca de 5 canais adjacentes. Os 20 comprimentos de radiação do *SLIC* são suficientes para conter mais de 99% da energia da partícula incidente. Chuveiros hadrônicos são cerca de duas vezes mais largos e são apenas parcialmente contidos no *SLIC*. A resolução de energia do *SLIC* é de $0.21\sqrt{E}(\text{GeV})$ e sua área ativa é de 2.4m x 4.9m.

3.5.2 - O HADRÔMETRO

O hadrômetro é o calorímetro que se segue ao *SLIC*. É composto por 36 camadas de aço/cintilador, dispostas em duas vistas

ortogonais, X e Y. O corpo do hadrômetro é dividido em duas partes com 18 camadas cada. Cada camada contém uma placa de aço com 2.5cm de espessura seguida de placas de cintilador plástico com 1 cm de espessura e 14.5cm de largura. Isso perfaz um total de 142 canais, somando ambas as vistas. Ao todo o hadrômetro contém 5.9 comprimentos de interação, o que faz com que a grande maioria dos chuveiros hadrônicos seja contida no calorímetro.

Como no *SLIC*, em cada vista os 9 canais correspondentes de cada camada e de cada parte do hadrômetro são ligados a um único guia de ondas, que é conectado com uma fotomultiplicadora. O sinal resultante é digitalizado por um módulo ADC tipo LRS 2285. A resolução de energia é de $0.75\sqrt{E}$ e a resolução na posição dos chuveiros é de 5cm, o que faz com que o hadrômetro não seja muito útil para a reconstrução de hadrons neutros. De fato, a sua maior utilidade é para o *trigger* e para impor vínculos adicionais à reconstrução de léptons.

A calibração de ambos os calorímetros foi feita usando muons, produzidos abundantemente nas interações do feixe primário. Foram feitos *runs* especiais de calibração e gravados eventos em que os muons eram detetados pelas *drift chambers*. Muons depositam cerca de 0.5 GeV por vista no *SLIC* e 1.2 GeV por vista no hadrômetro. O ganho nas ADCs foi regulado para que esta energia correspondesse a uma contagem média de 15 unidades no sistema de digitalização do *SLIC* e 25 no do hadrômetro.

Esta contagem ADC depende da posição em que a partícula incide no cintilador. Uma partícula que passe próxima à extremidade do cintilador ligada ao guia de ondas provoca um sinal duas vezes mais intenso que o de uma partícula que atravesse o cintilador na sua extremidade oposta, devido à reabsorção da radiação pelo próprio cintilador. Curvas de atenuação foram feitas para cada canal e foram usadas para reconstruir os dados dos calorímetros. Para efeitos do

trigger tomou-se simplesmente o valor médio da calibração em cada calorímetro.

A energia transversal era calculada *online*. A integração do sinal no SLIC requereu 165ns e no hadrômetro 250 ns por evento. Partículas que incidam próximas às extremidades dos calorímetros contribuem mais para a energia transversal do evento que as que incidem na região central. Foi atribuído, desta forma, um peso a cada canal correspondendo à sua posição em relação ao centro do calorímetro. Este peso foi implementado internamente aos módulos de digitalização através da atenuação de seus ganhos, de modo que a integração dos sinais em ambos os calorímetros fornecesse uma medida aproximada da energia transversal do evento. Este foi o valor empregado pelo *trigger*.

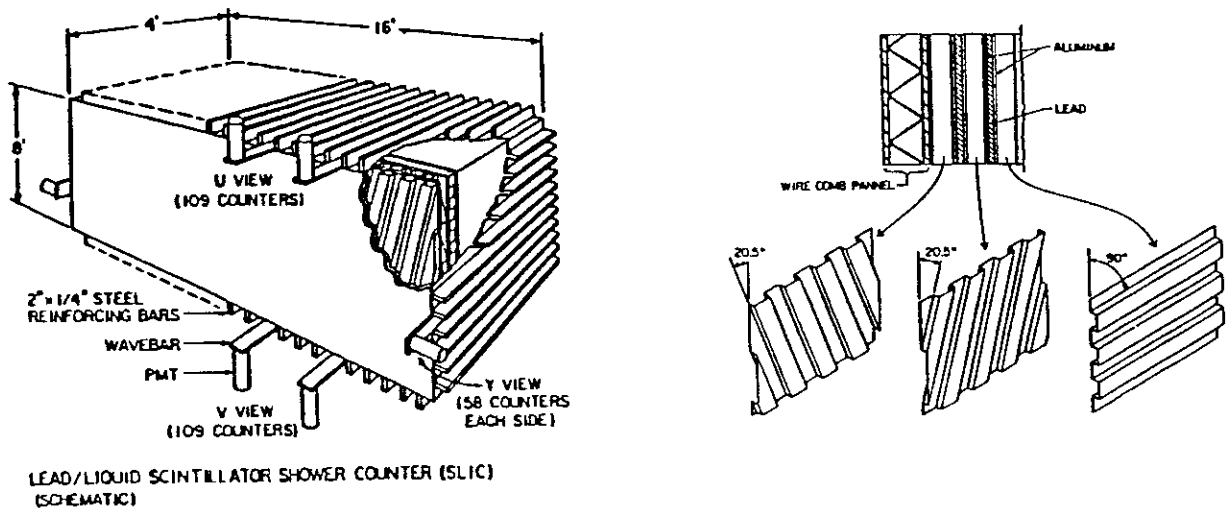


Figura 3.17 - O calorímetro eletromagnético - SLIC

CAPÍTULO 4 - SELEÇÃO DA AMOSTRA

A seleção da amostra final de eventos contendo candidatos ao decaimento $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$ foi feita em duas etapas. Estas etapas foram precedidas pela chamada reconstrução dos dados. A reconstrução é uma reconstituição de cada evento a partir dos dados "brutos" vindos diretamente do espectrômetro e gravados em fita. Esta reconstituição consiste em transformar tipo contagens dos *ADCs* e *TDCs*, dados dos *Nanoscanners*, por exemplo, em trajetórias, momenta, probabilidades Cerenkov para cada partícula, vértices, e outros parâmetros que foram utilizados na análise. O resultado da reconstrução foram as *Data Summary Tapes, DST*.

A partir das *DSTs* foi feita uma seleção dos eventos em que mais de um vértice era encontrado. O objetivo deste passo foi reduzir a quantidade de dados a ser analisada sem, no entanto, perder os decaimentos de mésons charmosos (D^+ e D^0) que poderiam ser reconstruídos. A amostra resultante foi denominada de *pair strip* e continha cerca de 28 milhões de eventos. Todas as amostras de *charm* da E769 foram produzidas a partir da *pair strip*.

A segunda etapa consistiu na seleção propriamente dita, a partir da *pair strip*, dos eventos que potencialmente continham um decaimento $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$. Os critérios para esta seleção foram estabelecidos a partir da análise de simulações de eventos reais usando o programa de Monte Carlo da E769. Em cada evento simulado sempre havia um decaimento do $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$. A amostra gerada foi, então, submetida aos mesmos passos que

os dados reais: reconstrução e *pair strip*. A análise da amostra de Monte Carlo resultante definiu os critérios de seleção empregados.

Uma descrição do programa de Monte Carlo utilizado pela E769 será feita no próximo capítulo. Neste capítulo serão discutidos em detalhes todas as etapas da seleção da amostra de $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$.

4.1 - A RECONSTRUÇÃO

A primeira etapa na reconstituição de um evento da E769 é a determinação das trajetórias das partículas carregadas. Os dois sistemas empregados para isso foram o *SMD* e as *drift chambers*. Para efeitos de reconstrução o espectrômetro foi dividido em três regiões: região 1, compreendida entre o alvo e o primeiro magneto, *M1*, contendo o *SMD* e uma estação de *drift chambers* (*D1*); região 2, compreendida entre *M1* e *M2*, contendo uma estação de *drift chambers* (*D2*); e a região 3, após o magneto *M2*, contendo as duas últimas estações, *D3* e *D4*.

À primeira vista, a reconstrução deveria começar pela região 3, pois esta seria a região onde as trajetórias estariam mais separadas entre si, devido à sua distância do alvo e à ação dos magnetos. A reconstrução, no entanto, começou pela região 1 por uma série de razões:

- a eficiência de cada plano do *SMD*, uniforme em toda a sua área ativa, teve ao longo do *run* um valor médio de 92%, contra 85% por plano de *drift chamber* (exceto na sua região central, onde a eficiência foi muito inferior). Além de serem mais eficientes, os planos do *SMD* apresentam nível de ruído mais baixo, causando menos falsos sinais;

- o número de planos de *SMD* e da *D1* fornecem mais redundância que em qualquer outra região;

- a extrapolação para as regiões 2 e 3 dos traços encontrados na região 1 é muito mais acurada do que o contrário devido à grande precisão do *SMD*;

- o tempo de *CPU* gasto pela reconstrução na região 1 é muito menor que o tempo gasto nas demais regiões.

O algoritmo de reconstrução procura por combinações 3 *hits* (*hit* = canal do *SMD* ou de *drift chamber* com sinal) alinhados em cada uma das 3 vistas dos planos de *SMD* de 50 μm . Cada conjunto de 3 *hits* num triplete forma um ponto espacial. Os traços mais bem definidos têm 9 *hits* (3+3+3). Quase tão bem definidos como os traços com 9 *hits* são os com 8 *hits* (3+3+2). Com o auxílio da *D1* e dos planos de *SMD* de 25 μm são ainda encontrados traços com 7 e 6 *hits* (3+2+2, 3+2+1 e 2+2+2). Do total, cerca de 80% dos traços têm ou 8 ou 9 *hits*.

Em seguida, os traços encontrados na região 1 são propagados através dos magnetos. Isto é feito supondo que as trajetórias são desviadas num único ponto, localizado no centro de cada magneto. Esta primeira aproximação visa apenas orientar a procura dos *hits* correspondentes a cada trajetória nas estações de *drift chambers*. Os segmentos de cada traço em cada região são conectados. O conjunto de pontos da trajetória de cada partícula, em cada região, é então ajustado por mínimos quadrados a uma linha reta. O ajuste utiliza, agora, todos os detalhes do campo magnético. Os parâmetros do ajuste em cada região são usados para a determinação do momentum de cada traço.

Alguns hadrons neutros (K_s^0 , Λ , Ξ) decaem sem deixar registro no *SMD* devido às suas longas vidas médias. Há também partículas originadas no vértice primário que não são detetadas por ineficiência do *SMD*. Em ambos os casos os traços podem ainda ser detetados pelas *drift*

chambers. A reconstrução destes traços é feita após a reconstrução no *SMD*. Nesta etapa são excluídos todos os *hits* já empregados anteriormente.

A reconstrução dos traços encontrados somente nas *drift chambers* completa a reconstituição das trajetórias das partículas carregadas. Como resultado há duas listas de traços, correspondendo aos detetados no *SMD* e aos detetados apenas nas *drift chambers*. A figura 4.1 mostra a distribuição de multiplicidade de traços reconstruídos em cada lista e em todo o evento.

Os traços são classificados em categorias segundo o número de estações em que são detetados. Um traço com *hit* apenas na *D1* é um traço de categoria 1 (2^0). Se há *hits* tanto na *D1* como na *D2* o traço é de categoria 3 (2^0+2^1). Caso além de *hits* na *D1* e na *D2* há também *hits* na *D3* então o traço é de categoria 7 ($2^0+2^1+2^2$). Finalmente, um traço com *hits* em todas as estações é um traço de categoria 15 ($2^0+2^1+2^2+2^3$).

As figuras 4.2 e 4.3 mostram, respectivamente, as distribuições de momentum total e de momentum transversal de traços segundo as suas categorias. De todos os traços 41% são de categoria 3. Estes traços são predominantemente de baixo momentum. O desvio provocado pelo campo magnético de *M1* faz com que estes traços saiam do espectrômetro sem passar por *M2* ou pelos contadores Cerenkov. Cerca de 20% dos traços de categoria 3, no entanto, atravessam todo o espectrômetro, mas são definidos como tal por ineficiência de *D3/D4*. Assim, os traços de categoria 3 têm o seu momentum medido apenas por *M1*, enquanto que os traços de categoria 7 e 15 têm o momentum medido por ambos os magnetos. A diferença básica entre traços de categoria 7 e 15 é que os primeiros não têm *hits* na *D4*, que é a estação menos eficiente. Tanto os traços de categoria 7 como os de categoria 15 passam pelos contadores Cerenkov, sendo possível para ambos a identificação. Traços de categoria 7 e 15 têm, portanto, o mesmo status na análise dos dados.

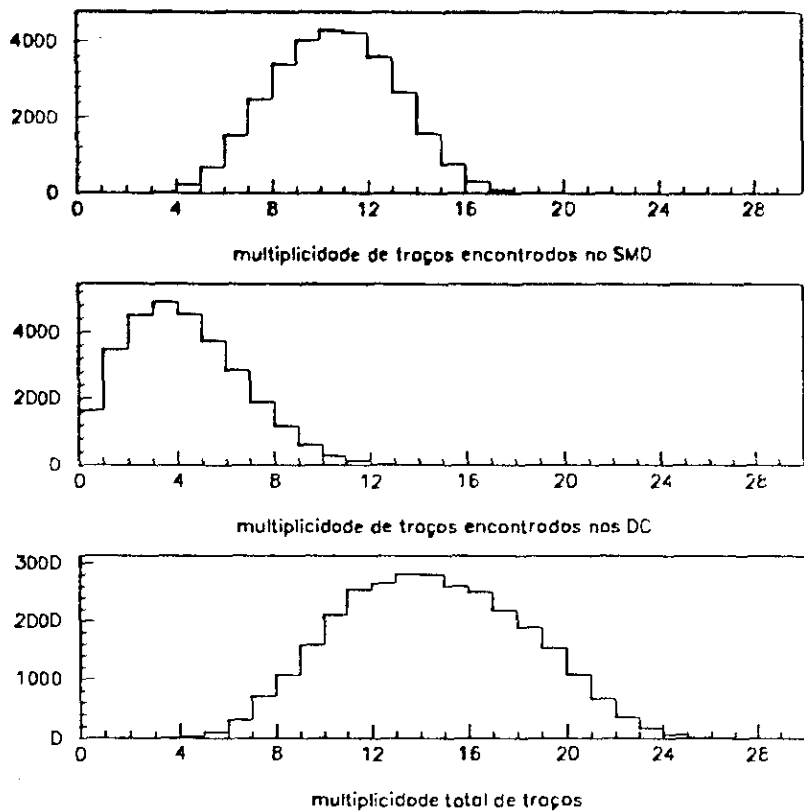


Figura 4.1 - Distribuição de multiplicidade de traços na E769.

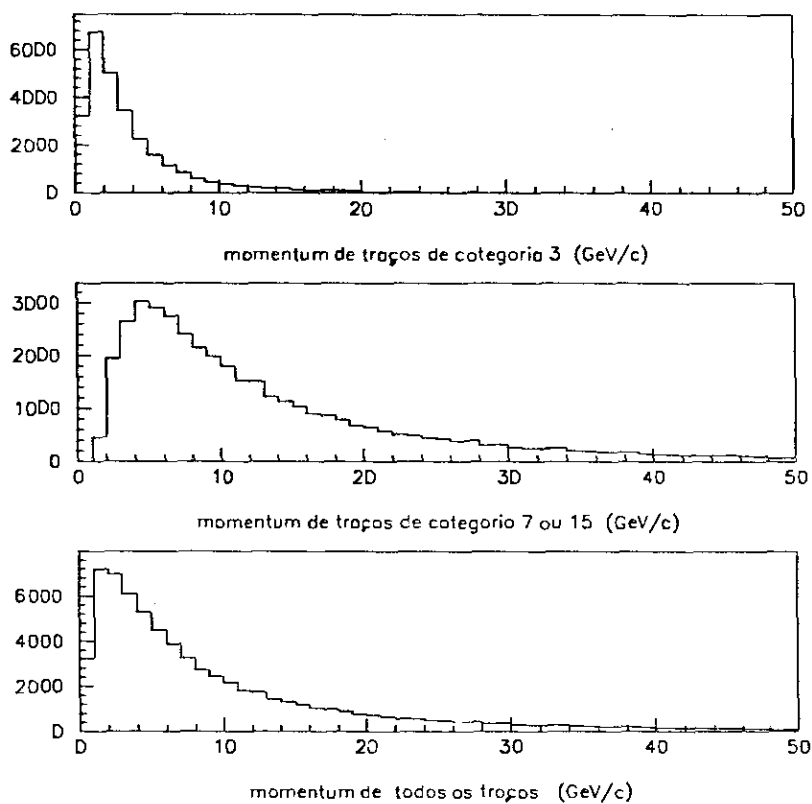


Figura 4.2 - Distribuição de momentum de partículas carregadas

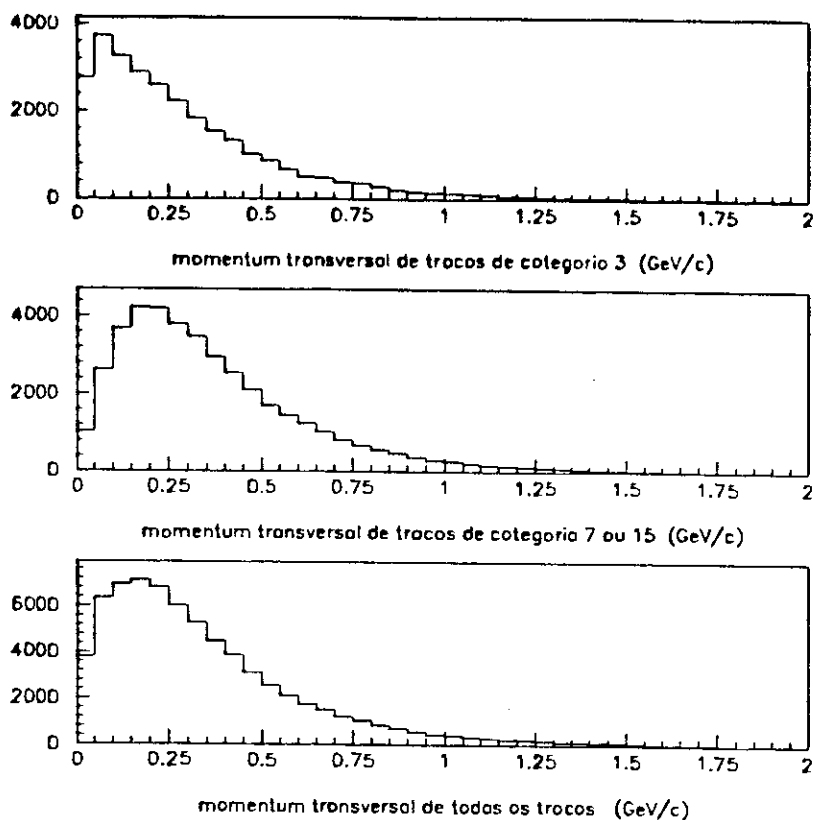


Figura 4.3 - Distribuição de momentum transversal (com relação a direção do feixe) de partículas carregadas.

Uma vez definidos a trajetória e o momentum de cada traço, a reconstrução segue com a identificação das partículas. As informações do *SLIC* e da parede de muons são utilizadas, juntamente com as dos contadores Cerenkov, para a determinação das probabilidades associadas a cada tipo de hadron, conforme descrito no capítulo anterior.

A reconstrução é concluída com a determinação dos vértices correspondentes à interação primária e, possivelmente, aos decaimentos de hadrons charmosos e estranhos. A reconstrução dos vértices é feita exclusivamente com os traços encontrados na região 1. Os parâmetros que definem cada traço são obtidos considerando apenas os *hits* do *SMD*. Isto

aumenta a precisão na determinação dos vértices.

A idéia do algoritmo é tomar os traços aos pares e determinar a posição de um suposto vértice (e o erro associado) por eles formado. A posição de um vértice é definida dentro de um elipsóide, cujos eixos representam os erros transversal e longitudinal na medida desta posição (o erro transversal é uma ordem de grandeza inferior ao erro longitudinal). Os traços que formam vértices cujos elipsóides se superpoem são considerados como pertencentes ao mesmo vértice.

A posição de um vértice é determinada através de um ajuste por mínimos quadrados. Dois traços formam um vértice se o valor do χ^2 por grau de liberdade do ajuste é menor que 3. A partir de um par que satisfaz este critério, outros traços são adicionados e incluídos neste vértice, caso o valor do $\chi^2/\text{graus de liberdade}$ resultante for menor que 3. Os traços que não formam vértice com o par original servem como ponto de partida para a procura de novos vértices.

4.2 - A PAIR STRIP

A motivação da *pair strip* foi reduzir a imensa amostra de eventos a um tamanho administrável. Esta pré-seleção não poderia ser feita às custas de uma redução no conteúdo de *charm* que poderia ser extraído a partir das *DSTs*. A *pair strip* foi desenvolvida para ser 100% eficiente para os decaimentos $D^0 \rightarrow K\pi$ e $D^+ \rightarrow K\pi\pi$, que representam a grande maioria dos decaimentos reconstruídos pela E769.

O número de decaimentos passíveis de serem reconstruídos

depende, naturalmente, dos critérios empregados na análise dos dados. A eficiência da *pair strip* é definida como a razão entre o número de decaimentos nela encontrados e o número de decaimentos encontrados diretamente das *DSTs*, empregando, em ambos os casos, os programas finais de análise para cada modo. Uma eficiência de 100% significa que todos os decaimentos $D^0 \rightarrow K\pi$ e $D^+ \rightarrow K\pi\pi$ encontrados nas *DSTs* pelos programas de análise são encontrados também na *pair strip*.

A eficiência da *pair strip* foi medida em simulações de Monte Carlo. A partir de uma única amostra de $D^0 \rightarrow K\pi$ dois subconjuntos foram formados. O primeiro continha os eventos selecionados pelo programa de análise. O segundo continha os eventos que, antes de serem submetidos ao programa de análise, foram previamente selecionados pelo programa da *pair strip*. Ambos os subconjuntos continham os mesmos eventos o que significa que a *pair strip* tem eficiência de 100% para este modo. Um procedimento idêntico foi empregado no caso do decaimento $D^+ \rightarrow K\pi\pi$. Os critérios empregados na *pair strip* foram, na verdade, definidos pela análise destas simulações, de forma a atingir uma eficiência de 100% e um fator de rejeição satisfatório.

O algoritmo da *pair strip* é simples: a partir da lista de traços encontrados no *SMD* procede-se à procura de possíveis vértices formados por pares de traços, independente da carga de cada partícula. A posição do suposto vértice é determinada através de um ajuste por mínimos quadrados. Para um evento ser aceito é necessário que nele haja pelo menos um par que forme um "bom" vértice secundário: bem separado do primário e com um bom ajuste. O vértice primário é aquele que tem o maior número de traços (estudos de Monte Carlo mostram que este é o método de escolha correto). O primário não pode nunca estar localizado antes do alvo. Outras condições exigidas são: que a soma do módulo quadrado do momentum transversal (em relação à trajetória resultante do par) de cada

traço seja maior que um valor mínimo; que os traços do par estejam mais próximos da posição ajustada do vértice secundário do que da posição do primário; que o erro longitudinal na posição do vértice seja menor que um valor máximo.

Um mesmo traço não pode, evidentemente, pertencer a mais de um vértice. Frequentemente um mesmo traço é associado ao primário e ao secundário. Nestes casos o traço é removido da lista do vértice primário e um novo ajuste é feito. O primário assim redefinido deve sobreviver ao corte no valor do χ^2 resultante do novo ajuste. Se isso ocorre, os demais testes são feitos. No caso contrário, o par é rejeitado.

A qualidade do ajuste do candidato a secundário é definida pelo valor do χ^2 /graus de liberdade. O valor máximo aceito é 5. A separação espacial entre o primário e o vértice formado pelo par é medida pela variável SDZ (figura 4.4), definida como a razão entre a diferença entre as coordenadas z de cada vértice e o erro associado a esta diferença, que é a soma em quadratura dos erros associados à coordenada z de cada vértice,

$$SDZ = \frac{z_{\text{sec.}} - z_{\text{prim.}}}{(\sigma_{z_{\text{sec}}}^2 + \sigma_{z_{\text{prim}}}^2)}$$

A variável SDZ pode ser vista como a significância estatística da separação nominal entre os dois vértices. O valor mínimo aceito para o SDZ do par é 6.

Combinações aleatórias de traços muito próximos entre si frequentemente satisfazem os critérios de boa separação e de bom ajuste, sendo confundidas com decaimentos reais. Isto é consequência do grande número de traços presentes em cada evento, e se constitui na principal fonte de contaminação encontrada na amostra de *charm* da E769. Algumas

características dos decaimentos de hadrons charmosos, no entanto, foram utilizadas para eliminar este *background*.

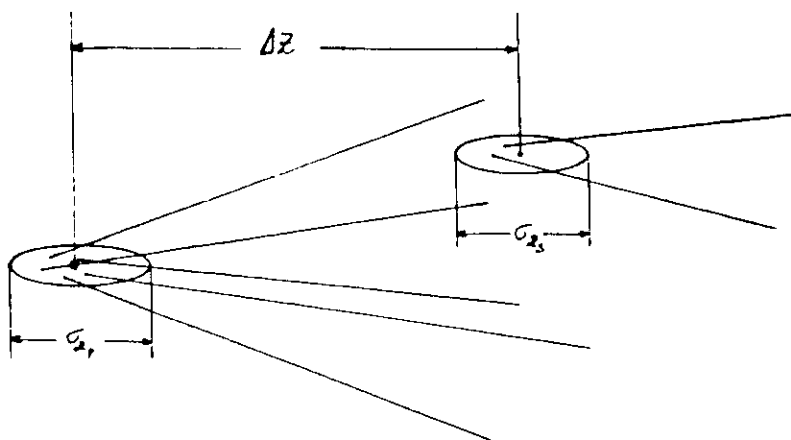


Figura 4.4 - Definição da variável SDZ. Cada vértice tem um elipsóide de erro associado. Δz é a diferença nas posições do primário e do secundário, dadas pelo ajuste.

Uma dessas características diz respeito ao espaço de fase disponível para os decaimentos em questão, que é grande devido à massa relativamente alta do D^0 e do D^+ . Combinações aleatórias de traços formando um falso vértice, por seu turno, são mais freqüentes quando o ângulo de abertura entre os traços é pequeno. Como consequência, o momentum transversal médio das partículas resultantes do decaimento de um D é grande comparado com o momentum transversal de partículas que, por acaso, formem um falso vértice. O valor mínimo aceito para a soma do momentum transversal quadrado das partículas do par é 0.2 (GeV/c)^2 .

Falsos vértices são formados, em grande parte, por traços com pequena abertura angular. Além da diferença no momentum transversal discutida acima, este fato tem outra consequência a ser explorada. O erro longitudinal na posição de um vértice, σ_z , depende fortemente do ângulo

de abertura dos traços. Assim sendo, os erros associados a decaimentos reais são, em média, inferiores aos associados a essas combinações aleatórias de traços. O valor máximo de σ_z aceito para o secundário é de 2 mm.

O último critério a ser satisfeito pelo candidato a vértice secundário também está relacionado, de uma certa forma, com a abertura angular dos seus traços. Para cada traço é computada a distância de menor aproximação à posição (dada pelo ajuste) do suposto vértice formado pelo par. Da mesma forma é calculada a distância entre cada traço do par e o vértice primário (figura 4.5). Se um traço pertence realmente a um vértice secundário então a sua distância a este vértice deve ser menor que a sua distância ao primário. A razão dessas distâncias de cada traço ao secundário e ao primário deve, portanto, ser menor que 1. A variável *RATIO* é definida como o produto das razões das distâncias ao primário e ao secundário de cada traço do par,

$$RATIO \equiv \prod \frac{(\text{distância ao secundário})_i}{(\text{distância ao primário})_i}$$

São rejeitados os pares cujos valores da variável *RATIO* são superiores a 0.4.

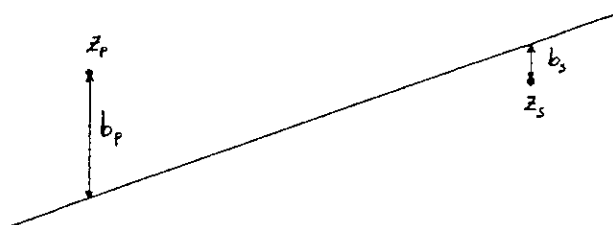


Figura 4.5 - Definição da variável *RATIO*. Na figura vemos um dos traços que forma o par. b_p e b_s são as distâncias deste traço a posição do

primário e do secundário, respectivamente. A variável $RATIO$ é o produto das razões b_p/b_s para cada traço.

O resultado da aplicação de todos estes critérios de seleção foi a redução da amostra inicial por um fator 14, aproximadamente. Esta seleção manteve todos os decaimentos $D^0 \rightarrow K\pi$ e $D^+ \rightarrow K\pi$ que poderiam ter sido reconstruídos pelos respectivos algoritmos de análise a partir das $DSTs$. No caso do $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$ o valor da eficiência da *pair strip* é de 84.4%, como veremos no próximo capítulo.

4.3 - A AMOSTRA FINAL

A *pair strip* foi o ponto de partida da análise do decaimento $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$, assim como o de todos os demais analisados pela E769. Daqui em diante assume-se, salvo indicação em contrário, que o decaimento $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$ refere-se tanto a $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ como a $\Lambda_c^- \rightarrow \bar{p}K^+\pi^-$.

A seção de choque de produção de *charm* é maior nas interações hadron-hadron do que nas interações foton-hadron^[57,72]. Apesar da menor seção de choque, a observação de hadrons charmosos é mais fácil em experiências de fotoprodução do que em "hadroprodução". Isto se deve, basicamente, a dois fatores:

- a) a razão entre a seção de choque para *charm* e a seção de choque inelástica é maior na fotoprodução que na "hadroprodução", ou seja, mais *charm* é produzido por interação na fotoprodução;
- b) a multiplicidade de partículas carregadas é menor na fotoprodução, o que reduz o nível de ruído na amostra de *charm*.

Extraír dos dados da E769 uma amostra de *charm* com uma

razão sinal/background comparável a obtida pela E691 requer o uso de critérios de seleção muito mais rigorosos, o que implica, naturalmente, numa menor eficiência na reconstrução dos decaimentos. Com base nos resultados obtidos pela E691 e nas eficiências de reconstrução de D^*/D^0 e Λ_c na E769, medidas em simulações de Monte Carlo, a estimativa do número de decaimentos $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$ era de cerca de 100 eventos inteiramente reconstruídos na amostra total da E769. A tarefa, portanto, era reduzir os 28 milhões de eventos da *pair strip* a um número pequeno o suficiente para que um sinal de 100 decaimentos pudesse ser observado.

Vimos na seção 4.1 que num evento típico são encontrados, em média, 9 ou 10 traços no SMD, o que significa em cada evento uma média de 120 combinações distintas de 3 traços. Cada triplete, no entanto, deve formar uma combinação correta de cargas: uma partícula negativa (ou positiva), correspondendo ao kaon, e duas positivas (ou negativas), correspondendo ao próton (\bar{p}) e ao π^+ (π^-). Para cada combinação correta (+-+ ou -+-) há duas configurações possíveis, correspondendo a $pK\pi$ e a πKp . A reconstituição de um decaimento implica na identificação, dentre tantas configurações possíveis, daquela cujos traços correspondem mais provavelmente ao $p(\bar{p})$, ao $K^- (K^+)$ e ao $\pi^+ (\pi^-)$, o que está longe de ser uma tarefa trivial.

Os traços associados a partículas carregadas são encontrados pelo programa de reconstrução através de um ajuste por mínimos quadrados dos pontos das suas trajetórias. Associado a cada traço há, portanto, um valor de χ^2 que representa a qualidade deste ajuste. O algoritmo de reconstrução dos decaimentos começa por formar combinações de 3 traços do SMD com carga total unitária, exigindo de cada traço um bom ajuste ($\chi^2 < 3$). A outra exigência é que estes traços tenham categoria 3, 7 ou 15, no caso daqueles associados aos pions. A identificação de cada traço, como veremos em seguida, é feita basicamente para prótons e kaons,

que devem, portanto, passar por $C1$ e $C2$. Por esta razão não são considerados os traços de categoria 3 como candidatos a prótons e kaons.

A identidade de cada traço é atribuída de acordo com as probabilidades Cerenkov. Vamos definir IP , IK e IPI como os traços do triplete associados ao próton, kaon e pion, respectivamente. Vamos definir também $P(i,j)$ como a probabilidade, segundo $C1$ e $C2$, de que o traço i ($i=IP, IK, IPI$) seja uma partícula do tipo j ($j=p, K, \pi$). Para que um triplete seja aceito como sendo um provável decaimento do Λ_c é necessário que:

- . para pions $\rightarrow P(IPI, \pi) > 0.20$
- . para kaons $\rightarrow P(IK, K) > 0.15$
- . para prótons $\rightarrow P(IP, p) > 0.26$

O valor 0.20 para pions (probabilidade *a priori* = 0.84) tem o objetivo de eliminar os traços que são identificados como sendo partículas de outro tipo. O valor usado para os kaons (probabilidade *a priori* = 0.12) visa eliminar os traços sobre os quais não há informação disponível em $C1$ e $C2$. A distribuição de probabilidades de candidatos a próton (ver figura 3.13) apresenta dois valores *a priori*: o primeiro, 0.04, corresponde a traços sobre os quais não há informação disponível; o segundo, corresponde aos traços que não são pions, embora não se possa diferenciar entre as hipóteses próton e kaon. Neste caso as probabilidades *a priori* são redefinidas: 0.25 para prótons, 0.75 para kaons. O valor 0.26 empregado para os prótons representa, portanto, uma identificação positiva (e bastante rigorosa!).

A imposição dos critérios de identificação acima equivale a selecionar candidatos a Λ_c com momentum relativamente alto. Para satisfazer os cortes nas probabilidades, os traços identificados como prótons devem ter momentum superior a 20 GeV/c, que é o limiar de

radiação de kaons em C1. Os traços associados a kaons, por sua vez, devem ter momentum maior que 6 GeV/c, limiar de radiação de pions em C1. As medidas feitas pela E769, em função da capacidade de identificação de partículas, por esta razão, serão limitadas à região cinemática $x_F(\Lambda_c) > 0$, onde x_F é a razão entre o momentum longitudinal do Λ_c , medido no referencial do centro de massa da reação hN , e o seu valor máximo possível neste referencial, $x_F = p_l/p_{\max}$.

Em seguida, a massa invariante dos tripletes que satisfazem aos critérios de identificação é calculada. São aceitos os tripletes cuja massa invariante está no intervalo $2.135 \text{ GeV}/c^2 < M(pK\pi) < 2.435 \text{ GeV}/c^2$. Veja na figura 4.6 como a massa do Λ_c está situada muito perto do máximo da distribuição. Isso mostra o grau de dificuldade na distinção entre decaimentos verdadeiros e o *background*.

O próximo passo do algoritmo analisa a topologia dos eventos em que são encontradas combinações $pK\pi$ com massa invariante no intervalo definido. Numa primeira etapa o primário é redefinido, excluindo-se dele os traços que porventura pertençam também ao candidato. Um novo ajuste do primário é feito. Caso o novo primário ainda satisfaça as condições necessárias - estar posicionado no alvo e ter $\chi^2 < 3$ - o candidato a secundário é então submetido a um ajuste. Os critérios que definem se o triplete forma ou não um vértice são o χ^2 do ajuste e o erro longitudinal, σ_z .

É exigido do vértice secundário que seja bem separado do primário. A razão desta exigência é simples. Vamos considerar um vértice primário composto por muitos traços. Ocorre freqüentemente que, mesmo subtraindo 3 traços deste primário, os restantes ainda formariam um vértice. Como os 3 traços foram tomados de um vértice real é muito provável que eles novamente formem um outro vértice. O número de combinações de 3 traços possíveis de serem formadas cresce rapidamente

com o número de traços do primário. Teríamos assim muitos vértices feitos a partir de um único! A separação entre os vértices é medida pela variável SDZ , definida na seção anterior.

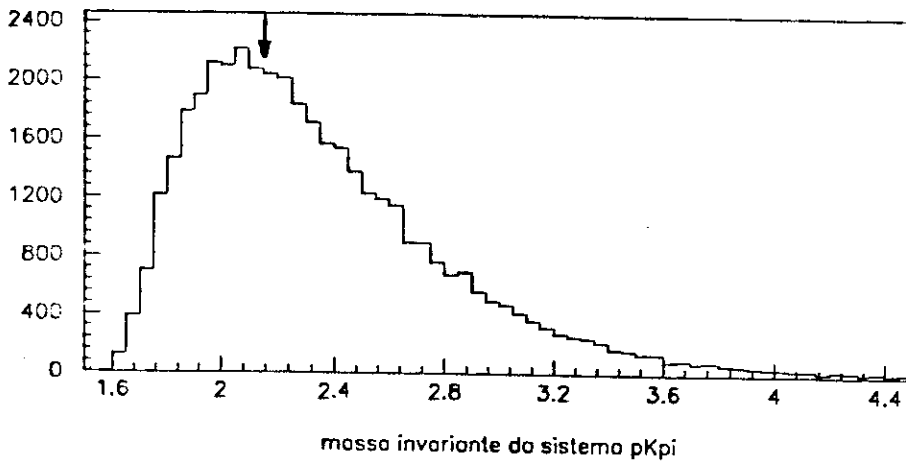


Figura 4.6 - Distribuição de massa invariante, em GeV, de traços identificados como p , K e π . A seta indica a posição da massa do Λ_c .

A exigência da separação ainda não é suficiente. Dois outros aspectos são analisados. O primeiro é uma extensão direta da idéia da variável $RATIO$, usada na *pair strip*. Num decaimento real as distâncias de cada traço ao secundário devem ser menores que as suas distâncias ao primário. Esta proximidade é medida pela variável $RATIO$, definida como o produto das razões entre estas distâncias para cada traço do triplete, em analogia direta com a variável de mesmo nome usada na *pair strip*.

O último critério é então testado. Estamos interessados em eventos em que um Λ_c é produzido numa interação entre o feixe e o alvo,

decaindo em seguida. Se o triplete em questão foi realmente originado de um decaimento, então a trajetória da partícula que ele forma deve apontar para a posição do primário. A trajetória resultante do triplete é projetada até o plano perpendicular à direção z e que contém o primário (figura 4.7). A variável DIP mede a distância (parâmetro de impacto) entre o ponto em que a trajetória do candidato a Λ_c intercepta este plano e a posição do primário.

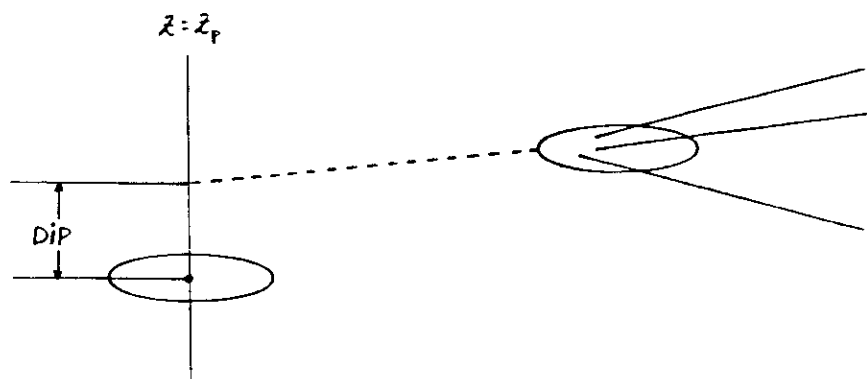


Figura 4.7 - Definição da variável DIP . A linha tracejada é a trajetória resultante do triplete, projetada até plano que contém o primário.

Tal como na *pair strip*, a análise do comportamento de decaimentos simulados orientou a escolha da estratégia a ser empregada na reconstituição dos decaimentos reais. Nestas simulações eventos contendo um decaimento $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$ eram gerados pelo programa *LUND* (*PHYTIA 4.8 + JETSET 6.3*), e posteriormente "propagados" pelo espectrômetro, cuja performance foi parametrizada nos seus mínimos detalhes pelo programa de Monte Carlo da E769. Os eventos simulados foram em seguida submetidos aos mesmos passos dos dados reais, reconstrução e *pair strip*. O programa de análise foi então utilizado para o estudo do que seria o comportamento de decaimentos reais, a partir dessas simulações. O estudo do comportamento

do *background* foi feito a partir dos dados reais, usando o mesmo programa de análise.

Os valores dos cortes empregados foram definidos através de um procedimento de otimização. A figura de mérito otimizada foi a razão S/\sqrt{B} , onde S é o número de eventos reconstruídos na amostra gerada pelo Monte Carlo (após passar pela *pair strip*), e B o *background*, ou seja, o número de eventos fora da região de massa do Λ_c ($M < 2.260 \text{ GeV}/c^2$ ou $M > 2.310 \text{ GeV}/c^2$) encontrados nos dados reais.

Está implícita a hipótese de que o *background* se comporta de maneira uniforme ao longo de toda a janela de massa considerada. A validade desta suposição depende da natureza do *background*, e não seria justificável no caso da amostra de $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$ estar contaminada por outros decaimentos de hadrons charmosos. Isto poderia ocorrer no caso de uma má identificação dos traços, como no caso $D^+ \rightarrow K\pi\pi$, ou $D^+ \rightarrow KK\pi$, ou ainda $D_s \rightarrow KK\pi$. Estudos com simulações destes decaimentos mostraram que, se analisados como sendo $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$, comportariam um *background* bastante não homogêneo. Todas as possibilidades acima foram testadas para cada triplete da amostra, não sendo detetada a presença de nenhuma contaminação. Foi adotada, portanto, a hipótese de que o *background* sob o sinal se comporta da mesma maneira que nas suas vizinhanças imediatas.

O procedimento de otimização dos cortes consiste em variar um determinado corte, mantendo fixos os demais, e medir o valor da razão S/\sqrt{B} correspondente. O que importa neste método é como a razão varia com o valor do corte e posição em que ela é máxima. A quantidade de eventos de Monte Carlo e de dados reais necessita apenas ser grande o suficiente para evitar que o resultado seja afetado por flutuações estatísticas, mas o valor em si de S/\sqrt{B} , que depende da quantidade relativa de cada amostra, é irrelevante.

Como ilustração encontram-se nas Tabelas 4.1 e 4.2 os

resultados da otimização dos valores dos cortes em χ^2 e em SDZ , onde ϵ é a eficiência para o sinal e R o fator de rejeição do *background*.

χ^2	3.0	2.6	2.2	2.0	1.8	1.6	1.4
S/\sqrt{B}	1.0	1.04	1.06	1.08	1.12	1.09	1.03
ϵ	1.0	0.99	0.96	0.90	0.85	0.73	0.58
R	1.0	1.05	1.21	1.41	1.74	2.26	3.20

Tabela 4.1 - Otimização do corte em χ^2 do secundário

SDZ	5.0	5.5	6.0	6.5	7.0	7.5
S/\sqrt{B}	1.0	1.04	1.08	1.10	1.09	1.07
ϵ	1.0	0.94	0.88	0.81	0.71	0.63
R	1.0	1.24	1.48	1.83	2.37	2.92

Tabela 4.2 - Otimização do corte em SDZ

Tanto o valor de S/\sqrt{B} como a eficiência e o fator de rejeição, encontrados nas tabelas, foram normalizados pelos respectivos valores em $\chi^2 = 3$ e $SDZ = 5$. Em cada tabela todos os demais cortes foram fixados nos seus valores ótimos. Em ambos os casos vê-se claramente que a figura de mérito analisada varia muito suavemente com o valor do corte, o que permite uma certa flexibilidade na escolha do valor a ser adotado. O mesmo comportamento foi observado na otimização do valor de todos os demais cortes. Esta dependência suave indica que as distribuições das variáveis empregadas na análise, correspondentes aos decaimentos e ao *background*, são semelhantes, o que torna a distinção entre decaimentos reais e o *background* muito difícil. Em oposição, a eficiência e o fator

de rejeição relativos dependem drasticamente dos valores dos cortes. Uma pequena melhoria na significância estatística do sinal ocorre em troca de uma indesejável perda de eficiência. Assim, a decisão sobre que valor adotar para os cortes foi tomada com base num compromisso entre a eficiência na manutenção dos decaimentos e a rejeição do *background*, necessária para a observação do sinal. Esta relativa liberdade na escolha dos cortes reflete-se na estabilidade do sinal quando conjuntos distintos de cortes são empregados.

A possibilidade da existência de correlações entre os cortes foi investigada. Estas possíveis correlações seriam automaticamente consideradas num procedimento que otimizasse todos os cortes simultaneamente. Tal procedimento, no entanto, implicaria em testar alguns milhões de combinações de valores dos diversos cortes. A alternativa, baseada na dependência suave da razão S/\sqrt{B} com os valores dos cortes, foi considerar possíveis correlações entre pares de cortes. A otimização do *SDZ*, por exemplo, foi feita fixando o corte em χ^2 em diversos valores, enquanto os demais cortes foram fixados nos seus valores usados na análise. Não foi observada nenhuma dependência entre o valor ótimo do *SDZ* e o valor do χ^2 empregado. Também não foram observadas correlações entre *DIP* e *RATIO*, *DIP* e *SDZ*, *SDZ* e *RATIO*, *PTSUM* e *SDZ*.

A Tabela 4.3 contém os cortes empregados para obter o sinal do decaimento $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$:

corte	χ^2	<i>DIP</i>	<i>SDZ</i>	σ_z	<i>PTSUM</i>	<i>RATIO</i>
valor	2	70 μm	7	2 mm	0.9 GeV/c	0.1

Tabela 4.3 - Cortes empregados na seleção da amostra final

As figuras 4.8 - 4.11 mostram as distribuições das

principais variáveis empregadas na análise. Na parte superior de cada figura estão as distribuições que correspondem aos decaimentos do Λ_c , segundo simulação de Monte Carlo. Na parte inferior são encontradas as distribuições características do *background*, obtidas, com o mesmo algoritmo, a partir dos dados, excluindo a região de massa do Λ_c . Em cada figura a posição do corte adotado está indicada pela seta.

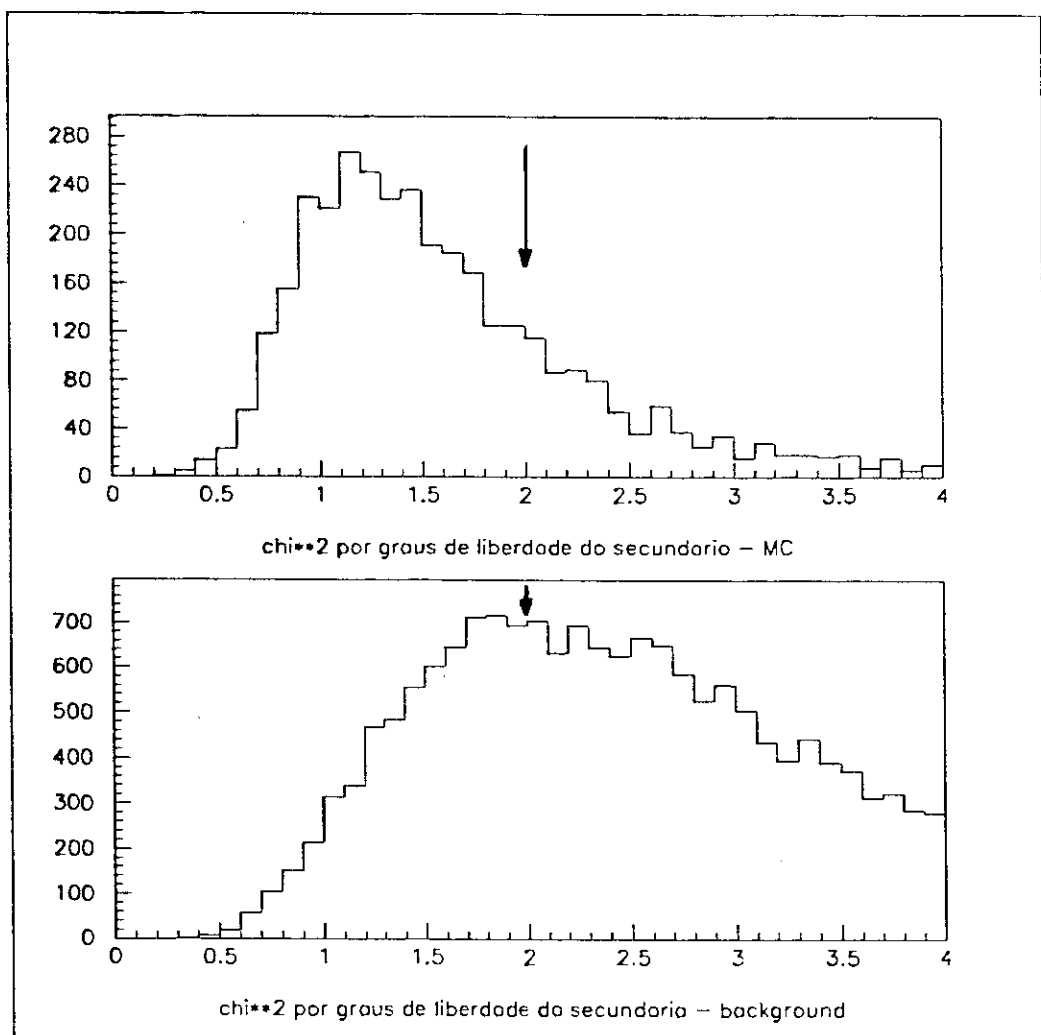


Figura 4.8 - Distribuição de $\chi^2/\text{graus de liberdade}$ resultante do ajuste do secundário. O histograma da parte superior nessa e nas figuras seguintes mostra como seria a distribuição de decaimentos reais, segundo simulação de Monte Carlo. Na parte inferior vemos a distribuição típica dos dados reais, fora da região de massa do Λ_c .

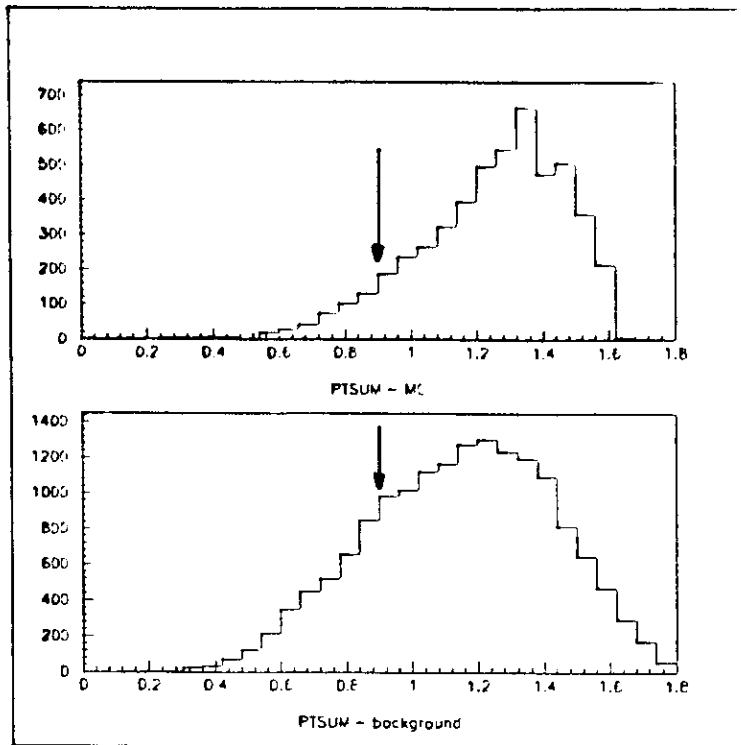


Figura 4.9 - Distribuição da soma das componentes transversais (em relação a direção da trajetória resultante) de cada traço do triplete.

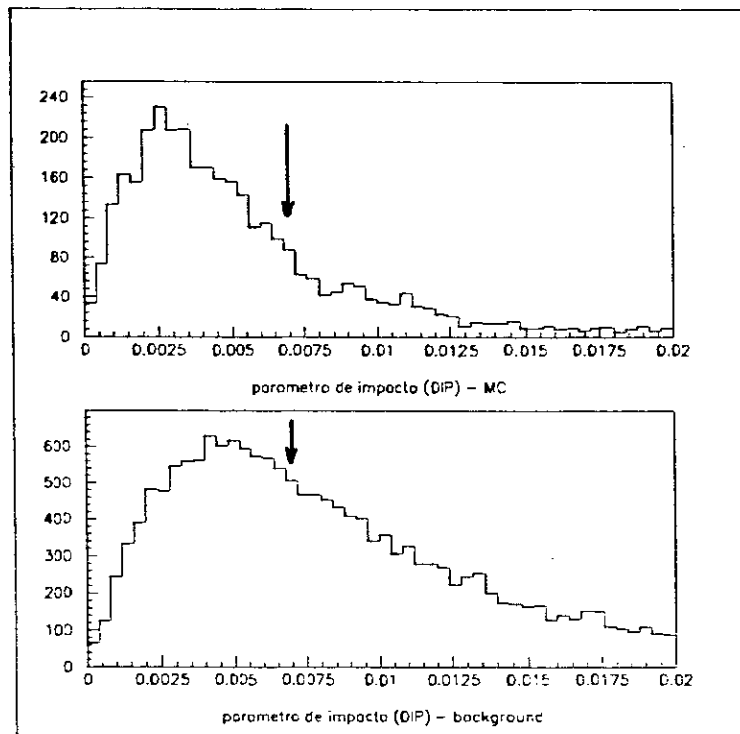
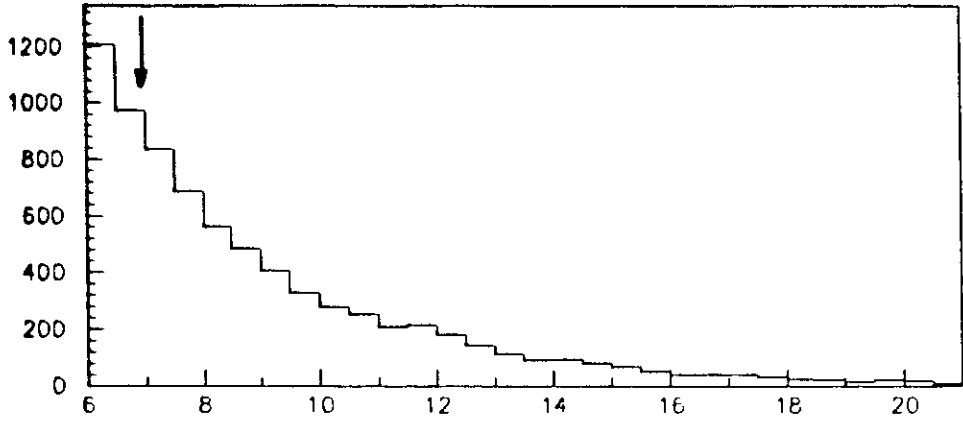
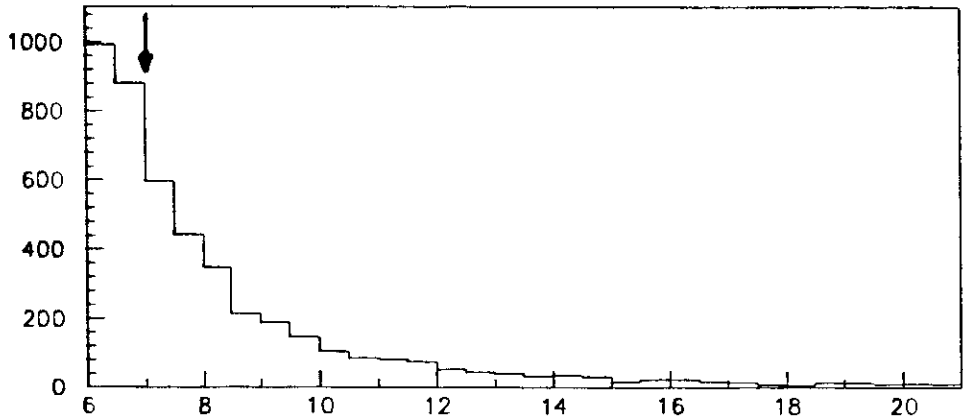


Figura 4.10 - Distribuição da variável DIP



Distribuição em SDZ - MC



Distribuição em SDZ - DADOS

Figura 4.11 - Distribuição da variável SDZ.

Nos dados da E769 foram encontradas, ao todo, 2395 combinações de 3 traços que satisfazem a todos os critérios descritos acima. A distribuição de massa invariante destes tripletes é o histograma visto na figura 4.12. O número de decaimentos é obtido fazendo um ajuste do histograma pelo método dos mínimos quadrados. O sinal é representado por uma distribuição gaussiana sobre um *background* linear. Os parâmetros livres no ajuste são os coeficientes da reta representando o *background*, o número de decaimentos, que é a área sob a gaussiana e limitada pela linha reta, e a posição do valor máximo da gaussiana, que é a massa do Λ_c medida por nós. A largura do sinal, que está relacionada com a resolução

de momentum do espectrômetro, foi fixada em 9.3 MeV, valor obtido através da análise de decaimentos simulados. O resultado do ajuste (linha contínua na figura 4.12) indica a presença na amostra de 105 ± 20 decaimentos. Este é o número total de decaimentos $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$ observados após a análise de todos os eventos E769, sem ainda a identificação do feixe. A massa do Λ_c medida é de (2.2821 ± 0.0023) GeV.

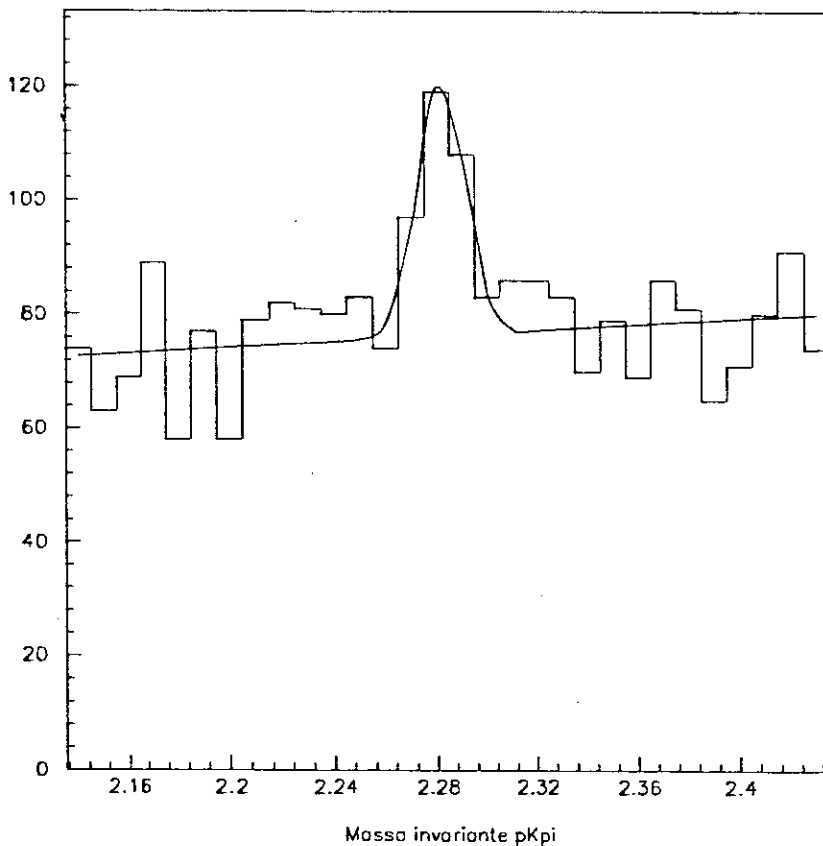


Figura 4.12 - Massa invariante, em GeV/c^2 , de traços identificados como p, K e π , que satisfazem a todos os critérios de seleção. O resultado do ajuste indica a presença de 104 ± 20 decaimentos nos dados da E769.

Na figura 4.13a e 4.13b vemos a amostra da figura 4.12 dividida em $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ e $\Lambda_c^- \rightarrow \bar{p}K^+\pi^-$. Foram encontrados 52 ± 15 decaimentos

do Λ_c^+ e 53 ± 14 decaimentos do Λ_c^- .

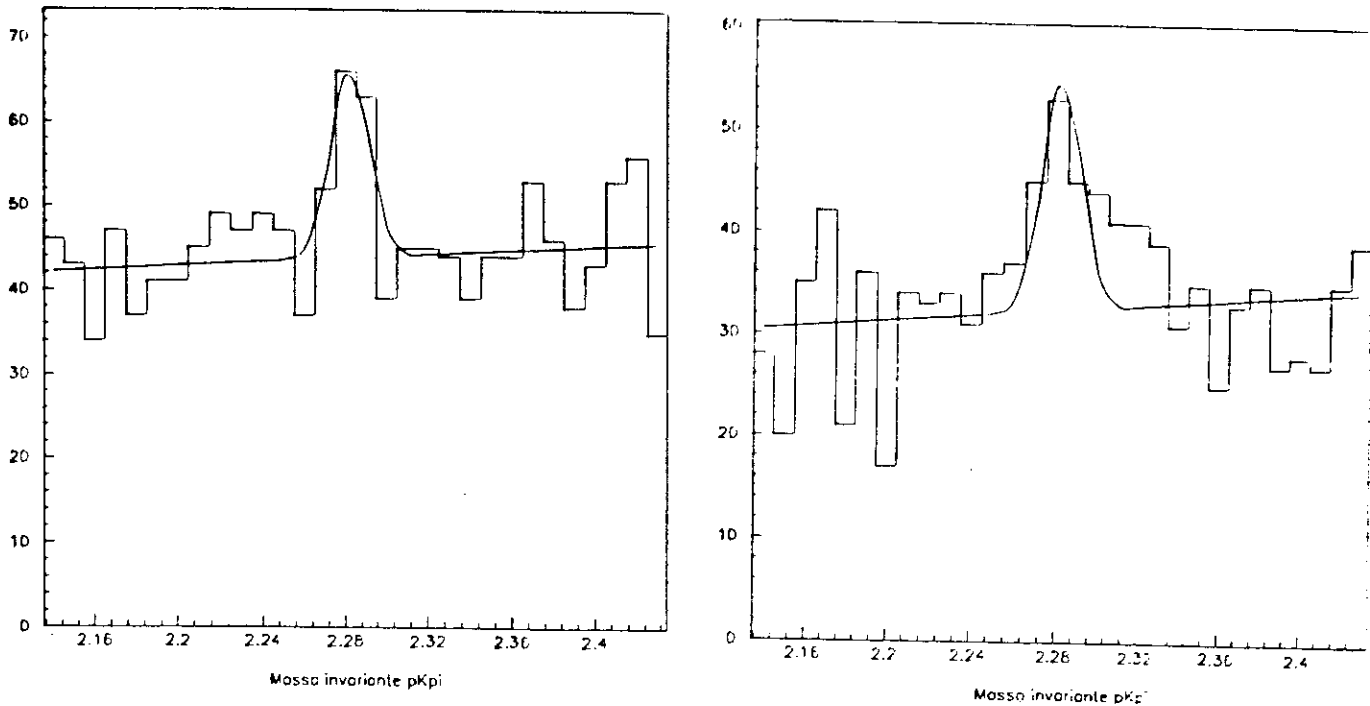


Figura 4.13 - Massa invariante, em GeV/c^2 , de: a) combinações $(pK\pi)^+$; b) combinações $(pK\pi)^-$.

Como vimos no capítulo 2, a amostra total foi dividida em quatro partes. A primeira delas, energia do feixe foi de 210 GeV. Na última parte, quando o *DISC* esteve ajustado para a identificação de prótons, os valores dos *prescalers* para *ETS* e *ETB* foram aumentados, de forma que os eventos gravados em fita durante esta parte foram, na sua grande maioria, induzidos por prótons. A medida da seção de choque foi feita utilizando apenas a segunda e a terceira parte dos dados. Desta amostra foram considerados apenas os eventos *ETS* ou *ETB* induzidos por pions, o que significa 133.65×10^6 eventos analisados, ou 33% do total coletado pela *E769*. Estes eventos constituem a amostra final.

O sinal obtido da amostra final está na figura 4.14. O ajuste deste histograma foi feito fixando a massa do Λ_c no valor obtido no ajuste do histograma 4.12. A largura, como anteriormente, foi fixada

em 9.3 GeV. O número de decaimentos fornecido pelo ajuste é de 54 ± 11 eventos. No próximo capítulo serão apresentados os resultados da seção de choque total obtidos a partir deste sinal.

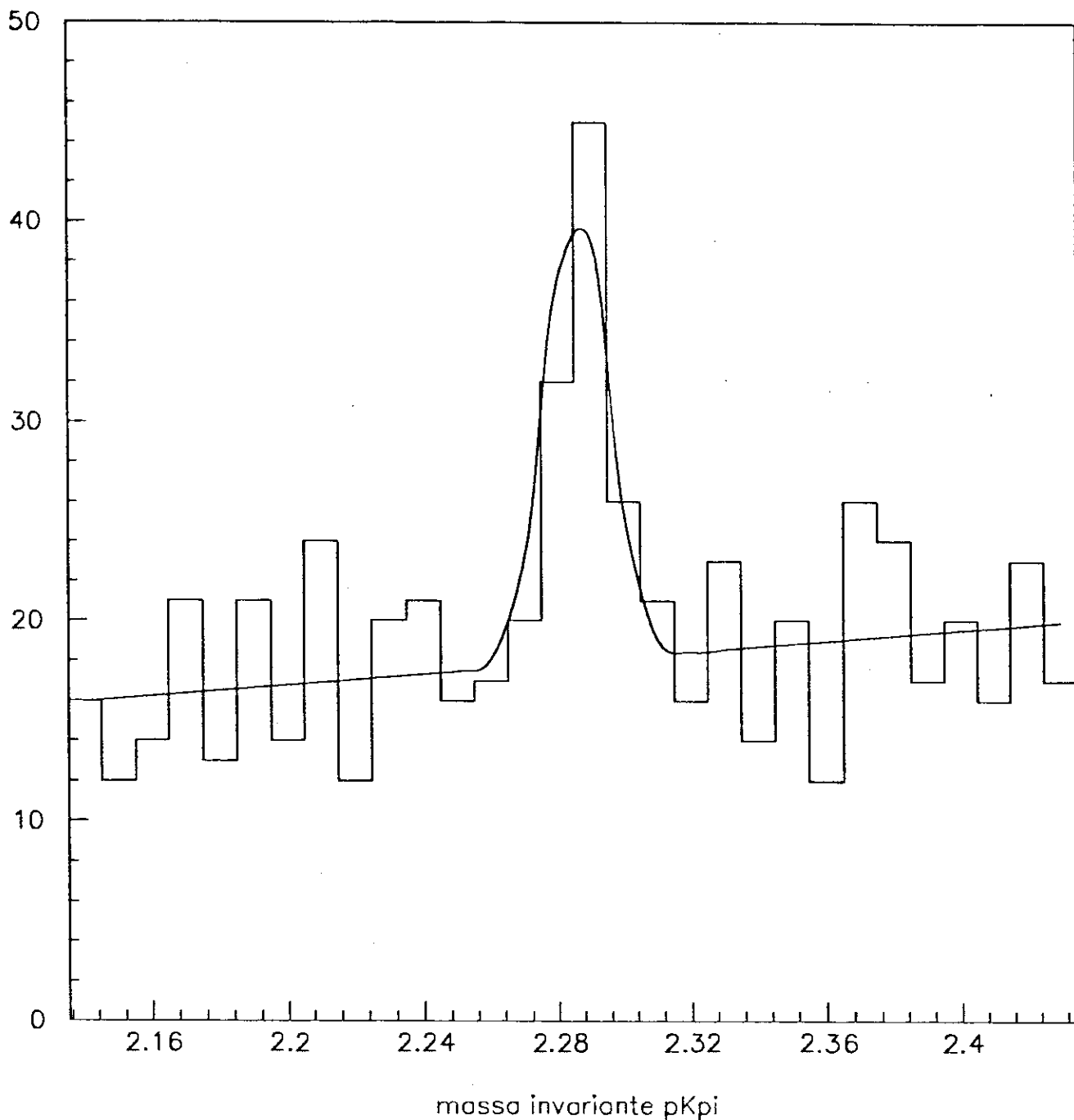


Figura 4.14 - Massa invariante de combinações pKπ na amostra final. O resultado do ajuste é 54 ± 11 eventos.

CAPÍTULO 5 - A SEÇÃO DE CHOQUE

A medida da seção de choque de produção requer o conhecimento do número de partículas produzidas ao longo da tomada de dados. Destas partículas, porém, apenas uma pequena fração é detetada. Isto se deve à geometria do detetor, à eficiência de detecção de cada componente, à eficiência dos algoritmos de reconstrução e análise e à eficiência do *trigger*. A determinação do número de partículas produzidas é feita a partir do número de decaimentos observados e da medida da eficiência global de detecção. A eficiência global de detecção (ou *acceptância*), por sua vez é medida através de simulações de Monte Carlo. Nessas simulações são gerados eventos contendo pelo menos um decaimento $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$. Os eventos são propagados pelo detetor, cuja performance é minuciosamente parametrizada.

A precisão da medida da seção de choque depende da acurácia com que a *acceptância* é conhecida. O número de partículas produzidas (que é diretamente proporcional à seção de choque) é obtido dividindo-se o número de eventos observados pela *acceptância*. Isso representa no caso do Λ_c , como veremos a seguir, uma extrapolação de 3 ordens de magnitude!

Deve-se ressaltar que a medida da *acceptância* baseia-se, inevitavelmente, em modelos sobre os mecanismos de produção e decaimento das partículas estudadas, que são o ingrediente básico de qualquer gerador de eventos. Uma estimativa da dependência do valor da *acceptância* com o tipo gerador de eventos empregado será apresentada neste capítulo.

Aqui serão também apresentados os resultados obtidos para a seção de choque inclusiva de produção do Λ_c em interações pion-núcleo a 250 GeV/c. Serão discutidas todas as etapas que conduziram aos resultados obtidos.

5.1 - MONTE CARLO

O programa de Monte Carlo da E769 é composto por duas partes: o gerador de eventos e o digitalizador. Na primeira parte são gerados eventos completos, sempre contendo o decaimento desejado. Todas as partículas são em seguida propagadas ao longo do detetor, incluindo o efeito dos magnetos *M1* e *M2* sobre as trajetórias. O *output* dessa parte é conhecido como a "tabela verdade" e contém a lista de todas as partículas e decaimentos gerados no evento, bem como as posições de cada partícula nos diversos planos de *SMD*, *drift chambers*, nos espelhos dos contadores *C1* e *C2*, etc.

A tabela verdade é o *input* do digitalizador, onde a performance de cada componente do espectrômetro é modulada. Conhecida a posição de uma partícula num plano de *SMD*, por exemplo, é feito um sorteio, de acordo com a eficiência deste plano, para determinar se haverá ou não um *hit* nesse plano associado à passagem desta partícula. Esse mesmo procedimento é repetido ao longo de todo o espectrômetro para todas as partículas geradas. Nesta fase são simulados efeitos como ruídos na eletrônica, espalhamento múltiplo, atenuação e perda de radiação, etc. O *output* dessa segunda parte é um arquivo contendo os eventos simulados gravados com mesmo formato dos dados reais. Os eventos simulados são

então submetidos aos mesmos passos que os dados reais: reconstrução, *pair strip* e análise.

A geração de um evento envolve vários aspectos: a simulação de uma interação "dura" entre um parton do hadron incidente e um do hadron alvo, com a escolha de uma função de estrutura apropriada, a simulação de radiação de estado inicial e final, a inclusão de jatos ligados à fragmentação do projétil e, finalmente, a simulação do processo de hadronização. O gerador de eventos empregado nessa análise é composto pelos programas *LUND*, divididos em duas partes: *PYTHIA*, na sua versão 4.8^[73], e *JETSET*, versão 6.3^[74]. Esse algoritmo de simulação de interações hadrônicas é bastante complexo, podendo ser utilizado em vários processos como interações a alto p_t , interações elásticas e difrativas, interações a baixo p_t , produção de W e Z , etc. Aqui serão ressaltados os principais aspectos do programa. O leitor interessado poderá encontrar uma descrição detalhada nas referências citadas acima.

Cabe ao programa *PYTHIA* simular a interação hadrônica propriamente dita. Esta simulação é baseada nos elementos de matriz da QCD relativos a todos os possíveis subprocessos $2 \rightarrow 2$ envolvendo os partons do estado inicial de ambos os hadrons. A seção de choque de tais subprocessos, $\hat{\sigma}(s,t,u)$, s , t , u sendo as variáveis de Mandelstam, é convoluída (ver seção 1.3) com as funções de estrutura apropriadas, $f(x, Q^2)$, que incluem violações de *scaling* até a ordem $\alpha_s^2(Q^2)$, onde Q^2 é a escala de energia da interação parton-parton. As funções de estrutura utilizadas são as de Duke-Owens^[75]. O algoritmo despreza as massas de todos os *quarks*, inclusive a do *charm*. A seção de choque parton-parton é singular no limite $t \rightarrow 0$, onde t é o momentum transferido. A singularidade é contornada com um corte no valor mínimo do momentum transversal da interação.

A tarefa do programa *PYTHIA* é simular uma interação hadrônica em termos da estrutura de partons de cada hadron. A fragmentação do par $c\bar{c}$ gerado, que dá origem às partículas observadas no laboratório, é uma tarefa executada pelo programa *JETSET*. Este programa é baseado no modelo *LUND* de fragmentação, desenvolvido inicialmente para reações $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ [76]. Segundo este modelo a hadronização ocorre em consequência de sucessivas rupturas de uma "corda" formada entre o par $q\bar{q}$ após a interação. Esta "corda" se forma devido ao caráter confinante das interações fortes, que se manifesta à medida em que o *quark* e o *antiquark* afastam-se um do outro. Nas interações hadrônicas as extremidades desta "corda" podem ser também *diquarks*, remanescentes de um *proton* ou *neutron* do alvo. Durante a sua evolução a "corda" se rompe sucessivamente, originando novos pares $q'\bar{q}'$ e novas cordas. O processo é repetido até que não haja mais energia suficiente para novas cordas, quando então são formados os hadrons observados no laboratório.

O espaço de fases acessível para produção de qualquer partícula pode ser representado pelas variáveis cinemáticas x_F e p_t^2 . Em geral as distribuições nestas variáveis produzidas pelo gerador diferem das observadas nos dados. Para o cálculo da aceitação este é potencialmente um problema. O procedimento adotado foi atribuir a cada evento de Monte Carlo um peso, de acordo com os valores de p_t^2 e x_F , de forma a reproduzir o comportamento observado nos dados. Estes pesos foram determinados comparando as distribuições em p_t^2 e x_F fornecidas pelo Monte Carlo e as observadas na amostra de D^+ (que é a única suficientemente grande para tal comparação), supondo que os mesmos pesos valem para as demais partículas charmosas. Esta correção, como qualquer outra, é uma fonte de erro sistemático. A adoção deste peso, no entanto, é mais uma questão de rigor metodológico, uma vez que os valores da

acceptância com e sem a correção são muito semelhantes. O erro introduzido pelo uso deste peso pode, portanto, ser ignorado.

5.2 - ACCEPTÂNCIA

A eficiência global é o resultado da convolução da geometria e eficiência do espectrômetro com a eficiência dos algoritmos de reconstrução e análise e com a eficiência do *trigger*. As condições do detetor e do *trigger* variaram entre o run "negativo" e o "positivo". É preciso por isso uma medida da acceptância para cada *run*. No que diz respeito ao espectrômetro houve alguns problemas com as *drift chambers* no run "positivo": um dos planos da *D1* deixou de funcionar, além de haver uma ligeira queda na eficiência média por plano. A consequência é uma perda na eficiência de reconstrução durante o run "positivo". A eficiência do *trigger* também é diferente nos dois *runs*. A acceptância geométrica e a eficiência da análise, no entanto, são as mesmas para ambos os *runs*. A acceptância total, portanto, tem um valor diferente em cada *run*. O termo acceptância total significa, na realidade, uma média entre os *runs* "negativo" e "positivo", ponderada pela fração de dados coletados em cada período.

O requisito mínimo para a reconstituição de um decaimento é que todas as partículas resultantes tenham os seus momenta medidos. Isso significa que todas as partículas devem passar pela abertura do magneto *M1* e atingir a estação *D2*. O "gargalo" do espectrômetro, no entanto, é o último plano do *SMD*. É claro que um traço pode ser reconstruído sem um *hit* nesse plano, mas tomamos este elemento como o que

define a aceitação geométrica do nosso detetor, exatamente por ser o seu ponto de menor abertura.

Assim como os demais itens que compõem a eficiência global, a aceitação geométrica é medida em simulações de Monte Carlo. A tabela verdade contém todos os ingredientes necessários para esta medida: a informação sobre a posição da interação primária, a posição do decaimento e as trajetórias das partículas resultantes. As partículas resultantes são propagadas do ponto onde ocorre o decaimento até a posição do último plano do SMD, onde as suas coordenadas xy são calculadas. Desta forma determina-se, evento por evento, quantas partículas de cada decaimento são aceitas pela geometria do espectômetro. A aceitação geométrica é calculada a partir de uma amostra de eventos de Monte Carlo, dividindo o número de decaimentos em que todas as partículas resultantes são aceitas pelo espectrômetro pelo número de eventos gerados na amostra. As aceitações geométricas por alvo são apresentadas na Tabela 5.1. Não há, como se pode ver, dependência sensível da aceitação geométrica com a posição da interação primária, onde o Λ_c é produzido.

Outra medida relevante é o comportamento da aceitação geométrica em função da cinemática da produção do Λ_c , que pode ser definida em termos das variáveis independentes x_F e p_t^2 . Na figura 5.1 vemos: a distribuição de x_F dos Λ_c gerados pelo programa Lund; a distribuição dos eventos em que todos os produtos do decaimento são aceitos; e a aceitação geométrica em função de x_F do Λ_c . A aceitação aumenta sensivelmente com x_F . Isso é uma mera consequência da cinemática: os ângulos de decaimento, quando observados no referencial do laboratório, são, em média, menores para valores altos do momentum (x_F) do Λ_c , devido ao *boost* de Lorentz do referencial de repouso do Λ_c para o do laboratório. A probabilidade de um decaimento ser aceito aumenta

quando os ângulos de decaimento são pequenos.

alvo	W	Cu	Al	Be
ϵ	0.280 ± 0.006	0.274 ± 0.007	0.257 ± 0.008	0.276 ± 0.004

Tabela 5.1- Eficiência geométrica

Na figura 5.2 vemos os mesmos gráficos da figura 5.2, agora em função do momentum transversal quadrado do Λ_c . A aceitação geométrica é aproximadamente constante ao longo da região onde se concentra a quase totalidade dos eventos gerados.

Mesmo nos decaimentos em que as três partículas resultantes são aceitas há a possibilidade de pelo menos uma das suas trajetórias não ser reconstruída. Há dois motivos para isto. Uma partícula pode passar pelo espectrômetro sem sensibilizar o número mínimo de planos do *SMD* e das *drift chambers* para a reconstrução da sua trajetória. Ainda que haja os *hits* necessários, nem sempre o programa de reconstrução consegue a reconstituição da trajetória, pois em cada evento há outros *hits* associados a ruído nas câmaras ou no *SMD*. Aqui o termo eficiência de reconstrução compreende estes dois fatores e é definido como a fração dos eventos aceitos pela geometria que são inteiramente reconstruídos.

Na Tabela 5.2 vemos os valores da eficiência de reconstrução em função da posição da interação primária. Esses valores foram obtidos usando o algoritmo de análise na sua forma mais simples: a partir de uma amostra de eventos aceitos pela geometria do espectrômetro formam-se todas as combinações de 3 traços com carga total ± 1 , e cuja

massa invariante esteja no intervalo $M(\Lambda_c) \pm 150 \text{ MeV}$. As hipóteses de massa são atribuídas de acordo com a carga do traço. Num tripleto o traço de carga diferente é identificado como sendo o kaon, enquanto que os de mesma carga são identificados com o pion e o proton. Há duas configurações possíveis para cada tripleto: $ijk + pK\pi$ ou πKp . Ambas são testadas.

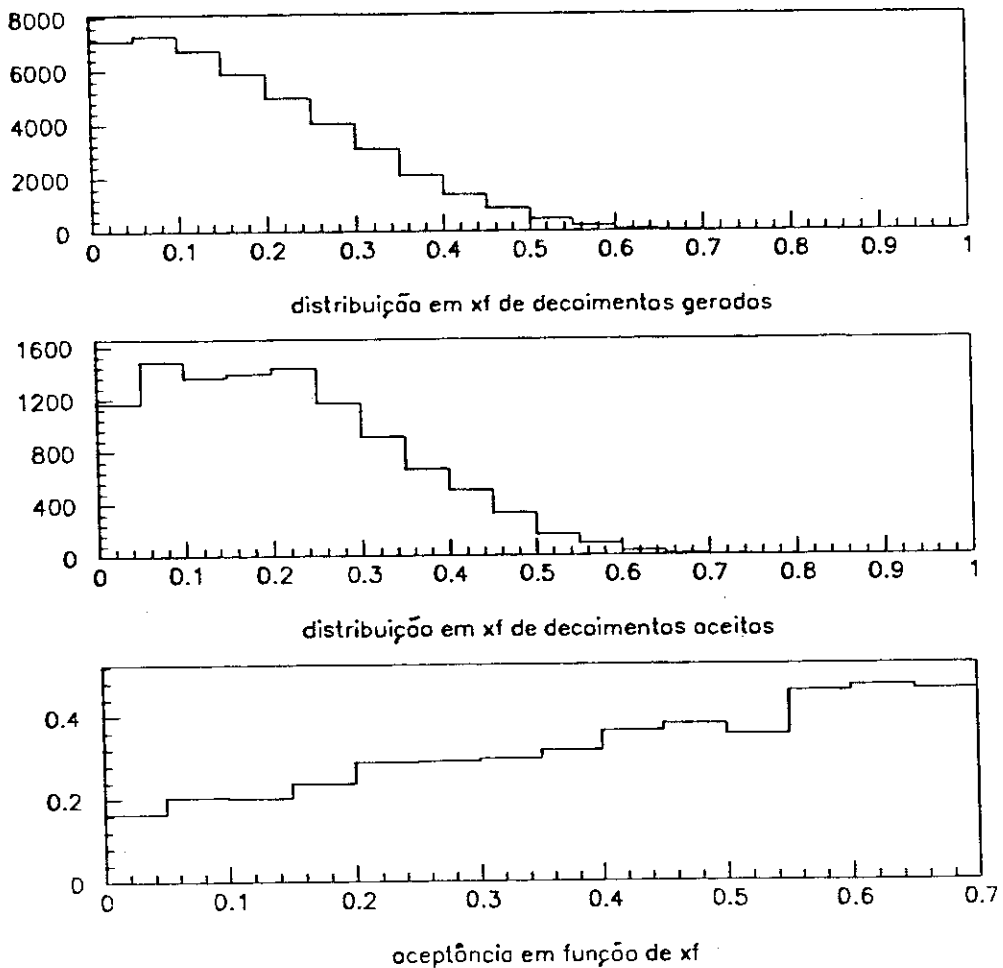


Figura 5.1 - Distribuição em x_F de Λ_c gerados (a) e aceitos pela geometria do detetor (b), e a aceptância em função de x_F (c).

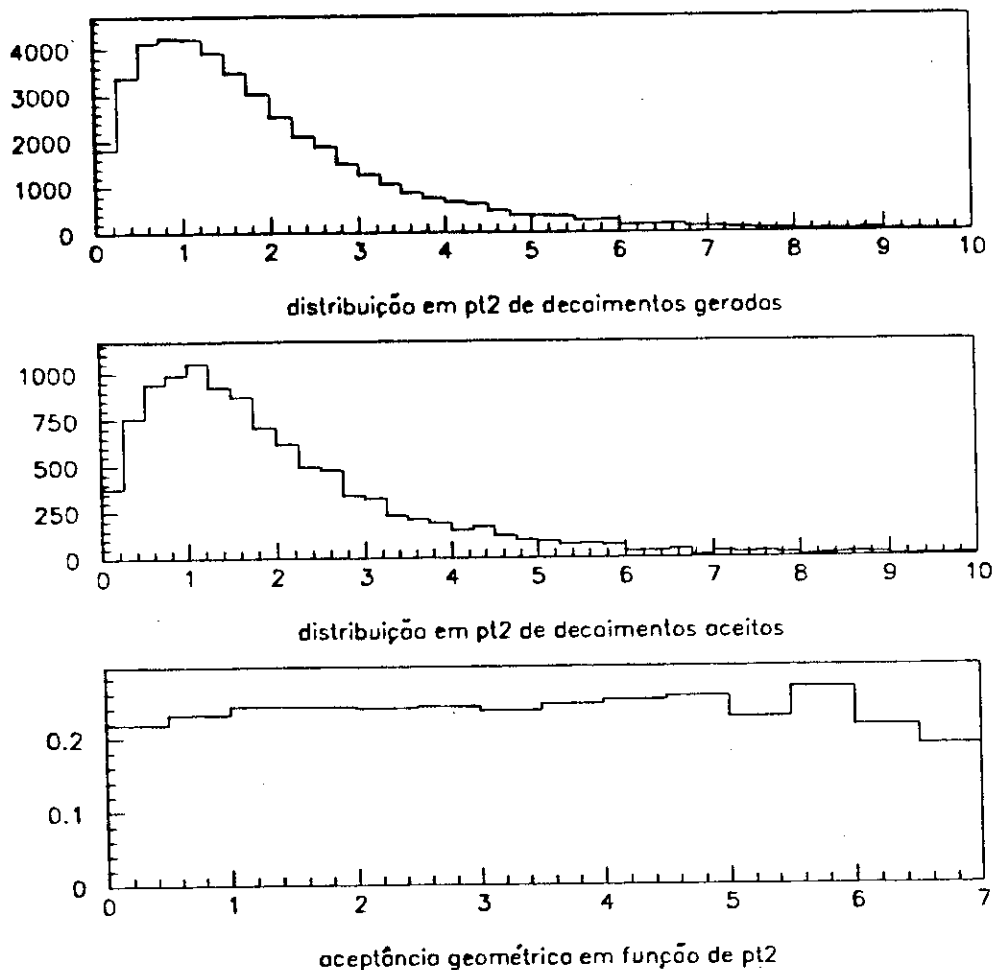


Figura 5.2 - Distribuição em p_t^2 de Λ_c gerados (a) e aceitos pelo detector (b), e a aceitação em função de p_t^2 (c).

A única exigência sobre os traços é a de terem os seus momenta medidos pelo menos por $M1$, ou, equivalentemente, de serem no mínimo traços de categoria 3. O gráfico de massa resultante é ajustado para se determinar o número de eventos reconstruídos. A eficiência de reconstrução é obtida dividindo esse número pelo número de eventos aceitos espectrômetro. Os números na Tabela 5.2 mostram que a eficiência

de reconstrução é constante ao longo do alvo. O valor médio da eficiência de reconstrução de um decaimento de três corpos como o do $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$ é de 0.632 ± 0.015 , o que significa uma eficiência de aproximadamente 86% por traço. Estes valores correspondem ao run "negativo". Durante o run "positivo" um dos planos da *D1* deixou de funcionar, além de um ligeiro decréscimo na eficiência média de cada plano das *drift chambers*. Como consequência houve um decréscimo considerável na eficiência de reconstrução no run "positivo", que é apenas 57% do seu valor durante o run "negativo".

A probabilidade de um decaimento $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$ ser aceito pela geometria do espectrômetro e ter todos os seus três traços reconstruídos é de 17.4%. Este valor, como vimos, independe da posição do vértice primário ao longo do alvo. Para se obter um sinal do Λ_c , no entanto, é necessário ainda identificar cada traço e determinar o vértice correspondente ao decaimento, além de outros critérios de seleção, descritos no capítulo anterior. A eficiência do algoritmo utilizado para a obtenção do sinal, ou eficiência de análise, eficiência é determinada da seguinte maneira. Partindo de uma amostra conhecida de eventos de Monte Carlo conta-se o número de decaimentos obtidos pelo programa de análise. Dividindo este número de decaimentos pelo número de eventos contidos na amostra chega-se a uma fração que é a combinação da aceitação geométrica, da eficiência de reconstrução e da eficiência de análise, $\epsilon = \epsilon_{geo} * \epsilon_{rec} * \epsilon_{an}$. Conhecidos os dois primeiros termos determina-se a eficiência de análise. Os valores dessa eficiência estão na Tabela 5.3.

Vemos na Tabela 5.3 que a eficiência de análise aumenta quase por um fator 2 entre as extremidades do alvo. A razão deste comportamento é simples. O espalhamento Coulombiano que uma partícula

sofre depende da quantidade de material que ela tem de atravessar. As partículas originadas de um decaimento que ocorra próximo às folhas de tungstênio têm que atravessar todas as demais folhas do alvo antes de chegarem ao SMD, o que faz com que as suas trajetórias não sejam determinadas com a mesma precisão que as das partículas originadas nas folhas de berílio. A eficiência do algoritmo que faz a determinação da posição do vértice secundário depende diretamente da precisão com que as trajetórias são medidas. Esse é o fator responsável pela diferença observada na eficiência de reconstrução ao longo do alvo.

alvo	W	Cu	Al	Be
ϵ	0.65 ± 0.05	0.64 ± 0.05	0.71 ± 0.06	0.63 ± 0.04

Tabela 5.2 - Eficiência de reconstrução

alvo	W	Cu	Al	Be
ϵ	0.025 ± 0.001	0.01 ± 0.001	0.037 ± 0.002	0.043 ± 0.002

Tabela 5.3 - Eficiência de análise

O sinal do Λ_c , assim como toda a amostra de *charm* da E769, foi extraído da *pair strip*, discutida no capítulo anterior. A eficiência da *pair strip* depende do conjunto de cortes empregados na análise. Partindo de uma amostra de eventos de Monte Carlo forma-se uma segunda amostra composta pelos eventos que sobrevivem aos critérios da *pair*

strip. A eficiência da *pair strip* pode ser obtida comparando o número de decaimentos encontrados pelo programa de análise nesta segunda amostra com o número de decaimentos obtidos pelo mesmo programa a partir da amostra inicial. Os efeitos da *pair strip* independem da posição do vértice primário, como vemos na tabela 5.4. A eficiência média da *pair strip* é de $(84.4 \pm 0.025)\%$

alvo	W	Cu	Al	Be
ϵ	0.85 ± 0.05	0.85 ± 0.05	0.82 ± 0.06	0.86 ± 0.05

Tabela 5.4 - Eficiência da *pair strip*

5.3 - EFICIÊNCIA DO TRIGGER

Para se chegar ao número de decaimentos produzidos resta ainda determinar a eficiência do *trigger*. Embora seja uma correção numericamente pequena se comparada às demais, a eficiência do *trigger* envolve muitos aspectos da experiência, é bastante complexa e foi objeto de exaustivos estudos por parte de toda a colaboração. Descrito no capítulo 2, o *trigger* utilizado pela E769, é baseado na energia transversal do evento, medida pelos calorímetros. A amostra da qual foi extraído o sinal do Λ_c é composta por dois tipos de eventos, *ETS* e *ETB*, diferindo entre si pelo valor mínimo da energia transversal da interação e

pelo valor do *prescaler*. A eficiência desses dois tipos de *triggers* não é a mesma. Na verdade o termo eficiência refere-se a uma média entre as eficiências de cada tipo de *trigger*.

Ao contrário do que ocorre com as demais partes da aceitação total, a eficiência do *trigger* é determinada pelos dados. Uma parte da amostra, os eventos *INTERACTION*, foi tomada sem a exigência de um valor mínimo para a energia transversal do evento, como base para medir a eficiência do *trigger*.

A eficiência do *trigger* depende do valor da energia transversal da interação. Idealmente a eficiência deveria ser representada por uma função degrau que assumisse os valores 0, para E_T menor que o valor mínimo, e 1 para E_T maior que este limiar. Na realidade, porém, as condições do *trigger* não foram constantes ao longo do *run*, de forma que a eficiência foi parametrizada por uma outra função. Essa função é aplicada, juntamente com os demais cortes, a uma amostra de Monte Carlo, atuando como um peso aplicado a cada evento de acordo com a sua energia transversal. A simulação do efeito do *trigger* sobre os dados é, portanto, incluída no Monte Carlo como se fosse um corte cujo valor depende da energia transversal do evento. A aceitação total é o número de decaimentos obtidos após a aplicação de todos os cortes de análise (incluindo os da *pair strip*) e da função eficiência do *trigger*, reconstruídos numa amostra de Monte Carlo conhecida, dividido pelo número de eventos na amostra.

A função eficiência do *trigger* foi obtida a partir dos dados reais. A técnica empregada consiste, basicamente, em medir, em função da energia transversal, a frequência com que numa amostra de eventos *INTERACTION* os critérios *ETS* ou *ETB* são satisfeitos. Esses critérios, como vimos, baseiam-se no valor da energia transversal medida

pelos calorímetros em cada interação. O tempo de leitura e adição dos sinais em todos os canais do *SLIC* e do hadrômetro é, em média, 250 ns. Eventualmente duas partículas do feixe com um intervalo inferior a 250 ns interagem com o alvo. Neste caso a energia transversal da segunda interação é depositada nos calorímetros quando eles ainda medem a energia da primeira interação. Nestes eventos, obviamente, a medida fornecida pelos calorímetros não é correta, pois não há como eles possam separar a quantidade de energia depositada em cada interação.

Esse efeito pode ser visto na figura 5.3, que mostra a energia total medida pelos calorímetros em cada evento. Na figura 5.5a vemos a energia total de eventos *INTERACTION* com baixa energia transversal. A figura 5.3b mostra a distribuição de energia total dos eventos *INTERACTION* cuja energia transversal é superior a 7 GeV. Na figura 5.3c, finalmente, estão os *ETS triggers* em que a energia transversal é superior a 7 GeV. Em todas as figuras vemos a energia total distribuída em torno do valor da energia do feixe e a contribuição adicional devida ao efeito discutido acima. Essa contribuição adicional é maior nos eventos com alta energia transversal. Há uma diferença crucial entre os eventos *INTERACTION* e *ETS* : estes últimos incluem o requisito extra do *killer bit* (ver capítulo 2), o que impõe um intervalo mínimo de 150 ns entre dois eventos consecutivos. Como se pode ver na figura 5.3c, o *killer bit* reduz substancialmente a superposição de energias de eventos distintos sem, contudo, eliminá-la totalmente. Aspectos como a eficiência do detetor, ruído ou atenuação da radiação são modulados no Monte Carlo, que, no entanto, não inclui a superposição de energias de eventos consecutivos. Para contornar esse problema é necessária uma medida alternativa da energia transversal do evento.

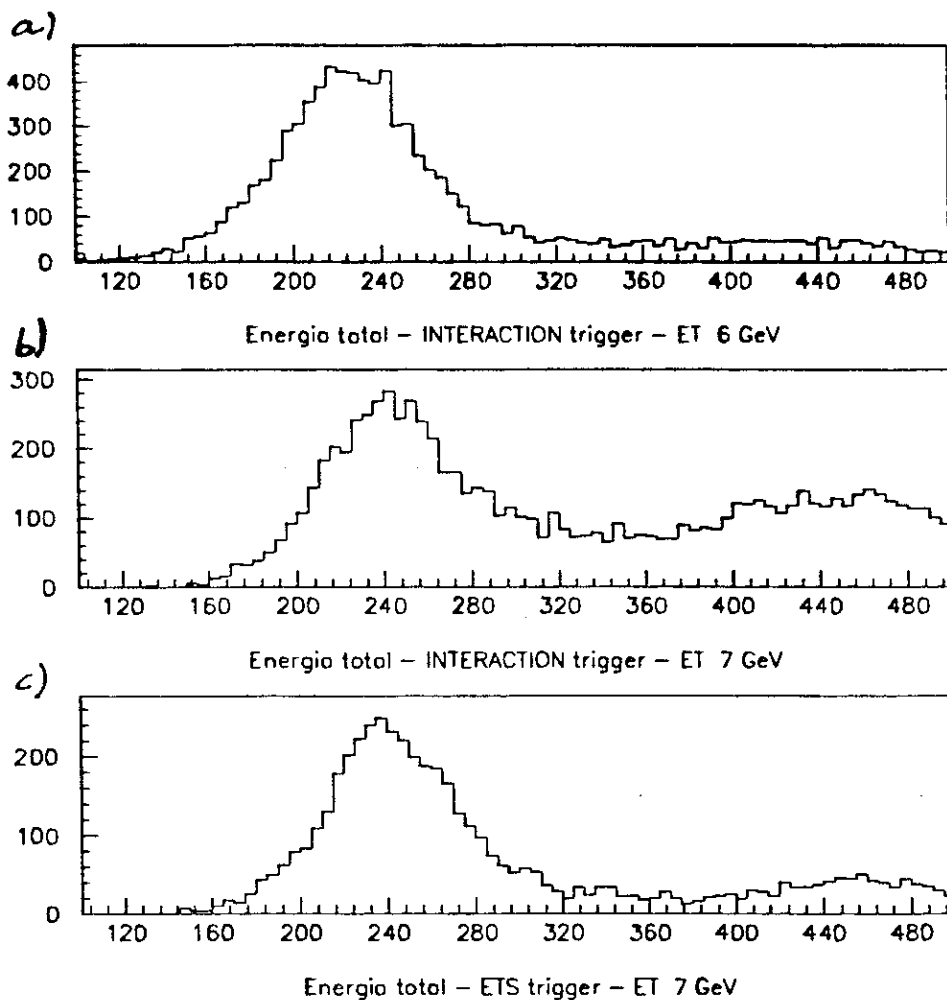


Figura 5.3 - Distribuição em energia total de *INTERACTION triggers* com $E_T < 6$ GeV (a), de *INTERACTION triggers* com $E_T > 7$ GeV (b) e de *ETS triggers* com $E_T > 7$ GeV (c).

Nos calorímetros chegam, além das partículas neutras, os traços de categoria 7 e 15. Esses traços correspondem a partículas de alto momentum, de forma que as suas energias praticamente coincidem com os seus momenta. Assim foi introduzida a variável PT715, que é a soma, em um evento, do módulo da componente transversal do momentum de todos os

traços de categoria 7 e 15. A variável PT715 é, essencialmente, a contribuição das partículas carregadas à energia transversal do evento. A eficiência do trigger foi parametrizada em termos dessa variável, uma vez que a determinação das trajetórias em um evento não sofre quaisquer influências de eventos anteriores ou posteriores. A fração de *ET triggers* na amostra de eventos *INTERACTION* foi medida para vários valores de PT715. Os pontos obtidos foram então ajustados pela função

$$\epsilon_{ET} = P1 - [P2 / (1 + \exp ((PT715 - P3) / P4))] ,$$

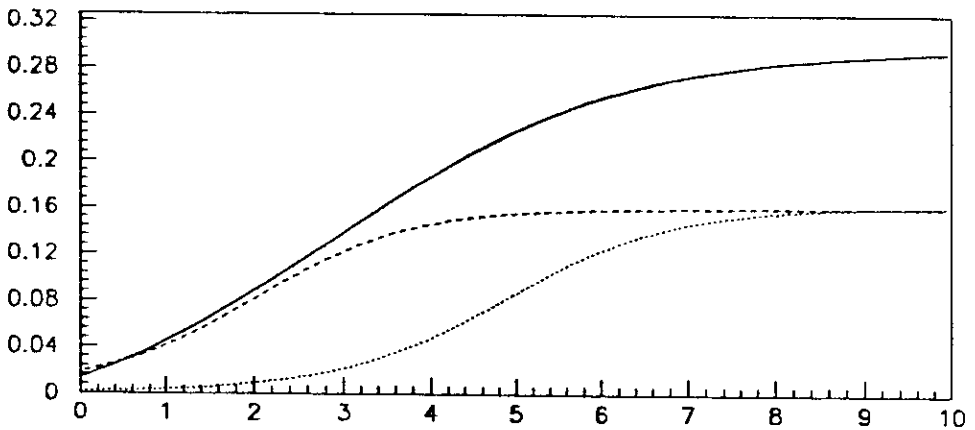
onde *P1*, *P2*, *P3* e *P4*, são parâmetros de ajuste.

Há um conjunto de parâmetros para os eventos *ETS*, outro para os eventos *ETB* e um terceiro que inclui tanto os *ETS* como os *ETB*. A figura 5.4a mostra as curvas obtidas com esses três conjuntos de parâmetros nos dados com feixe "negativo". As curvas correspondentes ao run "positivo" são bastante semelhantes. A curva *ET.or.ETB*, que foi a empregada, é, na verdade, uma média entre *ETS* e *ETB*, pois ela representa os eventos *INTERACTION* que também satisfazem aos critérios *ETS* ou *ETB*. Vale lembrar que as exigências para os *ET triggers* (ver capítulo 2) não se limitam ao valor da energia transversal do evento. Elas incluem o *prescaler*, diferente para *ETS* e *ETB*, e também o *killer bit*, este ativo apenas para *ETS*. Para efeitos do cálculo da eficiência do trigger as curvas foram renormalizadas de forma a atingir 100% para altos valores de PT715 (figura 5.4b). O fator multiplicativo de cada curva está relacionado com o valor médio do *prescaler* e será discutido na próxima seção.

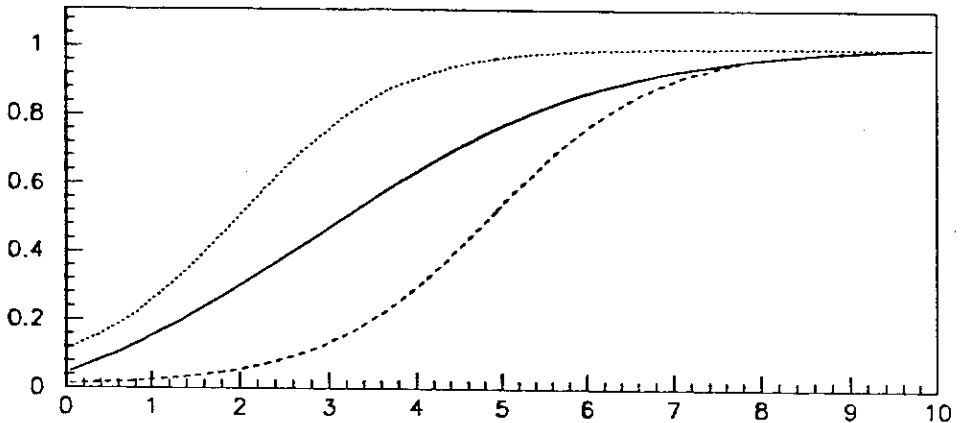
A última etapa na determinação da aceitação em cada run é

a aplicação da função *ET.or.ETB* correspondente à amostra de Monte Carlo, juntamente com todos os demais cortes. A aceitação em cada período, ϵ^{\pm} , é o produto da aceitação geométrica, da eficiência de reconstrução e análise, da eficiência da *pair strip* e da eficiência do *trigger*,

$$\epsilon^{\pm} = \epsilon_{\text{geo}} * \epsilon_{\text{rec}} * \epsilon_{\text{an}} * \epsilon_{\text{ET}}.$$



etpib2.for



etpib2.for

Figura 5.4 - Curvas usadas para a determinação da eficiência do *trigger* no run "negativo".

A componente da aceitação devida ao *trigger*, ϵ_{ET} , é

facilmente obtida comparando os sinais de Monte Carlo antes e depois da aplicação da função que representa a sua eficiência. Na tabela 5.5 vemos a contribuição para a aceitação devida unicamente ao *trigger* para dados com feixe "negativo".

A eficiência do *trigger* é constante ao longo do alvo. O seu valor médio é $\langle \epsilon_{ET}^- \rangle = 0.56 \pm 0.03$ para o run "negativo", e, para o run "positivo", $\langle \epsilon_{ET}^+ \rangle = 0.47 \pm 0.03$.

alvo	W	Cu	Al	Be
ϵ	0.56 ± 0.03	0.57 ± 0.03	0.55 ± 0.04	0.50 ± 0.04

Tabela 5.5 - Eficiência da *trigger*.

É importante ressaltar que o método empregado para determinar a eficiência do *trigger* não fornece o seu valor absoluto, mas sim uma eficiência relativa à dos eventos *INTERACTION*. Vimos no capítulo 2 que a eficiência do *INTERACTION* depende da multiplicidade de partículas carregadas no evento, atingindo 100% nos eventos com mais de 8 traços. Esse efeito está incluído no Monte Carlo. Durante a reconstrução de cada evento de Monte Carlo é feito um sorteio para definir se a palavra do *trigger* será ou não preenchida, de acordo com a multiplicidade de traços no evento. A eficiência do *INTERACTION* é levada em conta automaticamente quando se exige que nos eventos de Monte Carlo a palavra do *trigger* seja preenchida. Essa satisfeita em 92.4% dos eventos, que é a eficiência média do *INTERACTION trigger*.

As aceitações, incluindo a eficiência do *INTERACTION trigger* discutida acima, são:

$$\text{run "negativo"} \rightarrow \epsilon^- = 0.00264 \pm 0.00008$$

$$\text{run "positivo"} \rightarrow \epsilon^+ = 0.00127 \pm 0.00007$$

A aceitação total é obtida tomando uma média entre esses valores, $\epsilon_T = \omega^- \times \epsilon^- + \omega^+ \times \epsilon^+$. Os pesos ω^- e ω^+ são as frações de dados coletados em cada run. São calculados a partir do número de *ET.or.ETB triggers* em cada run e da fração desses eventos em que a partícula do feixe é identificada como *pion*. Vamos definir ET^- e ET^+ como o número de *ET triggers* induzidos por *pions* no run "negativo" e "positivo",

$$ET^- = \text{número de ET.or.ETB triggers} * f_{\pi}^-$$

$$ET^+ = \text{número de ET.or.ETB triggers} * f_{\pi}^+$$

onde f_{π}^{\pm} são as frações dos *ET.or.ETB triggers* induzidos por *pions* nos runs "negativo" e "positivo". O número de *triggers* em cada run é dado pela leitura dos *scalers* (ver capítulo 2). Os valores de f_{π}^{\pm} , ET^{\pm} e de ω^{\pm} são

$$f_{\pi}^- = 0.969 \quad , \quad f_{\pi}^+ = 0.439$$

$$ET^- = 8.86 \times 10^7 \text{ triggers (84.4\% ETS, 15.6\% ETB)}$$

$$ET^+ = 4.51 \times 10^7 \text{ triggers (56.5\% ETS, 43.5\% ETB)}$$

$$\omega^- \equiv ET^- / (ET^- + ET^+) = 0.663$$

$$\omega^+ \equiv 1 - \omega^-$$

Com esses pesos a aceitação total é

$$\epsilon_T = 0.00228 \pm 0.00007$$

Na figura 5.5 vemos a acceptância total em função das variáveis x_F e p_t^2 do Λ_c .

A determinação do número de eventos produzidos depende, portanto, de uma extrapolação de 3 ordens de grandeza. A eficiência global de detecção do Λ_c é 16 vezes menos que a do D^+ . Isso se deve, basicamente, à menor vida média do Λ_c , o que implica numa perda de resolução entre os vértices primário e secundário.

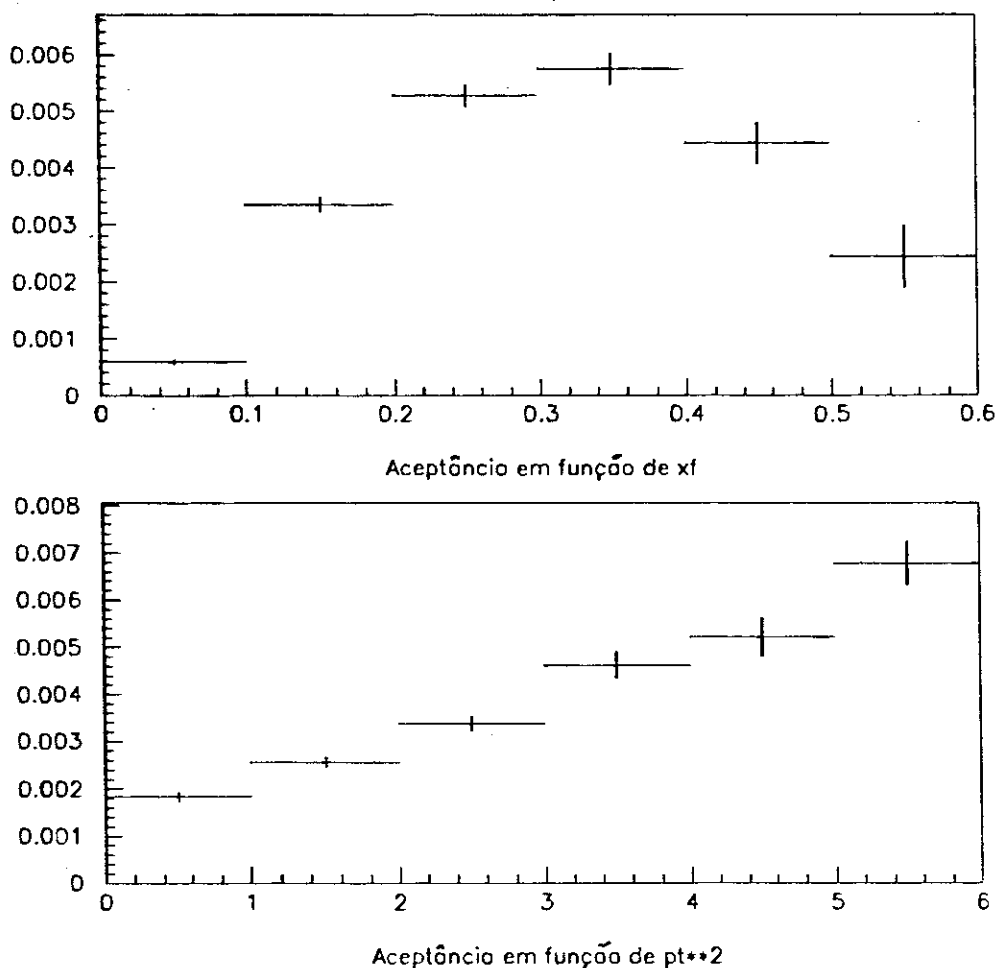


Figura 5.5 - Acceptância total em função de x_F e p_t^2 do Λ_c .

5.4 - A SEÇÃO DE CHOQUE

A medida que se relaciona mais diretamente com a QCD é a seção de choque de produção de *charm* em interações hN ($h=p,\pi,K$), possibilitando testar os limites de aplicabilidade dos métodos perturbativos. O que medimos, entretanto, é a seção de choque em interações hadron-núcleo. Extrair a seção de choque hadron-nucleon desta medida requer o conhecimento de como essas duas grandezas se relacionam. Para isso a E769 utilizou quatro tipos distintos de alvos como forma de determinar a dependência da seção de choque hA com a massa atômica do núcleo. Usualmente essa dependência é parametrizada na forma $\sigma_A = \sigma_N \times A^\alpha$. Nesta seção serão apresentados os resultados deste trabalho, cujo objetivo é medir a seção de choque de produção do Λ_c em interações hA . Uma discussão sobre a extrapolação seção de choque hA para o caso hN será apresentada no próximo capítulo.

A seção de choque pion-núcleo é definida como

$$\sigma_A = \frac{N(\Lambda_c)}{N_\pi} \times \frac{1}{\text{número de núcleos do alvo/unidade de área}}$$

onde $N(\Lambda_c)$ é o número de Λ_c produzidos,

$$N(\Lambda_c) = \frac{N_{\text{obs}}}{\epsilon_T \times B(\Lambda_c \rightarrow pK\pi)}$$

e

$$\frac{1}{\text{número de núcleos do alvo/unidade de área}} = \frac{A}{\rho \times N_{AV} \times t}$$

ρ = densidade do material de que é feito o alvo

N_{AV} = número de Avogadro

t = espessura do alvo

ϵ_T = aceitação total

$B(\Lambda_c \rightarrow pK\pi)$ = razão de ramificação do modo de decaimento analisado

N_{obs} = número de decaimentos observados

N_π = número de pions incidentes.

Essa expressão representa a seção de choque por núcleo de um alvo composto por um único material. No caso da E769 a seção de choque medida é uma média dos quatro tipos de núcleos utilizados. O sinal observado inclui a contribuição de todas as regiões do alvo, a aceitação total é a média da aceitação por tipo de material, o fluxo é o número de partículas incidentes sobre todas as folhas do alvo e o número de núcleos por unidade de área é a soma do número de núcleos de cada folha. Podemos, alternativamente, pensar no alvo da E769 como sendo composto por um único material com uma massa atômica média entre o tungstênio, cobre, alumínio e berílio. A medida feita por nós é, na realidade, a seção de choque por núcleo médio, $\sigma_{\langle A \rangle}$. O valor de $\langle A \rangle$, necessário para calcular $\sigma_{\pi N}$, depende do valor assumido para α . Isso será objeto de discussão do próximo capítulo.

Para medir a seção de choque é necessário determinar o número total de partículas incidentes. Este número é determinado a partir da leitura dos scalers. Não há como determinar este número diretamente da leitura de um único scaler. A identificação do feixe, exceto para os kaons, foi feita após a tomada de dados. Há que se considerar também o tempo "morto" do detetor, o tempo "morto" adicional devido ao *killer bit* (apenas para ETS) e o fator de prescaler, diferente para ETS e ETB. Além disso a composição do feixe e as condições da experiência são diferentes

entre os runs "negativo" e "positivo", de forma que é preciso calcular o fluxo em cada período separadamente.

O número total de partículas incidindo sobre o alvo durante um *spill* é dado pela leitura do *scaler TRDGB*, que inclui pions, kaons e protons. O número total de pions incidentes no *spill* é, portanto, *TRDGB* multiplicado pela fração de pions no feixe.

O contador *TRDGB* é sempre incrementado, independente do estado do *trigger* (armado ou não), ou do estado dos *prescalers* e do *killer bit*. A ação dos *prescalers*, como vimos no capítulo 2, reduz a intensidade efetiva do feixe por um fator pré-estabelecido. É preciso descontar da contagem *TRDGB* a fração do feixe eliminada pelos *prescalers*. Também não devem ser contadas as partículas que incidem durante o tempo em que o *trigger* está desarmado, o que ocorre enquanto um evento está sendo registrado, ou então quando duas partículas incidem com uma separação inferior a 150 ns, no caso dos eventos *ETS*. O que é relevante para a normalização da seção de choque é a fração útil do feixe, decontados todos esses fatores de redução.

O tempo "morto" do detetor devido ao sistema de aquisição de dados é calculado, em cada *spill*, comparando a leitura dos *scalers INT_PS* e *INTERACTION*. O contador *INT_PS* fornece o número de vezes no *spill* que as condições para um *INTERACTION trigger* são satisfeitas. O evento só será registrado, no entanto, na presença de um sinal indicando que o *DA* está pronto para recebê-lo. O contador *INTERACTION* fornece o número de eventos desse tipo efetivamente registrados durante o *spill*. A razão $LT \equiv INTERACTION/INT_PS$, portanto, é a medida do "tempo de vida" do detetor no *spill*. Essa razão, obviamente, independe do tipo de *trigger*. Assim o produto $TRDGB * LT$ é o fluxo incidente durante o "tempo de vida" do espectrômetro.

O efeito do *prescaler* é um pouco mais complexo devido ao

fato de haver dois valores distintos para *ETS* e *ETB*. Se a amostra fosse composta apenas por um tipo de evento, *ETS* por exemplo, o fator de *prescaler* no *spill* seria dado pela razão $PS_{ETS} = ETPI/TRDGB$. O fluxo incidente no *spill* durante o "tempo de vida" do detetor, descontado o efeito do *prescaler* seria, nesse caso, dado por $TRDGB * LT/PS_{ETS}$. O mesmo se aplicaria se a nossa amostra contivesse apenas *ETB triggers*, com o *prescaler*, no caso, sendo $PS_{ETB} = PI/TRDBG$.

A forma correta de se calcular a fração útil do fluxo incidente é tomar uma média ponderada entre os dois valores do *prescaler*. Isto é feito automaticamente quando usamos a curva *ET.or.ETB* da figura 5.4a. Pela sua construção essa curva contém o efeito combinado do *prescaler* e do *killer bit*: ao longo de cada *run* ela contém a fração de eventos de uma amostra de *INTERACTION triggers* aqueles que satisfazem também a qualquer dos critérios *ETS* ou *ETB*. Caso não houvesse nem o *prescaler* nem o *killer bit* essa curva seria a da figura 5.4b, com a eficiência de 100% para altos valores de *PT715*. As curvas diferem apenas por um fator multiplicativo, que é exatamente o valor médio do *prescaler*, incluído o efeito do *killer bit* no caso dos eventos *ETS*. O fator multiplicativo no *run* "negativo" é 3.407, e no "positivo" é de 8.850. Assim o número correto de partículas incidentes no *run* "negativo" é

$$N_{in}^- = \sum_1 TRDGB_1 * LT_1 / 3.407$$

e no *run* "positivo"

$$N_{in}^+ = \sum_1 TRDGB_1 * LT_1 / 8.850$$

somando sobre todos os *spills* de cada *run*. Daqui em diante o termo fluxo incidente se refere ao número de partículas do feixe incidindo sobre o

alvo durante o "tempo de vida" do detetor, descontados os efeitos do *prescaler* e do *killer bit*

O cálculo do número de pions incidentes deve ser feito em separado para cada *run*. O contador *DISC_4FOLD* fornece o número de partículas detetadas durante o *spill* pelo *DISC*. A pressão do *DISC* esteve na maior parte do tempo ajustada para identificar kaons, com excessão de uma pequena fração dos dados constituída pelos eventos utilizados para elaborar as curvas de pressão (ver capítulo 2), necessárias para a determinação da composição do feixe. No *run* "negativo" a amostra de pions é constituída pelas partículas não detetadas pelo *DISC*, que são a grande maioria, com uma pequena contribuição dos eventos em que a pressão do *DISC* esteve ajustada para a deteção de pions. O número de pions no *run* "negativo", N_{π}^{-} , é dado pela expressão

$$N_{\pi}^{-} = \sum_i (TRDGB_i - DISC_4FOLD_i) * LT_i / 3.407 + \sum_j DISC_4FOLD_j * LT_j$$

O segundo termo representa a soma sobre os *spills* durante os quais o *DISC* esteve regulado para detetar pions. Vale lembrar que os eventos *ETK*, que são os *triggers* com sinal "positivo" do *DISC*, não contém nenhum *prescaler*. No *run* "negativo" o feixe era composto por $(93 \pm 1)\%$ de pions, $(1.5 \pm 0.3)\%$ de antiprotons e $(5.5 \pm 0.7)\%$ de kaons. Assumindo uma eficiência do *DISC* de 50%, esses números indicam que a contaminação da amostra de eventos induzidos por pions é menor que 4.5%.

A composição do feixe no *run* "positivo" era bem diferente: $(61 \pm 3)\%$ pions, $(5.0 \pm 0.2)\%$ kaons e $(34 \pm 3)\%$ protons. Ao contrário do *run* "negativo", com essa composição uma partícula não detetada pelo *DISC* não pode simplesmente ser considerada como pion. O *TRD* foi utilizado para separar pions de protons, na ausência de sinal do *DISC*. O critério para a

identificação de pions, como vimos no capítulo 2, é o número de planos do TRD com sinal. O número mínimo exigido de planos com sinal depende do período em que o evento foi coletado. A eficiência da identificação, ϵ_1^{TRD} , depende desse número, variando assim de *spill* para *spill*. O número de pions no run "positivo" é dado por

$$N_{\pi}^+ = \sum_1 (\text{TRDGB}_1 - \text{DISC_4FOLD}_1) * LT_1 * f_{\pi}^+ * \epsilon_1^{\text{TRD}} / 8.540 + N_{\pi}^{\text{DISC}},$$

onde f^+ é a fração de pions no feixe "positivo", medida pelas curvas pressão, e N_{π}^{DISC} é o número de pions identificados pelo DISC, que, como no run "negativo", representam apenas uma pequena fração do total.

O número total de partículas incidentes é a soma dos fluxos em cada run, $N_{\pi} = N_{\pi}^- + N_{\pi}^+$,

$$\begin{aligned} N_{\pi}^- &= 1.900 \times 10^{10} \\ N_{\pi}^+ &= 1.285 \times 10^{10} \end{aligned} \quad \rightarrow \quad N_{\pi} = 3.185 \times 10^{10} \text{ pions}$$

O número total de núcleos por cm^2 do alvo é a última quantidade que resta determinar. Este número é a soma do número de núcleos de cada folha,

$$n_1 = \frac{\rho_1 \times N_{\text{AV}} \times t_1}{A_1}$$

$$n = \sum n_1 = 4.746 \times 10^{22} \text{ núcleos}$$

Temos agora todos os elementos necessários para o cálculo da seção de choque. A grandeza medida pela E769 é a seção de choque total de produção do Λ_c ($x_F > 0$) por núcleo médio, multiplicada pela razão de

ramificação do modo $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$,

$$\sigma_{N<A>} \times B = (13.9 \pm 3.0) \mu b$$

5.5 - EFEITOS SISTEMÁTICOS

O valor da seção de choque acima contém apenas o erro estatístico. É preciso também estimar qual é o erro sistemático desta medida. As principais fontes de erro sistemáticos são:

- a) os critérios de seleção da amostra de Λ_c ;
- b) a determinação da aceitação;
- c) o método de ajuste do sinal;
- d) a determinação do fluxo incidente.

Para estimar o erro associado ao método de análise dos dados foram feitas várias medidas da seção de choque empregando diferentes conjuntos de cortes. Numa situação ideal a seção de choque deveria ser a mesma independente do conjunto de cortes empregado para a obtenção do sinal. O que ocorre, porém, é que o valor da seção de choque varia com o conjunto de cortes utilizado.

As diferenças entre as diversas medidas feitas devem-se não somente às flutuações estatísticas na amostra selecionada mas também ao fato de que o Monte Carlo não reproduz exatamente o comportamento dos dados. Na verdade é difícil separar as contribuições dos itens a) e b) acima. A aceitação geométrica, a eficiência de reconstrução e análise e a eficiência da *pair strip* são medidas conjuntamente ao aplicar o

programa de análise a uma amostra de Monte Carlo previamente submetida ao programa da *pair strip*. Estas quatro componentes da acceptância total se combinam num único valor, que é o sinal obtido dividido pelo número de eventos na amostra. A incerteza associada a esse valor vem do erro estatístico do sinal de Monte Carlo, que depende essencialmente do tamanho da amostra gerada. Para essa análise foram gerados um milhão de eventos, o que representa um erro de 2% no número de decaimentos no sinal. Este valor independe do conjunto de cortes utilizado.

Estes conjuntos, numa primeira etapa, diferiam entre si apenas pelo valor de um determinado corte, variado sistematicamente. Este procedimento foi repetido para os cortes em *SDZ*, *DIP*, *RATIO*, *PTSUM* e *CHISEC*. Num segundo momento a seção de choque foi determinada variando em cada conjunto o valor de dois ou mais cortes. Os resultados deste estudo indicaram um erro sistemático de 15% no valor da seção de choque devido aos critérios de seleção da amostra.

Outra fonte de erro sistemático é o procedimento usado para o ajuste do sinal. Contribuem para este erro o critério para a fixação da largura do sinal e a forma de representação do *background*. O ajuste foi feito com o método de máxima verossimilhança (*maximum likelihood*), que é o mais preciso para amostras pequenas como a do Λ_c . A largura do sinal foi fixada em 9.3 MeV. A largura fornecida pelo Monte Carlo é de 7.2 ± 0.8 MeV. Ocorre que o programa do Monte Carlo superestima a resolução do detetor, fornecendo larguras menores que as observadas nos dados para todos os canais analisados. Do ponto de vista cinemático o canal $D^+ \rightarrow K\pi\pi$ é o que mais se aproxima do decaimento do Λ_c estudado: ambos são decaimentos de três corpos e com uma energia disponível semelhante. A largura do sinal do D^+ dada pelo Monte Carlo é 30% menor que a largura observada nos dados. O valor 9.3 MeV para a largura do Λ_c foi obtido multiplicando a largura do Monte Carlo por um fator 1.3. Para a

estimativa do erro associado à largura do sinal foram feitos ajustes com a largura fixada em 8.3 e 10.3 GeV.

O ajuste do sinal foi feito representando o *background* por uma linha reta. A incerteza associada a formado *background* foi estimada substituindo no ajuste a linha reta por um polinômio de segundo grau. O erro sistemático associado ao procedimento de ajuste do sinal, reunindo estas duas componentes, é estimado em 5%.

Há também a incerteza associada ao valor da eficiência do *trigger*, cuja origem é a incerteza nos valores dos parâmetros que definem as curvas *ET.or.ETB* utilizadas no cálculo da eficiência. A contribuição devida à incerteza no valor da eficiência do *trigger* é estimada em 4%.

É preciso considerar também o erro associada à escolha do gerador de eventos. Uma amostra de $D^+ \rightarrow K\pi\pi$ foi gerada usando o programa *FRITJOF* contendo contribuições da ordem α_s^3 . As distribuições em x_F e, principalmente, em p_t da partícula gerada são bastante distintas das distribuições do *LUND*. A troca do gerador tem como conseqüência uma diferença no valor da seção de choque do D^+ de 8%. Esse valor é assumido também para o Λ_c .

A última fonte de erro sistemático a ser considerada é o valor do fluxo incidente. O número de partículas incidentes é dado pela leitura dos *scalers*, mas o cálculo do número de pions incidindo durante o tempo de vida do detetor, descontado o *prescaler* para cada tipo de *trigger* e o *killer bit* depende do algoritmo de identificação do feixe e do fator multiplicativo das curvas *ET.or.ETB* de cada *run*.

O erro introduzido pela forma como a identificação do feixe é feita é difícil de ser estimado. No *run* "negativo" a contaminação da amostra de pions por kaons e antiprotons é inferior a 4.5%, como vimos na seção anterior. A mesma contaminação ocorre também no sinal. Seria necessário conhecer a seção de choque de produção do Λ_c em eventos

induzidos por kaons e protons para estimar qual a fração do sinal que é realmente produzida pelo feixe de pions. Se, numa primeira aproximação, as seções de choque são as mesmas o efeito da contaminação no fluxo incidente é inteiramente compensado pela contaminação no sinal.

Já a estimativa do erro associado ao valor médio do *prescaler + killer bit* é simples de ser feita, pois é devido, essencialmente, ao erro nos parâmetros das curvas *ET.or.ETB* de cada *run*. Esse erro é 1.5% no *run* "negativo" e 1.8% no "positivo", ou 1.6% tomando uma média ponderada pela quantidade de dados em cada *run*. É um valor pequeno comparado com as demais fontes discutidas acima.

Em resumo, a incerteza dominante é a do número de $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$ produzidos. Este erro é a combinação do erro na aceitação (incluindo os erros associados à eficiência do *trigger* e à escolha do gerador de eventos) com o erro no ajuste do sinal e o erro associado à análise. Somando em quadratura todos os valores apresentados chegamos ao valor de 18.4% para o erro sistemático na medida da seção de choque total do Λ_c . A seção de choque total de produção do Λ_c por núcleo médio medida por nós ($x_F > 0$), multiplicada pela razão de ramificação do modo $pK\pi$, é, portanto,

$$\sigma_{\pi\langle\Lambda\rangle} \times B = (13.9 \pm 3.0 \pm 2.6) \mu\text{b}$$

CAPÍTULO 6 - CONSIDERAÇÕES FINAIS

A grandeza que realmente interessa é a seção de choque de produção do Λ_c em interações π -nucleon, pois é a que permite uma comparação mais direta com as previsões inspiradas na QCD. Ela é obtida através de uma extrapolação da medida da seção de choque por núcleo apresentada no capítulo 5. Supõe-se, usualmente, que a relação entre essas duas grandezas é da forma $\sigma_{\pi A} = \sigma_{\pi N} \times A^\alpha$. O parâmetro α contém toda a informação sobre os efeitos da matéria nuclear sobre a produção de *charm*. Esse parâmetro depende tanto da partícula estudada como da região cinemática em que ela é produzida. Para os hadrons estranhos temos $\alpha(x_f=0) \approx 1$ e $\alpha(x_f=1) \approx 0.75$ (ver seção 1.3). A melhor medida do valor de α para *charm* foi feita pela E769. Com uma amostra de cerca de 2000 decaimentos de D^+ e D^0 foi possível medir o valor médio de α para $x_f > 0$, $\langle \alpha \rangle = 0.99 \pm 0.05$ ^[53]. A realização desta medida se constituiu na tese de doutoramento de Gilvan Alves, membro do LAFEX/CBPF. Este valor de α será o adotado para determinar a seção de choque de produção Λ_c por nucleon, uma vez que não há medidas deste parâmetro para o caso específico do Λ_c .

A precisão na medida da seção de choque por nucleon depende muito da precisão na medida do valor de α . Esta é uma das principais fontes de incerteza no valor de $\sigma_{\pi N}$. Outra fonte de incerteza é o valor da razão de ramificação $B(\Lambda_c \rightarrow pK\pi)$. O valor usado, conforme discutido na seção 1.2, é a média entre os valores obtidos pelas colaborações CLEO e ARGUS, $B(\Lambda_c \rightarrow pK\pi) = (4.3 \pm 1.4)\%$. Vale lembrar que este valor foi obtido indiretamente através da medida da taxa de produção de bárions provenientes do decaimento de mésons B . Na Tabela 6.1 vemos o valor da

	D^0	D^+	D_s	Λ_c
E769	6.5 ± 0.8	3.4 ± 0.4	1.1 ± 0.5	12.7 ± 3.6
NA32	6.3 ± 1.3	3.2 ± 0.7	2.5 ± 1.0	4.2 ± 1.0

Tabela 6.2 - Resultados da seção de choque por nucleon em μb ($\alpha=1$)

Os resultados para a seção de choque do D^0 e do D^+ estão em excelente acordo. A diferença entre os valores obtidos para a seção de choque do D_s é de 1.3σ . Os valores da seção de choque do Λ_c diferem por 2.3σ . Uma estimativa de seção de choque total σ_{cc} pode ser feita supondo que $\sigma_{cc} \approx (\sigma(D^0) + \sigma(D^+) + \sigma(D_s) + \sigma(\Lambda_c))/2$ e que, segundo o modelo LUND, 60% das partículas charmosas são produzidas na região $x_f < 0$. A seção de choque total seria $\sigma(\pi N \rightarrow c\bar{c}X) \approx 20\mu\text{b}$. Usando os valores da colaboração NA32 a seção de choque total seria $\sigma(\pi N \rightarrow c\bar{c}X) \approx 14\mu\text{b}$. Uma estimativa teórica da seção de choque total, baseada no modelo apresentado na seção 1.3, é $\sigma(\pi N \rightarrow c\bar{c}X) \approx 12.5 \mu\text{b}^{[77]}$.

É bastante interessante comparar a taxa de produção de cada hadron charmoso em diferentes tipos de interação. No que diz respeito ao D_s há uma dificuldade devida à grande incerteza quanto ao valor da razão de ramificação. O estado final mais estudado é o $KK\pi$. Esse estado pode ser o resultado de três canais distintos, $D_s \rightarrow \phi\pi$, $D_s \rightarrow K^*K$ e $D_s \rightarrow KK\pi$ (não ressonante). A determinação da seção de choque depende de um valor médio das razões de ramificação desses modos. Na Tabela 6.3 vemos as taxas de produção do D^0 , do D_s e do Λ_c relativas à do D^+ medidas pelas colaborações ARGUS/CLEO (e^+e^- , $\sqrt{s}=10 \text{ GeV}$)^[43], pela E691 (γA)^[72], NA32^[45,78] e E769 (πA).

nós será resolvida pela colaboração E791, onde deverão ser reconstruídos alguns milhares de decaimentos $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$.

Finalmente, é muito importante ressaltar que este trabalho só foi possível graças à infraestrutura montada no LAFEX ao longo destes anos. A análise aqui apresentada foi feita com o uso intensivo dos processadores ACP de segunda geração, desenvolvido pelos engenheiros e técnicos do LAFEX em colaboração com o FERMILAB.

Grande parte da análise dos dados da E769 está sendo feita no LAFEX e resultou, até o momento, em cinco teses de doutoramento e uma de mestrado. A E769 reúne a maior amostra de *charm* já produzida em experimentos de "hadroprodução" com alvo fixo. Analisar tamanho conjunto de dados foi, ao mesmo tempo, um grande desafio e uma grande aprendizagem para todos aqueles que têm participado deste projeto. Este conhecimento adquirido será extremamente útil para enfrentar um desafio ainda maior, que é a reconstrução e análise dos dados da E791, que contou, desde o seu planejamento inicial, com a participação decisiva do nosso grupo. O experimento E791 vai colocar a física do *charm* num novo patamar, dando respostas definitivas a muitas das questões ainda em aberto.

- 25) W. Lockman et al., *Phys. Lett.* 85B(1979), 443.
- 26) D. Drijard et al., *Phys. Lett.* 85B(1979), 452.
- 27) J. Irion et al., *Phys. Lett.* 99B(1981), 495.
- 28) M. Basile et al., *Nuovo Clmento* 62A(1981), 14.
- 29) M. Aguilar-Benitez et al., *Phys. Lett.* 199B(1987), 462.
- 30) P. Chauvat et al., *Phys. Lett.* 199B(1987), 304.
- 31) A. Aleev et al., *Z. Phys.* C23(1984) 333.
- 32) P. Coteus et al., *Phys. Rev. Lett.* 59(1987), 1530.
- 33) M. Diesburg et al., *Phys. Rev. Lett.* 59(1987), 2711.
- 34) S. Barlag et al., *Phys. Lett.* 218B(1989), 374.
- 35) Dois bons artigos de revisão sobre produção de charm em interações hadrônicas são : S. Tavernier, *Rep. Prog. Phys.* 50(1987), 1439;
A. Kernan e G. Van Dalen, *Phys. Rep.* 106(1984), 297.
- 36) G. Abrams et al., *Phys. Rev. Lett.* 44(1980), 10.
- 37) E. Vella et al., *Phys. Rev. Lett.* 48(1982), 1515.
- 38) T. Bowcock et al., *Phys. Rev. Lett.* 55(1985), 923.
- 39) M. Alam et al., *Phys. Rev. Lett.* 59(1987), 22.
- 40) H. Albrecht et al., *Phys. Lett.* 207B(1988), 109.
- 41) H. Albrecht et al., *Phys. Lett.* 210B(1988), 263.
- 42) S. Klein et al., *Phys. Rev. Lett.* 62(1989), 2444.
- 43) P. Avery et al., *Inclusive Production of the Charmed Baryon Λ_c from e^+e^- annihilation at $\sqrt{s}=10.55$ GeV - CLEO preprint 90/992 (junho de 1990).*
- 44) J. Adler et al., *Phys. Rev. Lett.* 60(1988), 89.
- 45) S. Barlag et al., *Z. Phys.* C48(1990), 29.
- 46) Memorando interno da colaboração E691, março de 1991.
- 47) H. Albrecht et al., *Z. Phys.* C42(1989), 519.
- 48) *Review of Particle Properties - Particle Data Group, Phys. Lett.* 239B(1988).
- 49) I. Bediaga et al., *Nucl. Phys.* B294(1987), 1054

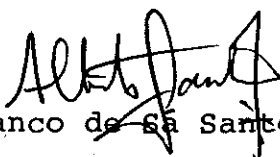
- 50) I. Bediaga *et al.*, *Nucl. Phys.* B294(1987), 1071
- 51) Bons artigos de revisão que abordam a física do decaimento fraco de partículas charmosas são:
- R. Brown, *Rep. Prog. Phys.* 51(1988), 1373;
- D. Hitlin, *Caltech preprint Calt/98-1472* (fevereiro de 1988);
- I. Bigi, *SLAC PUB - 4349* (junho de 1987)
- 52) I. Bediaga *et al.*, *Phys. Lett.* 215B(1988), 166
- 53) Gilvan Alves, Dependência em A para a Produção de Mesons Charmosos, tese de doutoramento (março de 1992) - CBPF/LAFEX
- 54) S. Barlag *et al.*, *Phys. Lett.* 247B(1990), 113.
- 55) P. Nason *et al.*, *Nucl. Phys.* B303(1988), 607.
- 56) K. Ellis, *The Theory of Heavy Flavour Production*, *FERMILAB preprint 89/168-T*(agosto de 1989).
- 57) G. Altarelli *et al.*, *Nucl. Phys.* B308(1988), 724.
- 58) P. Nason e K. Ellis, *Nucl. Phys.* B303(1988), 607
- 59) M. Benot *et al.*, *Nuc. Instr. Meth.* 105(1972), 432
- 60) D Errede *et al.*, aceito para publicação em *Nuc. Instr. Meth.*
- 61) G Garibyan, *Sov. Phys. JETP* 37(1960), 372; X. Artru *et al*, *Phys. Rev.* D12(1975), 1289
- 62) C. Gay e S. Bracker, *IEEE Trans. Nuc. Sci.* 34(1987), 870
- 63) R. Vignoni *et al.*, *Fifth Annual IEEE Conf. on Real time Computer Applications in Nuclear, Plasma and Particle Physics* (maio de 1987)
- 64) I. Gaines *et al.*, *Comp. Phys. Comm.* 45(1987), 323
- 65) W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, *Springer-Verlag* (1987), capítulo 10.
- 66) J. Kemmer, *Nucl. Instr. Meth.* 169 (1980), pag. 499
- 67) T. E. Browder, *A Study of D^0 - \bar{D}^0 Mixing*, tese de doutorado defendida em 1988 na University of California at Santa Barbara, pag. 64.
- 68) D. Barlett *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.* A260 (1987), pag. 55.

- 69) R. Fernow, *Introduction to Experimental Particle Physics*, Cambridge University Press, 1986, pág. 178.
- 70) V. K. Bharadwaj et al., *Nucl. Instr. Meth.* 228 (1985), pag. 283.
- 71) J. A. Appel et al., *Nucl. Instr. Meth.* A243 (1986), pag. 361.
- 72) J. Anjos et al., *Phys. Rev. Lett.* 62 (1989), 513
- 73) H. Bengtsson e T. Sjöstrand, *preprint UCLA-87-001(1987)*
- 74) T. Sjöstrand, *Comp. Phys. Comm.* 39 (1986), 347
- 75) B. Andersson et al., *Phys. Rep.* 97 (1986), 31
- 77) R. Jedicke, *Flavour Dependence of Hadroproduced Charm-Strange Mesons*, tese de doutoramento - University of Toronto (1991)
- 78) S. Barlag et al., *Z. Phys.* C49 (1991), 555

"MEDIDA DA SEÇÃO DE CHOQUE DE PRODUÇÃO DO BÂRION CHARMOSO Λ_c EM
INTERAÇÕES PION-NÚCLEO A 250 GeV/c"

ALBERTO CORRÊA DOS REIS

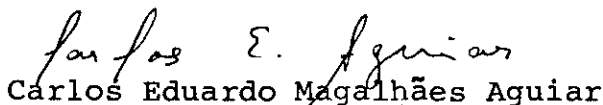
Tese de Doutorado apresentada ao Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, fazendo parte da Banca Examinadora os seguintes professores:



Alberto Franco de Sá Santoro - Presidente



Ignácio Alfonso de Bediaga e Hickman - Co-orientador



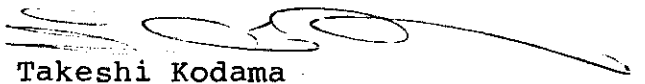
Carlos Eduardo Magalhães Aguiar



Mância Begalli



Arthur Kôs Antunes Maciel



Takeshi Kodama