

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INSTITUTO DE FÍSICA

**Hadroprodução do Bárion Charmoso Λ_c
no Experimento SELEX - E781**

SBI-IFUSP



305M810T3308

Fernanda Gallinucci Garcia

*Tese apresentada ao
Instituto de Física da
Universidade de São Paulo
para a obtenção do título de
Doutor em Ciências*

Orientador: **Prof. Dr. Carlos O. Escobar**

Banca examinadora:

Prof. Dr. Carlos O. Escobar (Instituto de Física-UNICAMP)

Prof. Dr. João dos Anjos (LAFEX/CBPF)

Prof^a. Dr^a. Sandra Padula (IFT-UNESP)

Prof^a. Dr^a. Marina Nielsen (IFUSP)

Prof^a. Dr^a. Frederique Grassi (IFUSP)

defesa 15/02

São Paulo
2000

Prof. Dr. ... Ferraz
Presidente da Comissão de Pós Graduação



539.76
G216h
D
etc. ↓

FICHA CATALOGRÁFICA

Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Garcia, Fernanda Gallinucci

Hadroprodução do Bárion Charmoso Λ_c no
Experimento Selex – E781.
São Paulo, 2000.

Dissertação (Doutorado) - Universidade de São Paulo.
Instituto de Física - Departamento de Física Nuclear.

Orientador: Prof. Dr. Carlos Ourívio Escobar
Área de Concentração: Partículas Elementares

Unitermos: 1. Hadroprodução; 2. Charme; 3. Selex
4. Lambda-c; 5. Produção.

USP/IF/SBI-002/2000

Dedico esta tese
aos meus avós
Soledad e José
Thereza e Flávio

Agradecimentos

Meu agradecimento em especial para Carlos Escobar pela oportunidade, apoio, amizade e parceria concedida a mim durante todos estes anos de trabalho, sempre com muita seriedade, competência, alegria e motivação. Sem dúvida, para mim, é um exemplo a ser seguido.

A todos os membros da Colaboração SELEX, especialmente a James Russ, Peter Cooper, Joe Lach, Linda Stuttle, Antônio Morelos e Jurgen Engelfriend, pelas valiosas discussões e sugestões durante a análise.

A todo o grupo das câmaras de arrasto pelo árduo trabalho e dedicação, tanto na Universidade de São Paulo quanto no Fermilab.

À toda equipe técnica e administrativa de alta qualidade encontrada no laboratório Fermilab, ajuda imprescindível para a realização deste trabalho.

A todos os outros estudantes da colaboração com os quais passei várias e várias longas noites de plantão dentro da sala de aquisição de dados.

À minha família pela compreensão da minha ausência e da energia emitida através dos periódicos telefonemas de domingo à noite, sempre controlando a forte saudade sentida com palavras de ânimo, perseverança e de orgulho pelos meus estudos.

Durante minha estadia no exterior dois importantes, embora antagônicos, eventos marcaram minha vida: o falecimento da minha amada avó Thereza e após alguns dias, o nascimento do meu querido sobrinho Victor. Gostaria de dizer que apesar da distância que acarretou minha ausência física, meus pensamentos e meu amor estiveram sempre ao lado de vocês. Muito obrigada por ter feito (vovó) e ser (Victor) parte da minha vida.

Por fim, à FAPESP pela ajuda financeira concedida neste período.

Abstract

The SELEX experiment at Fermilab took data during 18 months (February 96 – September 97) and collected approximately 15 billion hadronic interactions, using a 600 GeV/c secondary beam with equal amounts of Σ^- and π^- and 500 GeV/c proton beam on copper and carbon targets to study the production and decay of particles containing a charm quark.

In this work results are presented on the inclusive production of the Λ_c^+ e Λ_c^- charm baryon where the Λ_c is reconstructed from its decay into $pK\pi$. Specifically, we extract parameters of phenomenological models from fits to the acceptance corrected distributions of the Λ_c^+ and charge conjugate, as a function of kinematic variables such as scaled longitudinal momentum (x_F) and the transverse momentum squared (p_t^2). A sample of 2500 ± 90 Λ_c 's (and charge conjugate) was extracted in the course of the selection criteria. Correlations between the flavor quantum number of the beam and the produced particle are discussed.

Large values of the asymmetry between Λ_c^+ and Λ_c^- , as a function of x_F , are obtained for baryon beam. In contrast, small asymmetry is found for the pion beam. The results are also compared to previous measurements by other experiments which used a π^- and Σ^- beam.

Resumo

O experimento SELEX-E781, no Fermilab, coletou 15 bilhões de interações hadrônicas durante os 18 meses de tomada de dados, (Fevereiro-96 a Setembro 97), usando um feixe secundário de 600 GeV/c, composto por $\approx 50\%$ Σ^- e 50% π^- e feixe de prótons a 500 GeV/c em alvos de cobre e carbono, com o propósito de estudar a produção e decaimentos de partículas contendo o quark charme.

Neste trabalho são apresentados resultados da produção inclusiva do bárion charmoso Λ_c^+ e anti-bárion Λ_c^- decaindo em $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$. Mais especificamente, medem-se os parâmetros resultantes dos ajustes das distribuições corrigidas do Λ_c^+ e estado conjugado de carga, em função das variáveis cinemáticas, x_F e o quadrado do momento transversal (p_t^2), por funções fenomenológicas conhecidas na literatura. Uma amostra de 2500 ± 90 Λ_c 's (e conjugado de carga) foi extraída após a aplicação de todos os critérios de seleção de eventos. São feitas discussões sobre relações entre os números quânticos de sabor do feixe e da partícula produzida.

Grandes valores de assimetrias entre Λ_c^+ e Λ_c^- , em função do momento longitudinal, são medidos para feixes de bárions enquanto que um pequeno valor é encontrado para o feixe de mésons. Os dados, quando possível, são também comparados a outras medidas realizadas em experimentos de hadroprodução anteriores.

Sumário

1	Introdução e Teoria	1
1.1	Modelo Padrão	1
1.1.1	O Modelo a Partons	3
1.2	O Quark Charmoso	5
1.2.1	Hadroprodução de Charme	7
1.2.2	Propriedades da Produção de Hádrons Charmosos	11
2	O Experimento SELEX	13
2.1	Objetivos	13
2.2	Descrição do Espectrômetro	14
2.2.1	Espectrômetro do Feixe	16
2.2.1.1	Produção do Feixe Secundário	16
2.2.1.2	Detetor de Radiação de Transição do Feixe - BTRD	18
2.2.1.3	Detetor de Silício do Feixe -BSSD	19
2.2.2	Espectrômetro do Vértice	20
2.2.2.1	Alvos para Produção de Charme	20
2.2.2.2	Detetor de Silício do Vértice - SSD	21
2.2.3	Espectrômetro M1	22
2.2.3.1	Detetor de Silício - LASD	23
2.2.3.2	Detetores de Fios - PWC	23
2.2.3.3	Detetores de Fios - DC	24
2.2.3.4	Calorímetros Eletromagnéticos	25
2.2.4	Espectrômetro M2	25

2.2.4.1	Detetor de Silício - LASD	25
2.2.4.2	Hodoscópios - H1-H2	26
2.2.4.3	Detetores de Fios - PWC	27
2.2.4.4	Detetor de Radiação de Transição de Elétrons - ETRD	27
2.2.4.5	Detetor Čerenkov - RICH	27
2.2.4.6	Detetor de Fios - VDC	28
2.2.5	Espectrômetro M3	29
2.3	<i>Trigger</i>	30
2.3.1	<i>Hardware</i>	31
2.3.1.1	Sincronização do <i>Trigger</i>	31
2.3.1.2	Lógica T0	32
2.3.1.3	Lógica T1	32
2.3.1.4	Lógica T2	33
2.3.2	<i>Software</i>	33
2.4	Aquisição de Dados	34
3	Câmaras de Arrasto	39
3.1	Introdução	39
3.2	Construção das Câmaras de Arrasto	41
3.2.1	Dimensionamento das Células	43
3.2.2	Escolha do Gás	45
3.2.3	Eletrônica, Cabos e Voltagem	47
3.3	Programas de Análise	54
3.3.1	Database	54
3.3.2	Monitoramento	54
3.3.3	Programa de <i>Tracking</i>	56
3.4	Desempenho do Detetor	59
3.4.1	Cálculo da Eficiência	59
3.4.2	Relação Espaço-Tempo	61
4	Análise de Dados	63

4.1	Pacote de Análise de Dados do SELEX	63
4.1.1	Reconstrução dos Traços	65
4.1.2	Reconstrução de Vértices	67
4.1.3	Identificação de Partículas	68
4.1.3.1	BTRD	68
4.1.3.2	RICH	69
4.1.4	Reconstrução de Partículas - RECON	70
4.1.5	Eventos Simulados	74
4.2	Critério de Seleção de Eventos	76
4.2.1	Amostra Final de Λ_c	80
4.3	Aceitação do Λ_c	84
4.3.1	Cálculo da Eficiência de Reconstrução	84
4.4	<i>Trigger</i>	88
4.5	Amostra final	92
5	Resultados e Conclusões	95
5.1	Distribuição em p_t^2	95
5.2	Distribuição em x_F	102
5.2.1	Erros Sistemáticos	108
5.3	Assimetria	112
5.4	Conclusões	118

Lista de Tabelas

1.1	<i>Partículas fermiônicas do Modelo Padrão ($S=1/2$). Existem 6 quarks e 6 léptons na natureza.</i>	2
1.2	<i>Partículas bosônicas do Modelo Padrão ($S=1$). Existem 4 bósons de gauge que atuam como mediadores das forças da natureza.</i>	2
1.3	<i>Estados leves de mésons e bárions charmosos (Massa em MeV). Todas estas partículas possuem um tempo de vida da ordem de 10^{-12} s. . . .</i>	6
2.1	<i>Os alvos do SELEX. L_{rad} - comprimento de radiação, L_{int} - comprimento de interação.</i>	22
2.2	<i>Especificações do hodoscópio. Tanto o H1 quanto o H2 são divididos em sub-hodoscópios cobrindo as regiões de carga negativa (-), carga positiva (+) e central (0) do espectrômetro M2.</i>	27
3.1	<i>Informações gerais sobre as câmaras de arrasto.</i>	44
3.2	<i>Voltagens operacionais e correntes escuras para as VDC.</i>	48
3.3	<i>Equipamentos de eletrônica necessários para as câmaras de arrasto. . .</i>	52
4.1	<i>Exemplo do arquivo de controle do SOAP.</i>	64
4.2	<i>Exemplo do arquivo TSEG do SOAP.</i>	66
4.3	<i>Frações das partículas componentes dos feixes estipuladas pelo BTRD em cada período de run.</i>	69
4.4	<i>Número de interações acumulados separados para os 4 tipos de partículas do feixe. No SELEX predominam interações com feixe de Σ^-.</i>	69
4.5	<i>Exemplo da tabela recdf utilizada pelo pacote de reconstrução RECON. . .</i>	73
4.6	<i>Exemplo de um arquivo de comandos do SOAP construído para estudar eventos simulados (acima) e um exemplo de um arquivo gerado para o estudo do decaimento do bárion $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+$ (abaixo).</i>	75

4.7	<i>Tabela com os cortes e respectivos valores utilizados na análise.</i>	77
4.8	<i>Resultados da produção de Λ_c oriundos do pass1 do SELEX-E781. Estes valores representam o resultado do ajuste realizado no espectro de massa do Λ_c^+ e Λ_c^- reconstruídos após aplicados os cortes de seleção. .</i>	80
5.1	<i>Número de eventos de Λ_c^+, encontrados na região de sinal após subtrair-se o ruído, para os feixes de Σ^-, π^- e p. Devido às limitações estatísticas, os eventos foram divididos em diferentes intervalos de p_t^2 para cada feixe.</i>	96
5.2	<i>Número de eventos de Λ_c^-, encontrados na região de sinal após subtrair-se o ruído, para os feixes de Σ^-, π^- e p. Devido às limitações estatísticas, os eventos foram divididos em diferentes intervalos de p_t^2 para cada feixe.</i>	97
5.3	<i>Sumário dos mésons charmosos D e do bárion charmoso Λ_c que são considerados partículas liderantes e não-liderantes dentro do contexto do SELEX.</i>	103
5.4	<i>Número de eventos de Λ_c^+ encontrados na região de sinal após subtrair-se o ruído para os feixes de Σ^-, π^- e p. Devido às limitações estatísticas, os eventos foram divididos em diferentes intervalos de x_F para cada feixe.</i>	104
5.5	<i>Número de eventos de Λ_c^- encontrados na região de sinal após subtrair-se o ruído para os feixes de Σ^-, π^- e p. Devido às limitações estatísticas, os eventos foram divididos em diferentes intervalos de x_F para cada feixe.</i>	105
5.6	<i>Resultado dos ajustes realizados com a função $(1 - x_F)^n$ nas distribuições de x_F para Λ_c^+ e Λ_c^- medidos pelo SELEX. Os erros são estatísticos.</i>	107
5.7	<i>Número de eventos observados na região de sinal, número de eventos de ruído observados na faixas laterais e a eficiência de reconstrução. .</i>	115
5.8	<i>Os valores medidos da assimetria do Λ_c^+ para feixes de π^-, p e Σ^-. Erros estatísticos.</i>	117

Lista de Figuras

1.1	<i>O multipleteo $SU(4)$ de bárions contendo os quarks $u d s c$ para $J_P = \frac{1}{2}^+$ (esquerda) e $J_P = \frac{3}{2}^+$ (direita) [1].</i>	7
1.2	<i>Diagramas de Feynman de ordem mais baixa para produção hadrônica de pares de charme: diagramas de criação.</i>	9
1.3	<i>Diagramas de Feynman de ordem mais baixa para produção hadrônica de pares de charme: diagramas de excitação de sabor.</i>	9
2.1	<i>O espectrômetro SELEX.</i>	15
2.2	<i>Representação esquemática do espectrômetro do feixe. BTRD: detetor de transição de radiação do feixe; S1-S4: cintiladores para a definição do feixe; VH1-VH3: cintiladores para a definição do halo do feixe; IC: contador de interação; V5: cintilador.</i>	16
2.3	<i>Esquema do ímã de híperons localizado na entrada do hall experimental.</i>	17
2.4	<i>Discriminação entre π^- e partículas pesadas fornecida pela BTRD. Partículas com sinal em pelo menos 7 planos são aceitos como π^-.</i>	18
2.5	<i>Figura esquemática de um detetor de silício.</i>	19
2.6	<i>Distribuição de momento do feixe do SELEX com carga negativa (esquerda), com um valor médio de $-612 \text{ GeV}/c$ e carga positiva (direita), com $550 \text{ GeV}/c$.</i>	20
2.7	<i>Representação esquemática do espectrômetro do vértice</i>	21
2.8	<i>Representação esquemática do espectrômetro M1</i>	23
2.9	<i>Representação esquemática do espectrômetro M2</i>	26
2.10	<i>Distribuição dos raios de anéis produzidos por diferentes partículas no detetor RICH, em função do momento (acima). Diferença entre dois anéis produzidos por duas partículas em função do momento [20] (abaixo).</i>	29
2.11	<i>Representação esquemática do espectrômetro M3.</i>	30

2.12	<i>Esquema da aquisição de dados utilizada no SELEX.</i>	35
2.13	<i>Um evento típico de interação, usando o pacote de exibição SEED.</i>	37
3.1	<i>Princípio de operação de uma câmara de arrasto.</i>	40
3.2	<i>Desenho ilustrativo das câmaras de arrasto VDC.</i>	42
3.3	<i>Figura ilustrando a etapa de montagem dos pré-amplificadores (ASD16) em uma das câmaras de arrasto.</i>	50
3.4	<i>Esquema ilustrando as configurações das estações VDC A e C.</i>	52
3.5	<i>Foto tirada das estações VDC A e VDC B localizadas no espectrômetro M2.</i>	53
3.6	<i>O mapeamento dos fios nas câmaras de arrasto vetoriais.</i>	55
3.7	<i>Programa de exibição de evento do SELEX.</i>	57
3.8	<i>Resíduos dos traços reajustados incluindo informações das câmaras de arrasto vetoriais.</i>	58
3.9	<i>Eficiência em função da tensão do fio anodo para as várias tensões aplicadas ao catodo.</i>	60
3.10	<i>Relação espaço-tempo medida nas câmaras de arrasto VDC do SELEX.</i>	61
4.1	<i>Desenho esquemático, fora de escala, mostrando os cortes utilizados para a seleção de eventos charmosos.</i>	76
4.2	<i>Um evento típico do Λ_c^+ na região de vértice (esquerda) e no RICH (direita). Os quadrados envolvendo os vértices primário e secundário representam 3σ.</i>	78
4.3	<i>Comparação entre eventos de Λ_c simulados (hachurado) e reais (vazio) em função dos diversos cortes aplicados na seleção de eventos.</i>	79
4.4	<i>Espectro de massa do bárion charmoso (a) $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$ do experimento SELEX-E781 depois de aplicados os cortes de seleção de eventos. A mesma amostra separada em (b) $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ e (c) $\Lambda_c^- \rightarrow \bar{p}K^+\pi^-$.</i>	81
4.5	<i>Espectro de massa do bárion $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ (acima) e $\Lambda_c^- \rightarrow \bar{p}K^+\pi^-$ (abaixo) para os feixes de Σ^- (esquerda), π^- (centro) e p (direita) do experimento SELEX-E781 depois de aplicados os cortes de seleção de eventos.</i>	82
4.6	<i>Distribuição do valor médio e da largura medida do Λ_c^+ em função de x_F.</i>	83
4.7	<i>Curva de aceitação para Λ_c^+ em função de p_t^2 para os feixes de (a) p, π^- e (b) Σ^-. cuts indica os cortes utilizados na análise.</i>	85

- 4.8 Curva de aceitação para Λ_c^+ em função de x_F para os feixes de (a) π^- e (b) p e Σ^- 86
- 4.9 Aceitação do SELEX em função do x_F para Λ_c^+ (linha contínua) e Λ_c^- (linha tracejada). A diferença entre as eficiências é $< 8\%$ 88
- 4.10 Dados simulados de Λ_c^+ e Λ_c^- indicando a independência na reconstrução dos estados entre os alvos nucleares. 89
- 4.11 Distribuição de multiplicidade de traços reconstruídos num evento onde existe um bárion Λ_c no (a) vértice primário (b) em todo espectrômetro. 90
- 4.12 Distribuição de multiplicidade de traços reconstruídos no vértice primário num evento onde existe um bárion Λ_c em função de x_F 91
- 4.13 Espectro de massa do Λ_c ressaltando as regiões definidas como sinal (central) e fundo (faixas mais claras). Estas definições das regiões são utilizadas para todos os dados nesta análise. 93
- 5.1 Distribuições corrigidas em função de p_t^2 para o bárion Λ_c^+ e Λ_c^- medidas pelo SELEX. As curvas correspondem ao ajuste realizado utilizando a função dada na Eq. 5.1 para os feixes de (a) π^- , (b) p e (c) Σ^- . As barras de erros representam os erros estatísticos. 98
- 5.2 Distribuições corrigidas em função do p_t^2 para o bárion Λ_c^+ induzidas pelo feixe de Σ^- medidos pelo SELEX. As curvas correspondem aos ajustes realizados pelas funções dadas nas Eq. 5.1 (linha cheia), Eq. 5.2 (linha tracejada) e Eq. ?? (linha pontilhada) no intervalo $0, 0 \leq p_t^2 \leq 7,0$ (GeV/c)². As barras de erros representam os erros estatísticos. . 100
- 5.3 Distribuições corrigidas em função de x_F para o bárion Λ_c^+ e Λ_c^- medidas pelo SELEX. As curvas correspondem ao ajuste realizado utilizando a função dada na Eq. 5.4 para os feixes de (a) π^- , (b) p e (c) Σ^- . As barras de erros representam os erros estatísticos. 106
- 5.4 Valores do parâmetro n obtidos quando se varia a largura do sinal (esquerda) e a largura do fundo (direita) para os feixes de π^- , Σ^- e p . As linhas contínuas são os limites máximos e mínimos de n medidos originalmente. 109
- 5.5 Valores do parâmetro n obtidos quando se varia o binning para os feixes de π^- (acima), p (central) Σ^- (abaixo). 110

- 5.6 *Assimetria integrada na região $x_F > 0.3$ para o méson D e para o bárion Λ_c para os 3 diferentes tipos de feixes do SELEX. Os histogramas em branco representam as partículas Λ_c^+ (acima) e D^- (abaixo) e os histogramas em preto, Λ_c^- (acima) e D^+ (abaixo). Os erros estatísticos não estão sendo apresentados nesta figura pois a análise relevante inclui as regiões de x_F 113*
- 5.7 *Assimetria para a produção do bárion Λ_c produzidos pelos feixes de π^- , p e Σ^- . Forte assimetria para feixes de bárions. Pequenos valores de assimetria encontrados para feixe de pión. 116*
- 5.8 *Assimetria para a produção do bárion Λ_c produzidos pelo feixe Σ^- . Os dados da WA89 foram obtidos na referência [17]. 119*
- 5.9 *Assimetria para a produção do bárion Λ_c produzidos pelo feixe π^- . Os dados da E791 foram obtidos na referência [48]. 120*

Capítulo 1

Introdução e Teoria

phys-ics (fiz'iks) n. the science dealing with the properties, changes, interaction, etc. of matter and energy in which energy is considered to be continuous (classical physics), including electricity, heat, optics, mechanics, etc., and now also dealing with the atomic scale of nature in which energy is considered to be discrete (quantum physics), including such branches as atomic, nuclear, particle and solid-state physics.

1.1 Modelo Padrão

Física de altas energias lida basicamente com os estudos dos componentes fundamentais da matéria e a natureza das interações entre elas. As partículas elementares apresentam-se na natureza como quarks, que possuem spin $1/2\hbar$ e carregam carga, isospin, estranheza, etc: bósons de gauge, como o glúon, que tem spin \hbar . A interação entre eles ocorre por meio da carga de cor. Além dos quarks e os bósons de gauge há uma terceira categoria de pequenas partículas fermiônicas chamadas léptons, como os elétrons e os neutrinos.

O **Modelo Padrão** é a teoria que descreve os fenômenos das partículas em termos das propriedades dos quarks e léptons e de suas interações (fraca, eletromagnética, forte e gravitacional). O Modelo Padrão agrupa quarks e léptons em três gerações, classificadas pela sua carga e massa. Além destes, há também os bósons de gauge,

que são partículas mediadoras das forças conhecidas na natureza. As tabelas 1.1 e 1.2 resumem, respectivamente, os léptons e os bósons que fazem parte do modelo padrão.

Quarks				Léptons		
Gerações	Sabor	Massa [GeV/c ²]	Carga Elétrica	Sabor	Massa [GeV/c ²]	Carga Elétrica
I	u up	0.003	2/3	ν_e neutrino	$< 1.10^{-8}$	0
	d down	0.006	-1/3	e elétron	0.000511	-1
II	c charm	1.3	2/3	ν_μ neutrino	< 0.0002	0
	s strange	0.1	-1/3	μ muon	0.106	-1
III	t top	175	2/3	ν_τ neutrino	< 0.02	0
	b bottom	4.3	-1/3	τ tau	1.7771	-1

Tabela 1.1: *Partículas fermiônicas do Modelo Padrão ($S=1/2$). Existem 6 quarks e 6 léptons na natureza.*

Força Eletrofraca		
Nome	Massa [GeV/c ²]	Carga Elétrica
Photon (γ)	0	0
W^\pm	80.4	± 1
Z^0	91.187	0
Força Forte		
Glúon (g)	0	0
Força Gravitacional		
Gráviton (G) ¹	0	0

Tabela 1.2: *Partículas bosônicas do Modelo Padrão ($S=1$). Existem 4 bósons de gauge que atuam como mediadores das forças da natureza.*

¹Note que o gráviton não faz parte do Modelo Padrão e é uma partícula que não há evidência experimental até agora. Esta é muito mais difícil de se detectar porque a gravidade é significamente mais fraca do que as outras forças. Se existir, deve possuir spin $2\hbar$.

O Modelo Padrão é basicamente a união entre a Cromodinâmica Quântica (QCD) das interações fortes e a teoria eletrofraca do eletromagnetismo e das interações fracas.

Para cada partícula da natureza, seja ela uma das partículas elementares do modelo padrão ou não, existe uma outra associada a esta, com a mesma massa, mas carga de sinal oposta, chamada anti-partícula.

Muitos estados ligados de quarks são encontrados na natureza, todos com carga elétrica inteira, embora nenhum quark tenha sido observado isoladamente. A razão para isso está associada ao número quântico de cor, que existe para os quarks e glúons e não para os léptons. Estados ligados de três quarks são chamados **bárions**, os quais têm spin semi-inteiro. Nêutrons (n) e prótons (p) são os bárions mais comuns e são chamados de nucleons (N). O próton tem dois quarks *up* e um quark *down* (u u d) e o nêutron tem dois quarks *down* e um quark *up* (u d d). Um outro tipo de estado ligado de quarks são os **mésons**, os quais têm spin inteiro e são formados por um quark e um antiquark. Como exemplos de mésons, encontram-se os píons positivos, (π^+), que são formados por um quark *up* e um antiquark *down* (u \bar{d}) e o méson D^+ , formado por um quark charme e um antiquark *down* (c \bar{d}). Para conhecer mais sobre os hádrons (denominação geral dada aos mésons e bárions) e outros tipos de partículas, aconselha-se uma consulta ao *Particle Data Group* [1], publicação bienal que resume muitos aspectos da física de partículas.

Embora a QCD seja uma teoria bem definida, ela necessita de informações experimentais para poder descrever melhor a natureza. A maioria dessas evidências experimentais vem de experiências de espalhamentos profundamente inelásticos (DIS). Nestes experimentos, um lépton, geralmente um elétron, é usado para investigar nucleons a diferentes valores de Q^2 (o quadrado do momento transferido). Os resultados desses espalhamentos mostram que os nucleons são formados de partons.

1.1.1 O Modelo a Partons

O modelo a partons fornece uma visão qualitativa do que acontece nas interações hadrônicas (fortes). É assumido que os hádrons são compostos por partons. Cada

um, no entanto, carrega uma fração x do momento do hádron e não possui nenhum momento transversal em relação ao mesmo.

Sabe-se que a carga de cor pode ter três valores possíveis, vermelho, verde e azul (**R**ed, **G**reen e **B**lue - RGB - nomes arbitrários). Postula-se que os hádrons são brancos em cor, isto é, eles possuem misturas iguais de (R,G,B). A interação forte é o resultado da troca de glúons vetoriais coloridos entre quarks coloridos. Isto conduz a duas importantes características da interação forte:

1. A independência de sabor: os diferentes sabores dos quarks devem sofrer a mesma interação forte, já que eles existem nos mesmos três estados de cor.
2. As forças entre quarks devem ser de longo alcance, pois os glúons tem massa nula ².

Duas outras importantes propriedades do modelo são liberdade assintótica e confinamento de cor.

Liberdade assintótica significa que a interação torna-se fraca para grandes valores de momentos transferidos, ou seja, pequenas distâncias. Os partons parecem estar livres dentro dos hádrons. O confinamento, por sua vez, exige que os partons devam estar presos dentro dos hádrons neutros de cor. QCD explica também estes efeitos do potencial entre *quarks*, o qual cresce com a separação entre os mesmos porque os glúons trocados irão se auto-acoplar fazendo com que as linhas de campo de cor fiquem vinculadas a uma região do tipo tubo criada entre os *quarks*.

Perturbativamente, em primeira ordem, a constante de acoplamento, α_s , a qual determina a força de interação, é dada por:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f)\ln(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)} \quad (1.1)$$

onde N_f é o número de sabores de quarks ($N_f=6$) e Λ_{QCD} é o parâmetro de escala o qual está entre os valores 0.1 GeV e 0.5 GeV. Da equação 1.1 vê-se que $\alpha_s(Q^2) \rightarrow 0$

²Isto não implica que as forças entre hádrons também sejam de longo alcance.

quando $Q^2 \gg \Lambda_{QCD}$, significando que os quarks e os glúons aparecem como partículas quase livres quando investigados a energias muito altas. Neste caso, a expansão perturbativa em potências de α_s , com apenas alguns termos, é confiável. Entretanto, para escalas de energia $\lesssim \Lambda_{QCD}$, QCD perturbativa não é aplicada, e outros métodos como a teoria de gauge na rede, devem ser empregados.

1.2 O Quark Charmoso

Em 1970, Glashow, Iliopoulos e Maiani (GIM) demonstraram que pela introdução do quark charmoso no modelo das interações fracas de Weinberg–Salam, poder-se-ia explicar a ausência observada dos decaimentos fracos envolvendo correntes neutras com mudança de estranheza [2]. Se este quark pesado realmente existisse, então ressonâncias charmosas deveriam ser observadas. E realmente, em 1974, o méson $J/\psi(1S)$ ($c \bar{c}$) foi descoberto por dois experimentos, no SLAC [3] e no BNL [4], simultaneamente. Este estado ligado, em analogia ao positronium, é chamado charmonium (*hidden charm*). As principais características desse quark são: $I(J^P) = 0(\frac{1}{2}^+)$, $m_c = 1.1$ a 1.4 GeV, carga elétrica $Q = \frac{2}{3}e$ e número quântico charme = +1.

Desde então, uma série de estados contendo quark charmoso têm sido observados e em 1976, os mésons D, (*open charm*), foram detetados também no SLAC [5]. Assim como os demais números quânticos ³, o charme deve ser conservado nas interações fortes e eletromagnéticas e as partículas charmosas mais leves devem decair via interação fraca. Como ilustração, a tabela 1.3 apresenta os hádrons charmosos de massa mais baixa.

Uma vez que o tempo de vida dessas partículas é curto, elas percorrem pequenas distâncias antes de decair, requerendo assim, uma boa resolução espacial para que seus traços sejam observados. A distância média percorrida por uma partícula antes do seu decaimento é dada por $\langle d \rangle = \langle \beta \gamma \rangle c \langle \tau \rangle$, onde $\langle \tau \rangle$ é a vida própria média, c é a velocidade da luz, β é a velocidade da partícula charmosa e γ , fator de Lorentz, é a energia da partícula dividida pela sua massa ($\gamma = E/mc^2$). Como exemplo, considere

³Como estranheza (S), número bariônico (B), carga elétrica (Q), etc.

Mésón Charmoso		
$D^+(1869) (c \bar{d})$	$D^0(1865) (c \bar{u})$	$(C = +1)$
$D^-(1869) (d \bar{c})$	$\bar{D}^0(1865) (u \bar{c})$	$(C = -1)$
$D_s^+(1969) (c \bar{s})$		$(C = +1, S = +1)$
$D_s^-(1969) (s \bar{c})$		$(C = -1, S = -1)$
Bárion Charmoso		
$\Lambda_c^+(2285) (u d c)$		$(C = +1)$
$\bar{\Lambda}_c^-(2285) (\bar{u} \bar{d} \bar{c})$		$(C = -1)$

Tabela 1.3: *Estados leves de mésons e bárions charmosos (Massa em MeV). Todas estas partículas possuem um tempo de vida da ordem de 10^{-12} s.*

o bárion charmoso Λ_c^+ . Com um tempo de vida de 0.206×10^{-12} s e momento típico de 100 GeV/c no caso do SELEX, esta partícula percorre aproximadamente 2,7 mm antes de decair em próton (u u d), kaon (s \bar{u}) e pión (d \bar{u}).

Historicamente, a descoberta de partículas charmosas provocou grande contentamento entre os físicos de partículas pois sua existência era prevista dentro da recém criada teoria das interações eletrofracas.

Combinando os quatro sabores de quark, *up*, *down*, *strange* e *charme*, os bárions, de acordo com SU(4), estão em um multiplete simétrico de 20 partículas com spin 3/2 e um outro multiplete de 20 bárions com spin 1/2. A Fig. 1.1 mostra um esquema 3-dimensional com os eixos de isospin, estranheza e charme.

Partículas charmosas podem ser produzidas tanto em interações eletromagnéticas quanto em fortes. A maioria dos dados experimentais originaram-se do processo de colisão elétron-pósitron. O sucesso da produção de charme nesse tipo de colisão é devido a excelente razão de eventos contendo charme/não-charme que é próximo de um quando a energia do centro de massa está acima do limiar. Entretanto, em hadroprodução, esta razão é da ordem 0.1%. Ainda que o nível de sinal/ruído é

A seção de choque total em hadroprodução é dada por:

$$\sigma_{c\bar{c}} = \sum_{\text{subprocessos}} \int \int dx_1 dx_2 f_1(x_1, Q^2) f_2(x_2, Q^2) \hat{\sigma} (1 + 2 \rightarrow 3 + 4) \quad (1.2)$$

onde

$\hat{\sigma} \equiv$ é a seção de choque do processo elementar.

$x_1, x_2 \equiv$ fração do momento carregado pelos partons provenientes dos hádrons interagentes (feixe e alvo).

$f_1, f_2 \equiv$ função de distribuição dos partons provenientes dos hádrons interagentes.

$Q^2 \equiv$ quadrado do momento transferido.

Os subprocessos considerados incluem interações de criação de sabor (por exemplo, aniquilação de quarks e antiquarks leves: $q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$ e fusão de glúons: $gg \rightarrow c\bar{c}$ assim como interações de excitação de sabor como, $qc \rightarrow qc$ e $gc \rightarrow gc$. As primeiras contribuições para a seção de choque de produção são os termos de ordem dominante (*leading order* LO), com α_s^2 , cujos diagramas dominantes de Feynman são mostrados na Fig. 1.2 e 1.3. Cálculos completos de próxima ordem (*next to leading order* NLO) foram realizados por Mangano, Nason e Ridolfi [6].

A produção de estados charmosos ocultos deve ser distinta dos estados abertos. Evidências experimentais indicam que a produção de partículas de sabor oculto pode ser interpretada como sendo decorrente de subprocessos envolvendo criação de sabor, isto é, aniquilação $q\bar{q}$ e fusão gg . A altas energias, muitos quarks e antiquarks são produzidos na região central (ou de baixo momento longitudinal, x) fazendo com que a influência dos números quânticos iniciais seja desprezível. Segundo previsões da QCD, esperava-se que este tipo de produção central pudesse também descrever os estados abertos. No entanto, em 1979, experimentos no CERN ISR [7] observaram, pela primeira vez, estados charmosos abertos, em particular Λ_c^+ , a altos valores de x , no referencial do centro de massa.

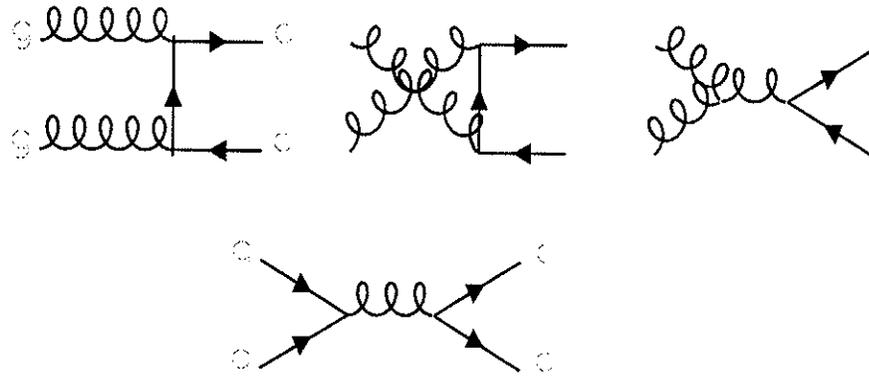


Figura 1.2: Diagramas de Feynman de ordem mais baixa para produção hadrônica de pares de charme: diagramas de criação.

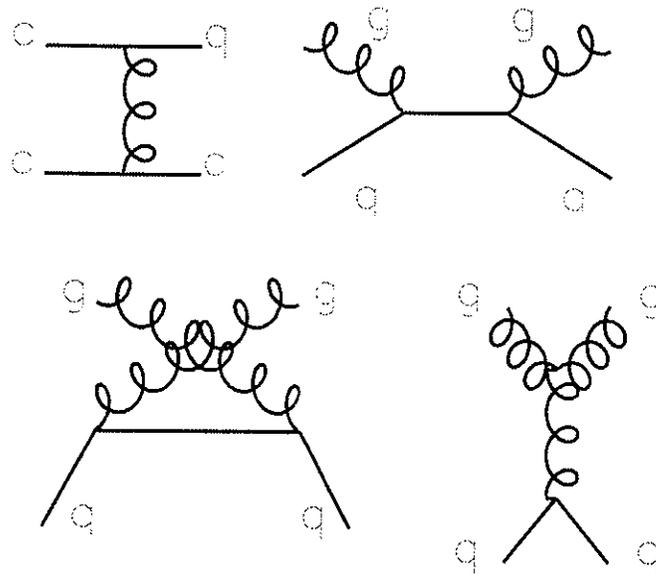


Figura 1.3: Diagramas de Feynman de ordem mais baixa para produção hadrônica de pares de charme: diagramas de excitação de sabor.

A seção de choque para hadroprodução de estados charmosos abertos, baseada apenas em contribuições de diagramas de fusão, é consideravelmente menor que a observada [8].

Além disso, a dependência em x não reproduz a tendência dos dados experimentais, indicando que um outro tipo de mecanismo de produção deve estar presente nesta região de alto x . Na tentativa de explicar tal fenômeno, destaca-se o trabalho realizado por B. L. Combridge [9] o qual concluiu que o valor da seção de choque pode ser aumentado caso fosse incorporado nos cálculos diagramas de excitação de sabor além dos de criação. De fato, a contribuição desses tipos de diagramas aumenta significativamente a seção de choque, embora seja fortemente dependente da distribuição de momento do quark charmoso no mar ⁴ das partículas interagentes.

O último estágio do processo de hadroprodução de charme produz as partículas charmosas que são observadas experimentalmente. Este processo é chamado de *hadronização*, ou *fragmentação*, o qual ocorre a uma escala de energia da mesma ordem que Λ_{QCD} e portanto, o uso de teoria de perturbação não é possível. De fato, este processo é o menos entendido na QCD, especialmente no ambiente hadrônico. Uma vez que a hadronização ocorre a uma escala de energia muito menor comparada à produção de charme, os dois processos ocorrem em tempos diferentes e não deveriam afetar uns aos outros sendo possível calculá-los separadamente. Este é o princípio da fatoração.

A idéia básica da hadronização começa com a visualização de um fluxo de cor (*string*) que conecta o quark charmoso ao seu antiquark (típico cenário para colisões do tipo e^+e^-) ou aos quarks espectadores dos hádrons iniciais (típico de colisões hadrônicas). Ao esticar este tubo, devido ao afastamento dos mesmos, a energia potencial aumenta até que é suficientemente alta para criar um par $q\bar{q}$ leve do vácuo. Então, o quark charmoso pode recombinar-se com o quark mais perto no espaço de fase para formar um hádron no estado final. No caso em que os quarks mais próximos sejam os quarks de valência do feixe, esperam-se que os hádrons charmosos formados

⁴Existem duas classificações de quarks dentro do hádron: quarks de valência e de mar. Os primeiros carregam as informações dos números quânticos internos e os demais correspondem a pares de quark-antiquark que são criados pela interação.

populem a região de alto x . Este efeito, conhecido como partícula liderante, é muito conhecido na produção de partículas estranhas [10], onde foi proposto pela primeira vez. Posteriormente, foi aplicado também, com sucesso, a estudos de produção de mésons charmosos por feixes de píons.

Basicamente, o nosso conhecimento de hadroprodução de partículas charmosas decorre de diversos experimentos produzindo, essencialmente, mésons charmosos por feixes de mésons [11–14, 16]. Entretanto, pouco se sabe a respeito dos bárions charmosos. Além do experimento WA89, no laboratório CERN, que utiliza feixe de Σ^- (d d s) a 350 GeV/c para estudar a dependência de sabor na hadroprodução de charme liderante tanto em bárions charmosos quanto em bárions estranhos charmosos, SELEX, no Fermilab, oferece uma oportunidade única de estudar hadroprodução de charme, com 3 tipos diferentes de feixe, p(u u d), Σ^- (d d s) e π^- (\bar{u} d) a 600 GeV/c, em um único espectrômetro.

1.2.2 Propriedades da Produção de Hádrons Charmosos

As propriedades da produção de partículas charmosas podem ser investigadas, experimentalmente, medindo as seções de choque totais; distribuições em função de variáveis cinemáticas descritas pelas componentes longitudinais e transversais da produção; assimetrias entre partícula e anti-partícula em função das mesmas variáveis cinemáticas e correlações entre quark e antiquark.

Particularmente, neste trabalho, discute-se as distribuições do bárion Λ_c ⁵ em função do momento transversal p_t^2 e da escala de Feynman, que é definida como

$$x_F = \frac{2p_z}{\sqrt{s}} \sim \frac{p_z}{p_{z \max}} \quad (1.3)$$

onde p_z é o momento longitudinal do charme e \sqrt{s} é a energia total disponível no centro de massa do sistema. Ao se medir a distribuição diferencial em uma variável, integra-se sobre todas as outras. Este tipo de distribuição depende fortemente do

⁵A menos que for explicitamente especificada a carga da partícula, assume-se que está sendo discutido partícula e sua anti-partícula.

processo de hadronização, podendo contribuir para o entendimento dos processos não-perturbativos da produção de charme. Valores de assimetria entre Λ_c^+ e $\overline{\Lambda}_c^-$, em função de x_F , também são abordados neste trabalho e comparações com outros experimentos, quando for o caso, será discutido.

Sendo assim, é interessante saber se modelos simples de fenômenos não-perturbativos, tais como, efeitos de fragmentação, efeitos de arrastamento de partículas secundárias pelos remanescentes do feixe (*beam dragging effect*) e momento transversal intrínscico do parton podem ser suficientes para explicar os dados experimentais, especialmente em um ambiente de produção onde se utiliza, além de píons, feixes de bárions a uma energia maior que a encontrada na literatura até então.

Esta tese está dividida em 5 capítulos. No próximo, capítulo 2, discute-se a experiência SELEX - E781 utilizada para coletar os eventos charmosos. No capítulo 3, descreve-se a atividade de *hardware* desenvolvida: as câmaras de arrasto (*drift chambers*), detetores de fios projetados e construídos pelo grupo de Altas Energias do Instituto de Física da Universidade de São Paulo, IFUSP, que foram utilizados no espectrômetro SELEX, fazendo parte do conjunto de detetores de traço. Apenas como esclarecimento, estes detetores não foram utilizados nesta particular análise de dados, a qual será apresentada no capítulo 4. Finalmente, no capítulo 5, apresentam-se as distribuições de Λ_c (em função de variáveis cinemáticas, como variável de Feynman, x_F e momento transversal ao quadrado, p_t^2), assim como assimetrias de Λ_c^+ e $\overline{\Lambda}_c^-$ (em função de x_F), bem como as conclusões e comparações com outros experimentos de hadroprodução.

Capítulo 2

O Experimento SELEX

SELEX (*Segmented Large X Baryon Spectrometer*) foi um experimento de Física de Partículas que aconteceu no *Hyperon Hall (PC4)* no FERMI LAB (Batavia, IL). A colaboração E781 consta de 20 instituições com cerca de 115 físicos. Ela foi proposta em 1987 com um período de testes em 1991.

2.1 Objetivos

SELEX faz parte do programa de alvo fixo que o FERMI LAB proporcionou durante o período de tomada de dados neste modo (Junho 1996 até Setembro 1997).

A experiência é classificada como sendo de terceira geração, na qual se espera uma alta estatística, uma grande aceitação na variável Feynman ($x_F = \frac{p_z}{p_{zbeam}}$), excelente reconstrução de vértices secundários e reconstrução de trajetórias carregadas numa ampla região do espaço de fase, além de uma sofisticada identificação de partículas.

SELEX almeja contribuir para o entendimento da física de hádrons, especialmente estudando a produção e decaimentos de hádrons contendo quark charmoso. SELEX foi planejada com a intenção de otimizar bárions charmosos ao invés de mésons charmosos, já que é abundante a quantidade de dados para estes, provenientes tanto de experimentos de hadroprodução [11, 16] quanto de fotoprodução [15].

Além da física de charme, há também outros tópicos que interessam à colaboração,

como física de fótons (efeito Primakoff), decaimentos radiativos de híperons, mésons exóticos, espalhamento elétron-híperon. Estes tópicos foram e ainda são estudados em paralelo ao estudo de charme e seus dados foram tomados parasiticamente durante a tomada de dados de charme.

2.2 Descrição do Espectrômetro

SELEX é um detetor segmentado, ou seja, ele possui três ímãs defletores e fornece uma ótima identificação de partículas com o *Ring Imaging Čerenkov Detector* (RICH), o *Transition Radiation Detector* (TRD) e os calorímetros eletromagnéticos¹ que cobrem todo o hemisfério dianteiro no referencial do decaimento do charme. O detetor possui uma região de aceitação de $0.1 \leq x_F \leq 1.0$. Ao todo, estamos falando em um aparato experimental que possui aproximadamente 50 metros de comprimento. A figura completa do aparato pode ser vista na Fig. 2.1.

O sistema de coordenadas do SELEX-E781 é um sistema cartesiano de mão direita, onde z é a direção do feixe (norte), y é para cima e x para o oeste. A coordenada u (v) é obtida através de uma rotação de 45° (-45°) no plano $x-y$. A origem do sistema de coordenadas é o centro da última face do último alvo de charme. Ainda, cada espectrômetro tem o seu próprio sistema de coordenadas.

O sistema é alinhado em posição e ângulos com o sistema de coordenadas principal, mas tem o z desviado para o centro magnético do ímã associado ao seu respectivo espectrômetro.

SELEX foi planejada como tendo cinco espectrômetros, denominados feixe, vértice, M1, M2 e M3. Um espectrômetro é composto por um ímã defletor acompanhado de detetores de partículas, exceto pelo espectrômetro do vértice que não possui um ímã. Os planos de curvatura de todos os ímãs são alinhados de tal forma que o desvio seja apenas observado na visão x do experimento. Cada espectrômetro será discutido na próxima secção.

¹Todos estes detetores serão discutidos com maiores detalhes adiante.

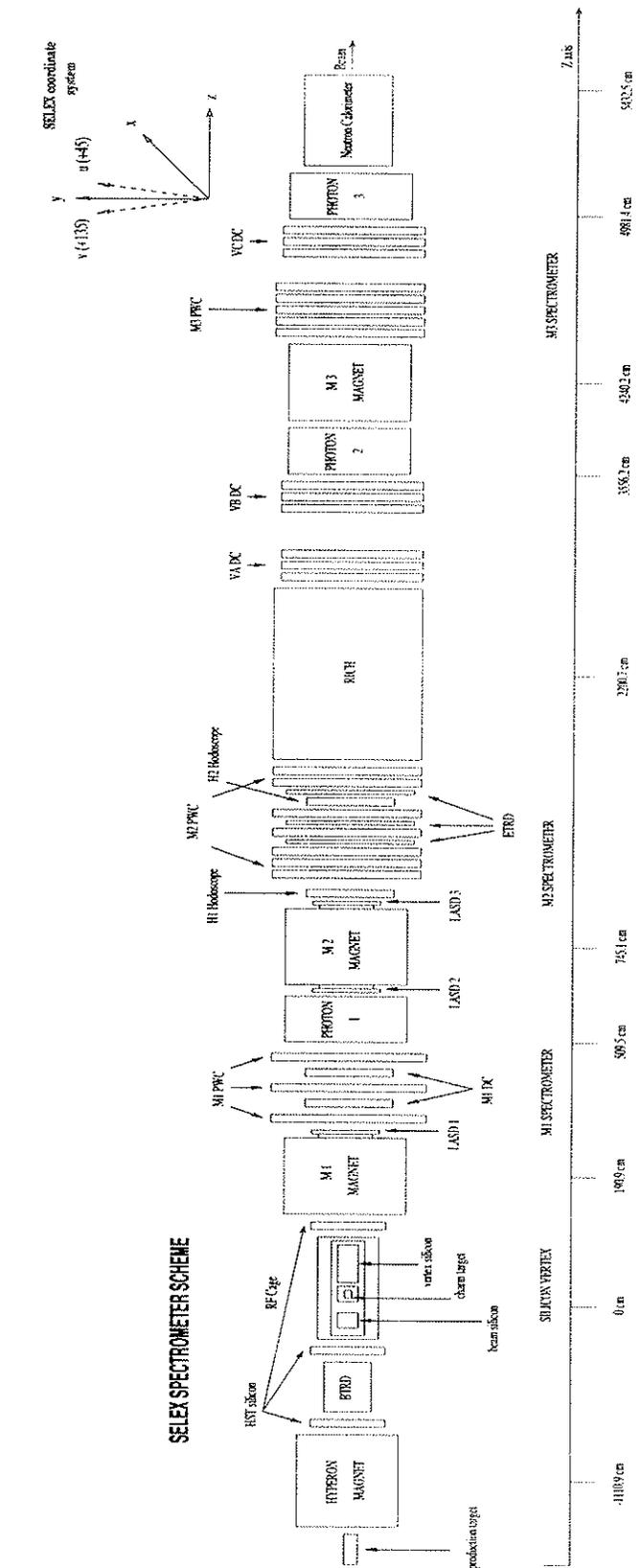


Figura 2.1: O espectrômetro SELEX.

2.2.1 Espectrômetro do Feixe

A representação esquemática do espectrômetro do feixe é mostrada na Fig. 2.2. Esta região é constituída do alvo de produção do feixe secundário, do ímã defletor para este feixe, detetores de identificação de partículas do feixe, detetores de traço do feixe e cintiladores utilizados pelo *trigger*.² Este espectrômetro define a trajetória do feixe incidente.

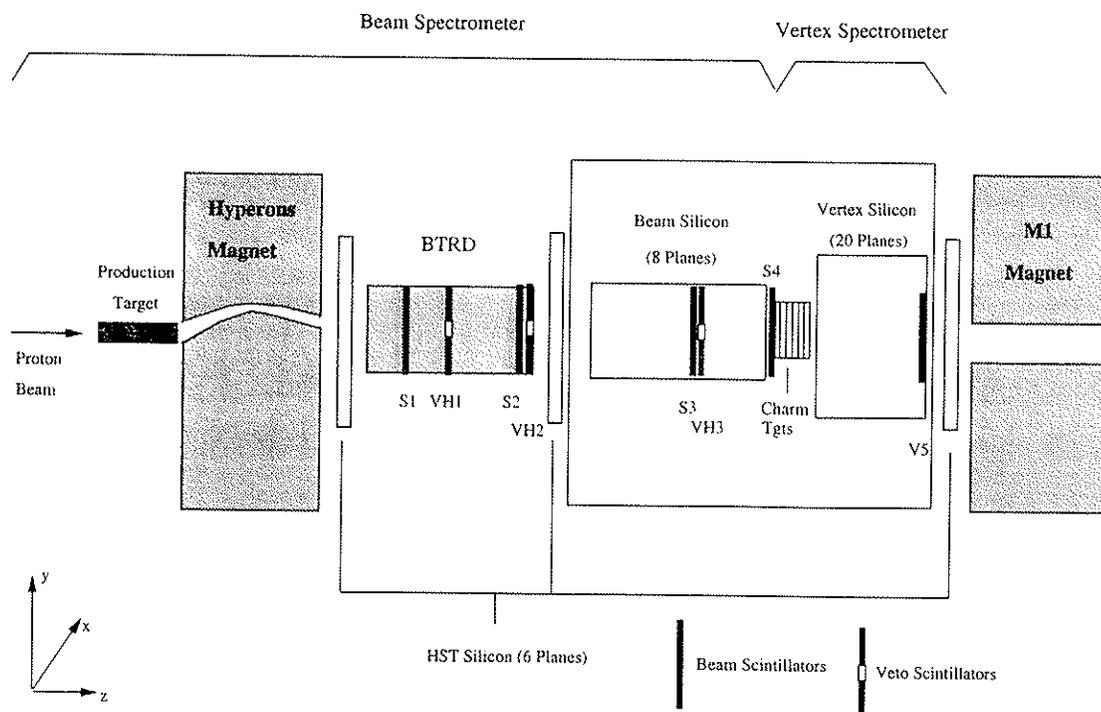


Figura 2.2: Representação esquemática do espectrômetro do feixe. BTRD: detetor de transição de radiação do feixe; S1-S4: cintiladores para a definição do feixe; VH1-VH3: cintiladores para a definição do halo do feixe; IC: contador de interação; V5: cintilador.

2.2.1.1 Produção do Feixe Secundário

O feixe secundário, que é de interesse para a física de charme, é produzido por uma interação primária do feixe de prótons vindo do Tevatron a 800 GeV/c com um alvo

²A fim de se obter mais detalhes sobre os detetores empregados em física de altas energias, aconselha-se a referência [18].

de berílio, com 0.98% de comprimento de interação, localizado na entrada do canal do ímã, como mostrado na Fig. 2.3. Esta figura é uma vista plana do aparato na região precedente ao PC4 tendo como origem do eixo z a face esquerda do ímã e a origem do eixo x no centro do feixe de prótons. As partículas produzidas desta interação são direcionadas a um túnel de tungstênio onde encontram um campo magnético que faz a separação em momento do feixe secundário, o qual é mostrado saindo do ímã de híperons entrando no PC4. O ímã possui 7,3 m de comprimento e um campo de 3,5 Tesla, operando a uma corrente de 3.250 A. O plano de curvatura está localizado ³ a -755 cm e tem um momento transversal de 7.575 T.m. SELEX possui um esquema de feixe bem flexível. Mudando-se a polaridade deste ímã, pode-se receber tanto feixe de carga positiva, essencialmente composto de prótons a 550 GeV/c, quanto de carga negativa, cuja composição é basicamente⁴ 1:1 de Σ^- e π^- a 600 GeV/c.

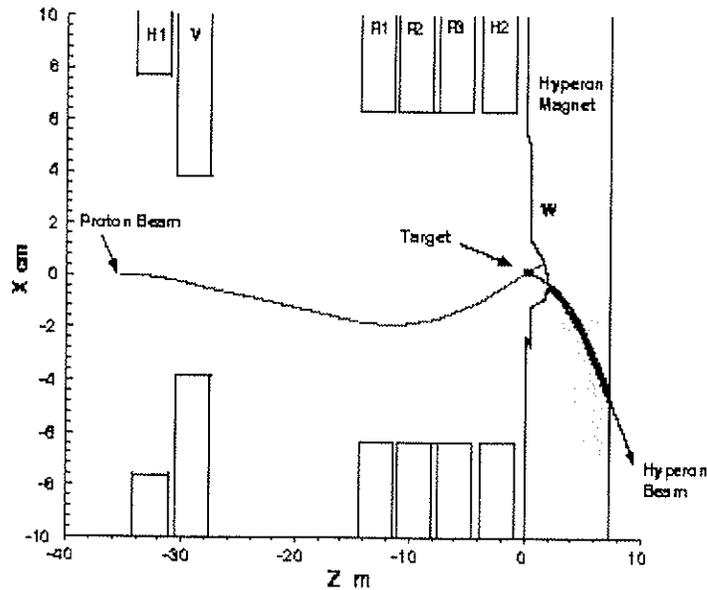


Figura 2.3: Esquema do ímã de híperons localizado na entrada do hall experimental.

³A origem do sistema de coordenadas é a face traseira do último alvo de produção de charme.

⁴Na realidade, o feixe produzido no alvo é composto de 70% Σ^- e 30% de π^- com uma pequena fração de Ξ^- e Ω^- . Com o decaimento do Σ^- , a composição do feixe muda para aproximadamente 50% Σ^- e 50% π^- até atingir o alvo de produção de charme.

2.2.1.2 Detetor de Radiação de Transição do Feixe - BTRD

O *Beam Transition Radiation Detector* (BTRD) deteta radiação eletromagnética emitida quando uma partícula carregada atravessa a fronteira entre dois meios com propriedades dielétricas diferentes. A radiação depende do fator de Lorentz $\gamma = E/mc^2$ da partícula. Isto faz com que este tipo de detetor seja altamente eficaz para a identificação de partículas relativísticas ($\beta \rightarrow 1$) a altas energias. A Fig. 2.4 mostra uma distribuição típica do número de planos ativos quando uma partícula do feixe atravessa o detetor. O número de planos ativos é diretamente proporcional a γ . Sendo assim, para partículas com momentos semelhantes (por exemplo, Σ^- e π^-), o feixe de π^- é o pico mais a direita do espectro pois sua massa é muito menor que a do Σ^- , logo, ativa mais planos. A linha pontilhada ilustra o corte no número de planos utilizado nesta análise ($n \leq 4$ para Σ^- e $n \geq 7$ para π^-). A eficiência em identificar Σ^- é 91.5% e a identificar π^- é de 89.5%.

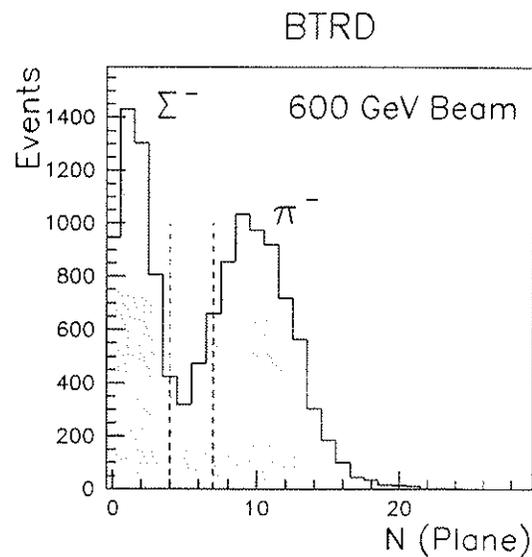


Figura 2.4: Discriminação entre π^- e partículas pesadas fornecida pela BTRD. Partículas com sinal em pelo menos 7 planos são aceitas como π^- .

2.2.1.3 Detetor de Silício do Feixe -BSSD

Numa maneira simplificada, o detetor de silício pode ser definido como uma junção $p - n$ em um semiconductor, onde a zona de depleção foi estendida por vários μm (Fig. 2.5). Por exemplo, se uma superfície de um detetor tipo- n é dopado com p^+ num padrão de tiras paralelas, então uma junção $p - n$ é formada ao longo dessas tiras. Sob influência de um campo elétrico, a combinação comporta-se como um diodo reverso, permitindo à corrente fluir apenas em um sentido.

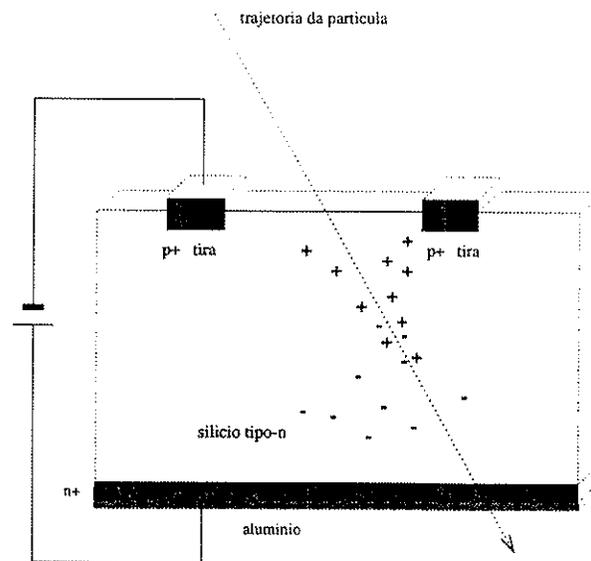


Figura 2.5: *Figura esquemática de um detetor de silício.*

Quando uma partícula atravessa o cristal de silício, esta sofre espalhamento coulombiano pelos elétrons no sólido, criando assim, pares de elétrons-buracos. Estes elétrons-buracos formam mais pares até que sua energia cinética caia abaixo de 3.6 eV ⁵ Os buracos são atraídos para o lado da junção e coletados nas tiras mais próximas.

O *Beam Single Sided Silicon Detector* (BSSD) é constituído de 8 planos de $300\mu\text{m}$ de espessura, que cobre uma área ativa de $2 \times 2 \text{ cm}^2$. No silício, 1.024 tiras foram implantadas com espaçamento entre elas de $20\mu\text{m}$ de distância. Os detetores são

⁵Leva-se 3.6 eV de energia para liberar um elétron ligado e excitá-lo para a camada de condução.

organizados em 3 estações sendo que 2 delas consistem em 3 planos (u , y e x) e a outra de 2 planos (y and x), fornecendo uma boa precisão de traço para partículas com alto momento e pequena abertura angular. A eficiência de reconstrução do traço é superior a 95%. A resolução de um único detetor é de $< 7 \mu\text{m}$.

O traço do feixe medido nestes detetores é extrapolado de volta ao alvo de produção a fim de se determinar o momento do traço com uma resolução de aproximadamente 0.8%. Uma distribuição típica do momento do feixe é mostrado na Fig. 2.6.

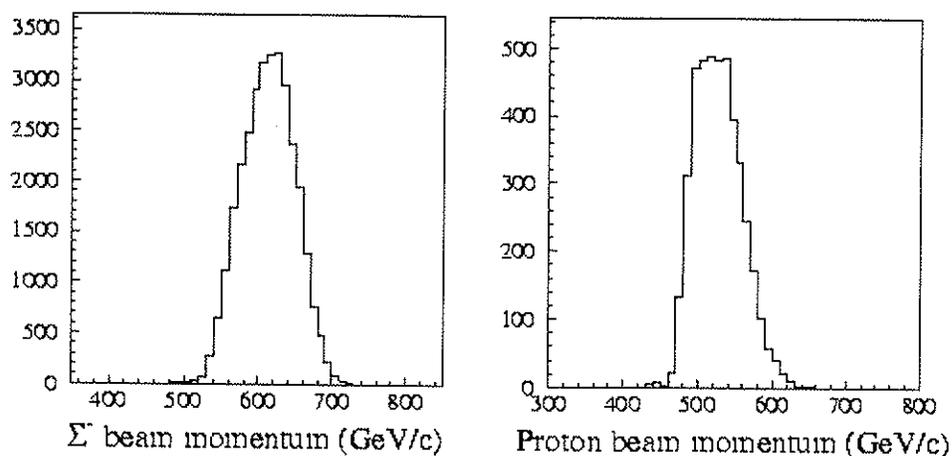


Figura 2.6: Distribuição de momento do feixe do SELEX com carga negativa (esquerda), com um valor médio de $-612 \text{ GeV}/c$ e carga positiva (direita), com $550 \text{ GeV}/c$.

2.2.2 Espectrômetro do Vértice

O desenho esquemático do espectrômetro do vértice é mostrado na Fig. 2.7. Esta região é constituída dos alvos de produção de charme e dos detetores de silício para determinar o vértice da interação primária.

2.2.2.1 Alvos para Produção de Charme

As partículas charmosas são produzidas em 5 folhas de alvo segmentado com um comprimento de interação total de 4,2%. As folhas têm aproximadamente 1,5 mm de

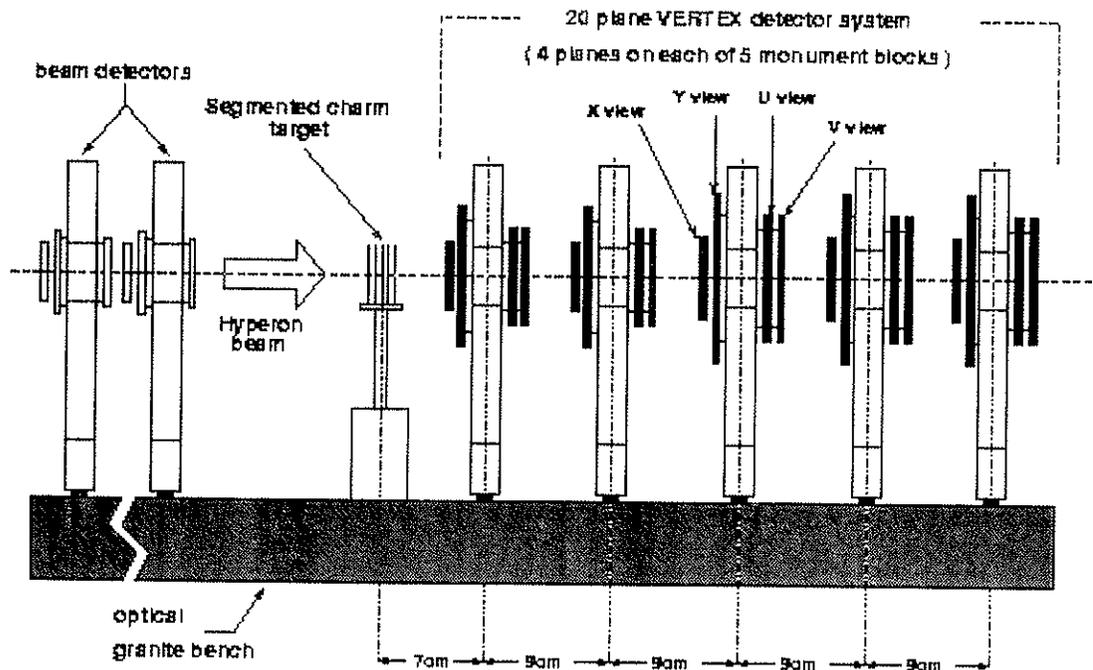


Figura 2.7: Representação esquemática do espectrômetro do vértice

espessura, dispostas com um espaçamento de 1,5 cm entre elas. As duas primeiras folhas são feitas de cobre e as outras três, de diamante. Os alvos são posicionados ao longo da linha do feixe. A disposição destes é tal que permite a determinação daquele alvo em que ocorreu a interação. Na tabela 2.1 resumimos as principais informações dos alvos.

2.2.2.2 Detetor de Silício do Vértice - SSD

O detetor de vértice é constituído por 20 planos, combinados em 5 grupos de 4. Nos primeiros 8 planos utilizamos 2.560 canais de detetores com $20\mu\text{m}$ de espaçamento entre eles, cobrindo uma área de $5,12 \times 5 \text{ cm}^2$. Na região central, 1.536 tiras são lidas, enquanto que na região mais externa, a leitura é alternada. Assim, o número total de canais lidos foi de 2.048 (16 SVX chips).

Os últimos 12 planos são relativamente grandes, chamados detetores de mosaico,

	Material	z-pos. [cm]	dimensões [cm]		densidade [g/cm ³]	L_{rad} [%]	L_{int} [%]
			transversal	long.			
1	Cobre	-6,13	2,54 × 2,54	0.16	8,96	11,19	1,06
2	Cobre	-4,62	2,54 × 2,54	0.11	8,96	7,10	0,67
3	Diamante	-3,10	3,0 × 2,0	0.22	3,23	1,66	0,82
4	Diamante	-1,61	3,0 × 2,0	0.22	3,23	1,66	0,82
5	Diamante	-0,11	3,0 × 2,0	0.22	3,23	1,66	0,82

Tabela 2.1: Os alvos do SELEX. L_{rad} - comprimento de radiação, L_{int} - comprimento de interação.

com 1.280 tiras de silício em cada painel, espaçadas por $25 \mu\text{m}$, cobrindo uma área de $8,3 \times 3,2 \text{cm}^2$. Todas as tiras da região central são lidas, enquanto a leitura na região mais externa cai para $50 \mu\text{m}$. O número total de canais lidos no detetor de mosaico é de 2.560 (20 SVX chips). Ambos os detetores tem acoplamento AC, com uma voltagem de depleção de 35 V. A eficiência para se identificar um *hit* em um canal, na passagem de uma partícula é maior que 98%. Já a eficiência para se determinar o traço é de 95%, com uma resolução da ordem de $4 \mu\text{m}$. Com isso, a resolução longitudinal do vértice primário é de $\sigma_p = 270 \mu\text{m}$ e do secundário $\sigma_s = 560 \mu\text{m}$.

2.2.3 Espectrômetro M1

O desenho esquemático do espectrômetro M1 é mostrado na Fig. 2.8. Este espectrômetro consiste em detetores de traço como câmaras proporcionais de fios (*Proportional Wire Chambers* - PWC); câmaras de arrasto (*Drift Chambers* - DC); 2 detetores de silício (*Large Area Silicon Detectors* - LASD) e 1 calorímetro eletromagnético (*Photon Detector*). Este espectrômetro tem uma grande aceitação geométrica com um corte intrínseco em momento de $2.5 \text{ GeV}/c$. Ele é utilizado para reconstruir trajetórias de partículas, em sua maioria píons, com baixo momento provenientes de decaimentos de estados excitados e partículas com baixo momento ($P \leq 15 \text{ GeV}/c$). O ímã M1 é operado a 1,34 Tesla com uma corrente de 2.200 A, equivalente a um momento transversal ($p_t \text{ kick}$) de $0,7332 T \cdot m$ e o plano de curvatura está a 191cm.

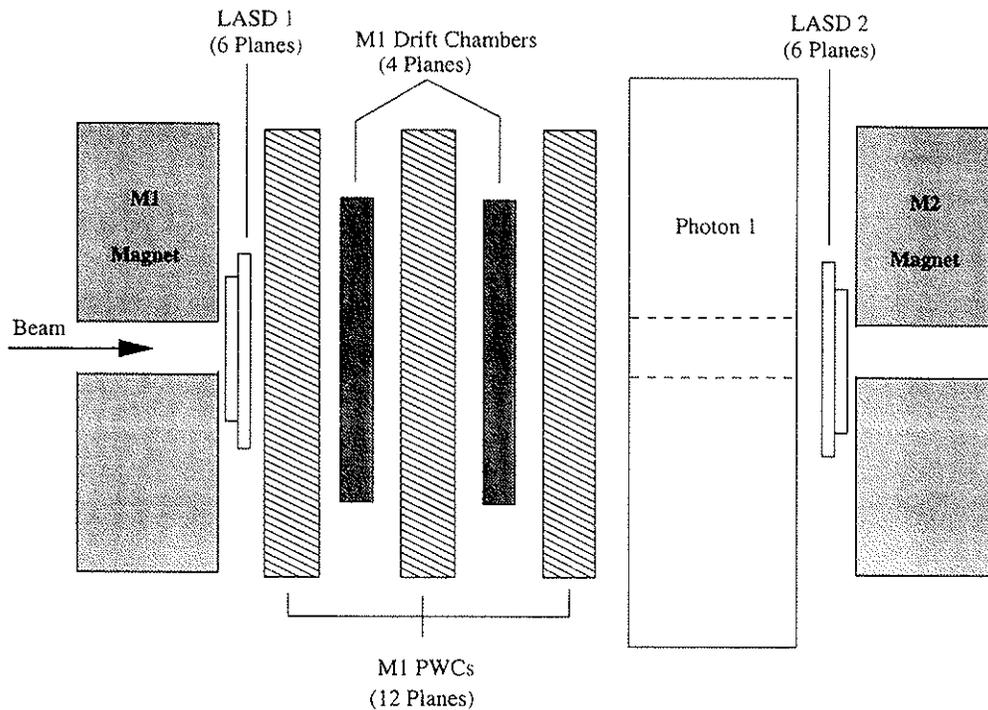


Figura 2.8: Representação esquemática do espectrômetro M1

2.2.3.1 Detetor de Silício - LASD

Ao todo, existem três estações de LASD, duas estão localizadas imediatamente na saída do ímã M1 e a outra, na entrada do ímã M2, sendo assim, a terceira estação pertence ao espectrômetro M2.

Cada LASD é composto por dois detetores de face simples e dois de face dupla. Ambos têm $300\mu\text{m}$ de espessura com uma área ativa de $6,35 \times 6,35 \text{ cm}^2$ para a face simples e $5,26 \times 6,64 \text{ cm}^2$ para a dupla. Incluindo as LASD's, o sistema de detetores de silício tem aproximadamente 80.000 canais de leitura.

2.2.3.2 Detetores de Fios - PWC

As PWC's são constituídas de fios anodos igualmente espaçados, centrados entre dois planos catodos. Se uma voltagem negativa é aplicada aos planos catodos, surge um

campo elétrico. Exceto pela região próxima aos fios anodos, as linhas de campo são essencialmente paralelas e constantes. As câmaras foram preenchidas com uma combinação de gases: 75% argono, 24.5% isobutano e 0.5% freon⁶.

Quando uma partícula carregada atravessa o volume do detetor, esta provoca a ionização do gás, gerando pares de elétrons e íons carregados positivamente, que são carregados pelo campo elétrico para o anodo e catodo mais próximo, respectivamente. Na vizinhança do fio, o campo elétrico, sendo mais intenso, acelera os elétrons em direção ao fio, fazendo com que mais elétrons sejam liberados e conseqüentemente favorecendo mais a ionização e a intensificação do sinal [19]. Os íons positivos possuem uma mobilidade menor e induzem pulso tanto no catodo quanto nos fios anodos vizinhos.

As três câmaras PWC's estão separadas por um espaçamento de 70 cm e cada uma tem uma região ativa de $100 \times 100 \text{ cm}^2$ cobrindo quatro projeções (x, y, u, v). O espaçamento entre os fios anodos é de 2 mm, resultando numa resolução de 0.6 mm.

2.2.3.3 Detetores de Fios - DC

Os dois detetores do tipo câmaras de arrasto estão localizados entre as PWC's e contém apenas duas visões (x e y).

Estes detetores contêm vários planos de fios anodos que servem para coletar elétrons liberados pela ionização sofrida pelo gás, que preenche a câmara, quando partículas carregadas atravessam o sistema. Elétrons provenientes da ionização primária são arrastados numa região de baixo campo antes de alcançar a região de amplificação, perto do fio anodo. O tempo de coleção da avalanche fornece a medida da posição da ionização.

⁶Esta combinação é também conhecida como *gás mágico*

2.2.3.4 Calorímetros Eletromagnéticos

Os fótons provenientes de decaimentos do π^0 são detetados em calorímetros eletromagnéticos. Ao todo, SELEX possui três calorímetros. Este tipo de detetor consiste em um arranjo de blocos de vidro chumbados (*lead glass*).

A energia e as coordenadas de posição das partículas secundárias provenientes das interações podem ser medidas, em certas circunstâncias, através do método de absorção total. Neste processo, a partícula incidente interage num detetor que possui alto número atômico, gerando partículas secundárias, terciárias, etc. até que toda (ou quase toda) energia incidente seja convertida em ionização ou excitação no meio.

Fótons, elétrons e pósitrons de altas energias produzem chuva eletromagnética dentro do vidro. A propagação deste chuva é acompanhada pela emissão de luz Čerenkov, a qual é coletada pelas fotomultiplicadoras. A energia integrada coletada nos fototubos é usada para estimar a energia da partícula incidente.

2.2.4 Espectrômetro M2

O desenho esquemático do espectrômetro M2 é ilustrado na Fig. 2.9. Este espectrômetro consiste em dois hodoscópios, que são utilizados pelo *trigger*. A informação do traço é fornecida pelos 14 planos de PWC's; 6 câmaras de arrasto do tipo vetorial (*Vector Drift Chambers - VDC*) e 1 estação LASD. Há também detetores que fornecem identificação de partículas, tais como o detetor de transição de radiação de elétrons (*Electron Transition Radiation Detector - ETRD*), calorímetro eletromagnético e o RICH (*Ring-Imaging Čerenkov detector*). Este espectrômetro tem um corte intrínseco em momento de 15 GeV/c. O ímã M2 é operado a 1,54 Tesla, equivalente a um momento transversal de 0,845 GeV/c.

2.2.4.1 Detetor de Silício - LASD

O primeiro detetor do espectrômetro M2 é a terceira estação LASD. Ela está localizada na saída do ímã M2 e assim como as outras duas, consiste em 2 detetores de

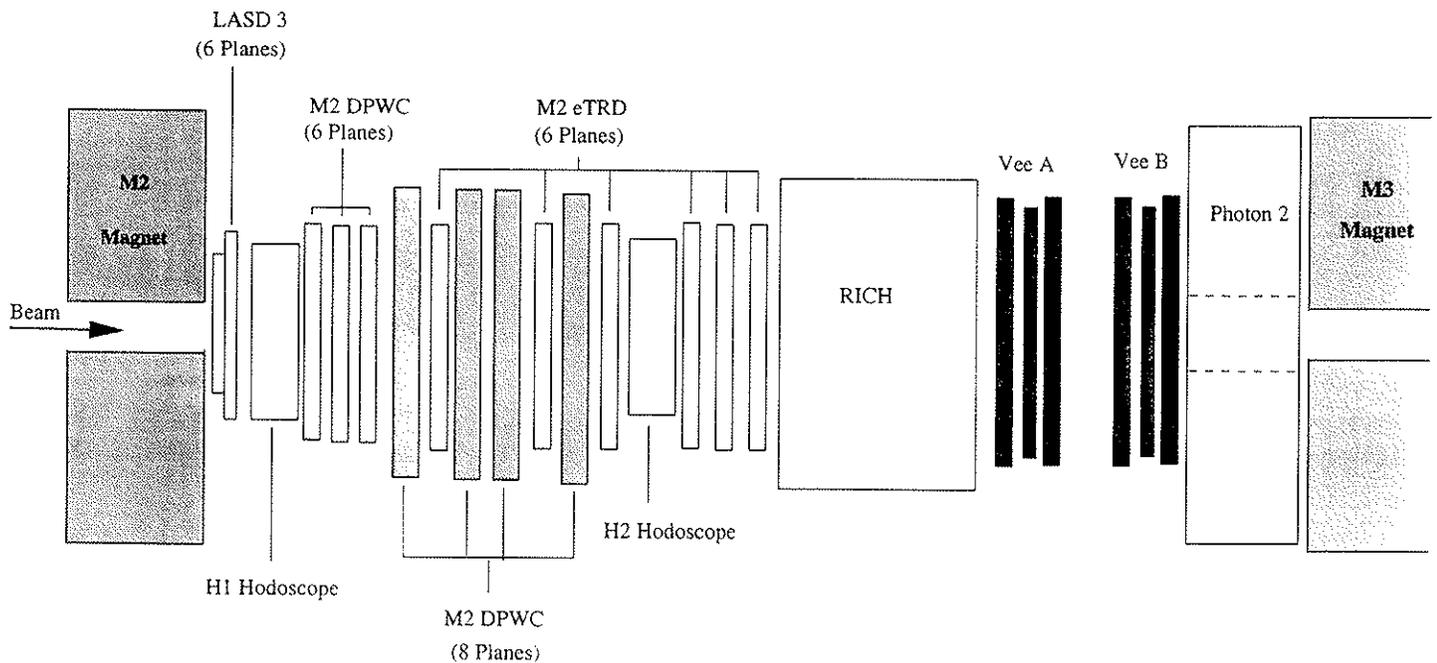


Figura 2.9: Representação esquemática do espectrômetro M2

face dupla e 2 de face simples.

2.2.4.2 Hodoscópios - H1-H2

Os hodoscópios usam cintiladores que fornecem informações sobre multiplicidade, carga e momento das partículas que passam através do espectrômetro. Estas informações são usadas pelo *trigger*, que será discutido em detalhes na próxima secção.

Há dois hodoscópios denominados H1 e H2. Os hodoscópios cobrem três regiões distintas: região de carga negativa, central e de carga positiva. O sinal da carga é assumido, baseando-se na região do detetor onde ele é registrado⁷. A tabela 2.2 resume as principais especificações do hodoscópio.

⁷Os ímãs curvam as partículas carregadas negativamente para a direita (leste).

	z-pos. [cm]	área coberta [cm ²]	elementos - 0 +
H1	890,9	60,0 × 30,5	16 8 14
H2	1292,1	119,0 × 40,6	12 16 32

Tabela 2.2: Especificações do hodoscópio. Tanto o H1 quanto o H2 são divididos em sub-hodoscópios cobrindo as regiões de carga negativa (-), carga positiva (+) e central (0) do espectrômetro M2.

2.2.4.3 Detetores de Fios - PWC

A maior parte do *tracking* neste espectrômetro é feita usando os 14 planos das PWC's. As duas primeiras estações informam sobre as projeções x , y e a última u e v . Estas câmaras têm uma área ativa de 60×60 cm². As outras câmaras possuem uma região ativa de 100×60 cm² e consistem em 8 planos configurados em pares (x, y) , (u, v) , (x, y) e (x, y) . Estas estão localizadas entre os hodoscópios e intercalados com as câmaras de arrasto.

2.2.4.4 Detetor de Radiação de Transição de Elétrons - ETRD

O ETRD tem a função de identificar os elétrons secundários vindos de decaimentos, principalmente distinguir elétrons e píons de baixo momento (20 GeV/ c). Este detetor é constituído de 6 módulos, com uma combinação de 200 folhas de polipropileno e câmaras proporcionais medindo a coordenada x . A eficiência de identificação dos elétrons é de 95% e a identificação incorreta do pión é de apenas 1,2%.

2.2.4.5 Detetor Čerenkov - RICH

A principal finalidade do detetor Čerenkov é de fornecer separação entre píons, kaons e prótons.

Uma partícula carregada atravessando um meio com índice de refração n (o radiador) com uma velocidade $v = \beta c$ maior que a velocidade da luz c/n neste meio, emite radiação eletromagnética a qual forma uma frente de onda coerente. O ângulo

de abertura Θ deste cone está relacionado à velocidade da partícula por

$$\cos\Theta_c = \frac{1}{n\sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}}} \quad (2.1)$$

onde γ é o fator de Lorentz relativístico. Se o momento da partícula for conhecido, pode-se identificar a sua massa. Este ângulo corresponde ao raio do cone de luz visto pelos fototubos no detetor.

A Fig. 2.10 é composta por dois gráficos. O de cima, apresenta uma distribuição, em função do momento da partícula, dos raios de anéis produzidos no detetor. A outra, por sua vez, ilustra a diferença entre raios de 2 partículas, também em função do momento.

O detetor RICH do SELEX consiste em um cilindro de 10 m de comprimento com um diâmetro de 2.4 m preenchido com neon a pressão de 1,05 atm. Os 16 espelhos, de forma hexagonal, têm um raio de curvatura de 20 m e cobrem uma área de $2 \times 1 \text{ m}^2$. Os fótons são detetados por 2.848 fotomultiplicadoras que cobrem 100% da aceitação do detetor.

2.2.4.6 Detetor de Fios - VDC

De todas as câmaras de fios do espectrômetro SELEX, o único sistema construído especialmente para esta experiência foi o sistema de doze câmaras de arrasto, inteiramente projetado e construído pelo grupo de altas energias da Universidade de São Paulo (USP). Os demais sistemas foram herdados de experiências passadas.

Uma câmara de arrasto é um detetor de partículas que usa o tempo de arrasto dos elétrons de ionização num gás, para medir a posição espacial de uma partícula ionizante.

As câmaras são organizadas em três estações, chamadas VDC A, VDC B e VDC C, sendo que cada estação contém três câmaras. Estes detetores são responsáveis pela medida da posição do vértice e abertura angular do decaimento de partículas do tipo V (Λ^0 e K_s) as quais são uma importante assinatura de decaimento de bárions

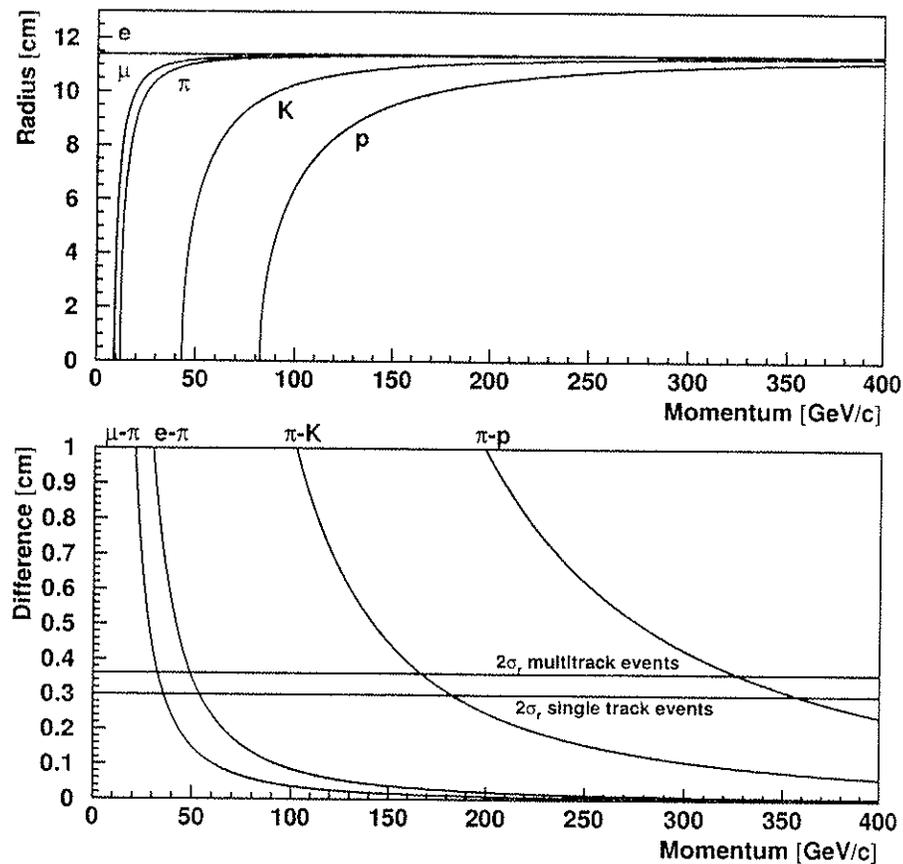


Figura 2.10: Distribuição dos raios de anéis produzidos por diferentes partículas no detector RICH, em função do momento (acima). Diferença entre dois anéis produzidos por duas partículas em função do momento [20] (abaixo).

charmosos. Estas câmaras são do tipo câmaras de jato, que significa que os fios estão dispostos orientados ao longo da trajetória da partícula. Cada estação mede as coordenadas x , y , u e v . Maiores detalhes serão apresentados no próximo capítulo.

2.2.5 Espectrômetro M3

O espectrômetro M3 é ilustrado na Fig. 2.11. Este espectrômetro é constituído de duas PWC's de $64 \times 64 \text{ cm}^2$; uma terceira PWC de $115 \times 89 \text{ cm}^2$, seguido pela terceira estação das VDC. A identificação de partículas é feita usando o terceiro detetor de fóton e o calorímetro de nêutrons. O ímã M3 é operado a 1,3 Tesla, fornecendo um

(p_t kick) de 0,72 GeV/c. A finalidade deste espectrômetro é medir os produtos de decaimento de híperons com longa vida, do tipo Λ e está localizado a 42 m do alvo de produção de charme.

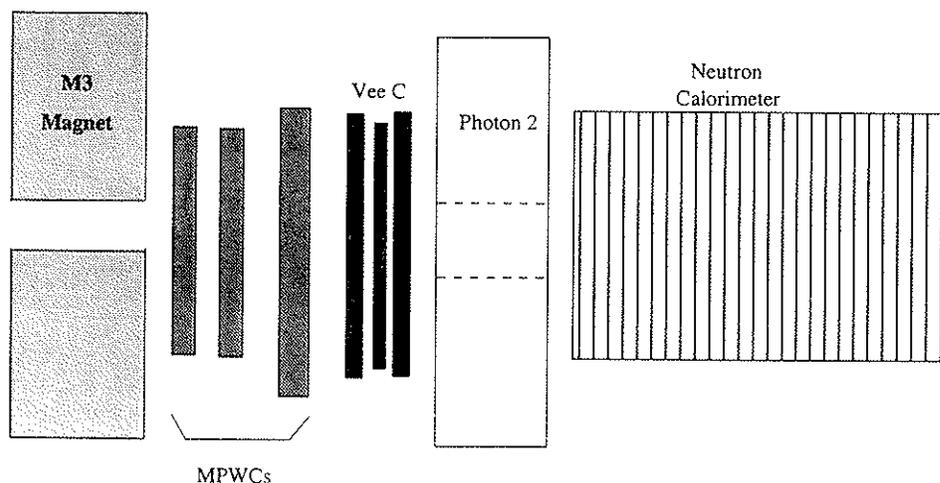


Figura 2.11: Representação esquemática do espectrômetro M3.

2.3 Trigger

A configuração primária do *trigger* usada pelo SELEX é chamada de *trigger* de charme. Este *trigger* é estruturado para estudar a produção e decaimento de bárions charmosos.

SELEX segue a idéia de um *trigger* baseado no parâmetro de impacto. Se um traço do feixe e um vértice são achados, o evento apenas é aceito se eles não forem consistentes um com o outro. A distância mínima tem que ser superior a 20 μm .

Os *triggers* no SELEX são implementados a nível de *hardware* e *software* [21,22].

2.3.1 Hardware

SELEX é planejada para operar num ambiente com feixe de alta intensidade, cerca de 40 milhões de partículas por 20 segundos de feixe⁸, ou seja, uma taxa de 2 MHz, em média, uma partícula do feixe a cada 500 ns.

As limitações para selecionar o evento estão, por um lado, na taxa de transferência de dados e por outro, no tempo morto da eletrônica, tudo isso dependendo das condições de operação.

Para atingir o objetivo principal da experiência, que é a produção e espectroscopia de partículas neutras ou carregadas de vida curta produzidas pela interação do feixe com o alvo, o *trigger* tem que selecionar interações com uma topologia favorável a eventos charmosos, enquanto rejeita todos os outros eventos. A função é de procurar por evidências de vértices secundários e identificar pelo menos duas partículas positivas de alto momento. Uma reação típica é, por exemplo, o do decaimento do bárion charmoso $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+$.

Neste tipo de *trigger* há três níveis, chamados T0, T1 e T2. Suas funções serão descritas com detalhes mais adiante.

2.3.1.1 Sincronização do Trigger

Cada etapa do *trigger* recebe um aviso do anterior a fim de iniciar seu processo. No caso do T0, este aviso vem do *gate* do feixe, sinalizando quando uma partícula deste estiver se aproximando. Este nível, então, permanece ocupado até seu processo ser finalizado e uma decisão tiver sido tomadas. Se a decisão for negativa, então o *gate* será fechado e um sinal de limpeza será enviado de volta aos níveis anteriores, ou no caso do T0, o sinal de ocupado será liberado, colocando-se pronto para o próximo evento. Por outro lado, se a decisão for positiva, o sinal de ocupado será passado para o próximo nível e o processo será repetido até que uma decisão negativa for

⁸O feixe primário de próton do acelerador é entregue em modo pulsado. Recebe-se feixe por 20 segundos apenas e o ciclo se repete após 1 minuto. Este período de 20 segundos é conhecido, no Fermilab, como *spill*.

alcançada em algum dos níveis, ou até, que uma decisão positiva seja formada no nível T2 e os dados sejam lidos pelo sistema de aquisição. Neste caso, o sinal de ocupado permanece até o término da leitura. Finalizado este processo, T2 volta ao seu estado inicial e um sinal de limpeza é enviado para T1 e T0. Esse procedimento ocorre também no caso em que uma decisão negativa é atingida.

2.3.1.2 Lógica T0

A condição necessária para iniciar este nível é ter partículas do feixe e a ocorrência de uma interação com o alvo de charme. A definição do feixe é dada por um conjunto de cintiladores plásticos (veja Fig. 2.2 na página 4), cuja área ativa encontra-se na região do feixe e, de cintiladores do tipo *veto halo*, que são grandes cintiladores, também de plástico, possuindo um corte no material exatamente na região do feixe, seguindo a lógica:

$$T0 = S1 \cdot \overline{VH1} \cdot S2 \cdot \overline{VH2} \cdot S4 \cdot V5. \quad (2.2)$$

Quando uma decisão positiva é atingida, um sinal de alerta é enviado para o gerador de *gate* T1 e o sinal de ocupado é, então, passado adiante. Se, por outro lado, uma decisão negativa for formada, o sinal de ocupado permanecerá até que seu processo estiver terminado e o *gate* gerado anulado. O corte em multiplicidade foi feito pelo contador de interação S4 e pelo cintilador V5. Este corte seleciona uma multiplicidade maior que 1.

2.3.1.3 Lógica T1

Este estágio começa quando uma decisão positiva tiver sido executada no nível precedente.

Este nível identifica interação nos alvos utilizando os IC, que estão localizados diretamente após o segundo plano do *microstrip*. Utiliza também da informação do BTRD para selecionar feixe de Σ . É necessário haver dois *hits* positivos no hodoscópio

H1 e, os IC's, devem ser disparados por *hits* que possam ser extrapolados de volta do H1 para a região da interação.

A decisão final do T1 é atingida com os cortes descritos acima, combinados numa lógica *AND* com a decisão do T0. No caso de uma posição afirmativa, manda-se um sinal para o nível T2, caso contrário, retorna-se ao estado inicial.

2.3.1.4 Lógica T2

O nível T2 é montado para incluir informação de detetores que se encontram mais afastados da região de interação. Se uma decisão positiva é alcançada, então terá início a leitura dos dados pelo sistema de aquisição.

Com este *hardware trigger* aproveita-se cerca de 30% das interações. A taxa de dados brutos coletados é da ordem de 10 KHz. Com um tempo morto *online* de $\leq 30 \mu\text{seg}$ e um evento de $\sim 5 \text{ KB}$ de tamanho, uma leitura de 35 MB/seg é obtida.

2.3.2 Software

Uma das grandes inovações da experiência é o uso de um algoritmo rodando, a tempo real, em 12 processadores *SGI*⁹ *Challenge* e que faz a seleção dos eventos que sobrevivem ao *hardware trigger*.

Para selecionar partículas charmosas, utiliza-se do tempo de longa vida (centenas de fantosegundos) o qual produz, no referencial de laboratório, vários milímetros de tempo de voo. Estes vértices secundários são separados dos primários pelo detetor de vértice de alta resolução. O filtro procura apenas por traços pertencentes ao espectrômetro M2. Primeiramente, estes traços de alto momento são reconstruídos, usando apenas a informação das câmaras proporcionais. Os traços identificados são, então, extrapolados de volta para a região de vértice e são usados para reconstruir totalmente o vértice de interação. O evento é rejeitado caso apresente apenas evidência de um vértice primário. Com esta seleção, os dados brutos são reduzidos por um fator de 8, fornecendo uma eficiência para eventos charmosos de $\sim 50\%$.

⁹Silicon Graphics, Inc., Mountain View, CA, USA

Com este algoritmo, seleciona-se a maioria dos bárions charmosos com alta eficiência. Para partículas com vida extremamente curta, utiliza-se das informações obtidas pelo RICH, com o intuito de identificar eventos que têm, no seu estado final, simultaneamente K^- e p .

Os dados que satisfazem o processo de seleção do filtro são guardados temporariamente no disco rígido e mais tarde escritos em fitas. Estocar os eventos em disco é necessário pois, a uma taxa típica de 80,000 T2 por *spill*, pode-se esperar que 10,000 passem pelo critério do filtro. Então, sendo o tamanho do evento de 5 KB (isso com todos os sistemas lidos), o espaço necessário em disco por minuto é de 50 MB. SELEX é equipado com dois discos de 9 GB, cada um dedicado ao estoque temporário dos dados. Mesmo que todos os quatro *drives* de fitas 8 mm falhem, o experimento pode sobreviver, nesta taxa, por mais três horas. Os dados são gravados a uma taxa de 300 KB/seg.

Como resultado dessa configuração do *trigger* de charme, SELEX estudou 15.2 bilhões de interações e escreveu 1 bilhão em fitas.

Além do *trigger* de charme, existem outras configurações que rodavam parasiticamente, como o HST (*Hardware Scattering Trigger*), o He (*Hadron electron*) e o HYP (*Hyperon*).

2.4 Aquisição de Dados

O sistema de aquisição (DAQ) da E781 [22, 23] faz parte do projeto DART (colaboração entre o Departamento de Sistemas On-Line (OLS) da Divisão de Computadores do Fermilab e os 6 experimentos que coletaram dados no mesmo período). Isto é feito com a esperança de reduzir o trabalho braçal despendido para estabelecer um sistema de aquisição para cada experiência.

Como já mencionado, o feixe é entregue em modo pulsado. Durante este período foram coletados de 100 a 140K eventos, cujo tamanho médio era de ≈ 5 KB, resultando em cerca de 700 MB de dados para cada *spill*. Um desenho esquemático da

DAQ é mostrado na Fig. 2.12.

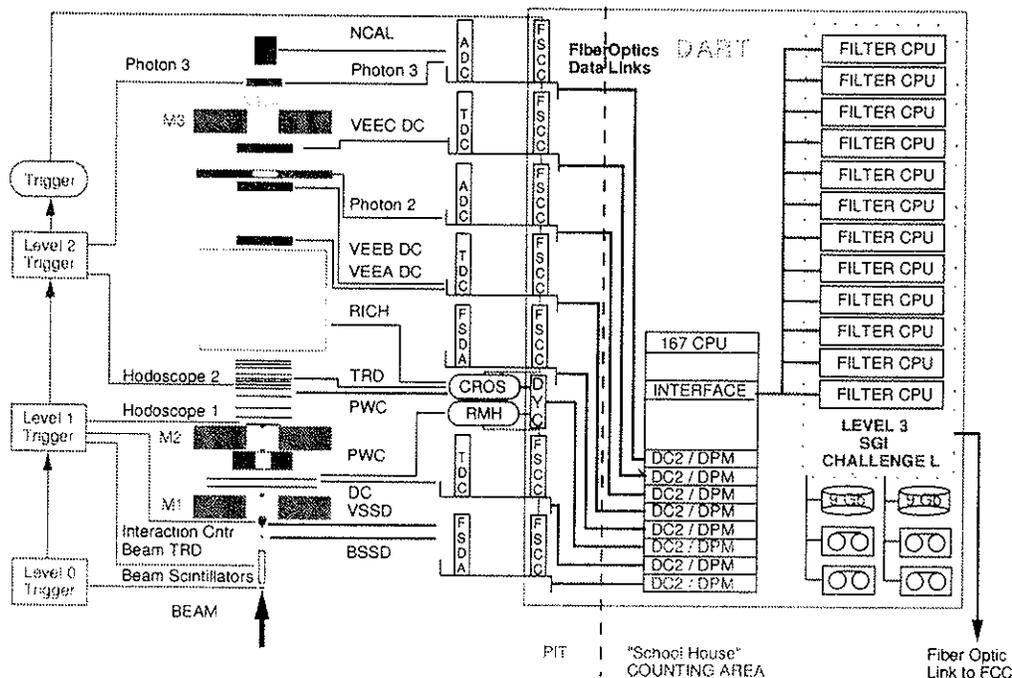


Figura 2.12: Esquema da aquisição de dados utilizada no SELEX.

O centro da DAQ é um computador Silicon Graphics Indigo (Indy). Através de comandos gerados por scripts e rotinas de programas, os detectores são individualmente configurados e controlados. O Indy tem conexão com dois tipos de controladores dentro do local da experiência: FASTbus Smart Crate Controllers (FSCC) e Damn-Yankee Controllers (DYC) que, a cada começo da aquisição, carrega arquivos de configuração e controladores no FSCCs e DYCs preparando os detectores para a coleta de dados.

Uma vez configurada as condição do run, tornam-se automáticos os controles da aquisição de dados, que são baseados no trigger.

Os dados, provenientes dos diferentes sistemas de detectores, são coletados em 10 streams paralelos e independentes e guardados em memórias VME. A eletrônica

frontend é formada por sistemas distribuídos da seguinte maneira:

- *FASTbus SVX Data Accumulators (FSDA)*: para a leitura dos detetores de silício;
- *FASTbus TDCs*: leitura das câmaras de arrasto;
- *FASTbus ADCs*: leitura dos calorímetros de fótons e de nêutrons;
- *Chamber Readout System (CROS)*: leitura das câmaras proporcionais de fios no espectrômetro M2, TRDs e RICH;
- *Receiver Memory Hybrid (RMH)*: leitura das câmaras proporcionais de fios nos espectrômetros M1 e M3

Todos estes sistemas encontram-se, fisicamente, no hall experimental e os dados de cada stream são enviados, através de fibras ópticas, ao computador SGI Indy, que se encontra no prédio de tomada de dados (schoolhouse). O SGI Indy alimenta a SGI Challenge que roda o algoritmo do filtro nos dados brutos.

Os componentes do sistema de detetores são monitorados automaticamente durante a aquisição de dados. No começo de cada run, os primeiros 10.000 eventos são analisados. Cada detetor fornece histogramas com informações gerais de desempenho, que são guardados num arquivo HBOOK. Estes são disponíveis após 10 minutos do começo do run. Este processo de monitoramento, quase online, junto com o conjunto de histogramas de referência, é examinado minuciosamente pelo grupo de plantão, assegurando que os dados escritos em fita são razoáveis. Um particular evento pode ser investigado também através do pacote de exibição (Single Event Display - SEED). Um exemplo de um evento de interação durante a aquisição de dados de charme pode ser vista na Fig 3.7.

Os dados do SELEX são gravados em fitas exabytes e então transferidos ao sistema de estocagem de massa (Mass Storage System (FMSS)) no Fermilab, onde os colaboradores podem acessá-los através da rede para análise de dados.

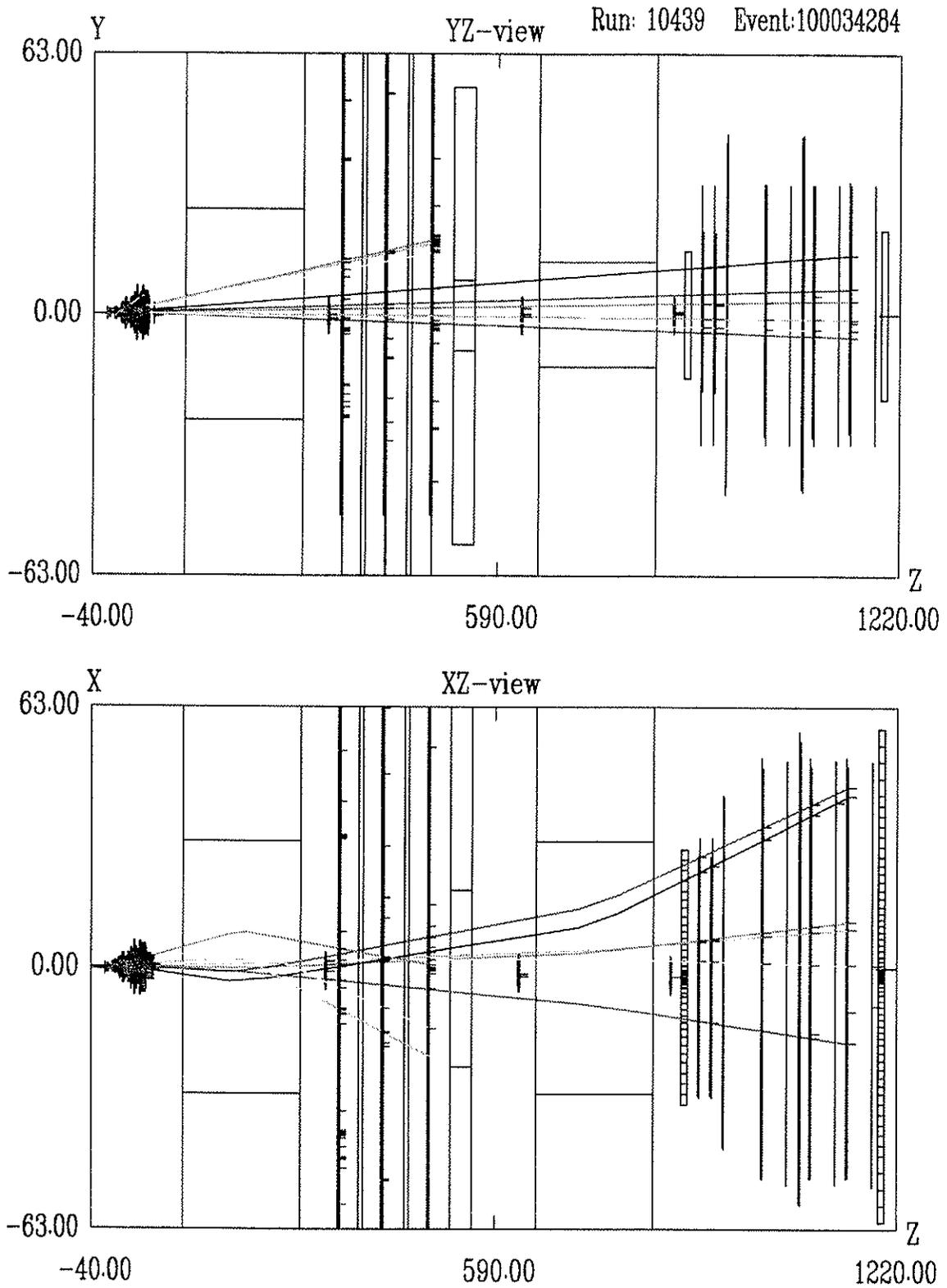


Figura 2.13: Um evento típico de interação, usando o pacote de exibição SEED.

Capítulo 3

Câmaras de Arrasto

3.1 Introdução

Câmaras de arrasto são detetores baseados na coleta direta de elétrons e íons produzidos num gás pela passagem da radiação ionizante.

Nos anos 60 [19], uma grande atenção foi dada aos instrumentos de ionização no domínio da física de partículas, em razão da invenção das câmaras proporcionais (MWPC). Estes detetores são capazes de localizar trajetórias de partículas com resolução melhor que 1 mm. Decorrente desse sucesso, nos anos seguintes, houve o desenvolvimento das câmaras de arrasto [25]. Elas são utilizadas por experiências de altas energias e requerem uma eletrônica e aquisição de dados mais complexa.

Câmaras de arrasto são detetores multifilares de partículas que usam o tempo de arrasto dos elétrons de ionização num gás, a fim de medir a posição espacial de uma partícula ionizante. Sua utilização nos espectrômetros é, em parte, devida à sua grande aprovação como detetores de partículas carregadas para auxiliar o tracking. Quando utilizadas para cobrir grandes ângulos sólidos, essas câmaras fornecem uma resolução igual às PWC's, a um custo mais moderado.

Quando uma partícula atravessa a câmara, libera elétrons que são arrastados para os fios anodos pelo campo elétrico, aplicado entre o catodo e o anodo. Um desenho esquemático do princípio de operação de uma câmara de arrasto, é mostrado na

Fig. 3.1.

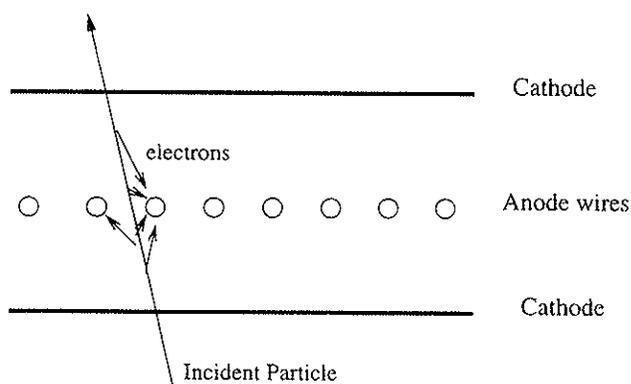


Figura 3.1: Princípio de operação de uma câmara de arrasto.

Os elétrons levam um tempo Δt até atingirem os fios que estão submetidos a um potencial positivo. Depois, são coletados nos mesmos, fornecendo um sinal elétrico. Se um trigger é disponível para informar que uma partícula está se aproximando e se a velocidade de arrasto for conhecida, então a distância percorrida desde o fio sensor até o ponto de origem dos íons primários é dada por

$$x = \int_{t_0}^{t_1} u dt, \quad (3.1)$$

onde t_0 é o tempo de chegada da partícula e t_1 é o tempo inicial de formação do pulso¹ no fio anodo. É muito conveniente ter uma relação linear espaço-tempo e isto pode ser alcançada através de um campo elétrico suficientemente uniforme.

Uma célula de arrasto é definida como a região limitada por dois planos catodos paralelos, com um plano sensor entre eles. Para atingir um campo elétrico constante, uma série de fios chamados modelagem de campo (field shaping wires) colocados a uma voltagem apropriada, ajudam a manter a região de arrasto uniforme. Diminuindo-se a região de arrasto, faz-se com que o efeito de difusão² seja minimizado e evita-se o uso de altas voltagens.

¹Se a eletrônica for sensível o suficiente, este tempo corresponde ao tempo de propagação da avalanche criada pelo primeiro elétron da ionização.

²Na ausência de campo elétrico, elétrons e íons são liberados pela passagem de radiação e eles espalham-se uniformemente para longe do ponto de criação, atingindo um equilíbrio térmico com o

3.2 Construção das Câmaras de Arrasto

O grupo de Física de Altas Energias, do IFUSP, foi o responsável pelo projeto e construção das câmaras de arrasto [24] do tipo vetorial, as quais foram exclusivamente construídas para a experiência SELEX. Elas são do tipo câmaras de jato [26] (jet chambers), de geometria planar, que fazem parte de um grupo de câmaras de arrasto denominadas pictorial drift chambers. Uma câmara é classificada como sendo do tipo jato quando os fios sensores estão dispostos ao longo da linha do feixe. Sendo assim, as partículas que a atravessam formam pequenos ângulos com o plano sensor, e uma completa fotografia eletrônica do segmento de traço é registrada. A classificação pictorial, no entanto, é dada àquelas câmaras nas quais uma grande quantidade de hits é observada para cada traço. Esta alta densidade de medidas é essencial para uma boa identificação de traços que possuem pequena separação angular entre eles, e também para achar vértices secundários e decaimentos.

Dentro do contexto da SELEX, estas câmaras têm a tarefa específica de reconstruir a trajetória de decaimentos de partículas do tipo V , denominação geral dada aos decaimentos de partículas estranhas neutras, como os Λ^0 e K , as quais são uma importante assinatura dos decaimentos de bárions charmosos.

As câmaras foram projetadas com dois tipos diferentes de células: uma estreita para a região central, a qual foi exposta a um elevado fluxo de partículas, e outra mais larga, cobrindo regiões de grandes ângulos, estando submetidas a uma taxa de eventos menor. Um desenho [27] esquemático das células é mostrado na Fig. 3.2.

As molduras das câmaras foram feitas de alumínio, material escolhido devido às suas propriedades físicas e mecânicas. Este possui um alto comprimento de radiação (8,9 cm), minimizando a probabilidade de produção de chuviscos e espalhamentos múltiplos. Além disso, este metal pode formar ligas com uma variedade de outros materiais. Assim, os quadros suportes foram feitos de alumínio 6061-T6³. Possuir

gás e recombinando-se. A temperaturas ambientes, a velocidade do elétron é 10^6 cm/s, enquanto que para os íons positivos, sua velocidade é da ordem de 10^4 cm/s.

³Esta liga pertence ao grupo alumínio-magnésio-silício e é caracterizada por ser tratável termicamente e por possuir excelente dureza superficial e resistência mecânica, na têmpera T6.

uma alta resistência mecânica é um requisito importante, pois a estrutura tem que suportar um tensionamento muito elevado devido aos fios distendidos entre as suas bases. Levando-se em consideração o compromisso entre o diâmetro e o comprimento do fio, as dimensões das câmaras são $120 \times 120 \times 18 \text{ cm}^3$ que correspondem, respectivamente, às direções x , y e z .

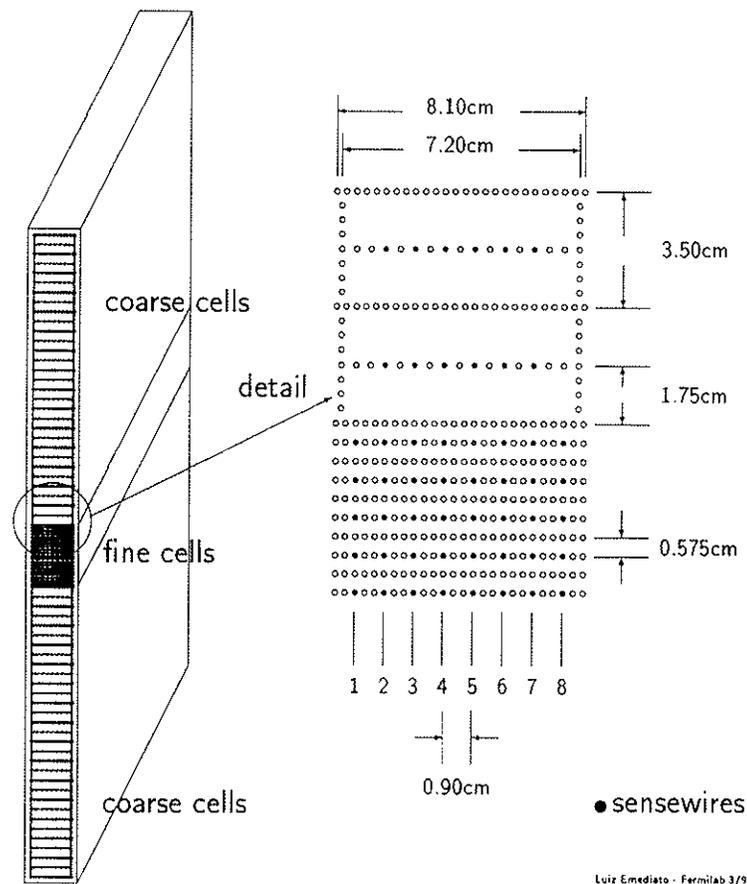


Figura 3.2: Desenho ilustrativo das câmaras de arrasto VDC.

Durante o processo de seleção dos materiais que seriam empregados na construção das câmaras, ocorreu a preocupação de utilizar aqueles cujos coeficientes de expansão térmica não diferissem muito entre si, a fim de evitar distorções mecânicas e vazamentos de gás, decorrentes de variações de temperaturas [31]. Sendo assim, para os fios catodos foi escolhida a liga cobre-berílio (Cu-Be), pertencente ao grupo dos chamados

High Copper Alloys, com um diâmetro de $152\mu\text{m}$, e para os fios sensores, tungstênio (W), tendo estes um diâmetro de $25\mu\text{m}$. Ambos os tipos de fios foram banhados a ouro, medida tomada com o objetivo de minimizar a taxa de envelhecimento do detetor.

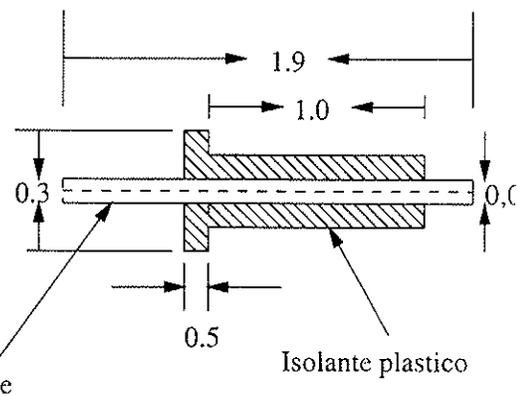
3.2.1 Dimensionamento das Células

O dimensionamento das células foi feito levando-se em consideração a máxima distância entre o ponto de ocorrência de um evento de ionização com o plano sensor e o tempo morto do detetor. Assim, chegou-se a uma meia largura para as células finas de $0,575\text{ cm}$ com uma distância entre fios catodos de $0,3\text{ cm}$, sendo também esta a distância entre fios sensores, no plano sensor. Cada plano consiste em vinte e seis fios, sendo que para cada três fios, apenas um foi instrumentado. Os outros dois, chamados de fios de campo, ficam no mesmo plano dos fios anodos e tem a função de uniformizar o campo elétrico ao longo da região de arrasto. São fios idênticos aos do tipo catodo. Para a região de ângulos grandes, a meia largura da célula é de $1,75\text{ cm}$, enquanto que a distância entre dois fios no plano sensor, é de $0,45\text{ cm}$, mantendo a distância entre fios de $0,3\text{ cm}$ no plano catodo. A fim de se manter o campo alto, com uma configuração adequada na região de arrasto, utiliza-se os chamados fios de guarda, que são também fios tipo catodo e estão posicionados nas extremidades das células. Ao todo, há seis fios, três de cada lado, entre cada par de planos. A tabela 3.1 resume as principais características das câmaras.

	Região fina		Região grossa		Material [μm]	Total /câmara
	/célula	/câmara	/célula	/câmara		
N° de Células	—	10	—	30	—	40
Fios sensores	8	80	6	180	W [25]	260
Fios catodos	26	260	26	780	Cu - Be [152]	1.040
Fios de campo	18	180	11	330		510
Fios de guarda	—	—	12	360		360
Dimensão de 1/2 célula [cm]	0,575		1,75			
Distância entre 2 fios catodos [cm]	0,3		0,3			
Distância entre fios no plano sensor [cm]	0,3		0,45			
Distância entre janela e 1 sensor [cm]	0,475		0,565			

Tabela 3.1: Informações gerais sobre as câmaras de arrasto.

Os fios foram fixados à estrutura suporte, através de um dispositivo desenvolvido no laboratório CERN, em Geneve Suíça, chamado feed-throughs. Esta técnica evita a soldagem dos mesmos, neutralizando a possibilidade do banho de ouro ser destruído, caso os fios fossem submetidos à temperaturas demasiadamente altas. Os feed-throughs, ilustrado na figura ao lado, são peças de cobre cobertos com um material plástico e formato tubular, com diâmetros internos da ordem dos diâmetros dos próprios fios.



Unidades: [cm] Diâmetro Interno
[microns]
152 (catodo)
25 (anodo)

Estes foram trespassados através destas peças e encaixados firmemente em orifícios feitos na estrutura suporte. A seguir, o procedimento foi sequencial. Primeiramente, em um dos lados esmagou-se a extremidade dos feed-throughs que se encontra na parte externa da moldura, utilizando-se para isso de um alicate especialmente desenvolvido

pelo CERN para tal tarefa. Na outra extremidade, o fio foi prensado enquanto sob tensão.

O alinhamento dos fios anodos é de importância fundamental para uma medida precisa da posição, sendo também crítica a manutenção da estabilidade tanto elétrica quanto mecânica. Quando os fios são submetidos a um potencial eletrostático, cria-se uma força de repulsão entre os mesmos, os quais deve ser compensada pela tensão mecânica. Se a tensão é insuficiente, então os fios descobrem um novo estado de equilíbrio nos quais eles ficam deslocados para fora do plano sensor. Determinou-se, utilizando equações bem conhecidas [28], que para os fios anodos a tensão ideal é de 45g e, para os demais, 600g.

Durante o processo de passagem dos fios a preocupação maior era de atingir uma tensão mecânica uniforme, particularmente no que se refere aos fios anodos. Considerando este fato, a estrutura suporte foi submetida a uma tensão de igual intensidade àquela imposta pelos fios de modo que, após a instalação dos mesmos, a estrutura voltasse à sua forma original, com o mínimo de deformação.

Com o intuito de se verificar o quão tensionado os fios se encontravam, testes de tensão mecânica foram realizados com cada fio. Com ajuda de um ímã permanente e um gerador de frequência, obrigava-se que os fios entrassem num regime de ressonância, procurando visualmente o valor cuja frequência fornecesse a maior amplitude de vibração. Caso o valor da frequência de ressonância estivesse abaixo do valor nominal, dentro de uma tolerância de 10 %, retirava-se o fio e substituía-se o mesmo. Após este processo, os feed-throughs foram colados com cola Loctite 600, como uma prevenção contra vazamentos de gás e também para garantir que estes não se movessem caso fosse necessário retirar os módulos da eletrônica.

3.2.2 Escolha do Gás

O gás utilizado foi a mistura argônio - etano ($\text{Ar-C}_2\text{H}_6$), à proporção 50% - 50% e à pressão de 1 atm. A razão dessa escolha, em termos simples, deveu-se ao fato de que

o gás nobre possui um alto poder de ionização requerendo, desta maneira, uma baixa voltagem de operação. Por outro lado, a mistura com um gás poliatômico favorece o ganho eliminando as avalanches espúrias (quenching). Valores de ganho próximos a 10^7 foram obtidos.

Devido ao longo período de tomada de dados, adotou-se, como regime de operação, o sistema de fluxo contínuo, permitindo a renovação do volume de gás dentro da câmara, a uma frequência de 1 troca completa a cada 24 horas.

Para a construção das janelas utilizou-se de Upilex de $50\mu\text{m}$ de espessura, material com alta impermeabilidade, para evitar a entrada de umidade. Entretanto, não foi suficiente para blindar os efeitos de rádio frequência. A solução encontrada foi, então, adaptar uma nova janela à primeira, dessa vez feita com o material aluminizado Mylar de $50\mu\text{m}$ de espessura. Esta, foi fixada à moldura pré-existente, com auxílio de uma fita adesiva aluminizada. Um anel de neoprene foi colocado para se fazer a vedação do volume e as molduras das janelas foram presas com parafusos à estrutura suporte.

Numa câmara de arrasto convencional, várias superfícies de alta voltagem estão concentradas numa área limitada e, para se garantir uma operação segura e estável das câmaras, é feito um tratamento especial de limpeza nos fios. Uma fina camada de material isolante nos fios pode atuar como um ejetor de elétrons. Assim, para a limpeza das câmaras, optou-se pelo jateamento de nitrogênio. Para a limpeza da moldura e da janela utilizou-se de álcool. Mesmo após tantas precauções com a limpeza, uma câmara de fios, frequentemente, produz ruído no início de operação. Por esta razão, antes de purgar a câmara com a mistura de gás operacional, os fios foram treinados em ar, invertendo a alta voltagem para queimar a contaminação nos anodos. O treinamento [29] dos fios foi executado num gás eletronegativo, via descarga de corona negativa, devido à simplicidade de operação e a baixa voltagem necessária em comparação com a corona positiva. A corrente escura foi controlada para não ultrapassar de alguns microamperes. A voltagem era incrementada em pequenos passos de 20 a 50 V. Para cada voltagem, aguardava-se alguns minutos, ou até mesmo horas, até que a corrente estabilizasse por completo.

Depois de treinada, retirou-se o oxigênio da câmara, purgando com a mistura de gás de operação. Eram realizadas, no mínimo, duas trocas completas de volume de gás, antes de inverter a polaridade e aplicar voltagem aos fios.

3.2.3 Eletrônica, Cabos e Voltagem

Acoplados aos feed-throughs encontram-se os conectores da eletrônica. De um lado da câmara alimentam-se os fios com alta voltagem (H.V.), e do outro lado existem os conectores que suportam os pré-amplificadores. Estes últimos são do tipo ASD16 (Amplifier, Shaper and Discriminator) em um chip de dezesseis canais. Cada conector acomoda duas células, resultando num total de dezesseis conectores para as células grossas e cinco para as finas, por câmara.

Alta Voltagem

O sistema escolhido para a alimentação de alta voltagem foi em paralelo. Instalaram-se nas duas laterais internas da viga do quadro suporte, placas de circuito impresso montadas numa peça de G10, material altamente isolante. Há quatro trilhas de cobre impressas paralelamente umas às outras ao longo do comprimento da placa. Pode-se alimentar até quatro valores diferentes de voltagem concomitantemente. Em uma placa recebe-se voltagem positiva e, na outra, negativa.

A distribuição da voltagem aos fios é feita através de pequenos jumpers nos quais uma extremidade é soldada à trilha e a outra, com uma terminação apropriada, faz a ligação dessa placa aos conectores.

A alta voltagem é fornecida às câmaras através de dezoito fontes de alta tensão, confeccionadas pelo próprio Fermilab. Cada uma possui dois canais independentes de saída e são necessárias duas fontes: uma positiva e outra negativa, por câmara. Elas foram instaladas nos racks F e G, dentro da sala de eletrônica, no trailer da experiência onde a aquisição de dados foi realizada. Valores nominais das voltagens de operação, assim como as respectivas correntes escuras, são apresentadas na tabela 3.2.

Estação		Voltagem de Operação V[KV]				Correntes Escuras I [μ A]
		Região Grossa		Região Fina		
VDC	Plano	Positiva	Negativa	Positiva	Negativa	
A	UYX	1,600	1,950	1,200	1,550	0,20
B	X	1,600	1,900	1,150	1,600	0,18
B	Y	1,600	1,850	1,150	1,000	0,23
B	V	1,600	1,900	1,150	1,550	0,20
C	XY	1,600	1,900	1,200	1,600	0,32
C	U	1,550	1,850	1,150	1,550	0,30

Tabela 3.2: Voltagens operacionais e correntes escuras para as VDC.

Baixa Voltagem

As fontes de baixa voltagem foram instaladas dentro do hall experimental, nos racks RR34, RR35 e RR36, localizados próximos a cada estação. Estas unidades fornecem voltagem aos pré-amplificadores ⁴ e aos crates VME que acomodam os módulos repetidores e o painel de controle. Os valores nominais das correntes e dos potenciais usados para cada componente que forma o rack da eletrônica são mostrados a seguir.

Corrente nos pré-amplificadores:	125 mA max @ ± 6.0 V
Repetidores:	2.5 A max @ -5.2 V
	0.25 A max @ ± 6.0 V
Cada Rack contém:	2 crates (VME)
	2 painéis de ventilação
	Fonte de tensão 80 A mim @ -5.2 V
	Fonte de tensão 8 A mim @ ± 6.0 V

Amplificadores

Do outro lado da câmara instalou-se os pré-amplificadores (ASD16), cujo limiar

⁴Na realidade, a voltagem era fornecida aos pré-amplificadores através dos cartões repetidores.

de operação é da ordem de 250 fC. Devido a este valor extremamente baixo, a câmara tornou-se bastante sensível a sinais espúrios e o aterramento dos pré-amplificadores tornou-se um ponto crucial para o bom desempenho das mesmas. A fim de blindar os efeitos de radiação entre pré-amplificadores vizinhos, construíram-se estruturas de alumínio onde os cartões dos pré-amplificadores foram montados e presos com auxílios de parafusos. Esta placa, então, foi devidamente aterrada à moldura do detetor. A solução mais promissora, foi construir uma espécie de gaiola que as acomodariam. O contato entre a gaiola e as placas foi feito através de clips de bronze fosfórico, preso na parte interna da primeira. Esta, por sua vez, foi presa à câmara através de parafusos não passantes que foram fortemente apertados para fornecer a pressão necessária à sua suspensão, estabilidade mecânica e contato elétrico. Veja Fig. 3.3.

Tanto do lado da alta voltagem quanto do lado do sinal, o sistema foi selado com uma tampa feita de alumínio, e o volume preenchido com gás nitrogênio, a um fluxo bem baixo, para expulsar umidade e prevenir problemas como descargas coronas nos conectores de alta voltagem.

Os cabos de sinais e de alimentação dos pré-amplificadores são do tipo flat ribbon twisted pair, de 32 e 16 canais respectivamente. Cada câmara utiliza-se de 21 cabos de 15 metros de comprimento que fazem a ligação entre os ASD16 e os módulos repetidores, que, como já se sabe, alimenta os amplificadores. O sinal extraído do pré-amplificador, do tipo ECL, é convertido para um sinal do tipo NIM neste módulo repetidor. Para testes, há uma saída NIM, localizada no painel dianteiro do mesmo, que permite monitorar, através de um osciloscópio, a resposta que cada pré-amplificador está fornecendo quando se aplica um pulso de teste, gerado pelo gerador de pulso LeCroy 2323. Em geral, este pulso é de ordem de 100 ns com uma amplitude de 100 mV. Cuidadosamente, estes cabos são marcados e suas disposições no sistema muito bem organizada para prevenir qualquer confusão na leitura dos mapas dos fios.

Um outro fator crucial para um bom desempenho das câmaras é a posição dos cabos que carregam o sinal dos pré-amplificadores até os repetidores. Após exaustivas tentativas para contornar o problema, optou-se por fazer com que cabos vizinhos possuíssem trajetórias distintas, mantendo-os o mais afastados possível uns dos outros

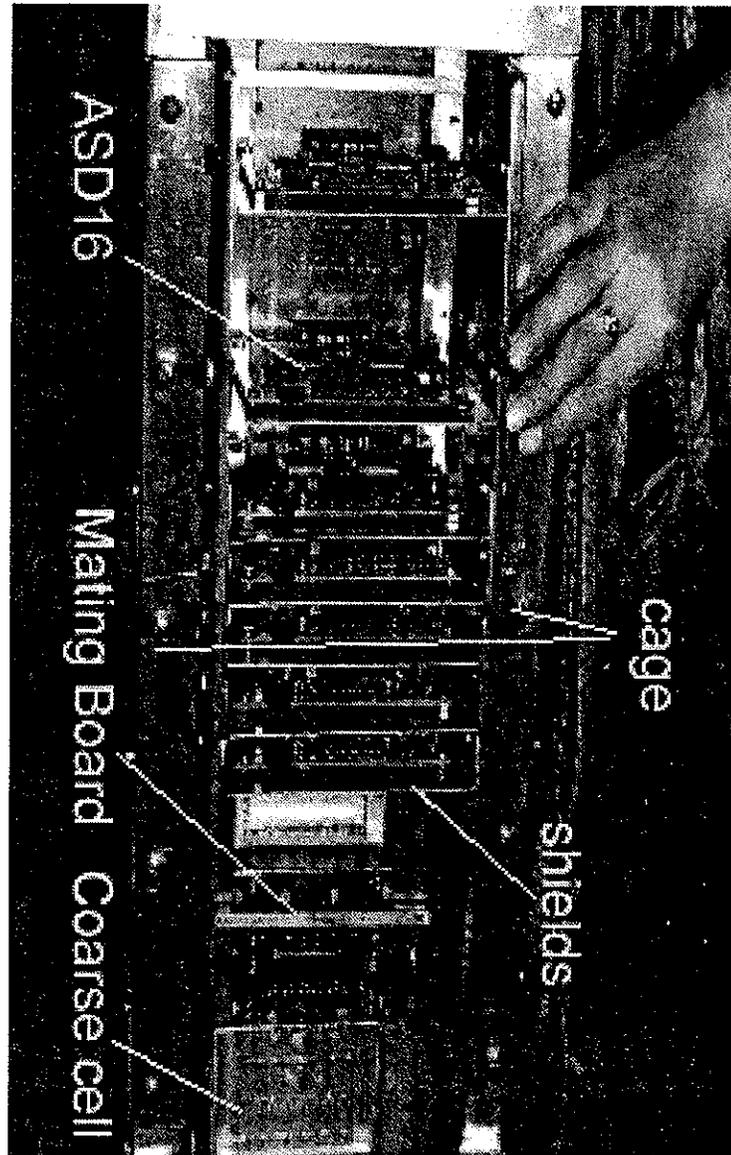


Figura 3.3: Figura ilustrando a etapa de montagem dos pré-amplificadores (ASD16) em uma das câmaras de arrasto.

com o fim de evitar os chamados cross-talking entre eles. A experiência é baseada no sistema common stop. Logo, o sinal de start para as TDC é dado pelo primeiro pulso lido pelo pré-amplificador sendo fundamental, portanto, que a região à esquerda do pulso enviado esteja livre de qualquer ruído externo.

FASTbus TDC

Os sinais discriminados dos fios das câmaras de arrasto são digitalizados no 10C6 FASTbus TDC da Phillips [30], os quais encontram-se, fisicamente, a cerca de trinta metros afastados das estações das câmaras. Este sistema de leitura de dados necessita de um gate para aceitar futuros sinais. Por isso, seus racks estão instalados próximos do sistema de trigger para que seu sinal possa atingi-los rapidamente. Por outro lado, os sinais vindos dos detetores tem que ser atrasados, por um intervalo de tempo conhecido, para que a informação vinda do trigger possa abrir os gates antes que estes cheguem as TDC's.

Dentro dos três diferentes tipos de racks que formam o sistema de leitura dos dados, as TDC's estão instaladas nos chamados racks L3, os quais possuem um sistema próprio de refrigeração à água.

Os sinais provenientes dos pré-amplificadores não são intensos o suficiente para serem transmitidos das câmaras até as TDC's. Então, módulos repetidores são essenciais para compor o conjunto da eletrônica do sistema das câmaras de arrasto, estando localizados bem próximos as estações. A tabela 3.3 resume os tipos de equipamentos eletrônicos assim como as quantidades utilizadas para cada câmara e em cada estação.

Em resumo, SELEX possui 3 estações, chamadas VDC A, VDC B e VDC C, sendo que cada estação consiste em três câmaras para medir três coordenadas diferentes. Para todas as câmaras, os fios são numerados na direção positiva de z . VDC A localiza-se no espectrômetro M2 (também chamado estação **A2**), imediatamente após o RICH. Cobre as projeções u , y , e x , nesta ordem. VDC B localiza-se também no espectrômetro M2 (conhecida como estação **B2**) logo após a estação VDC A e cobre as projeções v , y , e x , nesta ordem. A estação VDC C possui a mesma configuração de

	Quantidade de equipamentos por				Total
	Câmara	1° Estação	2° Estação	3° Estação	
Câmaras de Arrasto	—	3	3	3	9
Conector de H.V.	21	63	63	63	189
Conector de Sinal	21	63	63	63	189
Canais instrumentados	260	780	780	780	2.340
Pré-amplificadores	21	63	63	63	189
Módulos Repetidores	11	32	32	32	94
Cabos de Sinal Pré-amplificadores - Repetidores (15 metros)	21	63	63	63	189
Cabos de Atraso Repetidores - TDC (50 metros)	11	11	11	11	33

Tabela 3.3: Equipamentos de eletrônica necessários para as câmaras de arrasto.

planos que a primeira estação e está localizada no espectrômetro M3 (logo, conhecida como C3), após as PWC's. A Fig. 3.4 mostra a configuração das estações VDC A e VDC C e uma foto mostrando as estações VDC A e B situadas no espectrômetro M2 na Fig 3.5.

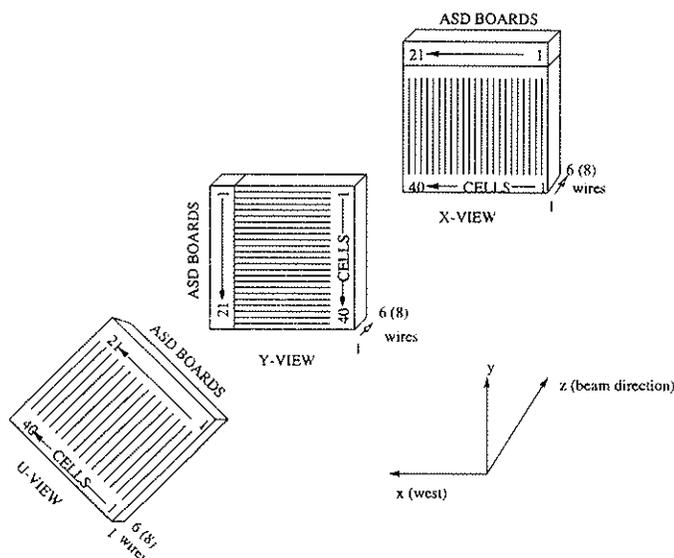


Figura 3.4: Esquema ilustrando as configurações das estações VDC A e C.

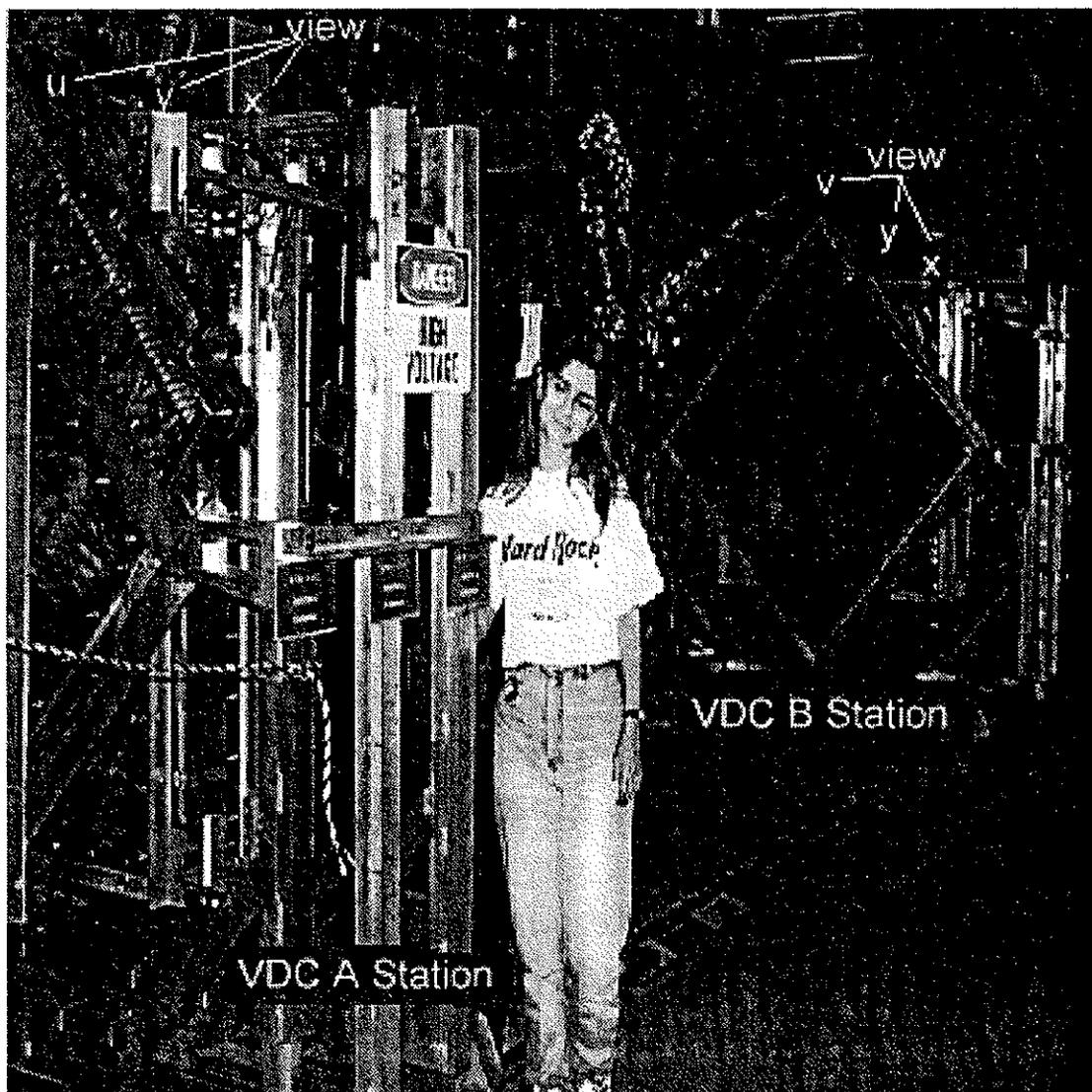


Figura 3.5: Foto tirada das estações VDC A e VDC B localizadas no espectrômetro M2.

3.3 Programas de Análise

O pacote de análise das câmaras de arrasto é composto por vários programas, em linguagem FORTRAN, que desempenham as seguintes tarefas: desempacotamento dos dados brutos oriundos dos módulos TDC's, monitoramento durante a aquisição de dados, database com as constantes relevantes do sistema e, finalmente, tracking, que refaz o ajuste do traço usando segmentos de traços gerados pelas câmaras.

3.3.1 Database

A database para o sistema das câmaras de arrasto vetoriais consiste de três tabelas: *vdc-calib.ocs*, *vdc-pos.ocs* e *vdc-sz.ocs*. A primeira fornece informação sobre as constantes de calibração, tais como velocidade de arrasto, contagens de TDC's, etc., necessárias para o programa de formação de traço. As duas últimas fornecem posições e tamanhos dos planos⁵ dos fios no sistema local de coordenadas. Suas variáveis são declaradas nos arquivos *vdc-calib-cbk.inc*, *vdc-pos-cbk.inc* e *vdc-sz-cbk.inc* respectivamente.

3.3.2 Monitoramento

O programa de monitoramento, que foi utilizado no começo de cada run, cria uma série de histogramas que ajudam a identificar potenciais problemas com os detetores ou com a eletrônica, antes que uma grande quantidade de dados seja inutilmente adquirida. Um dos principais histogramas criados para as câmaras de arrasto é o mapeamento dos fios. Um exemplo desse tipo de histograma uni-dimensional é mostrado na Fig. 3.6. O eixo x é representado pelos fios sensores.

⁵Um plano é definido como uma fileira de fios anodos que encontram-se perpendicularmente à direção do feixe. Logo, cada câmara possui 8 planos.

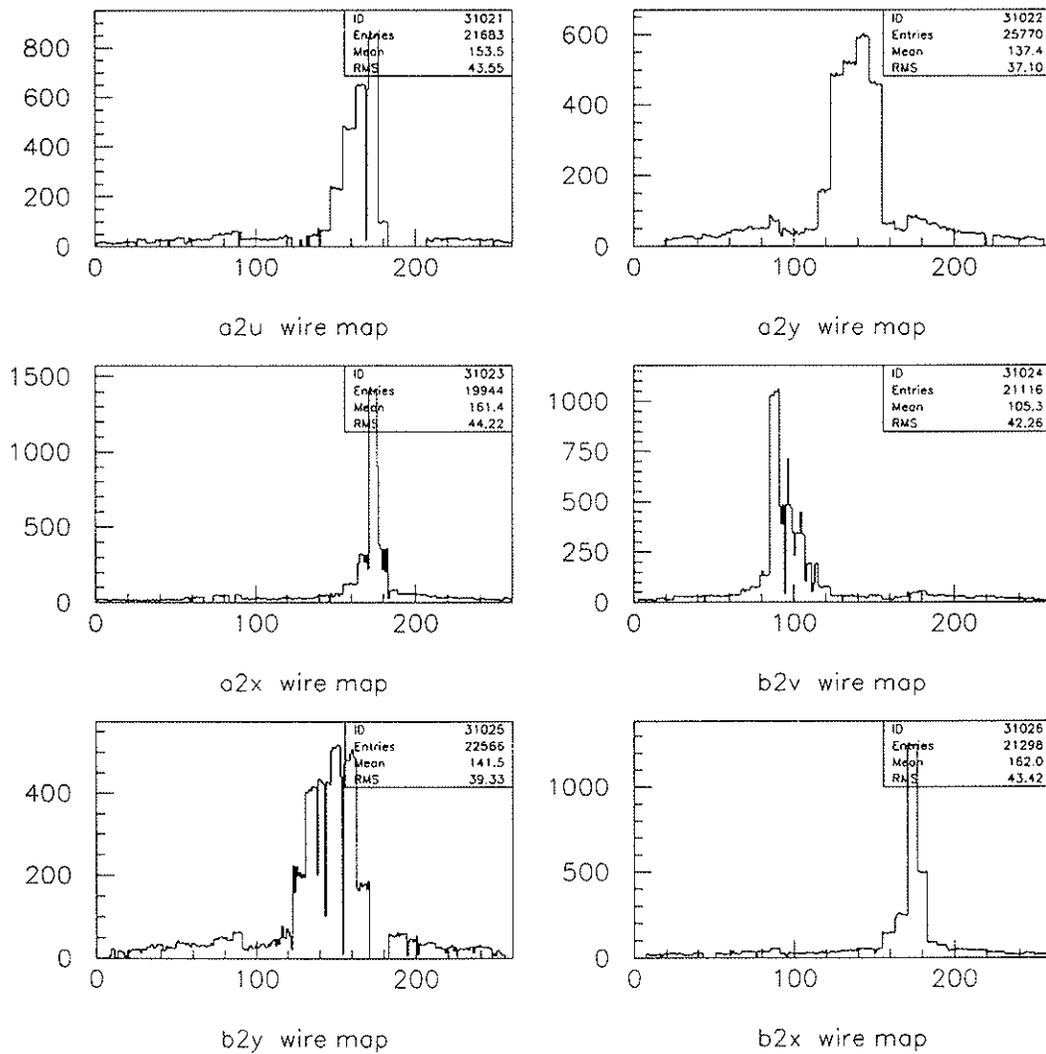


Figura 3.6: O mapeamento dos fios nas câmaras de arrasto vetoriais.

3.3.3 Programa de Tracking

O programa de tracking das câmaras de arrasto consiste em uma série de rotinas (aproximadamente 8), cada uma sendo responsável por uma atividade específica.

A rotina que guia todo o pacote é conhecida como *dc_segment* que, em linhas gerais, tem como função preencher um dos campos da tabela *planebk* com a informação da posição do hit seguindo a expressão $x(i) = x_0(i) \pm v.(t_0 - t)$, onde x_0 é a posição do fio, t_0 é a máxima contagem obtida pela TDC e t é a contagem de TDC do hit. Nota-se que a posição é duplamente guardada, refletindo a ambiguidade direita/esquerda. Além disso, esta rotina preenche os campos da *vdc_ev_bk* com informações de geometria e posição das câmaras.

Este código chama as rotinas de tracking, que essencialmente, têm a finalidade de encontrar traços em 2-dimensões em cada câmara além de fazer o reconhecimento padrão (*pattern recognition*). Este último, caracteriza os tipos de traços em: (1) simples, (2) os que cruzam o centro e (3) a fronteira da célula. Primeiramente, o algoritmo procura por traços simples, isto é, aqueles que cruzam a célula em apenas um dos lados, começando com a exigência de que há pelo menos 4 ou 6 hits respectivamente numa célula grossa ou fina. A seguir, um ajuste de mínimos quadrados é realizado. Caso o χ^2 não seja satisfatório, elimina-se o pior dos hits e tenta-se novamente, repetindo este processo até que sobre, no mínimo, 3 hits no traço antes de descartar este evento completamente. Se, ainda assim, o χ^2 for alto, o algoritmo procede procurando por hits que cruzam o centro da célula e, caso os encontre, tenta reconstruir o traço baseado nesta hipótese. Uma vez encontrado, basta verificar se existem hits nas células vizinhas que possam ser adicionados ao traço formado, sendo que uma resposta positiva neste estágio soluciona a ambiguidade direita/esquerda. Finalmente, a informação do traço é guardada num bloco comum (*common block*).

A próxima etapa é formar candidatos em 3-dimensões, criando combinações de traços utilizando-se das projeções x , y e u ou v de um dado espectrômetro. Por fim, incorporam-se os traços encontrados com as informações vindas de outros detetores. Na Fig. 3.7 é mostrado um evento, usando o programa de exibição *SEED*, que ilustra

hits nas estações A e B, assim como a confluência dos traços com outros detetores. A Fig. 3.8 apresenta os resíduos dos traços reajustados, utilizando as informações das câmaras de arrasto vetoriais.

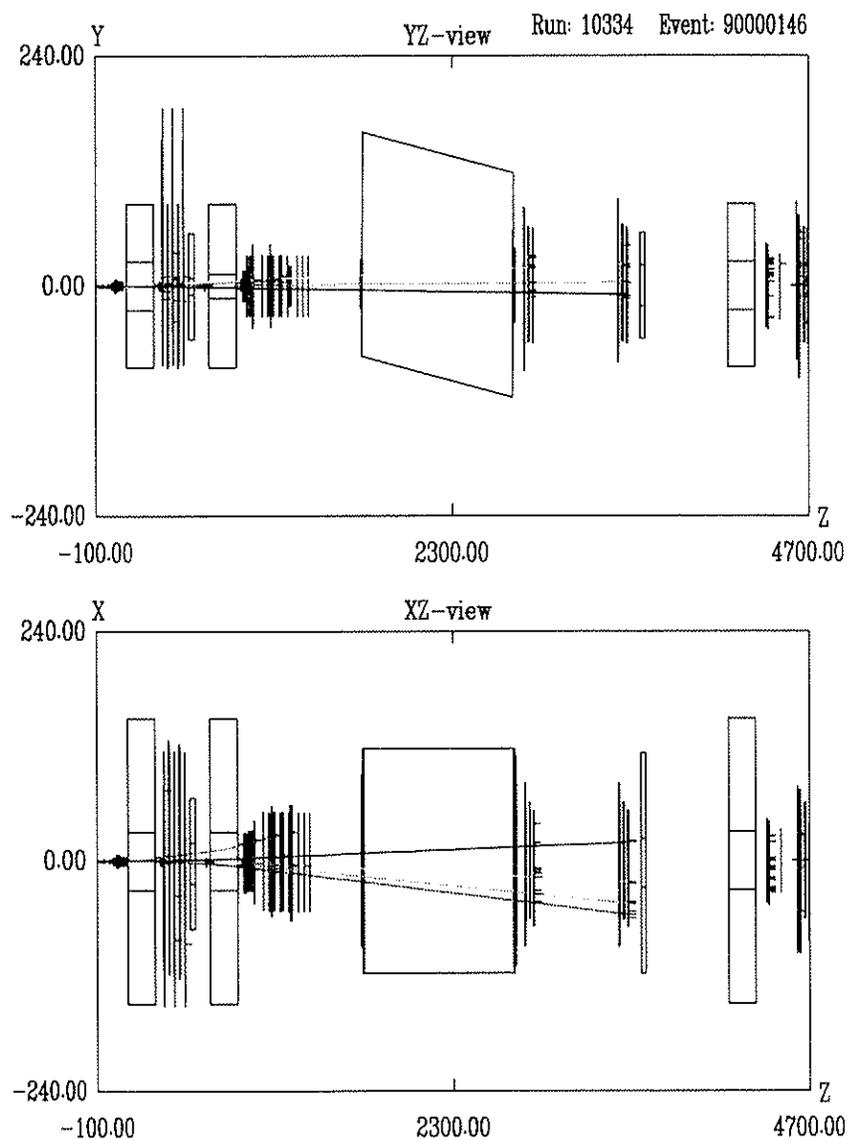


Figura 3.7: Programa de exibição de evento do SELEX.

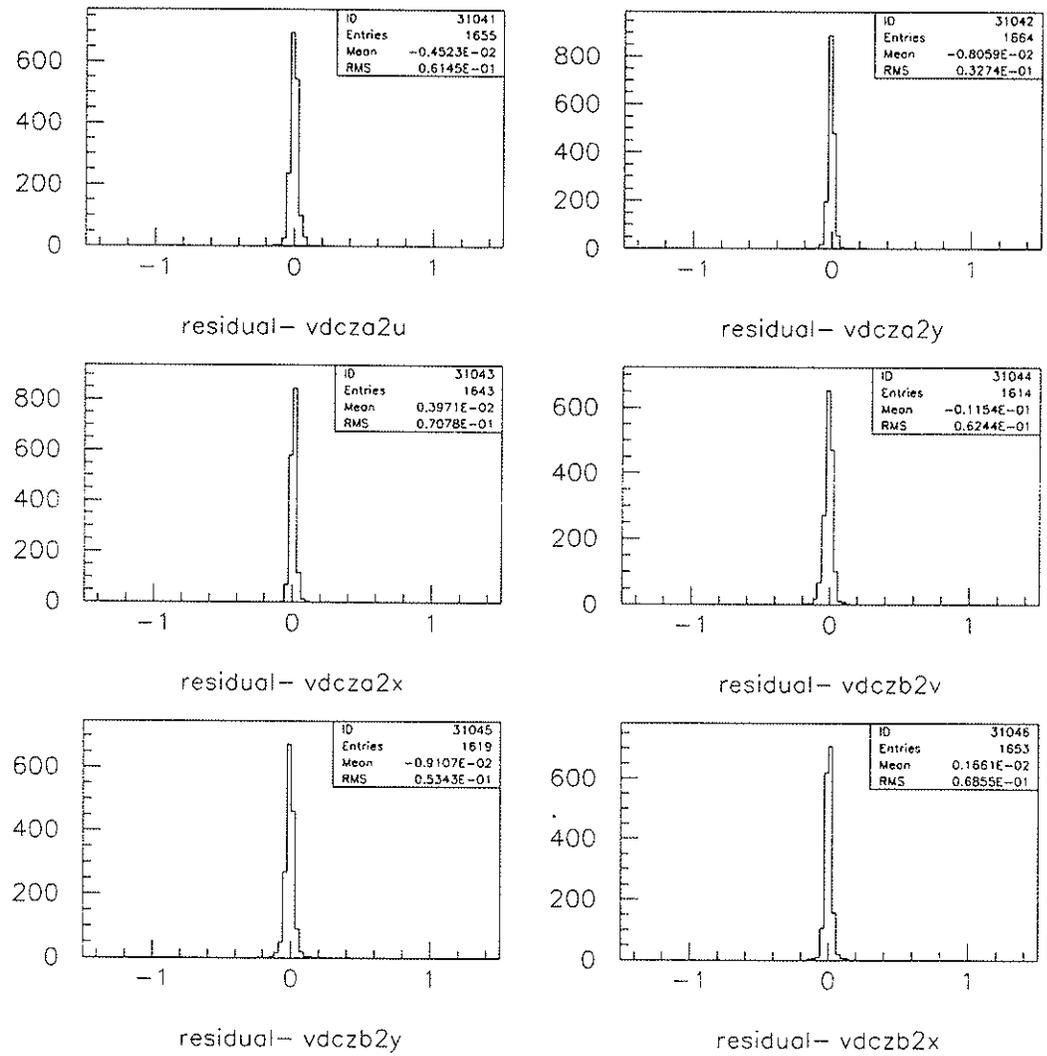


Figura 3.8: Resíduos dos traços reajustados incluindo informações das câmaras de arrasto vetoriais.

3.4 Desempenho do Detetor

Para se obter uma avaliação do desempenho dos detetores, utiliza-se da relação espaço-tempo medida, assim como da determinação do plateau de operação, ou seja, as voltagens ótimas para as quais a eficiência do detetor seja a mais alta possível.

3.4.1 Cálculo da Eficiência

O cálculo da eficiência é feito baseado no conceito de probabilidade condicional para cada um dos fios. Esta é definida como a razão entre o número de vezes que 1 fio i foi disparado em coincidência com o disparo de 2 outros fios (j e k), todos contidos em uma mesma célula.

$$\varepsilon = \frac{i.j.k}{j.k} \quad (3.2)$$

No entanto, necessita-se retirar os falsos sinais no cômputo da eficiência, uma vez que se, por exemplo, um fio i que não apresenta ruído é comparado aos fios j e k que, ao contrário, apresentam, o resultado apontará para uma ineficiência do fio i que não é, de fato, verdadeira. Dessa forma, no cálculo da eficiência, aceitam-se como sinais reais apenas aqueles que ajustam um pequeno traço dentro da região fiducial o qual sobrepõe à célula a que o hit observado pertence.

Devido ao comportamento similar entre as câmaras, tanto para a região fina quanto para a grossa, apresentam-se na Fig. 3.9 apenas os resultados obtidos para a estação B.

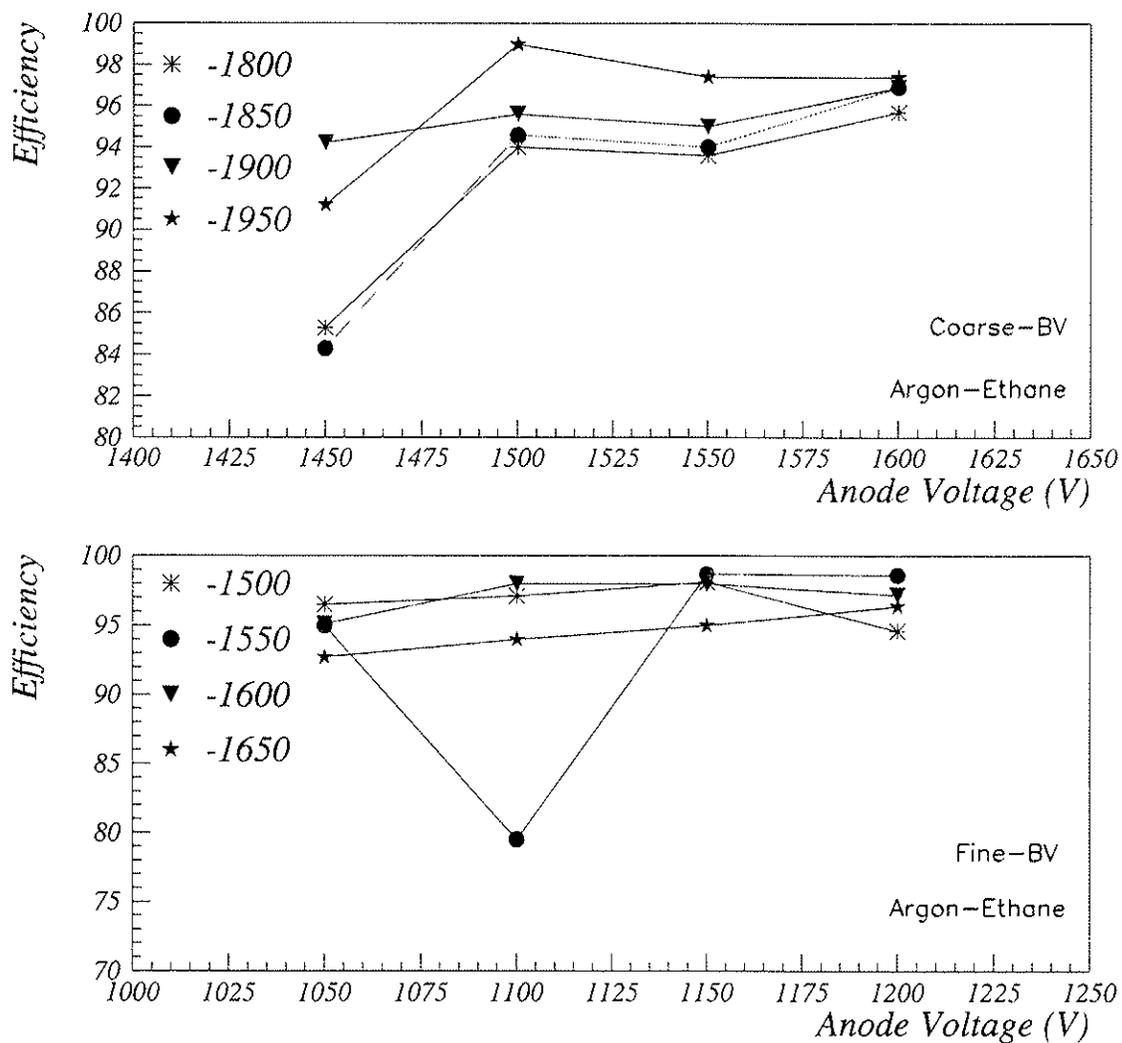


Figura 3.9: Eficiência em função da tensão do fio anodo para as várias tensões aplicadas ao catodo.

3.4.2 Relação Espaço-Tempo

A velocidade de arrasto no detetor pode ser obtida a partir do histograma bidimensional de contagem de TDC pela coordenada do fio, que é a projeção do traço da partícula no plano perpendicular ao plano sensor. A posição do disparo no fio é ambígua, pois a partícula pode ter passado tanto à direita quanto à esquerda do fio. A relação espaço-tempo pode ser vista na Fig. 3.10.

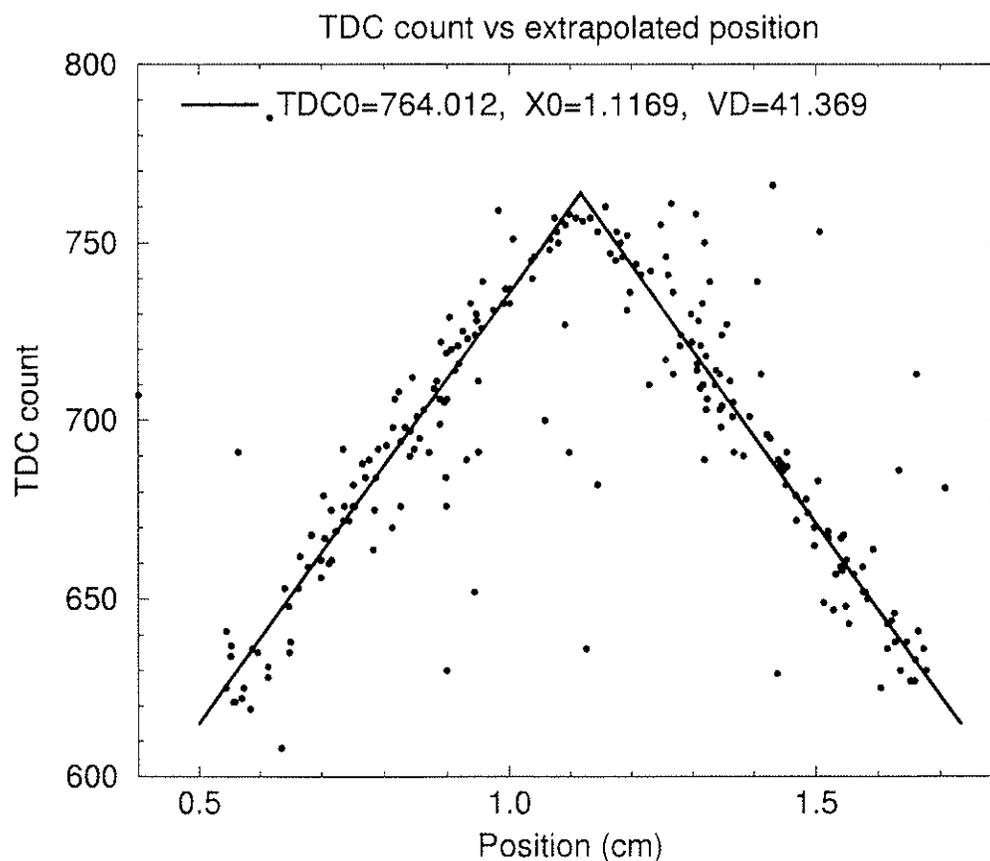


Figura 3.10: Relação espaço-tempo medida nas câmaras de arrasto VDC do SELEX.

Capítulo 4

Análise de Dados

O programa de reconstrução do SELEX transforma os dados brutos provenientes dos vários detetores do espectrômetro em objetos mais complexos, como traços e vértices, com os quais se pode então fazer a análise física.

4.1 Pacote de Análise de Dados do SELEX

Os dados adquiridos durante o run são, quase que imediatamente, acessíveis para a análise offline. A análise é realizada utilizando-se do pacote de análise offline do SELEX (SELEX Offline Analysis Package - SOAP), o qual roda numa plataforma UNIX (tanto na fn781a ou no cluster FNALU do Fermilab). SOAP pode ser compilado por cada colaborador na sua própria área e oferece uma variedade de funções padrão como desempacotamento dos dados, reconstrução de traços e vértices, identificação de partículas e, finalmente a reconstrução das mesmas. Todos estes pacotes são controlados pelo arquivo de comando do usuário. Neste arquivo, o usuário é capaz de ligar ou desligar os pacotes, assim como de utilizar modos específicos de operação dos mesmos. Além disso, pode-se modificar alguns cortes padrão que passarão a ser os valores utilizados na análise. Um exemplo desse arquivo de controle é mostrado na tabela 4.1.

O colaborador tem a opção de incluir suas próprias rotinas, escritas em FOR-

```

! PASS11
noexec    filter
set  on   driver    wrt_savebk save_all prod
execute   unpack
set  on   unpack    adc  cross rmh svx tdc    ! hist
execute   tracking
set  on   tracking   segment link fit0 simatch silm3d guided fit hist
set  on   tracking   vx_radial m1_guided vx lasd tr_seg2
set  cut  tracking   max_bmsi    250.
set  cut  tracking   max_vxsi    1000.
set  cut  tracking   max_pwc     260.
set  cut  tracking   max_svx     1000.
set  cut  tracking   segment      0      ! all spectrometers on in track_segment
set  cut  tracking   ptm1    0.7371    ! use fixed spectrometer pt_kicks
set  cut  tracking   ptm2    0.8285    ! use fixed spectrometer pt_kicks
set  cut  tracking   trajectory parabolic ! parabolic trajectory as a default
prog     tracking   pass11.tseg

ocs  class main anal
ocs  sets out ncal_
execute   photon
set  on   photon    full m1_pht m2_pht m3_pht
set  cut  photon    min_count 5.
set  cut  photon    min_energy 2.
execute   partid
set  on   partid    rich btrd etr etr_track      ! etr_hist
execute   user
set  on   user      hist                        ! pass11_11_v1
set  cut  user      report    1000
execute   vertex
set  on   vertex    vtx2 err2 secint prim sec
set  cut  vertex    prong     5
set  cut  vertex    vtxd      4.0
execute   recon
set  on   recon     hist ftuple strip ntuple
set  cut  recon     tgt_rec    0.05
set  cut  recon     pscale     1.0000          ! pass11_11_v1
set  cut  recon     cand_csec   5.0
set  cut  recon     cand_cpri   5.0

disk  in  reset
in    disk_files

ana   0
exit

```

Tabela 4.1: Exemplo do arquivo de controle do SOAP.

TRAN, as quais irão ser rodadas junto ao pacote geral de análise SOAP, gerando assim um arquivo executável próprio. A saída do programa pode ser salva em arquivos ASCII ou PAW¹ e Histoscope², que lêem arquivos HBOOK.

Durante um spill, dados brutos são adquiridos. Todos os detetores são controlados pela DAQ e seus respectivos dados lidos sincronizadamente. Estes são empacotados dentro de uma estrutura padrão de dados, contendo informações sobre os detetores. Em seguida, são filtrados pelo programa implementado no trigger, a nível de software e os eventos interessantes são guardados em fitas. Os 40 s restantes são chamados off-spill/interspill. Neste período, os detetores têm a opção de adquirir dados de calibração e/ou de monitoramento, ou simplesmente, esperar pelo próximo spill.

4.1.1 Reconstrução dos Traços

Uma vez que os dados brutos são processados pelo programa de desempacotamento, deixando-os num formato apropriado ao acesso pelos outros pacotes, começa a procura pelos segmentos de traços em todos os espectrômetros. Este nada mais é que uma lista de coordenadas espaciais em cada plano as quais esperam-se que pertençam a um traço carregado. Coordenadas não encontradas podem ser devidas a ineficiências no plano, ineficiência do algoritmo de procura por segmentos ou, até mesmo, que a partícula, de fato, não tenha passado através daquele detetor. A procura é baseada na suposição de que cada coordenada medida será atribuída a um segmento de traço que é encontrado num espaço tri-dimensional. Este programa é classificado como de alto nível, pois respeita uma lista ordenada de combinações para serem rodadas em cada espectrômetro. Um exemplo dessa lista é mostrado na tabela 4.2. A planelist é a lista dos planos dos detetores que devem ser incluídos no ajuste. O planeinit são os planos iniciais necessários para começar a formar as combinações, e cuts são os cortes nos parâmetros do traço.

O planeinit procura por todas as combinações de possíveis segmentos de traços e hits, encontrados em outros detetores ao longo da linha (que são vinculados pela

¹Physics Analysis Workstation

²Pacote de histogramas desenvolvido pelo Fermilab

```

spec:   bm vx m1 m2 m3           ! all.tseg - general purpose tracking
comb:   bm_comb1
        planelist: bm_ssd_ 1x1y1u2x2y3x3y3u
        planeinit: bm_ssd_1y bm_ssd_3y bm_ssd_1x bm_ssd_3u
!       cut names xl xh txl txh yl yh tyl tyh xs ytgt chi2 npl
        cuts: 0., 0.,-.0012,.0012, 0., 0.,-.0012,.0012,0.0, 0.2, 4.0, 7
end

comb:   vx_comb1
        planelist: vx_ssd_ 1x1y1u1v2x2y2u2v
        planelist: vx_msd_ 1x1y1u1v2x2y2u2v3x3u3v4x
        planeinit: vx_ssd_1u vx_ssd_1v vx_msd_2x vx_msd_2y
!       cut names xl xh txl txh yl yh tyl tyh xs ytgt chi2 npl
        cuts: 0., 0.,-.025, .025, 0., 0.,-.025, .025, , , 5.0, 12
end

link    prog bmdown
link    copy bm                ! convert beam tseg into track
link    prog vx                ! vertex linking program
link    add vx to m2 10.0      ! cover the case of missing m1 segments
link    copy vx                ! use unmatched vx segments as new tracks

tracking findcl all           ! clusterize all planes
tracking tr_seg2 m2
tracking segment bmm2         ! find segments in all spectrs but vx
tracking link bmdown          ! prepare bm Tsegs for silmatch
tracking beam                 ! choose interacting beam track
tracking fit0 m2              ! estimate momenta for m2 tracks
tracking link vx              ! add or link vx segs to tracks
tracking dc_segment c2b2a2    ! find segments in dc spectrometers
tracking fit                  ! momentum fit all fittable tracks

```

Tabela 4.2: Exemplo do arquivo TSEG do SOAP.

posição, ângulo e corte em χ^2), são adicionados ao segmento de traço. Hits que já tenham sido associados são removidos da lista.

O usuário pode ajustar o programa de procura por segmentos de traços em qualquer espectrômetro, satisfazendo assim, os critérios exigidos pela sua análise de dados. Os traços são achados em 3-dimensões e são divulgados como 4 variáveis espaciais (intersecção x e y e seus respectivos ângulos, θ_x e θ_y). Uma vez que os segmentos são achados em todos os espectrômetros, eles podem ser unidos em um mesmo traço real no espaço. Este processo é determinado pela eficiência em confluir inclinações e intersecções de traços assim como o momento medido pelos ímãs do espectrômetro.

4.1.2 Reconstrução de Vértices

Uma vez que a procura de segmentos e traços seja finalizada, inicia-se o processo de reconstrução dos vértices primários e secundários. O procedimento de reconstrução de vértices é crucial para SELEX porque o filtro online utiliza esse programa enquanto tenta selecionar os eventos que contêm charme.

SELEX possui dois tipos de códigos para a reconstrução do vértice.

Vértice 1 - VTX1

Hits encontrados nos planos do detetor de vértice são ajustados para formar traços e agora estes têm que formar um vértice. Requer-se que cada vértice contenha um segmento de traço vindo do feixe. Este é o traço que, presumivelmente, causou a interação³. Espera-se que a interação ocorra em um dos alvos segmentados. Assim, a posição z é escolhida para estar no centro da folha do alvo mais próximo ao valor computado. As outras coordenadas, x e y do vértice, são as mesmas correspondentes a intersecção do traço do feixe no plano z selecionado.

Vértice 2 - VTX2

O algoritmo é bastante simples. Uma vez encontrados todos os traços formados pelo espectrômetro M2 e pelo espectrômetro de vértice, adiciona-se a estes um segmen-

³O espectrômetro de feixe pode conter até 2 ou mais traços que não interagiram devido a característica de leitura dos dados.

to de traço vindo do feixe, tentando, desta maneira, ajustar um vértice comum. Os eventos são aceitos se eles não formarem um χ^2 razoável, indicando a inconsistência com a hipótese de que todos os traços observados vieram de um mesmo ponto do espaço.

Em geral, para as duas versões do código, os traços que não fazem parte do vértice primário são usados para encontrar o secundário. Uma lista dos vértices encontrados é organizada com base na topologia do evento, ou seja, tem-se um vértice secundário deslocado do primário. Ambas versões possuem aproximadamente a mesma eficiência, com uma superposição $> 80\%$. Na análise descrita aqui, escolheu-se o pacote de vértice 2.

4.1.3 Identificação de Partículas

Um outro pacote que é acionado logo após os traços e seus respectivos momentos serem encontrados, é o de identificação de partículas. A identificação de traços carregados pode ser feita através do BTRD, ETRD e RICH. Nesta análise, as contribuições do BTRD e do RICH são de fundamental importância.

4.1.3.1 BTRD

O BTRD faz uma separação bastante clara entre partículas pesadas e leves (veja a seção 2.2.1.2, página 18).

SELEX organiza sua tomada de dados em 3 fases: a fase negativa, onde o feixe é composto, basicamente, por frações iguais de Σ^- , π^- ; a fase de Σ^- , onde o experimento apenas dispara caso haja a incidência do híperon Σ^- nos alvos e a fase positiva, feixe composto por p e π^+ . A fração de cada partícula do feixe durante os 3 períodos de runs é sintetizada na tabela 4.3.

Período	Feixe negativo 600 GeV/c		Feixe positivo 550 GeV/c	
	Σ^- [%]	π^- [%]	p [%]	π^+ [%]
Negativo	53	43	***	***
Σ^-	94	0.6	***	***
Positivo	***	***	94	2.8

Tabela 4.3: *Frações das partículas componentes dos feixes estipuladas pelo BTRD em cada período de run.*

SELEX acumulou, ao todo, 15.2 bilhões de interações. Estas são calculadas levando-se em conta a fração de tempo que o experimento é capaz de coletar dados (livetime). Assim, o número de interações nos alvos é dado pelo produto entre o livetime e o comprimento total de interação nos alvos. A tabela 4.4 contém a quantidade de interações acumuladas separadas em cada partícula do feixe. No SELEX predominam interações com feixe de Σ^- .

Partícula do Feixe	Interações [Bilhões]
π^+	0.15
p	2.81
π^-	2.16
Σ^-	10.17

Tabela 4.4: *Número de interações acumulados separados para os 4 tipos de partículas do feixe. No SELEX predominam interações com feixe de Σ^- .*

4.1.3.2 RICH

RICH é capaz de separar p, K e π^- em um grande intervalo de momento (veja a secção 2.2.4.5, página 29). Para cada traço no evento, uma análise de máxima

verossimilhança (*Maximum Likelihood Analysis*) é aplicada. O algoritmo usa traços extrapolados das *PWC's* projetados nos fotocátodos para determinar o centro do anel e examina hipóteses de diferentes tipos de partículas para os mesmos. A função de verossimilhança compara o número de hits observados com o esperado usando eficiências medidas (N_0), resoluções de um único hit ($\sigma_h = 5.5$ mm) e o momento do hit, para cada hipótese. O valor esperado para o ruído de fundo é calculado para cada traço separadamente, contando hits numa banda fora do raio para partículas com $\beta = 1$.

Com o intuito de discriminar diferentes partículas, cortes⁴ são usados nos raios das curvas ($\sigma_r = 1.6$ mm) para diferentes hipóteses e também para aquelas abaixo do limiar.

O RICH pode separar, dentro de $2\sigma_r$, káons e píons até 185 GeV/c e prótons e píons até 323 GeV/c. Assim, a eficiência de identificação de partículas pelo RICH é elevada ($\sim 98\%$), diminuindo para traços com alto momento devido à perda de resolução na reconstrução do anel. Abaixo do limiar, a eficiência cai para valores acima de 90%, com uma identificação incorreta bastante baixa (da ordem de alguns por cento, apenas).

Juntamente com as outras informações, dá-se início, então, ao estágio de reconstrução das partículas propriamente dita.

4.1.4 Reconstrução de Partículas - RECON

O pacote de reconstrução de partículas, conhecido como RECON, é um código padrão guiado por uma linguagem de alto nível para reconstruir hipóteses de partículas formadas a partir de outros objetos reconstruídos pelo SOAP como vértices, traços e identificação de partículas. Os parâmetros da hipótese de partículas reconstruídas são posição dos vértices e separação entre eles (L) assim como o erro associado (σ), quadri-momento, massa e respectivo erro, traço, identificação de partícula e carga.

⁴A probabilidade do traço ser um próton, por exemplo, deve ser, no mínimo, maior que a chance de ser um píon.

O RECON executa um programa de alto nível guardado em uma tabela (*reconf.ocs*). Cada linha desta faz com que o pacote procure, a cada evento, por uma hipótese de partícula que coincida ao critério descrito, permitindo que diferentes tipos de condições sejam verificadas. A procura pela melhor hipótese é executada ordenadamente dentro da tabela, a qual consiste em 13 campos a saber:

<i>id</i>	identificador para a reconstrução
<i>name</i>	nome da reconstrução
<i>from</i>	tipo de procura
<i>pr</i>	número de partículas filhas
<i>q</i>	carga da partícula mãe
<i>pid</i>	identificação das partículas filhas
<i>ls_min/max</i>	mínima e máxima distância longitudinal da separação entre o vértice primário e secundário ⁵
<i>mass_min/max</i>	janela de massa
<i>out</i>	campo onde define-se em qual arquivo de saída esta partícula reconstruída deve ser escrita
<i>frac</i>	percentagem de eventos reconstruídos neste modo
<i>n</i>	contador geral que ilustra o número total de estados existentes na tabela

No final desta, encontram-se mais 11 campos que servem para as definições das identificações das partículas. O primeiro é preenchido pelo nome da partícula que se deseja identificar, devendo ser o mesmo fornecido pelo campo *pid* acima (*name*). No seguinte, escolhe-se, dentre os 4 detetores de identificação de partículas, o qual deve ser utilizado (*system*). O terceiro campo é alocado para a definição do corte, em outras palavras, pode-se estipular a probabilidade que uma determinada partícula deva possuir para ser identificada como tal (*cut*). Os próximos 6 campos são reservados para a escolha dos valores, mínimos e máximos, do momento (*pmin*, *pmax*), parâmetro de impacto (*mdistmin*, *mdistmax*) e momento transversal (*ptmin*, *ptmax*).

⁵Este corte, conhecido no jargão da experiência como l/σ , será discutido mais adiante.

No décimo, escolhe-se o espectrômetro onde a identificação deva ocorrer (spectro) e finalmente, a lógica envolvida ocupa o último campo.

Todos os dados que serão relatados neste trabalho resultam da primeira grande seleção dos dados brutos (pass1) realizada no Fermilab, usando um código otimizado para velocidade e não para eficiência. Este processo levou cerca de 1 ano para ser completado e um exemplo da tabela, não completa, utilizada para a reconstrução das partículas é mostrada na tabela 4.5.

Os resultados das reconstruções são separados em 5 diferentes arquivos, em formato de ftuples⁶, os quais podem ser convertidos, com ajuda de um script, em ntuples, que são os principais objetos permitidos para serem manipulados pelo PAW. Essas, contêm cerca de 80 variáveis as quais fornecem, basicamente, todas as informações necessárias para a realização da análise de dados.

Dependendo da natureza do estado a ser reconstruído, ou seja, se este for um méson ou um bárion charmoso, ou uma partícula estranha, ou até mesmo, possuir um decaimento semi-leptônico, a localização exata aonde este evento deve ser escrito é definida através de bits na variável out, descrita acima. A convenção adotada por SELEX foi a seguinte:

ftuple1	méson charmoso
ftuple2	bárion charmoso
ftuple3	decaimentos semi-leptônicos
ftuple4	partículas estranhas
ftuple5	reconstrução parcial.

É também possível escrever os dados brutos dos eventos que foram reconstruídos em arquivos separados, bastando para isso, acionar um comando dentro do arquivo de controle do SOAP. Estes arquivos respeitam a mesma convenção descrita acima e os arquivos possuem uma extensão .out#.

⁶Ftuples faz parte da linguagem FORTRAN tradicional. Esse formato foi escolhido para superar as dificuldades conhecidas das ntuples, tais como manipulação dos arquivos quando possui tamanho maior que 128 MB e a dificuldade em combiná-los em um único arquivo.

```

# recdf 0 0 fill anal v01.24 July 27 1998 17:00 syj ! pass11 recon list
! pass11 production - drop 901 and add 903,590,592 change mass_max of 400,430

```

id	name	from	pr	q	pid	ls_min	ls_max	mass_min	mass_max	out	! frac	n [%]
1	kshort	v2	2	0	i-i+	5.	205.	0.470	0.530	100008	!01	1.41
2	lambda	v2	2	0	p+i-	5.	205.	1.090	1.140	200008	!02	0.33
3	alambda	v2	2	0	p-i+	5.	205.	1.090	1.140	200008	!03	0.07
4	phi	c	2	0	k+k1-	0.	0.	0.995	1.045	400000	!04	6.40
4	phi	c	2	0	k2+k-	0.	0.	0.995	1.045	400000	!05	3.56
5	psi_ee	c	2	0	e+e-	0.	0.	0.200	5.000	000008	!06	0.21
10	k0	v2	2	0	i+i-	20.	205.	0.470	0.530	000000	!07	0.78
12	l0	v2	2	0	p+i-	20.	205.	1.090	1.140	000000	!08	0.18
14	phi_det	v2	2	0	k+k1-	-3.	95.	0.995	1.045	000008	!09	0.46
14	phi_det	v2	2	0	k2+k-	-3.	95.	0.995	1.045	000008	!10	0.24
100	d0_kpi	v2	2	0	k-i+	0.	800.	1.664	2.064	000041	! 24	0.16
101	d0b_kpi	v2	2	0	k+i-	0.	800.	1.664	2.064	000041	! 25	0.26
102	d0_k3pi	v2	4	0	k-i-i+i+	3.	800.	1.764	1.964	000041	! 26	0.42
103	d0b_k3pi	v2	4	0	k+i+i-i-	3.	800.	1.764	1.964	000041	! 27	0.55
104	d0_kk	v2	2	0	k-k+	0.	800.	1.664	2.064	000041	! 28	0.07
130	d0_kpi_1	x1	2	0	k-i+	5.	800.	1.664	2.064	000041	! 29	0.12
131	d0b_kpi_1	x1	2	0	k+i-	5.	800.	1.664	2.064	000041	! 30	0.15
132	d0_k3pi_1	x1	4	0	k-i-i+i+	3.	800.	1.764	1.964	000041	! 31	0.26
200	d+ k2pi	v2	3	+1	k-i+i+	3.	800.	1.769	1.969	000081	! 35	0.13
201	d- k2pi	v2	3	-1	k+i-i-	3.	800.	1.769	1.969	000081	! 36	0.23
202	d*+ kpi	tr	3	+1	i+d0_kpi	0.	0.	1.800	2.200	008001	! 37	0.07
203	d*+ kpi	tr	3	-1	i-d0b_kpi	0.	0.	1.800	2.200	008001	! 38	0.12
204	d*+ k3pi	tr	5	+1	i+d0_k3pi	0.	0.	1.800	2.200	008001	! 39	0.15
205	d*+ k3pi	tr	5	-1	i-d0b_k3pi	0.	0.	1.800	2.200	008001	! 4	0 0.21
230	d+ k2pi_1	x1	3	+1	k-i+i+	3.	800.	1.769	1.969	000081	! 41	0.28
231	d- k2pi_1	x1	3	-1	k+i-i-	3.	800.	1.769	1.969	000081	! 42	0.46
300	ds+ kkp	v2	3	+1	k-k+i+	0.	800.	1.765	2.165	000101	! 47	0.31
301	ds- kkp	v2	3	-1	k-k+i-	0.	800.	1.765	2.165	000101	! 48	0.40
302	ds+ 3k	v2	3	+1	k-k+k1+	0.	800.	1.765	2.165	000101	! 49	0.38
303	ds- 3k	v2	3	-1	k-k+k1-	0.	800.	1.765	2.165	000101	! 50	0.44
304	ds+ tau	v2	3	+1	i-i+i+	10.	800.	0.400	2.000	002001	! 51	***
305	ds- tau	v2	3	-1	i-i-i+	10.	800.	0.400	2.000	002001	! 52	***
400	lc+ pkpi	v2	3	+1	p+k-i+	0.	800.	2.085	2.585	000202	! 57	0.42
401	lc- pkpi	v2	3	-1	p-k-i-	0.	800.	2.085	2.485	000202	! 58	0.35
404	lc+ pkk	v2	3	+1	p+k-k+	0.	800.	2.085	2.485	000202	! 59	0.05
405	lc- pkk	v2	3	-1	p-k-k-	0.	800.	2.085	2.485	000202	! 60	0.04
430	lc+ pkpi_1	x1	3	+1	p+k-i+	3.	800.	2.085	2.585	000202	! 63	0.37
431	lc- pkpi_1	x1	3	-1	p-k-i-	3.	800.	2.085	2.485	000202	! 64	0.22
440	lc+ s+2pi	v2	3	+1	s+i+i-	5.	800.	2.085	2.485	000202	! 65	0.14
442	lc+ s-2pi	v2	3	+1	s-i+i+	0.	800.	2.085	2.485	000202	! 66	0.35
472	lc+ s-2pi	x1	3	+1	s-i+i+	0.	800.	2.085	2.485	000202	! 73	0.73
474	lc+ s-kpi	x1	3	+1	x-k+i+	0.	800.	2.085	2.485	000202	! 74	0.34
476	lc+ s+kpi	x1	3	+1	s+k+i+	0.	800.	2.085	2.485	000202	! 75	0.28
478	lc+ s-kpi	x1	3	+1	s-k+i+	0.	800.	2.085	2.485	000202	! 76	0.40
490	lc+ pe+	v2	2	+2	p+e+	0.	800.	1.000	3.000	000810	! 77	0.07
492	lc+ pe-aa	aa	2	+2	p2+e1+	0.	0.	0.	0.	004010	! 78	0.62
494	lc+ pe-	v2	2	0	p+e-	2.	800.	1.000	3.000	000810	! 79	0.07
500	xc+ pkkpipi	c	5	+1	p+k-k-i+i+	0.	800.	2.300	2.800	001002	! 80	0.31
501	xc- pkkpipi	c	5	-1	p-k+k+i-i-	0.	800.	2.300	2.800	001002	! 81	0.36
502	xc+ pki2i	v2	5	+1	p+k-i+i+i+	4.	800.	2.370	2.570	001002	! 82	0.01
510	xc+ l0kpipi	rr	4	+1	k-2i0	0.	800.	2.370	2.570	001002	! 83	0.00
520	xc+ xi2pi	v2	3	+1	x-i+i+	0.	800.	2.370	2.570	001002	! 84	0.16
521	xc- xi2pi	v2	3	-1	x+i-i-	0.	800.	2.370	2.570	001002	! 85	0.17
600	xc0_pkkp	c	4	0	p+k-k-i+	2.	800.	2.250	2.750	000402	! 90	0.19
602	xc0_xipi	v2	2	0	x-i+	0.	800.	2.370	2.570	000402	! 91	0.09
604	xc0_ok	v2	2	0	o-k+	0.	800.	2.370	2.570	000402	! 92	0.04
606	xc0_s+k-	v2	2	0	s+k-	0.	800.	2.370	2.570	000402	! 93	0.02
700	oc0_opi	v2	2	0	o-i+	0.	800.	2.600	2.800	002002	!102	0.05
710	oc0_l2k2i	rr	5	0	kk2i0	0.	800.	2.600	2.800	002002	!103	0.00

```

# 0 0 fill anal v01.21 May 7 1998 12:23 syj ! Particle id list ! pass11 production - ml_kink pmin set to > 3% decay prob in 5-12m region

```

name	system	cut	pmin	pmax	mdistmin	mdistmax	ptmin	ptmax	spectro	logic
e	etrd	e>0.5	0.	120.	0.	0.	0.	0.	m2	none
i	rich	i<0.1	0.	0.	0.	0.	0.	0.	any	not
k	rich	k/i>=1	0.	0.	0.	0.	0.	0.	m2	none
p	rich	p/i>=1	0.	0.	0.	0.	0.	0.	m2	none
e1	etrd	e>0.5	0.	120.	0.0020	0.0500	0.300	2.000	vxm2	none
k1	none	none	0.	0.	0.	0.	0.	0.	any	none
k2	rich	k/i>=1	0.	0.	0.	0.	0.	0.	any	not
pi	rich	p/i>2.	100.	600.	0.	0.	0.	0.	any	none
p2	rich	p/i>2.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	mlm2	none
s	none	none	40.	600.	0.	0.	0.	0.	vxmlnm2	none
x	none	none	40.	600.	0.	0.	0.	0.	vxmlnm2	none
o	none	none	100	600.	0.	0.	0.	0.	vxmlnm2	none
end										

Tabela 4.5: Exemplo da tabela recdf utilizada pelo pacote de reconstrução RECON.

4.1.5 Eventos Simulados

Eventos simulados podem ser estudados através de uma ferramenta incorporada dentro do pacote SOAP, chamada *embedding*. Esta simula eventos gerados no aparato experimental do SELEX. Estes eventos podem ser implantados com ou sem eventos subjacentes provenientes dos dados reais. O programa é útil para o desenvolvimento e testes de algoritmos de reconstrução, assim como estudar a aceitação geométrica do aparato e obter eficiências de reconstrução.

A habilitação para a utilização do programa é feita dentro do arquivo de comando do SOAP, executando comandos apropriados.

O primeiro passo consiste em gerar os eventos de interesse contando, para isso, com o pacote QQ [32] desenvolvido pelo grupo da CLEO. Este é alimentado por um arquivo de extensão *.dec* onde as informações da partícula de interesse, como massa, tempo de vida e modo de decaimento desejado são definidos. Os eventos consistem em vários traços provenientes da interação que ocorre na coordenada $(0, 0, 0)$ com um feixe incidente ao longo da direção z . Cada traço é caracterizado pela posição da partícula, suas respectivas projeções nas 3 direções espaciais, pelo momento total da partícula e pela sua massa (ou PID definido pelo SOAP). O traço é, então, rodado e transladado a fim de que o feixe e o ponto de interação que o produziu coincidam com o feixe e o vértice primário proveniente dos dados, de onde o evento será implantado. Quando o feixe ou o vértice primário não são disponíveis, o programa tem duas opções: ou despreza este evento completamente ou assume que a posição na coordenada z do vértice seja a mesma de um dos alvos de produção de charme.

A coordenada do hit para cada plano do aparato é calculada usando a mesma função de trajetória utilizada pelo SOAP. A aceitação geométrica, por sua vez, é baseada nas constantes das tabelas OCS para cada plano e posição dos ímãs. Efeitos de espalhamentos coulombianos múltiplos também são implementados neste pacote.

O arquivo de eventos gerados é um arquivo texto regular, com um formato específico. Cada evento consiste em uma linha de comando, a qual especifica o número de traços que este possui, sua carga elétrica e suas propriedades de decaimento. As

demais linhas são designadas para as informações dos traços, que são formadas por 8 campos, separados por espaços em branco, correspondendo às posições espaciais, ângulos, momento e massa da partícula. Um exemplo dos comandos incorporados no arquivo de controle do SOAP assim como um arquivo de dados gerados pode ser visto na tabela 4.6.

```

execute mcmatch unpack tracking user vertex partid
set on   unpack cros svx rmh
set on   tracking segment link fit0 fit silmatch guided
set on   partid rich btr
set on   mcmatch embed match smear

disk in /usr/e781/data01/standard/run_filter
disk embed /anal03/qq/lc+_pki_flat/lc+_pki_flat.out

ana 0
exit

```

```

# Example of an embed file
# This is a lambdac event

```

3	+1	-1	+1	0	0	0			
0.0000		0.0001	0.110	0.007571	0.003944	0.999964	41.20	0.938	
0.0000		0.0001	0.110	-0.013195	0.004111	0.999904	39.84	0.494	
0.0000		0.0001	0.110	0.003883	-0.003411	0.999987	50.64	0.139	
0.0000		0.0000	0.039	-0.002076	-0.000170	0.999998	289.37	0.935	
0.0000		0.0000	0.039	-0.001637	-0.001485	0.999998	175.75	0.491	
0.0000		0.0000	0.039	0.006491	0.000781	0.999979	76.10	0.138	
-0.0020		-0.0005	0.126	-0.028126	-0.004086	0.999596	46.26	0.938	
-0.0020		-0.0005	0.126	-0.009420	-0.009051	0.999915	47.29	0.494	
-0.0020		-0.0005	0.126	0.017232	0.023031	0.999586	8.04	0.140	

Tabela 4.6: Exemplo de um arquivo de comandos do SOAP construído para estudar eventos simulados (acima) e um exemplo de um arquivo gerado para o estudo do decaimento do bárion $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+$ (abaixo).

4.2 Critério de Seleção de Eventos

Os critérios de seleção, ou cortes, são condições impostas ao evento para ajudar a selecionar sinal e reduzir ruído (background). SELEX emprega 6 principais cortes no processo de seleção dos eventos charmosos que são descritos a seguir. Um quadro sinóptico dos cortes é mostrado na Fig. 4.1.

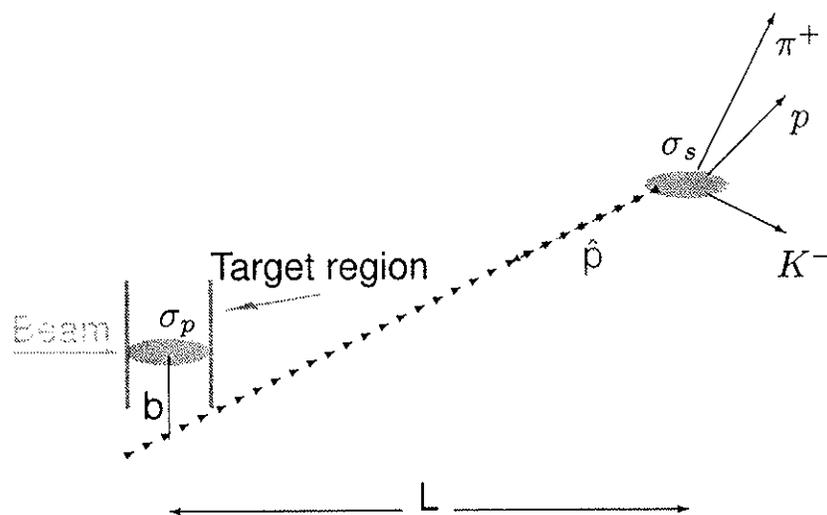


Figura 4.1: Desenho esquemático, fora de escala, mostrando os cortes utilizados para a seleção de eventos charmosos.

- O primeiro critério está relacionado a uma boa reconstrução do vértice secundário, baseado na qualidade do ajuste dos traços que o compõem ($\chi^2/dof < 5$). Esta condição reduz o número de traços ilegítimos.
- A maioria dos eventos que se originam da interação hadrônica envolve decaimentos fortes de ressonâncias e partículas de vida longa. Uma vez que o decaimento forte ocorre quase que imediatamente, todas as partículas no evento parecem ter vindas de um ponto comum do espaço, o vértice primário. As partículas charmosas mais comuns (veja novamente a tabela 1.3) decaem via interação fraca e portanto, possuem um tempo de vida suficientemente longo para decair

longe do ponto de interação. A separação longitudinal solicitada entre o vértice primário e o secundário (L), dividida pela resolução (σ) é 8σ . Este é o método mais importante para a redução do ruído.

- O momento vetorial total do Λ_c reconstruído deve apontar de volta à posição z do vértice primário. Esta distância, normalizada pela sua incerteza, deve ser no máximo 12 ($pvtx = (b/\sigma_b < 12)$).
- Separação mínima de todos os traços dos decaimentos do vértice primário ($smin < 20 \mu m$).
- Um outro importante corte na seleção da amostra final é a identificação de partículas, realizada pelo RICH. No caso do Λ_c , K e p devem ser identificados, sendo que a probabilidade dos mesmos deve ser maior que a de ser um π ($\mathcal{L}(K)$, $\mathcal{L}(p) > \mathcal{L}(\pi)$).
- Vértices secundários não devem estar localizados em posições onde há material. Este corte minimiza as interações múltiplas que podem ocorrer caso as partículas produzidas no processo de colisão interagem com materiais, produzindo vértices secundários os quais imitam um decaimento charmoso.

Cortes	Valores
χ^2	< 5
pvtx	< 12
smin	$< 20\mu m$
svx_z	$< 3.4cm$
σ	$< .17cm^2$
$1/\sigma$	> 8
tgt	$6 \leq tgt \leq 10$

Tabela 4.7: Tabela com os cortes e respectivos valores utilizados na análise.

Apenas como ilustração, mostra-se na Fig. 4.2 um evento típico de Λ_c^+ observado na região do vértice e no RICH.

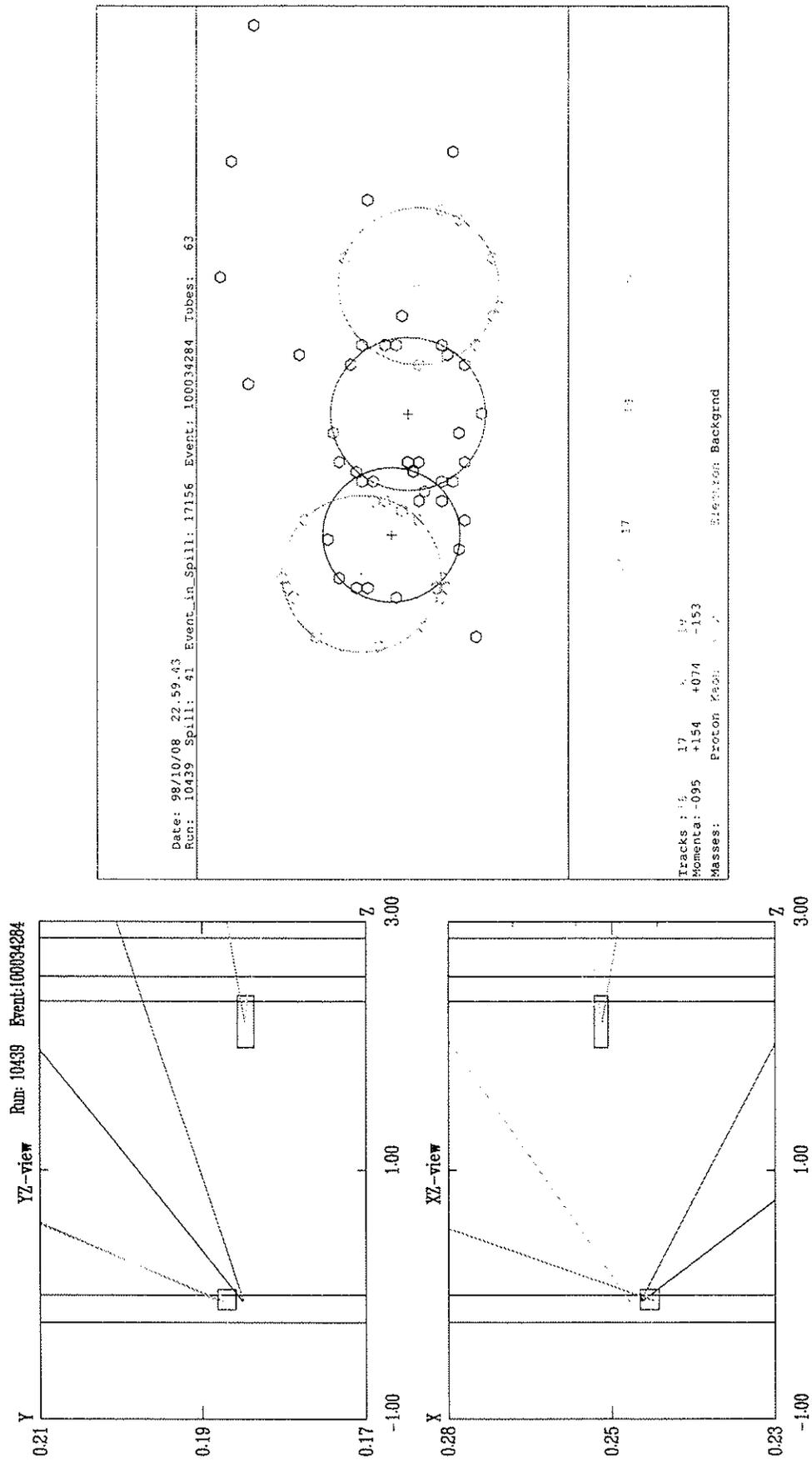


Figura 4.2: Um evento típico do Λ_c^+ na região de vértice (esquerda) e no RICH (direita). Os quadrados envolvendo os vértices primário e secundário representam 3σ .

Este conjunto de cortes, resumidos na tabela 4.7 acima, aplica-se também aos dados simulados. Uma vez que utilizamos estes últimos para extrair a curva de aceitação (que será discutida na próxima secção), torna-se importante conhecer as semelhanças e as diferenças entre as distribuições dessas variáveis de corte para os dados reais e simulados, como mostrado na Fig. 4.3. O acordo é suficientemente bom para a maioria dessas variáveis.

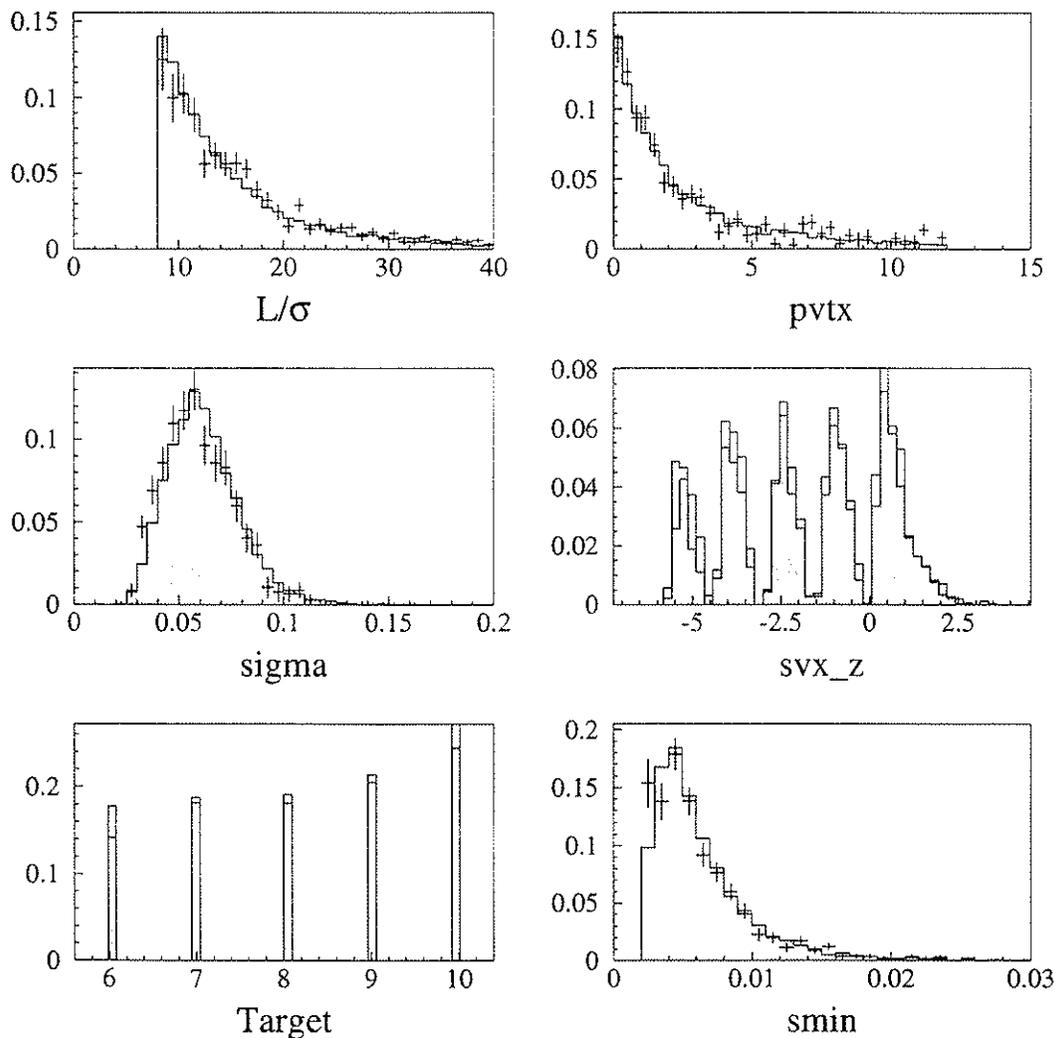


Figura 4.3: Comparação entre eventos de Λ_c simulados (hachurado) e reais (vazio) em função dos diversos cortes aplicados na seleção de eventos.

4.2.1 Amostra Final de Λ_c

O primeiro passo para se obter as distribuições de x_F e p_t^2 é estabelecer um método que determine a quantidade de sinal disponível do estado de interesse. Isto é alcançado ajustando uma função no espectro de massa, que é composta por uma curva que representa a região de sinal e outra, o ruído.

Em SELEX, o espectro de massa para Λ_c^+ e Λ_c^- é ajustado por uma curva Gaussiana para a região de sinal e por uma curva polinomial de terceira ordem para o ruído, após serem aplicados todos os cortes de seleção. O resultado do ajuste indica a presença de 2494 ± 90 decaimentos do $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$, como mostrado na Fig. 4.4, sem ainda a identificação do feixe e na Fig. 4.5 para os feixes de Σ^- , π^- e p separadamente. Um resumo dos parâmetros dos ajustes encontram-se na tabela 4.8.

Feixe	Partícula	Massa [MeV/c ²]	Largura [MeV/c ²]	Sinal	Ruído	χ^2
Combinado	Λ_c^+	2.287 ± 4	$9,4 \pm 0,4$	1.979 ± 71	435 ± 4	1,14
	Λ_c^-	2.288 ± 10	$9,8 \pm 1,3$	520 ± 60	394 ± 3	1,09
Σ^-	Λ_c^+	2.287 ± 4	$9,3 \pm 0,5$	1.388 ± 58	322 ± 3	1,11
	Λ_c^-	2.287 ± 2	$10,0 \pm 3$	345 ± 57	294 ± 3	0,83
π^-	Λ_c^+	2.286 ± 1	$9,4 \pm 0,1$	148 ± 19	33 ± 1	1,34
	Λ_c^-	2.287 ± 1	$11,0 \pm 3$	96 ± 21	36 ± 1	0,97
p	Λ_c^+	2.289 ± 8	$9,1 \pm 0,8$	291 ± 24	47 ± 1	1,14
	Λ_c^-	2.290 ± 3	$6,7 \pm 2$	29 ± 12	33 ± 1	1,11

Tabela 4.8: Resultados da produção de Λ_c oriundos do pass1 do SELEX-E781. Estes valores representam o resultado do ajuste realizado no espectro de massa do Λ_c^+ e Λ_c^- reconstruídos após aplicados os cortes de seleção.

O espectro de massa é formado sabendo-se a massa e o momento de todos os produtos do decaimento. A primeira condição é bem conhecida. O momento é obtido seguindo o traço das partículas filhas ao atravessarem os ímãs defletores. Medindo-se o desvio angular sofrido pelos mesmos, na direção horizontal x e conhecendo-se o campo magnético B , pode-se determinar o momento e sua resolução. SELEX possui uma resolução em momento de $\delta_p/p \sim 0.5\%p$ para traços com 100 GeV/c de momento.

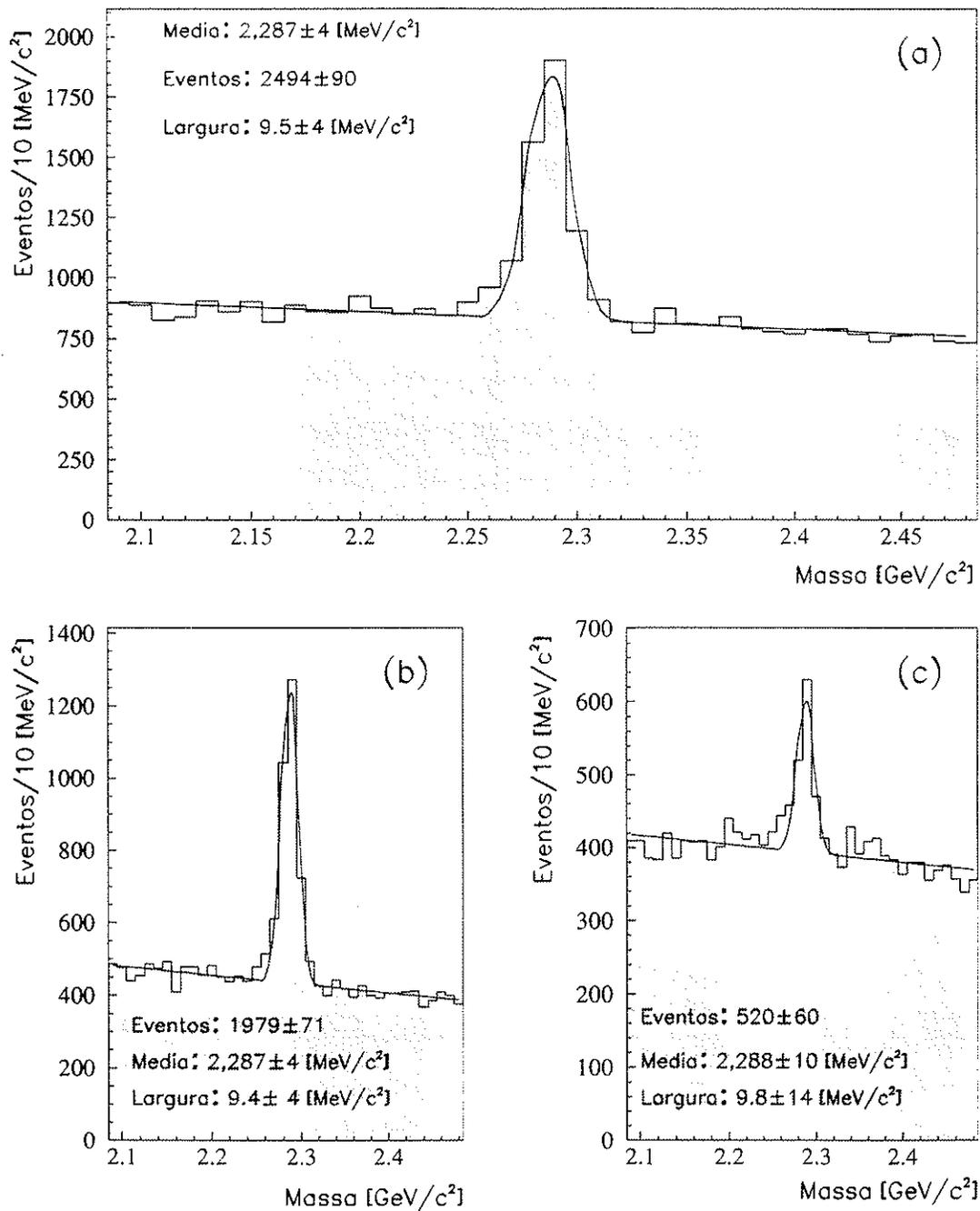


Figura 4.4: Espectro de massa do bárion charmoso (a) $\Lambda_c \rightarrow p K \pi$ do experimento SELEX-E781 depois de aplicados os cortes de seleção de eventos. A mesma amostra separada em (b) $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$ e (c) $\Lambda_c^- \rightarrow \bar{p} K^+ \pi^-$.

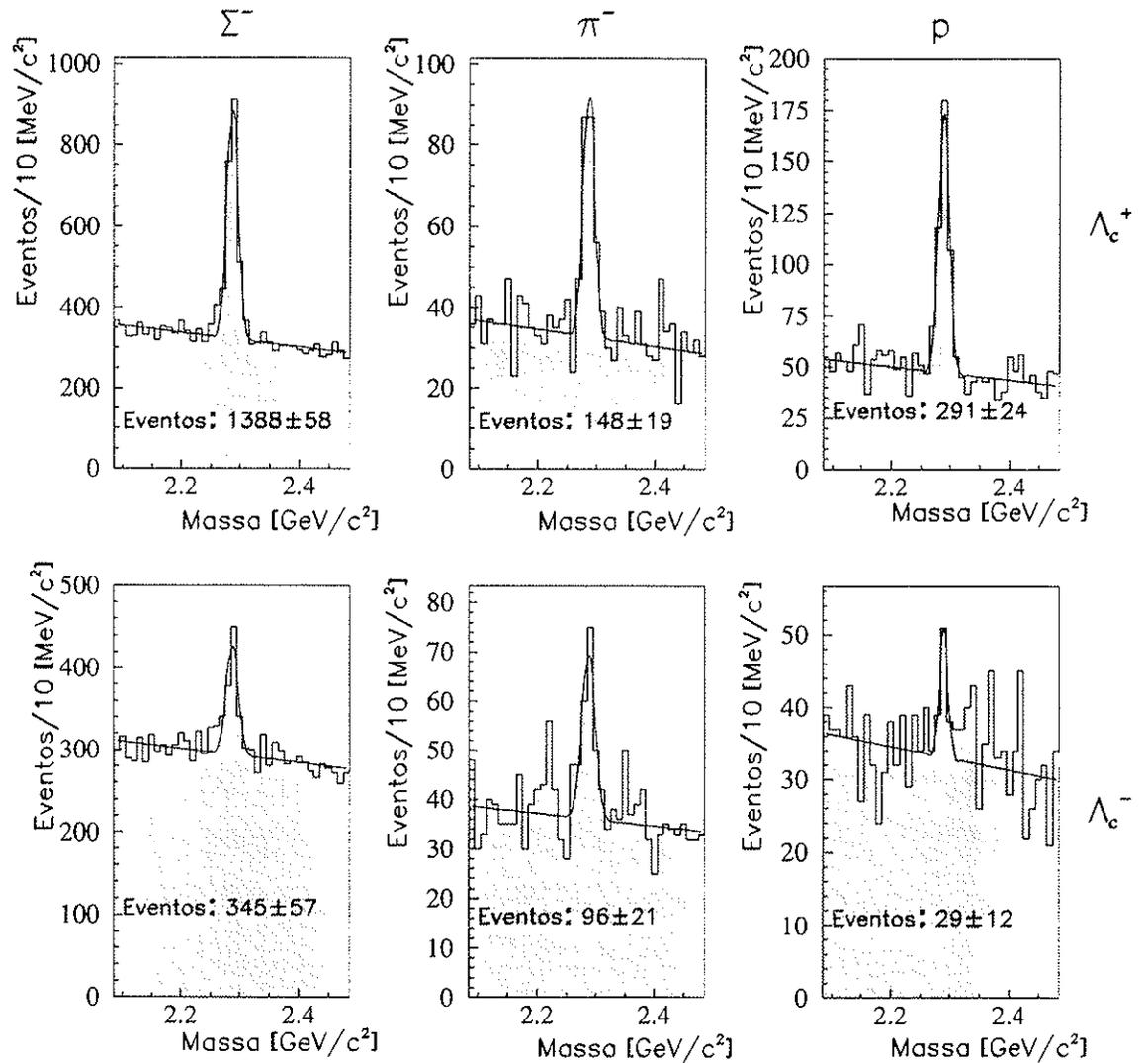


Figura 4.5: Espectro de massa do bárion $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ (acima) e $\Lambda_c^- \rightarrow \bar{p}K^+\pi^-$ (abaixo) para os feixes de Σ^- (esquerda), π^- (centro) e p (direita) do experimento SELEX-E781 depois de aplicados os cortes de seleção de eventos.

Assim, a resolução da massa reconstruída está relacionada à abertura angular entre os traços dos produtos de decaimento, à medida do erro do momento calculado e do erro nas inclinações dos traços. Quanto maior o momento da partícula, menor espera-se que seja a sua resolução tal como menor a resolução do ângulo de abertura. A distribuição da largura e do valor médio da massa do Λ_c^+ decaindo em próton, káon e pión, em função de x_F , é mostrada na Fig. 4.6.

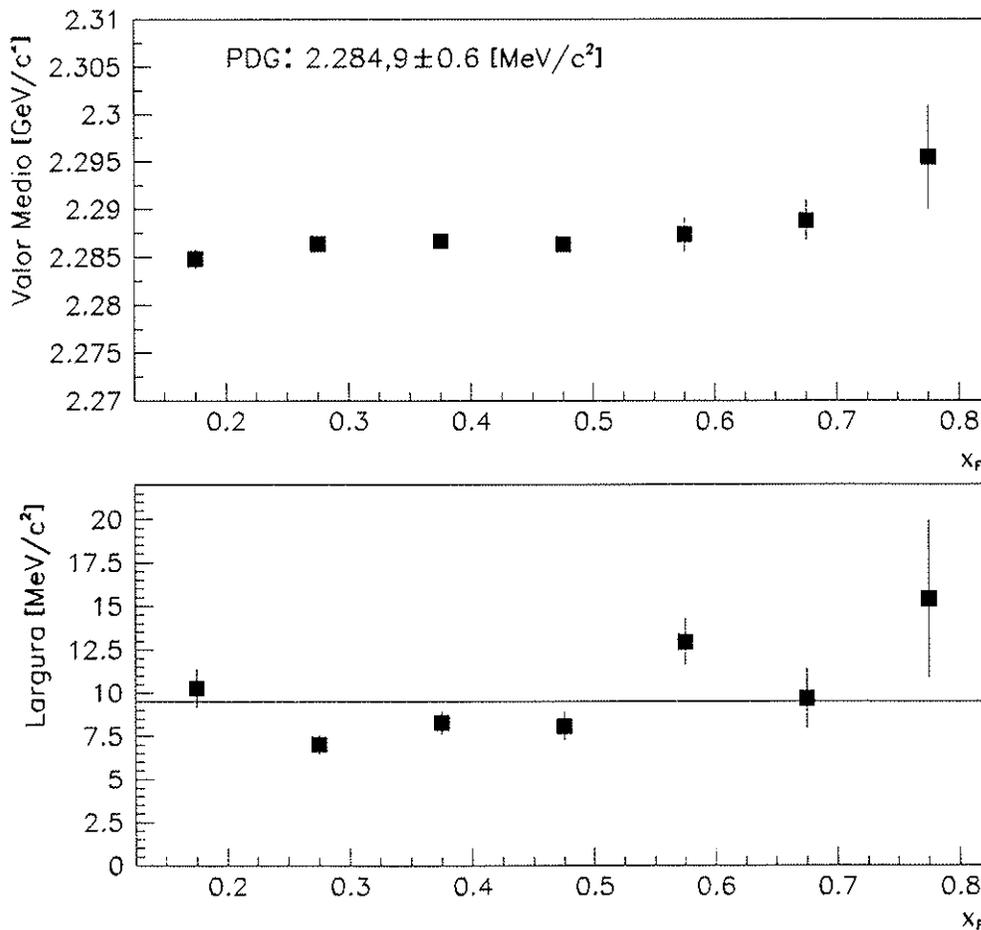


Figura 4.6: Distribuição do valor médio e da largura medida do Λ_c^+ em função de x_F .

O espectrômetro SELEX possui excelente resolução de massa em função do momento

para todos os estados charmosos. Em média, o valor medido é $9 \text{ MeV}/c^2$ e praticamente independente do estado reconstruído. Da Fig. 4.6 (b) a variação observada da resolução, no caso do Λ_c , não ultrapassa um fator de 2 entre as regiões de baixo e alto x_F .

4.3 Aceitação do Λ_c

A eficiência de reconstrução é usada para corrigir aqueles eventos que foram escritos em fitas e que estavam na região cinemática de investigação, mas não foram contados como sinal. Esta perda de eventos pode ser um efeito do critério de seleção adotado, ineficiência dos detetores, aceitação geométrica do espectrômetro.

4.3.1 Cálculo da Eficiência de Reconstrução

Para medir a eficiência de reconstrução utilizam-se de dados simulados, que foram descritos na secção 4.1.5. Um arquivo com 100.000 eventos foi gerado sob as seguintes condições:

- Λ_c^+ decaindo 100% em $p K^- \pi^+$.
- Feixe de Σ^- a $600 \text{ GeV}/c$.
- Os eventos possuem o mesmo peso em toda a extensão cinemática cobrindo $0 \leq x_F \leq 1.0$ ($n = 0.0$), ou seja, escolhemos uma distribuição plana para toda a região positiva do hemisfério.
- $p_t^2 = 1.0 \text{ GeV}/c$

No processo de geração dos eventos, pode-se contar o número de candidatas a Λ_c e comparar este com o número de eventos que são de fato reconstruídos, usando o pacote de reconstrução RECON. A eficiência de reconstrução é dada pela expressão:

$$\epsilon_{rec}(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+) = \frac{N_{rec}(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+)}{N_{gen}(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+)}. \quad (4.1)$$

e a eficiência de reconstrução em função da variável x_F (ou p_t^2), é da forma:

$$\epsilon_{rec}(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+, x_F(p_t^2)) = \frac{N_{rec}(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+, x_F(p_t^2))}{N_{gen}(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+, x_F(p_t^2))} \quad (4.2)$$

As eficiências de reconstrução do Λ_c^+ em função do p_t^2 e do x_F , com e sem a aplicação dos cortes da análise, estão nas Fig. 4.7 e Fig. 4.8 respectivamente.

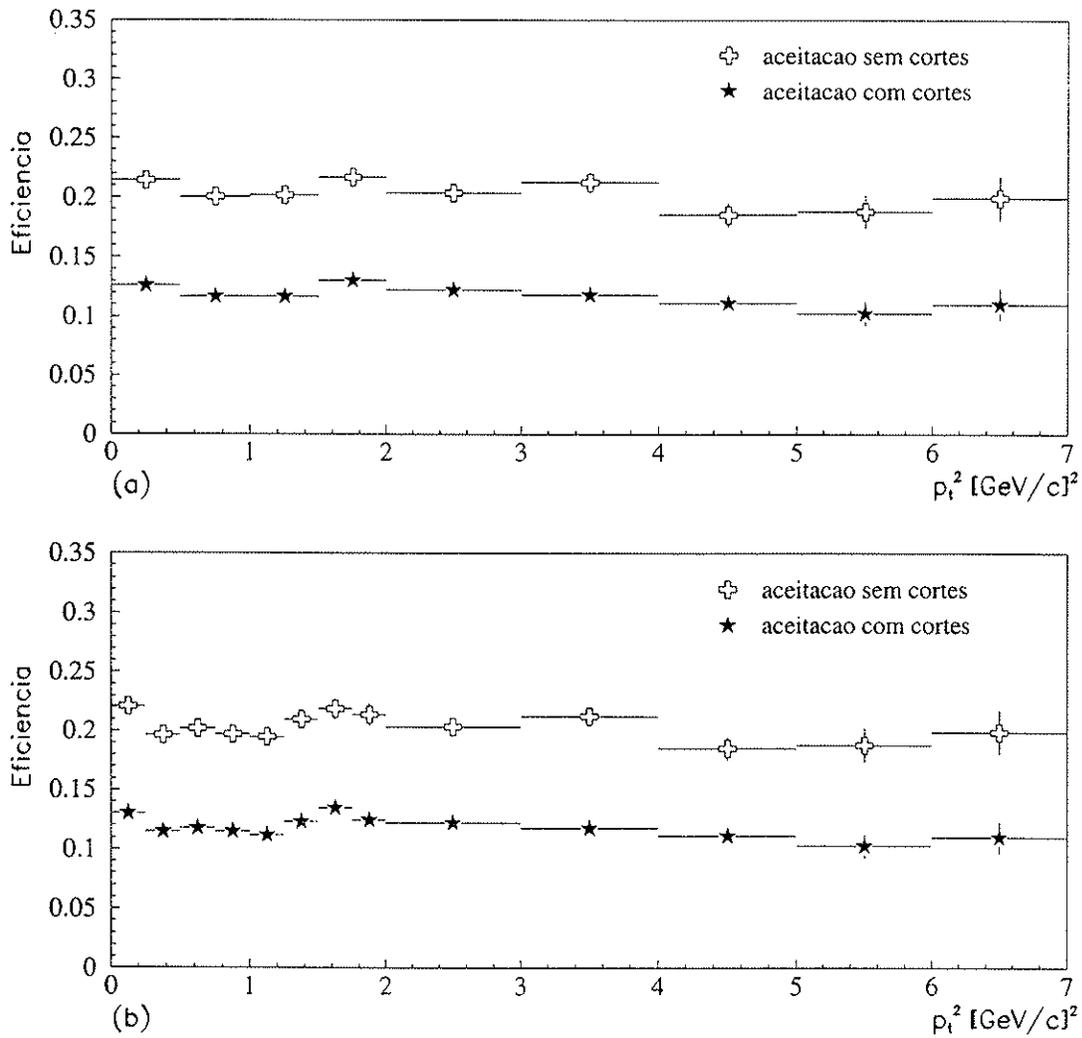


Figura 4.7: Curva de aceitação para Λ_c^+ em função de p_t^2 para os feixes de (a) p, π^- e (b) Σ^- . cuts indica os cortes utilizados na análise.

Os cortes de seleção reduzem a eficiência em 40%, não alterando a forma da distribuição, a qual é dominada pela identificação das partículas, como será discutido a seguir. Dentre os cortes de seleção, o L/σ é o responsável pela perda de $\approx 35\%$ na eficiência.

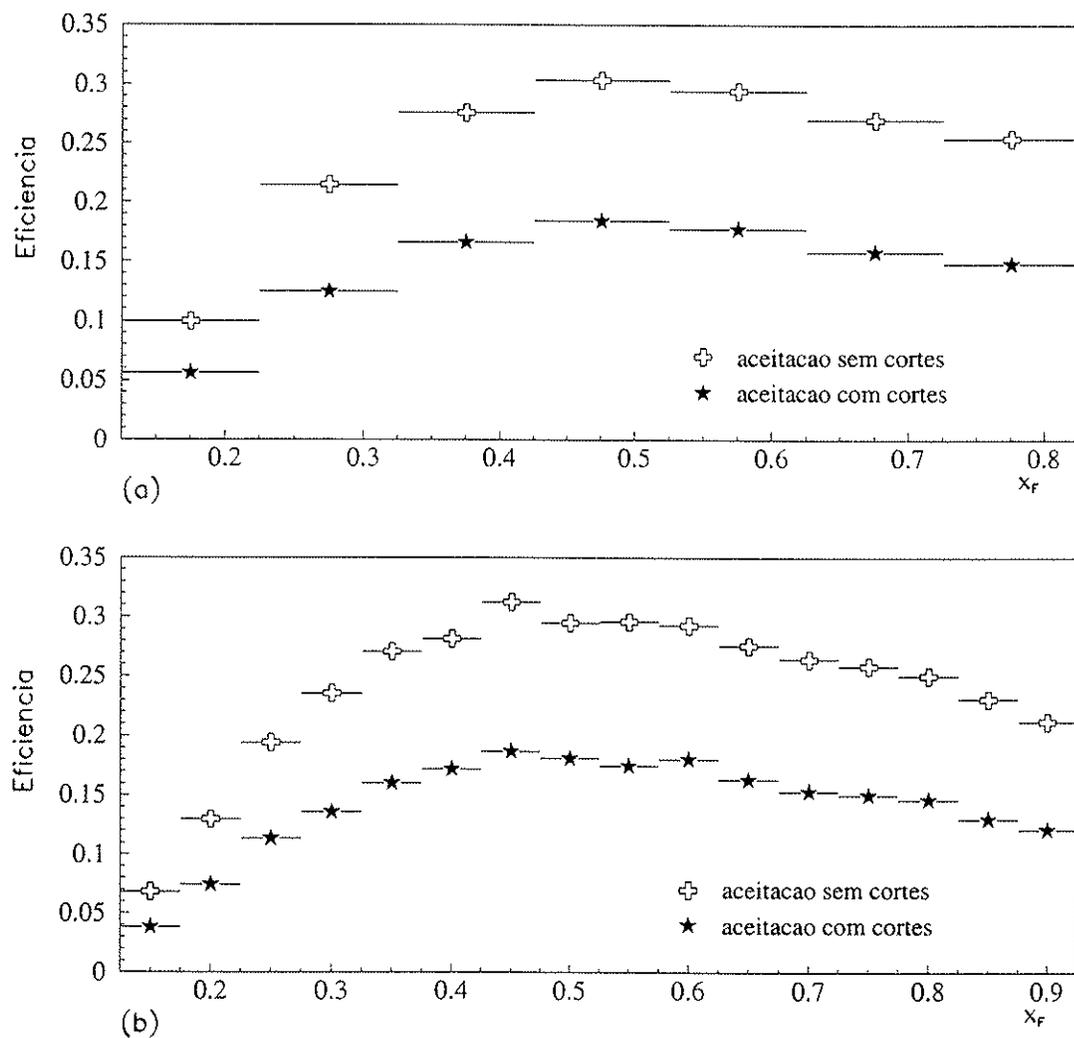


Figura 4.8: Curva de aceitação para Λ_c^+ em função de x_F para os feixes de (a) π^- e (b) p e Σ^- .

A aceitação do espectrômetro não depende fortemente do momento transversal, mostrando um comportamento constante em toda região de interesse, em torno de

11%. A maioria dos eventos de Λ_c^+ observados possuem um p_t^2 médio $< 1,5$ (GeV/c)².

A dependência em x_F mostra um crescimento rápido para $x_F > 0.15$, sendo extremamente baixa para a região à esquerda desse valor. O motivo para tal comportamento está relacionado com a exigência de que, durante a fase de reconstrução, o próton e o káon devam ser identificados no RICH, lembrando que para isso os traços devem ter um momento mínimo de 25 GeV/c. A distribuição atinge um patamar em $x_F \approx 0.4$ a um valor de $\approx 17\%$. Para a região $x_F > 0.6$, nota-se uma queda na eficiência chegando-se a uma redução de 30% até o final do espectro. Isto se deve ao fato de que a probabilidade que o káon tenha momento superior a 165 GeV/c cresce rapidamente fazendo com que a perda na identificação dos eventos também cresça devido a confusão entre π/K . Ainda assim, vale ressaltar que a aceitação do SELEX continua elevada para altos valores de x_F .

Como é de interesse medir a assimetria entre partícula e anti-partícula, torna-se importante verificar o quão simétrico é o espectrômetro em identificar partículas positivas e negativas. Os mesmos procedimentos descritos acima são aplicados ao bárion Λ_c^- e calculando a média da diferença percentual entre as eficiências chega-se à conclusão de que a aceitação do SELEX é simétrica em carga, sendo a diferença menor que 8%. A Fig. 4.9 ilustra as curvas de aceitações para as duas partículas em função de x_F .

Um outro teste realizado, ainda para verificar a questão da diferença na reconstrução entre partículas e anti-partículas, foi o da eficiência de reconstrução nos alvos. Simula-se eventos de Λ_c^+ e Λ_c^- em cada alvo separadamente e compara-se os números de eventos reconstruídos, corrigidos pela eficiência de reconstrução em cada alvo. O resultado obtido, como pode ser visto na Fig. 4.10, é que não há diferença entre as reconstruções do Λ_c^+ e do Λ_c^- nos alvos. Os dois últimos gráficos apresentam a razão entre o número de partículas reconstruídas pelo número gerado e a diferença percentual.

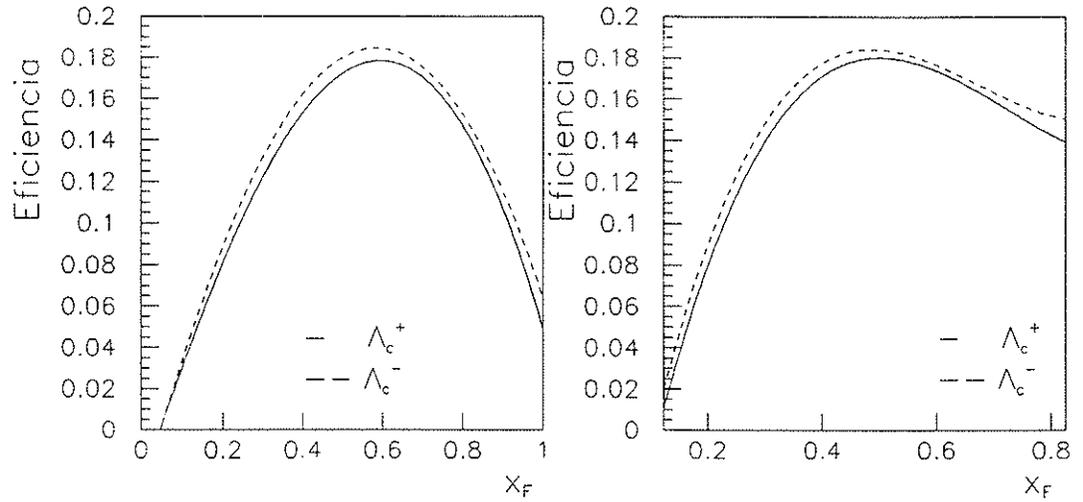


Figura 4.9: Aceitação do SELEX em função do x_F para Λ_c^+ (linha contínua) e Λ_c^- (linha tracejada). A diferença entre as eficiências é $< 8\%$.

4.4 Trigger

O trigger é, seguramente, uma das partes mais complexas do experimento e ainda está sendo objeto de exaustivos estudos por toda a colaboração no sentido de entender sua eficiência. O que será brevemente discutido nesta secção, então, é uma simples verificação de que o trigger não inclui nenhum forte viés no processo de reconstrução de partícula e anti-partícula. A eficiência absoluta do trigger e sua dependência no espaço de fase não será considerada neste trabalho.

A multiplicidade média de traços reconstruídos num evento onde há um bárion Λ_c é alta, atingindo valores médios de 25 no espectrômetro em geral e de 10 no vértice primário. Veja Fig. 4.11.

Como nesta análise é de suma importância reconstruir partículas na região de alto x_F , é necessário verificar o comportamento da distribuição de traços na região de alto momento, pois a eficiência de reconstrução de vértices primários pode ser afetada devido à pouca energia disponível no sistema para alocar um pión ao vértice primário. Na Fig. 4.12 apresenta-se a distribuição da multiplicidade de traços, em função de

99/04/25 15.20

Target Efficiency - Embedded

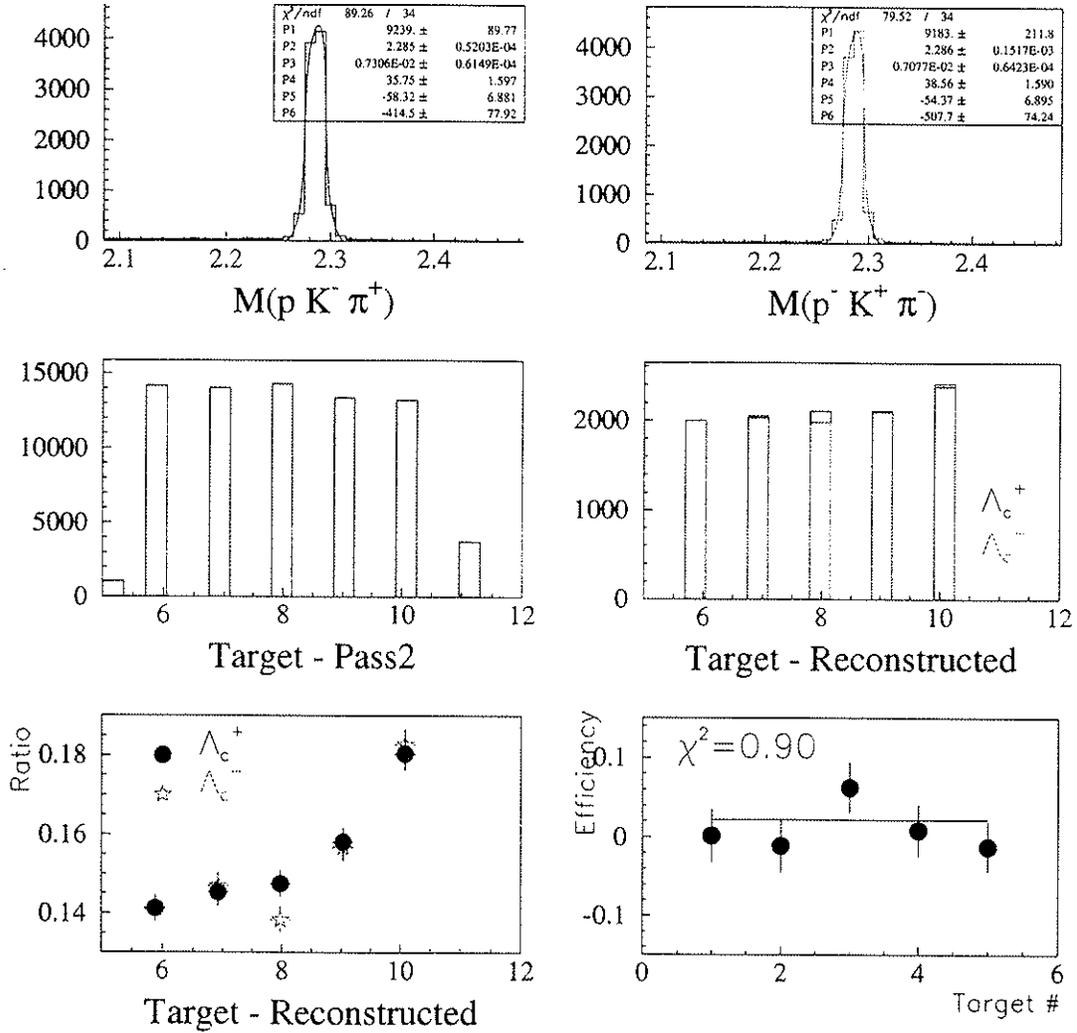


Figura 4.10: Dados simulados de Λ_c^+ e Λ_c^- indicando a independência na reconstrução dos estados entre os alvos nucleares.

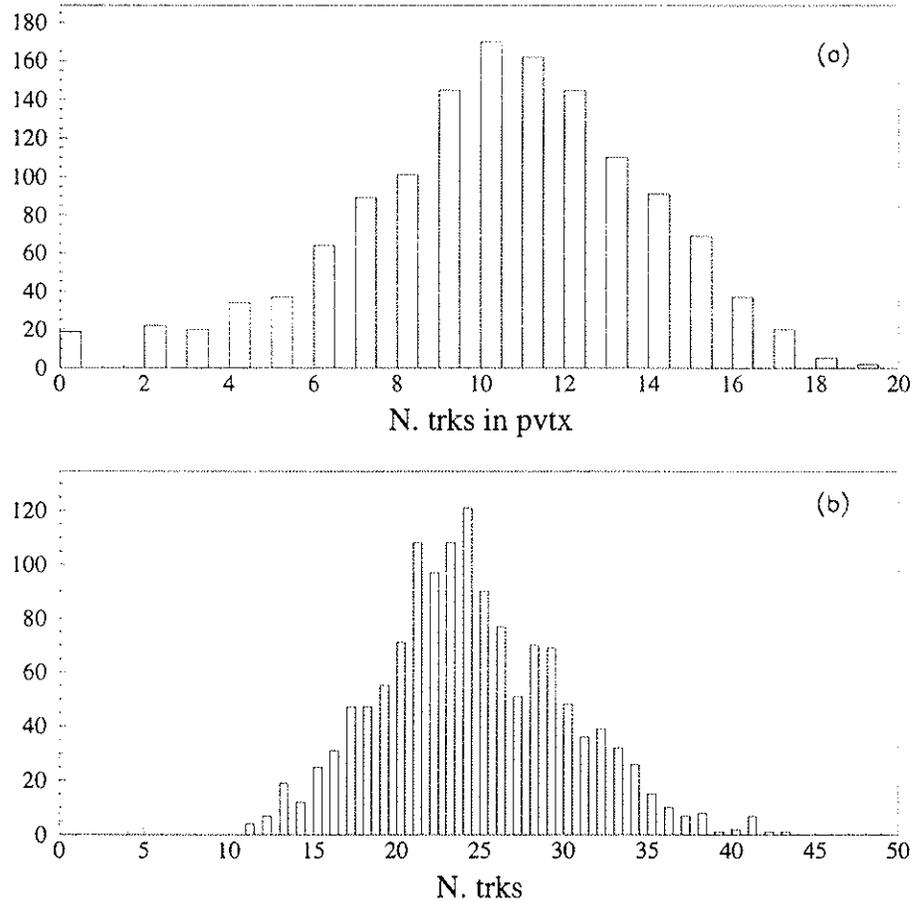


Figura 4.11: Distribuição de multiplicidade de traços reconstruídos num evento onde existe um bárion Λ_c no (a) vértice primário (b) em todo espectrômetro.

x_F , na região de sinal do Λ_c .

É importante notar que a multiplicidade apresentada na Fig. 4.12 não é a multiplicidade dos eventos mas sim a multiplicidade de trajetórias reconstruídas pelo espectrômetro do vértice. A pequena multiplicidade a grande x_F traduz a dificuldade de reconstrução de eventos com um grande número de partículas de baixo momento pelo espectrômetro M1.

Estudos preliminares em andamento para analisar um eventual viés do trigger em relação ao sinal da carga do estado charmoso indicam uma assimetria inferior a 10%

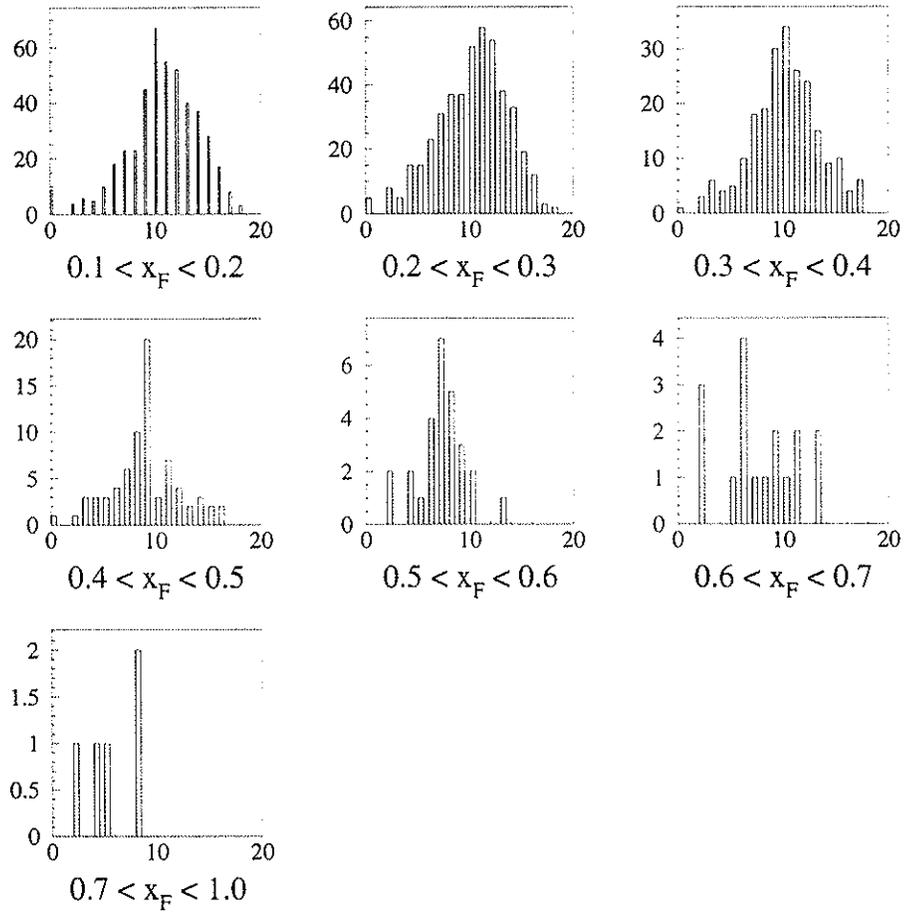


Figura 4.12: Distribuição de multiplicidade de traços reconstruídos no vértice primário num evento onde existe um bárion Λ_c em função de x_F .

no caso dos mésons D^+/D^- e espera-se um efeito ainda menor para Λ_c^+/Λ_c^- .

4.5 Amostra final

Para estudar as características de produção do Λ_c , deve-se corrigir os eventos observados em função das variáveis x_F e p_t^2 , pelas respectivas eficiências. Assim, os eventos que se encontram na região do pico da gaussiana devem ser separados do fundo do espectro [33]. O número de eventos na região de sinal é definido como aquele que pertence a região de massa definida por $\pm 30 \text{ MeV}/c^2$ em torno do valor de massa tabulado no PDG, ($m_{\Lambda_c} = 2,285 \text{ MeV}/c^2$). O número de eventos de fundo, por sua vez, é definido como aquele que foi reconstruído com massa entre 30 a $90 \text{ MeV}/c^2$ e -90 a $-30 \text{ MeV}/c^2$, também em relação ao valor do PDG. O número estimado de eventos de fundo na região do sinal é dado por $0.5.R$, já que a região do fundo é 2 vezes maior que a do sinal, supondo-se um fundo linear.

A Fig. 4.13 mostra o espectro total de massa do Λ_c , ressaltando a região de sinal e de fundo como definidas acima. Este método é utilizado em todos os dados apresentados nesta análise.

Não é surpresa esperar que, devido a flutuações na região de fundo, encontre-se valores negativos para o número de eventos, já que é perfeitamente possível extrair mais eventos de fundo do que de sinal em certas regiões do espectro, especialmente a alto x_F onde a estatística é escassa.

Para se verificar a autenticidade dos números de eventos encontrados utilizando esse método, a seguinte abordagem é realizada. Separam-se os números de eventos em cada intervalo de x_F e aplica-se o método de subtração de fundo em cada caso. Os valores encontrados neste método estão dentro de 2 desvios padrão do valor obtido pelo método anterior verificando assim a robustez do procedimento adotado.

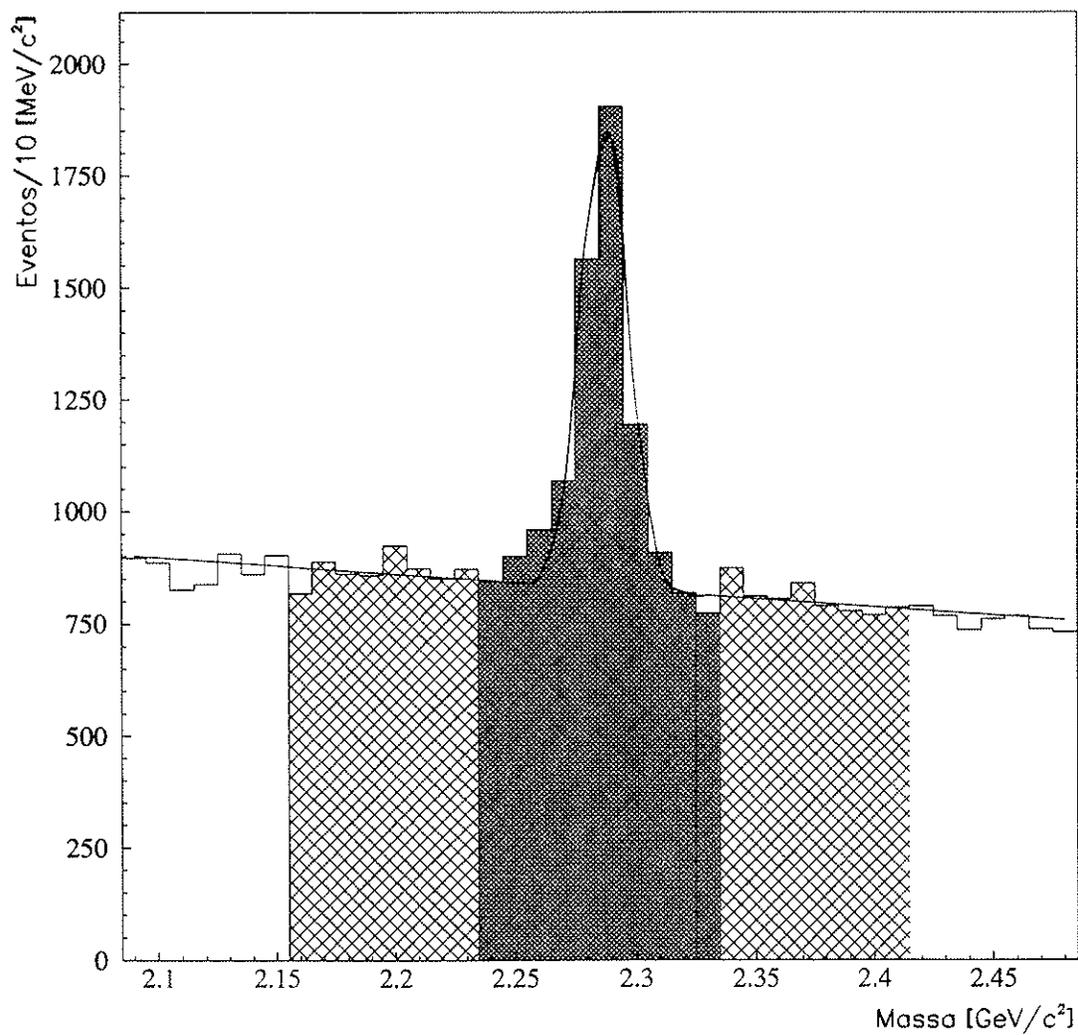


Figura 4.13: Espectro de massa do Λ_c ressaltando as regiões definidas como sinal (central) e fundo (faixas mais claras). Estas definições das regiões são utilizadas para todos os dados nesta análise.

Capítulo 5

Resultados e Conclusões

Os resultados são obtidos corrigindo os dados experimentais pela curva de aceitação descrita no capítulo anterior. Neste capítulo descrevem-se as distribuições em função de x_F e p_t^2 , assim como a assimetria entre Λ_c^+ e Λ_c^- em função da escala de Feynman.

5.1 Distribuição em p_t^2

Distribuições em x_F e p_t^2 são frequentemente usadas para auxiliar o entendimento do mecanismo de produção do quark charme. Espera-se que estas distribuições sejam fortemente afetadas por fenômenos não-perturbativos, tais como o momento intrínseco transversal dos partons incidentes e da própria hadronização dos quarks charmosos produzidos.

O número de eventos, não corrigidos, encontrados na região de sinal em cada fatia de p_t^2 para os bárions Λ_c^- e Λ_c^+ são resumidos nas tabelas 5.1 e 5.2 respectivamente e a Fig. 5.1 apresenta as distribuições corrigidas em função de p_t^2 do Λ_c^+ e Λ_c^- para feixes de π^- , p e Σ^- na região $x_F > 0$.

Feixe de Σ^-			Feixe de π^-			Feixe de p		
Intervalo de p_t^2	Eventos	ϵ [%]	Intervalo de p_t^2	Eventos	ϵ [%]	Intervalo de p_t^2	Eventos	ϵ [%]
$0,00 < p_t^2 < 0,25$	300 ± 35	13,0	$0,0 < p_t^2 < 0,5$	38 ± 15	12,6	$0,0 < p_t^2 < 0,5$	152 ± 19	12,6
$0,25 < p_t^2 < 0,50$	253 ± 28	11,5	$0,5 < p_t^2 < 1,0$	36 ± 10	11,6	$0,5 < p_t^2 < 1,0$	39 ± 12	11,6
$0,50 < p_t^2 < 0,75$	179 ± 24	11,7	$1,0 < p_t^2 < 1,5$	10 ± 7	11,6	$1,0 < p_t^2 < 1,5$	36 ± 9	11,6
$0,75 < p_t^2 < 1,00$	129 ± 20	11,5	$1,5 < p_t^2 < 2,0$	21 ± 6	13,0	$1,5 < p_t^2 < 2,0$	27 ± 7	13,0
$1,00 < p_t^2 < 1,25$	92 ± 17	11,2	$2,0 < p_t^2 < 3,0$	3 ± 1	12,2	$2,0 < p_t^2 < 3,0$	7 ± 2	12,2
$1,25 < p_t^2 < 1,50$	102 ± 15	12,3	$3,0 < p_t^2 < 4,0$	2 ± 1	11,8	$3,0 < p_t^2 < 4,0$	2 ± 1	11,8
$1,50 < p_t^2 < 1,75$	76 ± 14	13,5						
$1,75 < p_t^2 < 2,00$	41 ± 11	12,5						
$2,00 < p_t^2 < 3,00$	32 ± 4	12,2						
$3,00 < p_t^2 < 4,00$	18 ± 3	11,8						
$4,00 < p_t^2 < 5,00$	8 ± 2	11,1						
$5,00 < p_t^2 < 6,00$	5 ± 1	10,2						
$6,00 < p_t^2 < 7,00$	4 ± 1	11,0						

Tabela 5.1: Número de eventos de Λ_c^+ , encontrados na região de sinal após subtrair-se o ruído, para os feixes de Σ^- , π^- e p. Devido às limitações estatísticas, os eventos foram divididos em diferentes intervalos de p_t^2 para cada feixe.

Feixe de Σ^-			Feixe de π^-			Feixe de p		
Intervalo de p_t^2	Eventos	ϵ [%]	Intervalo de p_t^2	Eventos	ϵ [%]	Intervalo de p_t^2	Eventos	ϵ [%]
$0,125 < p_t^2 < 0,375$	74 ± 27	11,7	$0,125 < p_t^2 < 0,375$	18 ± 10	11,7	$0,125 < p_t^2 < 0,625$	-1 ± 12	11,7
$0,375 < p_t^2 < 0,625$	73 ± 22	11,8	$0,375 < p_t^2 < 0,625$	11 ± 8	11,8	$0,625 < p_t^2 < 1,125$	-8 ± 7	12,5
$0,625 < p_t^2 < 0,875$	47 ± 18	12,3	$0,625 < p_t^2 < 0,875$	-7 ± 7	12,3	$1,125 < p_t^2 < 1,625$	13 ± 7	12,5
$0,875 < p_t^2 < 1,125$	30 ± 15	12,8	$0,875 < p_t^2 < 1,125$	17 ± 6	12,8	$1,625 < p_t^2 < 2,125$	5 ± 4	12,3
$1,125 < p_t^2 < 1,375$	11 ± 13	12,2	$1,125 < p_t^2 < 1,375$	4 ± 5	12,2	$2,125 < p_t^2 < 3,000$	5 ± 3	11,7
$1,375 < p_t^2 < 1,625$	6 ± 11	13,0	$1,375 < p_t^2 < 1,625$	6 ± 5	13,0			
$1,625 < p_t^2 < 1,875$	19 ± 10	12,6	$1,625 < p_t^2 < 1,875$	3 ± 4	12,6			
$1,875 < p_t^2 < 3,000$	6 ± 3	11,8						
$3,000 < p_t^2 < 4,000$	2 ± 2	13,8						

Tabela 5.2: Número de eventos de Λ_c^- , encontrados na região de sinal após subtraírem-se o ruído, para os feixes de Σ^- , π^- e p. Devido às limitações estatísticas, os eventos foram divididos em diferentes intervalos de p_t^2 para cada feixe.

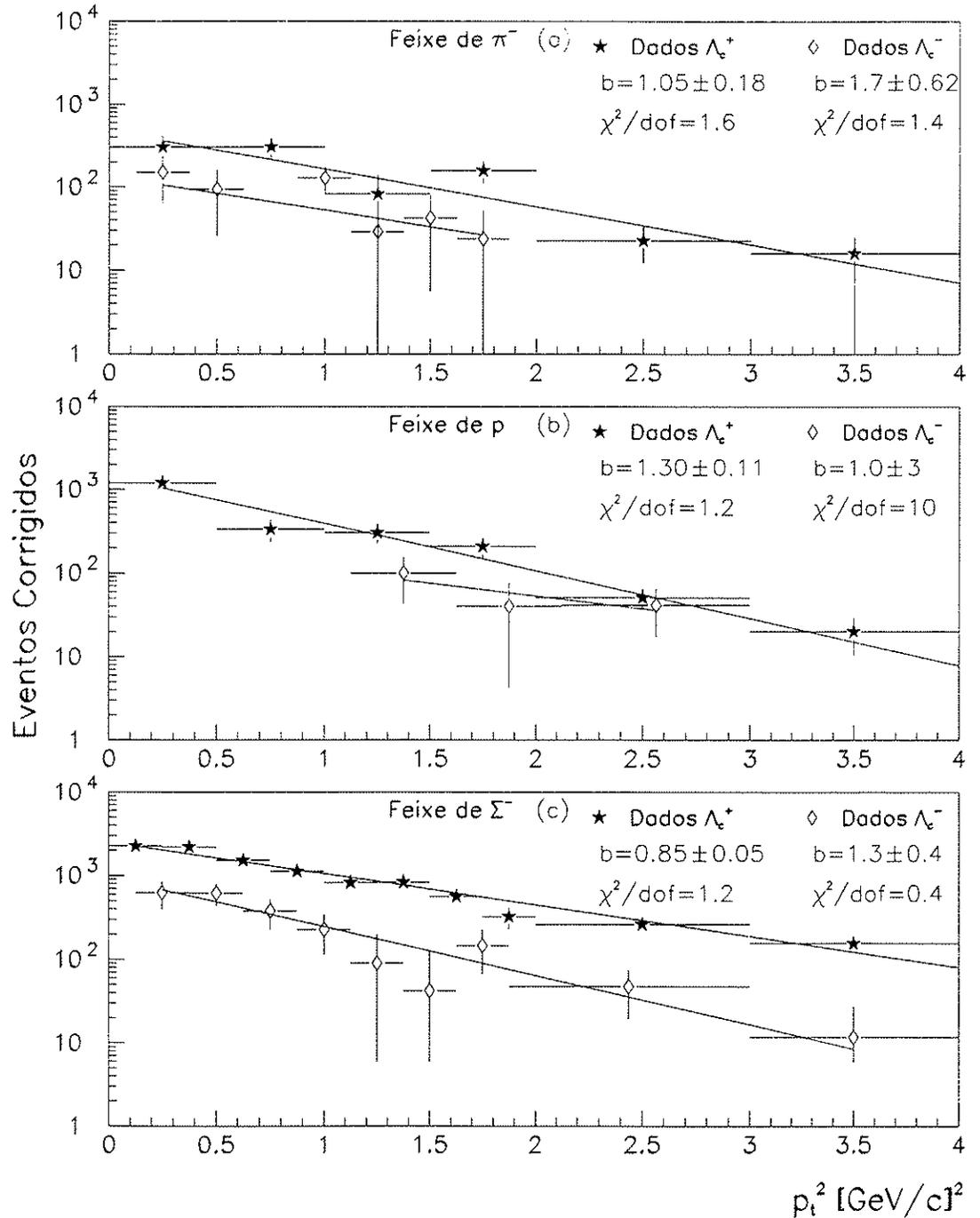


Figura 5.1: Distribuições corrigidas em função de p_t^2 para o bárion Λ_c^+ e Λ_c^- medidas pelo SELEX. As curvas correspondem ao ajuste realizado utilizando a função dada na Eq. 5.1 para os feixes de (a) π^- , (b) p e (c) Σ^- . As barras de erros representam os erros estatísticos.

A curva é resultado do ajuste usando a parametrização usual

$$\frac{d\sigma}{dp_t^2} = C e^{-bp_t^2} \quad (5.1)$$

onde os parâmetros livres são a constante de normalização C e o expoente b .

A forma das distribuições são semelhantes para os feixes de π^- e p no intervalo $0,0 \leq p_t^2 \leq 4,0$ (GeV/c)². Já para o feixe de Σ^- , os dados indicam um excesso na produção de Λ_c^+ para $p_t^2 \sim 4$ (GeV/c)². Os resultados dos ajustes para a equação 5.1 são:

- Feixe de π^- : $b = 1,05 \pm 0,18$ (GeV/c)⁻² com $\chi^2/dof = 1,6$
- Feixe de p : $b = 1,30 \pm 0,11$ (GeV/c)⁻² com $\chi^2/dof = 1,4$
- Feixe de Σ^- : $b = 0,86 \pm 0,05$ (GeV/c)⁻² com $\chi^2/dof = 1,2$

O parâmetro b produzido pelo feixe de píons concorda com o valor previamente obtido pelo experimento ACCMOR [36].

É conhecido que a seção de choque diferencial em função de p_t^2 apresenta comportamentos distintos quando investigados em regiões cinemáticas diferentes do espectro, correspondendo a regimes perturbativos (alto p_t) e não-perturbativos (baixo p_t). A transição está relacionada com a massa do quark pesado que compõem a partícula em estudo e outros parâmetros que serão indicados mais abaixo. O valor limite, no caso do quark charme, é aproximadamente a $p_t^2 = 4,0$ (GeV/c)², curiosamente coincidente com que é sugerido pelos dados com Σ^- . Assim, estende-se o limite superior de p_t^2 de 4,0 para 7,0 (GeV/c)² somente neste caso, a fim de verificar se, de fato, SELEX observa esta tendência de mudança de regime. O resultado é apresentado na Fig. 5.2.

A curva contínua corresponde ao ajuste utilizando a parametrização convencional, como mostrado na Eq. 5.1, agora no intervalo $0,0 \leq p_t^2 \leq 7,0$ (GeV/c)². Observa-se que o parâmetro b , o qual caracteriza a distribuição de p_t^2 , é dependente da escolha do limite superior de p_t^2 para descrever o espectro. Isto é devido ao fato que a

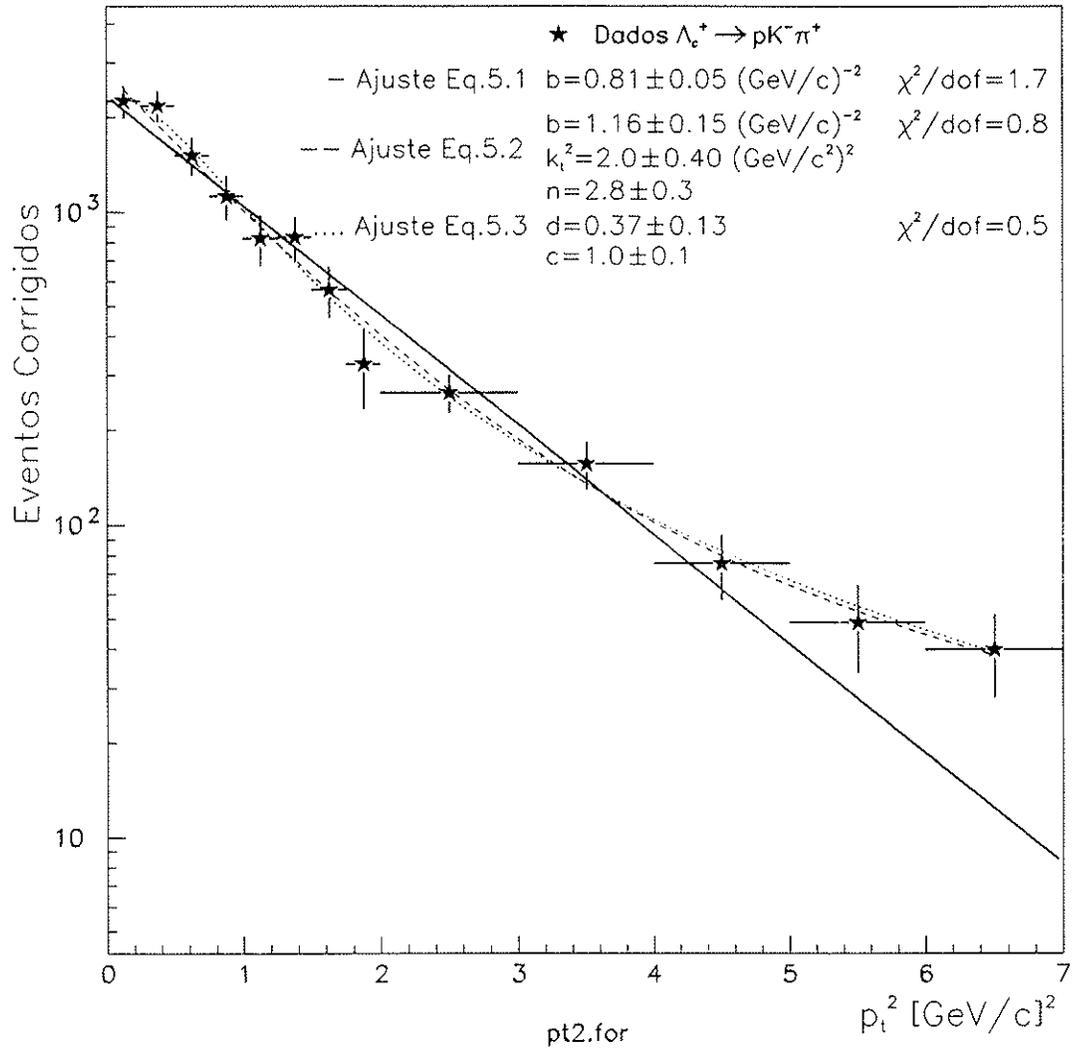


Figura 5.2: Distribuições corrigidas em função do p_t^2 para o bárion Λ_c^+ induzidas pelo feixe de Σ^- medidos pelo SELEX. As curvas correspondem aos ajustes realizados pelas funções dadas nas Eq. 5.1 (linha cheia), Eq. 5.2 (linha tracejada) e Eq. ?? (linha pontilhada) no intervalo $0,0 \leq p_t^2 \leq 7,0 \text{ (GeV/c)}^2$. As barras de erros representam os erros estatísticos.

forma da seção de choque a alto p_t não segue mais uma função exponencial, mas sim decresce moderadamente, seguindo uma função de potência. Efeito similar também foi observado anteriormente para os mésons D com feixe de π^- [45, 46].

Uma escolha natural seria a soma de duas funções, uma exponencial que descreve os eventos localizados a baixo p_t e outra de potência, para a outra parte do espectro, a qual incorpora-se, como parâmetro livre, o momento transversal intrínseco dos partons incidentes k_t , como mostrado a seguir

$$\frac{d\sigma}{dp_t^2} = Ae^{-bp_t^2} + \frac{C}{(p_t^2 + k_t^2)^n} \quad (5.2)$$

Esta função arbitrária é representada pela curva tracejada no gráfico 5.2 e fornece uma boa representação dos dados com o valor de $k_t^2 = 2,0 \text{ (GeV/c)}^2$, o qual parece não muito realístico se comparado as escalas hadrônicas de alguns centenas de MeV's. O momento intrínseco está relacionado ao tamanho geométrico do raio do hádron.

O confronto entre dados experimentais e previsões teóricas deve ser feito da mesma maneira, ou seja, utilizando-se da mesma função matemática, comparando o valor do expoente b obtido em ambos os casos. Este trabalho foi realizado na referência [35] e resultou que este procedimento não é de todo satisfatório.

Teoreticamente [34], encontra-se que a função

$$\frac{d\sigma}{dp_t^2} = \left(\frac{A}{dm_c^2 + p_t^2} \right)^c \quad (5.3)$$

fornece um excelente ajuste da curva teórica. O efeito dessa função, aplicada aos dados experimentais do SELEX usando o valor central da massa do quark charme $m_c = 1,5 \text{ GeV/c}$, favorecido pelas medidas de seções de choques totais, é representada pela curva pontilhada no gráfico 5.2. O acordo em todo o intervalo de p_t^2 é tão bom quanto o da curva tracejada, com a vantagem de necessitar apenas 2 parâmetros livres ao invés de 3 (excluindo o fator de normalização). Os resultados dos ajustes dessas funções nos dados experimentais, para o novo intervalo $0,0 \leq p_t^2 \leq 7,0 \text{ (GeV/c)}^2$, são os seguintes:

- Eq. 5.1: $b = 0,81 \pm 0,05 \text{ (GeV/c)}^{-2}$ com $\chi^2/dof = 1,7$
- Eq. 5.2: $b = 1,16 \pm 0,15 \text{ (GeV/c)}^{-2}$, $k_t^2 = 2,0 \text{ (GeV/c}^2)^2$, $n = 2,8 \pm 0,3$ com $\chi^2/dof = 0,8$
- Eq. 5.3: $d = 0,37 \pm 0,13$, $c = 1,0 \pm 0,1$ com $\chi^2/dof = 0,5$

Como complemento, é interessante notar que distribuições em p_t^2 também foram medidas em reações de fotoprodução [15,37] e que neste caso, o efeito da fragmentação combinado a um valor moderado do momento intrínseco do parton inicial é suficiente para descrever os dados experimentais.

5.2 Distribuição em x_F

Diversas medidas experimentais de hadroprodução com feixes de π^- ou p , tais como E653 [38], E769 [16], WA82 [14] e mais recentemente WA89 [17] com feixe de Σ^- . observaram um espectro, para o momento longitudinal de partículas charmosas, essencialmente de mésons, que é muito mais duro que o calculado perturbativamente pela QCD quando estas possuem quarks ou anti-quarks leves de valência em comum com o conteúdo de quarks da partícula do feixe. Este efeito é conhecido como o de partícula liderante (leading particle effect).

Como explicado no capítulo 1, hadroprodução de partículas charmosas é descrita, essencialmente, em duas fases: a produção do par $c\bar{c}$ (processo duro), e a fase de hadronização propriamente dita, onde estes pares de quarks aparecem no estado final como hádrons charmosos, cujos produtos dos decaimentos são medidos pelos detetores do espectrômetro. Cálculos em ordem liderante da QCD não prevêem nenhuma assimetria na produção dos pares de quarks e anti-quarks e resultados de próxima ordem apresentam uma assimetria muito menor que a observada experimentalmente [35,39]. Assim, a diferença na distribuição entre partículas liderantes e não-liderantes observada deve ser avaliada em termos da física não-perturbativa.

Cenários diferentes têm sido propostos nas últimas 2 décadas para explicar tal fenomenologia, tais como a fragmentação de cordas (string fragmentation) [40], charme

intrínseco (intrinsic charm) [41], modelo de cordas quark-glúon (quark-gluon string model) [42] e o modelo de glúon interagentes (interacting gluon model) [43].

No caso do SELEX, o feixe de partículas negativas (Σ^- , π^-) possui o quark d de valência em comum com Λ_c^+ , D^- e o \bar{u} em comum com o anti-bárion Λ_c^- e com o D^0 . No caso do feixe de p , o Λ_c^+ possui o diquark ud em comum e novamente o quark d com o D^- . Um resumo das partículas liderantes no SELEX é mostrado na tabela 5.3.

Partícula	Partículas do Feixe		
	$\Sigma^-(d d s)$	$\pi^-(\bar{u} d)$	$p(u u d)$
$\Lambda_c^+(c u d)$	liderante	liderante	liderante
$\Lambda_c^-(\bar{c} \bar{u} \bar{d})$	não-liderante	liderante	não-liderante
$D^+(c \bar{d})$	não-liderante	não-liderante	não-liderante
$D^-(\bar{c} d)$	liderante	liderante	liderante
$D^0(c \bar{u})$	não-liderante	liderante	não-liderante
$\bar{D}^0(\bar{c} u)$	não-liderante	não-liderante	não-liderante

Tabela 5.3: Sumário dos mésons charmosos D e do bárion charmoso Λ_c que são considerados partículas liderantes e não-liderantes dentro do contexto do SELEX.

As tabelas 5.4 e 5.5 apresentam os números de eventos em cada intervalo de x_F das partículas Λ_c^+ e Λ_c^- respectivamente, ainda não corrigidos pela eficiência, que são obtidos aplicando o método de subtração de ruído para cada feixe.

As distribuições corrigidas pela aceitação para os bárions Λ_c^+ e Λ_c^- , em função de x_F , são mostradas na Fig. 5.3. As curvas são os resultados dos ajustes realizados nos dados com a parametrização usual,

$$\frac{d\sigma}{dx_F} = A(1 - x_F)^n \quad (5.4)$$

onde os parâmetros livres são a normalização A e o expoente n . Esta função foi originalmente introduzida em modelos teóricos para a região de alto x_F [44].

As distribuições em x_F do Λ_c^+ produzido pelos feixes de bárions são bastante

Feixe de Σ^-			Feixe de π^-			Feixe de p		
Intervalo de x_F	Eventos	ϵ [%]	Intervalo de x_F	Eventos	ϵ [%]	Intervalo de x_F	Eventos	ϵ [%]
0,125 < x_F < 0,175	127 ± 23	3,8	0,125 < x_F < 0,225	23 ± 11	5,6	0,125 < x_F < 0,175	2 ± 7	3,8
0,175 < x_F < 0,225	192 ± 26	7,4	0,225 < x_F < 0,325	37 ± 11	12,5	0,175 < x_F < 0,225	28 ± 9	7,4
0,225 < x_F < 0,275	168 ± 25	11,4	0,325 < x_F < 0,425	32 ± 9	16,6	0,225 < x_F < 0,275	35 ± 10	11,4
0,275 < x_F < 0,325	152 ± 23	13,6	0,425 < x_F < 0,525	32 ± 8	18,4	0,275 < x_F < 0,325	39 ± 10	13,6
0,325 < x_F < 0,375	168 ± 21	16,0	0,525 < x_F < 0,625	11 ± 5	17,7	0,325 < x_F < 0,375	49 ± 9	16,0
0,375 < x_F < 0,425	159 ± 19	17,2	0,625 < x_F < 0,725	5 ± 3	15,8	0,375 < x_F < 0,425	41 ± 9	17,2
0,425 < x_F < 0,475	132 ± 17	18,7	0,725 < x_F < 0,825	3 ± 2	14,8	0,425 < x_F < 0,475	30 ± 7	18,7
0,475 < x_F < 0,525	84 ± 15	18,1				0,475 < x_F < 0,525	23 ± 7	18,1
0,525 < x_F < 0,575	67 ± 12	17,4				0,525 < x_F < 0,575	11 ± 5	17,4
0,575 < x_F < 0,625	71 ± 11	18,0				0,575 < x_F < 0,625	14 ± 5	18,0
0,625 < x_F < 0,675	37 ± 9	16,3				0,625 < x_F < 0,675	11 ± 5	16,3
0,675 < x_F < 0,725	19 ± 7	15,2				0,675 < x_F < 0,725	11 ± 4	15,2
0,725 < x_F < 0,775	8 ± 6	15,0				0,725 < x_F < 0,775	5 ± 4	15,0
0,775 < x_F < 0,825	18 ± 5	14,7				0,775 < x_F < 0,825	-1 ± 2	14,7
0,825 < x_F < 0,875	14 ± 5	13,0						
0,875 < x_F < 0,925	1 ± 2	12,1						

Tabela 5.4: Número de eventos de Λ_c^+ encontrados na região de sinal após subtrair-se o ruído para os feixes de Σ^- , π^- e p. Devido às limitações estatísticas, os eventos foram divididos em diferentes intervalos de x_F para cada feixe.

Feixe de Σ^-			Feixe de π^-			Feixe de p		
Intervalo de x_F	Eventos	ϵ [%]	Intervalo de x_F	Eventos	ϵ [%]	Intervalo de x_F	Eventos	ϵ [%]
$0,125 < x_F < 0,175$	65 ± 23	4,5	$0,125 < x_F < 0,175$	7 ± 8	4,4	$0,125 < x_F < 0,175$	2 ± 7	4,5
$0,175 < x_F < 0,225$	56 ± 24	9,4	$0,175 < x_F < 0,225$	5 ± 8	9,4	$0,175 < x_F < 0,225$	18 ± 9	9,4
$0,225 < x_F < 0,275$	35 ± 22	11,2	$0,225 < x_F < 0,275$	15 ± 8	11,2	$0,225 < x_F < 0,325$	-12 ± 10	13,7
$0,275 < x_F < 0,325$	66 ± 20	15,7	$0,275 < x_F < 0,325$	11 ± 7	15,7	$0,325 < x_F < 0,425$	4 ± 6	17,4
$0,325 < x_F < 0,375$	46 ± 16	15,8	$0,325 < x_F < 0,375$	8 ± 6	15,8	$0,425 < x_F < 0,600$	2 ± 5	18,0
$0,375 < x_F < 0,425$	16 ± 13	19,0	$0,375 < x_F < 0,425$	18 ± 6	19,0			
$0,425 < x_F < 0,475$	6 ± 10	19,2	$0,425 < x_F < 0,475$	9 ± 5	19,2			
$0,475 < x_F < 0,525$	10 ± 9	15,7	$0,475 < x_F < 0,525$	7 ± 4	15,7			
$0,525 < x_F < 0,625$	4 ± 9	18,6	$0,525 < x_F < 0,575$	8 ± 4	18,3			
$0,625 < x_F < 0,825$	2 ± 7	16,1	$0,575 < x_F < 0,625$	4 ± 3	18,8			

Tabela 5.5: Número de eventos de Λ_c^- encontrados na região de sinal após subtrair-se o ruído para os feixes de Σ^- , π^- e p. Devido às limitações estatísticas, os eventos foram divididos em diferentes intervalos de x_F para cada feixe.

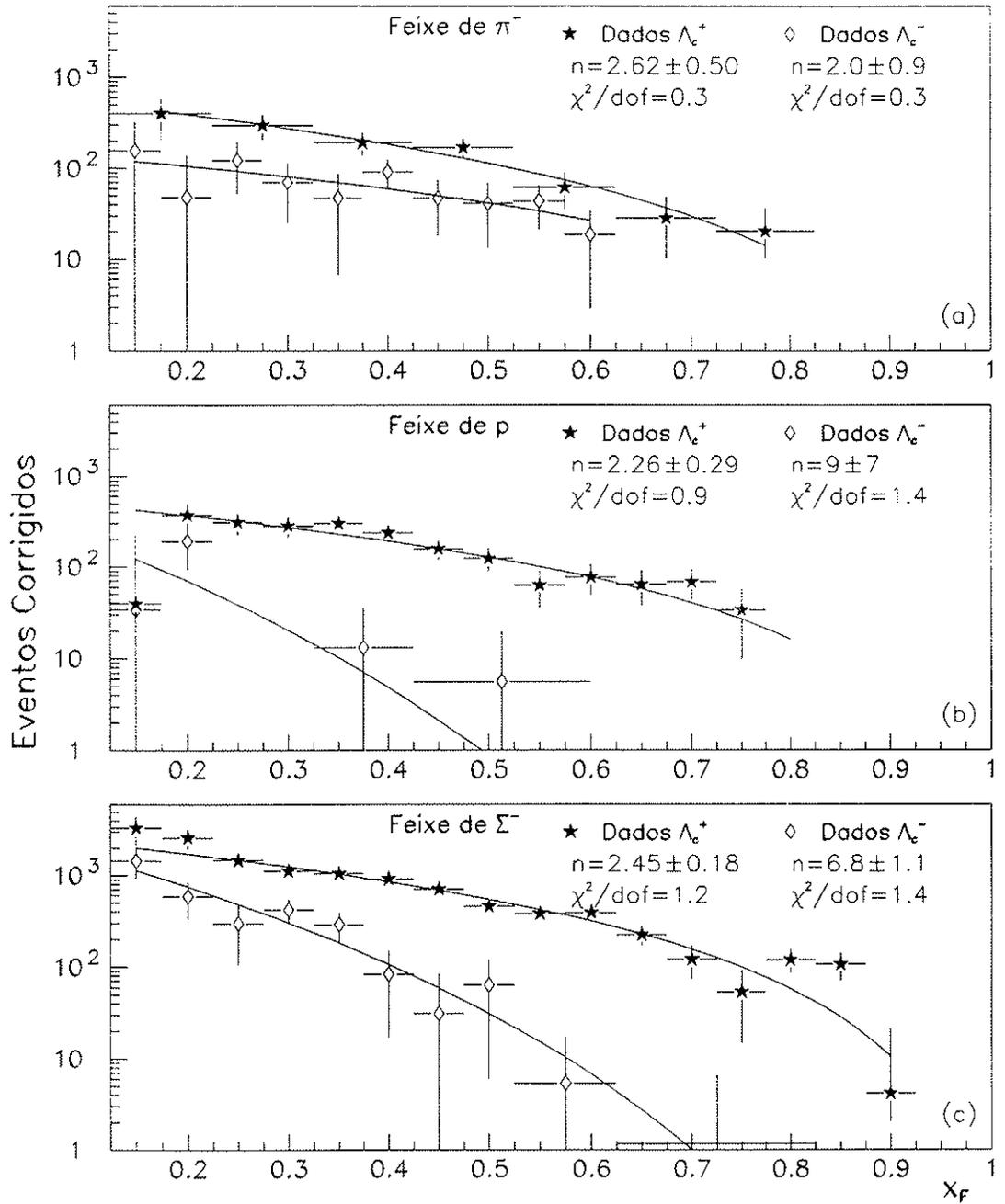


Figura 5.3: Distribuições corrigidas em função de x_F para o bárion Λ_c^+ e Λ_c^- medidas pelo SELEX. As curvas correspondem ao ajuste realizado utilizando a função dada na Eq. 5.4 para os feixes de (a) π^- , (b) p e (c) Σ^- . As barras de erros representam os erros estatísticos.

diferentes daquelas medidas para a sua anti-partícula, sendo que as primeiras são significativamente mais duras concordando com a previsão de que partículas liderantes são produzidas abundantemente a altos valores de x_F (veja tabela 5.3). Em contraste, no caso de feixe de méson, as distribuições são comparáveis (ambas partículas são liderantes). Os feixes de bárions, sem a presença de anti-quarks no jato de fragmentação, produzem Λ_c^- apenas a pequenos valores de x_F . De modo oposto, o feixe de π^- produz abundantemente Λ_c^- mesmo a $x_F > 0.4$. Este quadro parece estar claramente relacionado ao efeito de arrastamento de partículas secundárias pelos remanescentes do feixe, uma vez que são iguais as probabilidades do d ou do \bar{u} de valência do pión serem espectadores. Mas isso ainda não é o suficiente para formar o Λ_c^- . Este ainda deve encontrar um terceiro \bar{q} a alto x_F para poder se hadronizar e isto com aproximadamente a mesma probabilidade que um Λ_c^+ deva encontrar um terceiro q na mesma região.

A tabela 5.6 resume os valores dos parâmetros n medidos para Λ_c^+ e Λ_c^- .

Bárion	Feixe	n	Intervalo de x_F
Λ_c^+	π^-	2.62 ± 0.50	$0.15 < x_F < 0.80$
Λ_c^-		2.01 ± 0.86	$0.15 < x_F < 0.60$
Λ_c^+	p	2.26 ± 0.22	$0.15 < x_F < 0.80$
Λ_c^-		9 ± 7	$0.15 < x_F < 0.50$
Λ_c^+	Σ^-	2.45 ± 0.18	$0.15 < x_F < 0.90$
Λ_c^-		6.8 ± 1.0	$0.15 < x_F < 0.80$

Tabela 5.6: Resultado dos ajustes realizados com a função $(1 - x_F)^n$ nas distribuições de x_F para Λ_c^+ e Λ_c^- medidos pelo SELEX. Os erros são estatísticos.

Os valores de n são comparáveis, dentro dos erros experimentais, para todos os 3 ajustes do Λ_c^+ e indicam uma produção dura.

A função 5.4 fornece um ajuste razoável às distribuições medidas no intervalos correspondentes. A fim de se estudar a validade do ajuste, variam-se os limites inferiores e superiores do ajuste e observa-se que a variação está dentro de 1 a 2 desvios

padrão do valor tabulado, mostrando que o ajuste é estável. Uma apresentação mais detalhada dos erros sistemáticos será feita a seguir.

5.2.1 Erros Sistemáticos

As fontes de erros mais difíceis de serem identificadas, talvez, sejam as dos erros sistemáticos. Os resultados finais são afetados pelos erros sistemáticos através da maneira pela qual a amostra dos dados analisados foi selecionada. Qualquer corte ou separação dos dados em intervalos menores podem se tornar fontes de erros e devem ser estudados separadamente.

Como descrito na secção 4.5, o método escolhido para a seleção da amostra de dados é o da subtração do fundo, o qual implica em definir uma certa largura para a região de sinal (no caso $\approx 3\sigma$) e faixas para a região de fundo (2 vezes a área na região de sinal).

Primeiramente, varia-se a largura do sinal, mantendo-se fixas as áreas correspondentes ao fundo, ou seja, a razão entre as mesmas continua sendo 1:2. Posteriormente, varia-se a área do fundo, mantendo-se o valor original para a região do sinal e calcula-se, novamente, o parâmetro n para Λ_c^+ para todos os feixes. Veja Fig. 5.4.

Nota-se que as discrepâncias estão dentro das variações estatísticas. Então, o parâmetro n é deslocado por

$$(\Delta(n))_{sinal}^{\pi^-} = 0.24, \quad (\Delta(n))_{sinal}^{\Sigma^-} = 0.07 \quad e \quad (\Delta(n))_{sinal}^p = 0.10 \quad (5.5)$$

devido a incerteza na determinação da largura do sinal e por

$$(\Delta(n))_{fundo}^{\pi^-} = 0.13, \quad (\Delta(n))_{fundo}^{\Sigma^-} = 0.09 \quad e \quad (\Delta(n))_{fundo}^p = 0.01 \quad (5.6)$$

devido a largura do fundo.

Uma outra fonte de erros sistemáticos é a escolha do intervalo de x_F em que os dados são separados (binning). Para o teste sistemático, desloca-se o limite inferior

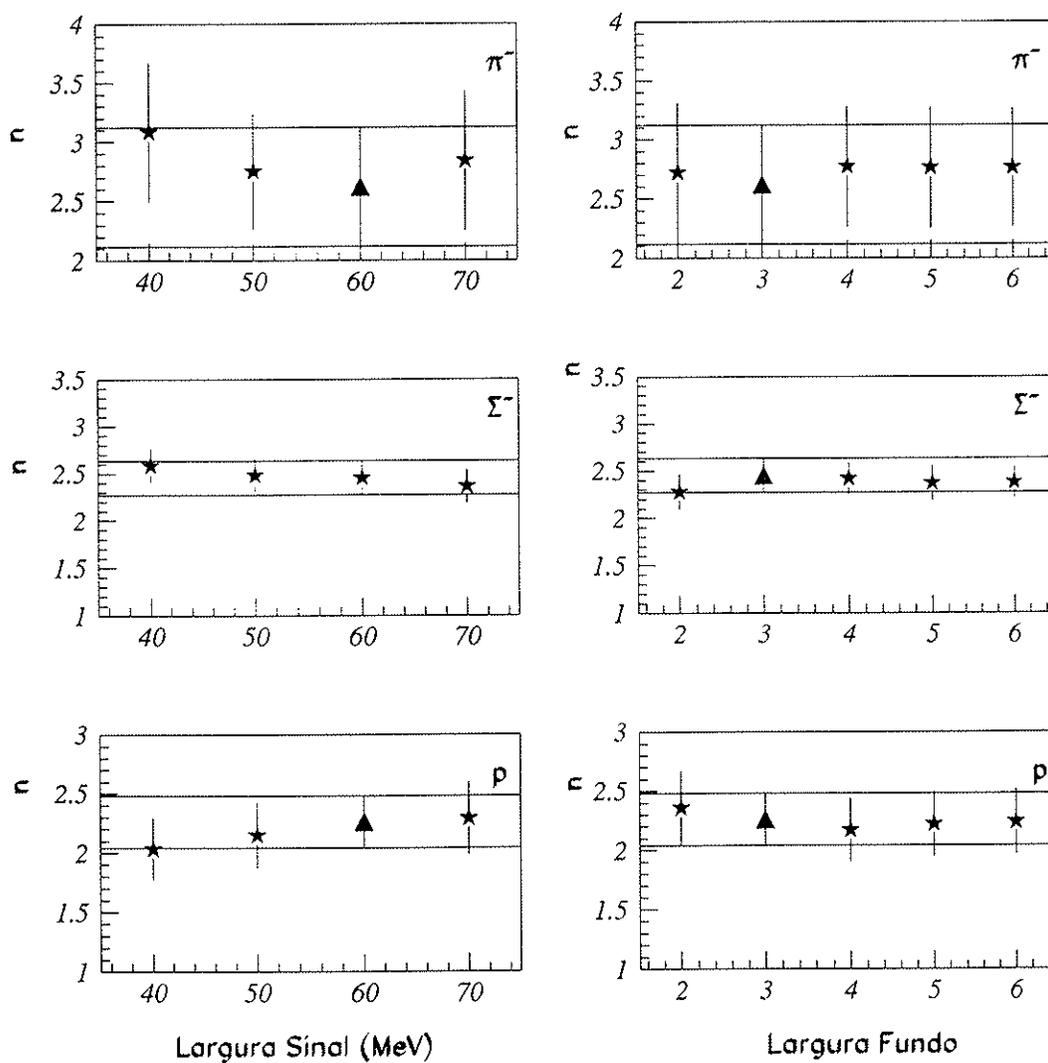


Figura 5.4: Valores do parâmetro n obtidos quando se varia a largura do sinal (esquerda) e a largura do fundo (direita) para os feixes de π^- , Σ^- e p . As linhas contínuas são os limites máximos e mínimos de n medidos originalmente.

do intervalo de x_F e observa-se a variação do parâmetro n . A variação maior ocorre para o feixe de sigmas mas, mesmo assim, encontra-se dentro de 1σ do valor medido previamente. Veja Fig. 5.5

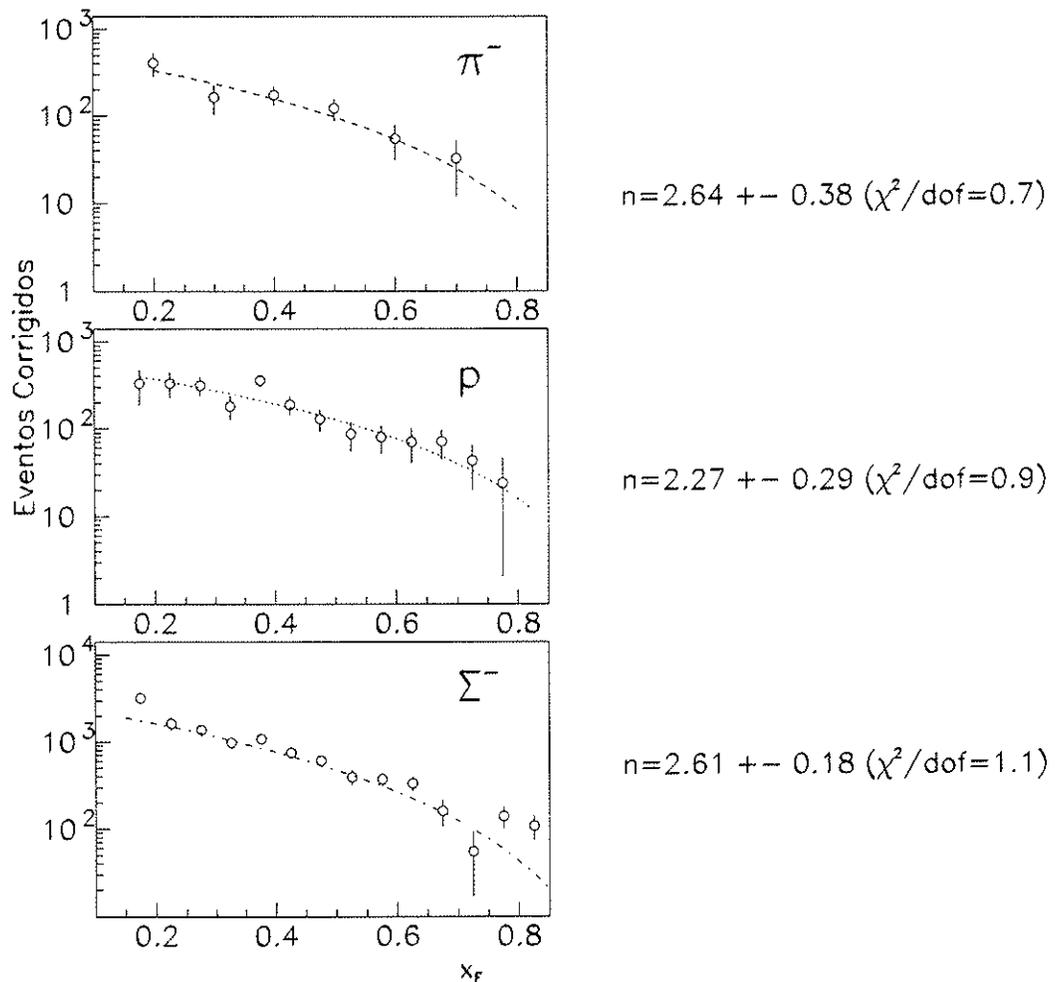


Figura 5.5: Valores do parâmetro n obtidos quando se varia o binning para os feixes de π^- (acima), p (central) Σ^- (abaixo).

$$(\Delta(n))_{\text{binning}}^{\pi^-} = 0.02, \quad (\Delta(n))_{\text{binning}}^{\Sigma^-} = 0.16 \quad e \quad (\Delta(n))_{\text{binning}}^p = 0.01 \quad (5.7)$$

A escolha dos limites inferiores e superiores dos ajustes é claramente uma potencial

fonte de erros. A incerteza do ajuste é estimada do desvio sofrido na medida de n quando fixa-se um dos extremos e varia-se o outro. Assim, para os feixes de π^- , Σ^- e p , obteve-se que

$$(\Delta(n))_{ajuste}^{\pi^-} = 0.04, \quad (\Delta(n))_{ajuste}^{\Sigma^-} = 0.008 \quad e \quad (\Delta(n))_{ajuste}^p = 0.08 \quad (5.8)$$

Por fim, verifica-se o método de correção dos dados, ou seja, a curva de aceitação. As eficiências usadas originalmente são obtidas através dos eventos gerados seguindo uma distribuição plana em x_F ($n = 0.0$). Uma vez que os dados indicam que o valor de n mais realista para o Λ_c^+ é da ordem de 2.5, um novo arquivo é confeccionado usando-se desta informação e uma nova curva de aceitação é obtida. A discrepância maior ocorre a alto x_F que chega a um fator de 10%. Para os valores de n , por sua vez, a diferença maior é para o feixe de píons, que é da ordem de 6%. Novamente, inferior ao estatístico.

$$(\Delta(n))_{aceit.}^{\pi^-} = 0.07, \quad (\Delta(n))_{aceit.}^{\Sigma^-} = 0.06 \quad e \quad (\Delta(n))_{aceit.}^p = 0.01 \quad (5.9)$$

As contribuições das larguras de sinal e fundo, binning e do intervalo do ajuste, somados em quadratura, resultam num erro sistemático total de

$$(\Delta(n))_{sis}^{\pi^-} = 0.29, \quad (\Delta(n))_{sis}^{\Sigma^-} = 0.21 \quad e \quad (\Delta(n))_{sis}^p = 0.13 \quad (5.10)$$

Deste estudo vê-se que os resultados são dominados pelos erros estatísticos. Surpreende um pouco o fato do erro sistemático para o feixe de Σ^- ser tão elevado, comparável ao erro estatístico o qual é obviamente o menor dos três. A razão para este fato está clara: a dependência no binning para a amostra proveniente de Σ^- é forte devida aos dois pontos em x_F pequeno (ver Fig. 5.5). Tem-se a impressão que está aí identificado uma forte fonte de erro sistemático a qual não pode ser investigada profundamente pela falta de ferramenta adequada.

5.3 Assimetria

Uma outra maneira de quantificar a produção liderante de charme é através da assimetria entre partículas liderantes e não-liderantes. O parâmetro de assimetria A é definido como

$$A(x_F) = \frac{d\sigma_L/dx_F - d\sigma_{NL}/dx_F}{d\sigma_L/dx_F + d\sigma_{NL}/dx_F} \quad (5.11)$$

onde L representa os hádrons charmosos liderantes e NL os hádrons charmosos não-liderantes. Como discutido anteriormente, cálculos em ordem liderante e seguinte não apresentam nenhuma assimetria entre partículas e anti-partículas.

Dados experimentais para mésons charmosos, com razoável estatística produzidos por feixes de mésons, indicam um significativo aumento do méson D^- sobre D^+ para a região $x_F > 0.3$.

Com a finalidade de mostrar qualitativamente as diferenças de produção de charme e anti-charme no SELEX, apresenta-se na Fig. 5.6 a assimetria integrada para a região de $x_F > 0.3$ do D^-/D^+ e do Λ_c^+/Λ_c^- , para os 3 tipos de feixes de π^- , p e Σ^- , mostrando o valor absoluto da razão entre a partícula e a sua carga conjugada. Os histogramas em branco representam o espectro de massa do Λ_c^+ e do D^- e os histogramas em preto, o Λ_c^- e o D^+ .

Observa-se que, tanto para o feixe de Σ^- quanto para o de p há uma diferença significativa na produção de Λ_c . Feixes de bárions produzem bárions charmosos mas não anti-bárions. Já para o feixe de π^- , a diferença na produção entre Λ_c^+ e Λ_c^- é menos significativa. No caso dos mésons D , a assimetria entre D^+ e D^- é mais moderada quando comparada com a dos Λ_c para todas as partículas dos feixes.

O método adotado para se calcular a assimetria no SELEX foi o da máxima verossimilhança, uma vez que o número de eventos de observados por bin é baixo, especialmente na região de alto x_F .

Os números de sinais e de fundo em um determinado bin seguem a distribuição de Poisson. Assim, a função de verossimilhança utilizada é a seguinte

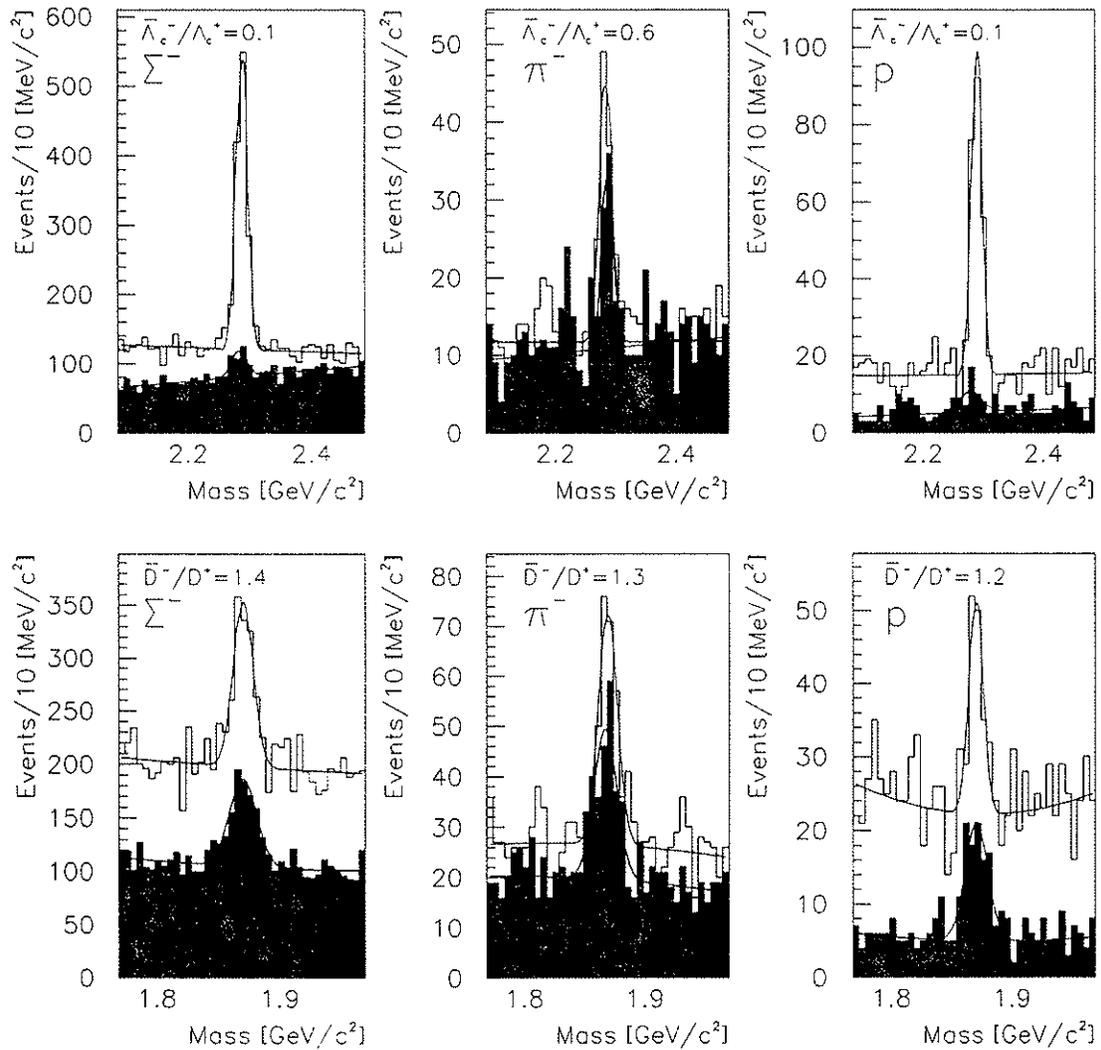


Figura 5.6: Assimetria integrada na região $x_F > 0.3$ para o méson D e para o bárion Λ_c para os 3 diferentes tipos de feixes do SELEX. Os histogramas em branco representam as partículas Λ_c^+ (acima) e D^- (abaixo) e os histogramas em preto, Λ_c^- (acima) e D^+ (abaixo). Os erros estatísticos não estão sendo apresentados nesta figura pois a análise relevante inclui as regiões de x_F .

$$\mathcal{L}(A) = \prod_{i=1,2} \frac{e^{-(s_i + \alpha b_i)} \cdot (s_i + \alpha b_i)^{N_i}}{N_i!} \times \frac{e^{-b_i} \cdot b_i^{B_i}}{B_i!} \quad (5.12)$$

onde

b_i são os valores esperados para o fundo

s_i são os valores para os sinais liderantes e não-liderantes encontrados para uma dada assimetria A ($s_i = s(1 \pm A) \cdot \epsilon_i$).

ϵ_i são os valores das eficiências

N_i e B_i são os valores dos sinais e do fundo respectivamente

s valor esperado do sinal combinado

α valor de normalização das áreas de sinal e fundo ($\alpha = 1/2$)

Os valores de N , B e ϵ_i utilizados são mostrados na tabela 5.7.

O logaritmo da função é maximizado para cada valor de A em relação aos outros parâmetros e os erros, dentro do intervalo de confiança de 1σ , são encontrados na faixa $\ln(\mathcal{L}_{max}) - \ln(\mathcal{L}) = 0.5$. Aceita-se valores fora da região física $|A| \leq 1$. Esta escolha resulta em erros simétricos perto da região física.

Os resultados da assimetria são apresentados na tabela 5.8 e na Fig. 5.7. Apenas os erros estatísticos são mostrados.

Os feixes de bárions produzem uma grande assimetria em todo intervalo de x_F . Os prótons, por sua vez, apresentam produção de Λ_c^- apenas na região baixa de x_F . A assimetria para o feixe de Σ^- aproxima-se suavemente do limite $A = +1$. Por outro lado, a assimetria para feixe de π^- é pequena e basicamente constante em x_F .

Os erros sistemáticos analisados na secção 5.2.1 tendem a se cancelar na assimetria a qual é dominada pelos erros estatísticos.

Feixe	x_F	Λ_c^+			Λ_c^-		
		Sinal [N]	Fundo [B]	ϵ [%]	Sinal [N]	Fundo [B]	ϵ [%]
π^-	$0,1 < x_F < 0,2$	89	133	5.6	91	159	6,9
	$0,2 < x_F < 0,3$	98	122	12.5	88	125	13,7
	$0,3 < x_F < 0,4$	62	60	16.6	60	70	17,4
	$0,4 < x_F < 0,5$	50	37	18.4	38	45	17,4
	$0,5 < x_F < 0,6$	19	16	17.7	21	19	18,6
P	$0,1 < x_F < 0,2$	102	146	5.6	100	161	6,9
	$0,2 < x_F < 0,3$	150	153	12.5	68	159	13,7
	$0,3 < x_F < 0,4$	135	91	16.6	32	56	17,4
	$0,4 < x_F < 0,5$	83	62	18.4	11	26	17,4
	$0,5 < x_F < 0,6$	43	36	17.7	7	8	18,6
	$0,6 < x_F < 0,7$	31	20	15.8	1	3	17,1
	$0,7 < x_F < 0,8$	13	17	14.8	0	2	15,1
Σ^-	$0,1 < x_F < 0,2$	884	1132	5.6	795	1349	6,9
	$0,2 < x_F < 0,3$	869	1100	12.5	624	1046	13,7
	$0,3 < x_F < 0,4$	645	637	16.6	310	496	17,4
	$0,4 < x_F < 0,5$	396	362	18.4	132	232	17,4
	$0,5 < x_F < 0,6$	233	191	17.7	54	100	18,6
	$0,6 < x_F < 0,7$	106	102	15.8	20	41	17,1
	$0,7 < x_F < 0,8$	48	45	14.8	13	22	15,1

Tabela 5.7: Número de eventos observados na região de sinal, número de eventos de ruído observados na faixas laterais e a eficiência de reconstrução.

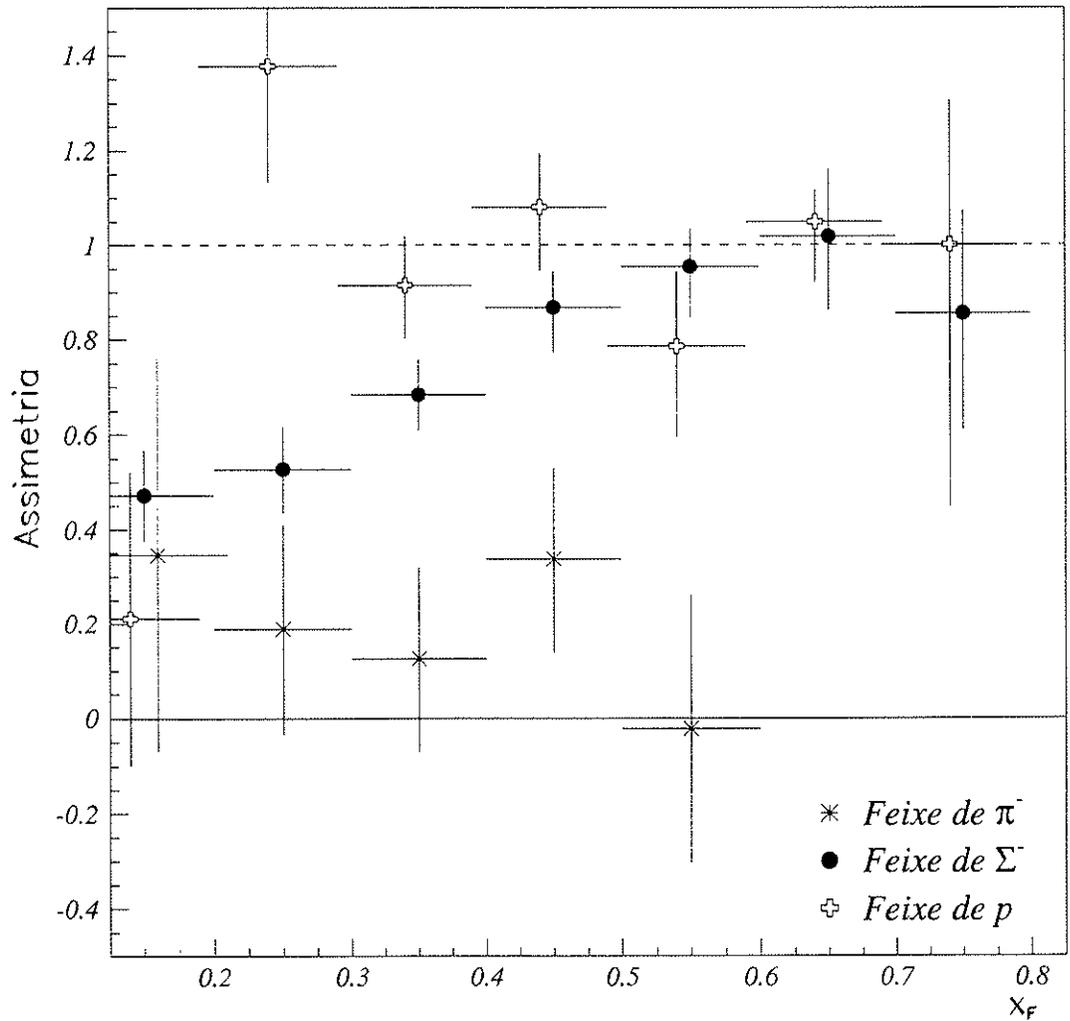


Figura 5.7: Assimetria para a produção do bárion Λ_c produzidos pelos feixes de π^- , p e Σ^- . Forte assimetria para feixes de bárions. Pequenos valores de assimetria encontrados para feixe de pión.

Feixe	x_F	Assimetria
π^-	$0,1 < x_F < 0,2$	$0,35 \pm 0,42$
	$0,2 < x_F < 0,3$	$0,19 \pm 0,22$
	$0,3 < x_F < 0,4$	$0,12 \pm 0,20$
	$0,4 < x_F < 0,5$	$0,34 \pm 0,20$
	$0,5 < x_F < 0,6$	$-0,02 \pm 0,28$
p	$0,1 < x_F < 0,2$	$0,21^{+0,31}_{-0,31}$
	$0,2 < x_F < 0,3$	$1,38^{+0,19}_{-0,25}$
	$0,3 < x_F < 0,4$	$0,92^{+0,10}_{-0,11}$
	$0,4 < x_F < 0,5$	$1,08^{+0,11}_{-0,13}$
	$0,5 < x_F < 0,6$	$0,79^{+0,16}_{-0,19}$
	$0,6 < x_F < 0,7$	$1,05^{+0,07}_{-0,13}$
	$0,7 < x_F < 0,8$	$1,00^{+0,31}_{-0,55}$
Σ^-	$0,1 < x_F < 0,2$	$0,47^{+0,10}_{-0,10}$
	$0,2 < x_F < 0,3$	$0,53^{+0,09}_{-0,09}$
	$0,3 < x_F < 0,4$	$0,68^{+0,07}_{-0,07}$
	$0,4 < x_F < 0,5$	$0,87^{+0,08}_{-0,10}$
	$0,5 < x_F < 0,6$	$0,95^{+0,08}_{-0,11}$
	$0,6 < x_F < 0,7$	$1,02^{+0,14}_{-0,16}$
	$0,7 < x_F < 0,8$	$0,85^{+0,22}_{-0,25}$

Tabela 5.8: Os valores medidos da assimetria do Λ_c^+ para feixes de π^- , p e Σ^- . Erros estatísticos.

5.4 Conclusões

Os resultados da produção inclusiva do Λ_c no experimento SELEX-E781 do Fermilab são resumidos nesta secção.

A amostra de 2500 ± 90 eventos reconstruídos no modo de decaimento $p K$ e π é dominado pelo Λ_c^+ onde a fração dos eventos observadas é de $\approx 79\%$ e seu momento transversal médio de $1,2 \text{ GeV}/c$.

O aparato experimental foi otimizado para a região de alto x_F , onde a aceitação permanece alta e a resolução em massa é praticamente constante em momento. Além disso, o espectrômetro tem uma aceitação que é independente de carga, apresentado uma diferença nesta aceitação da ordem de 8% para modos conjugados de carga.

Nesta tese apresentou-se distribuições corrigidas pela aceitação dos bárions charmosos Λ_c^+ e Λ_c^- separadamente em função de x_F e p_t^2 para feixes de mésons e bárions a $600 \text{ GeV}/c$, em um mesmo espectrômetro. Observou-se distribuições semelhantes do Λ_c^+ para os feixes de Σ^- , π^- e p , onde em todos os casos, o bárion final compartilha um quark de valência com as partículas do feixe. Esta distribuição é dura e os valores do parâmetro n medidos são comparáveis. Por outro lado, foi observada uma diferença notável no espectro para o anti-bárion Λ_c^- entre os feixes de mésons e bárions, onde neste último, não há nenhum sabor de quark em comum. Isto parece estar relacionado com o efeito de partícula liderante, já observado por outros experimentos de hadroprodução.

As distribuições do Λ_c^+ em função de p_t^2 , por sua vez, são semelhantes para todos os tipos de feixes no intervalo $0.0 < p_t^2 < 4.0 \text{ (GeV}/c)^2$. Os dados do SELEX para Σ^- apresentam uma mudança de inclinação no espectro, perto de $p_t^2 \sim 4 \text{ (GeV}/c)^2$. Ajustando o espectro incorporando-se como parâmetro livre o momento transversal intrínseco dos partons, obteve-se que a função descreve os dados resultando num valor de k_t alto, o qual parece pouco realista.

Também foi medida a assimetria de produção do Λ_c^+ , onde valores apreciáveis do parâmetro $A(x_F)$ foram encontrados indicando favorecimento das partículas lideran-

tes sobre as não-liderantes. Uma assimetria marcante foi encontrada para feixes de bárions ($A(x_F) > 0.6$) em contraste com a produção por píons ($A(x_F) \sim 0.1$). Este fato confirma a indicação de um pronunciado efeito da partícula liderante para bárions charmosos produzidos por feixes de bárions, que havia sido relatado pelo experimento E769 [47].

A primeira medida da assimetria de produção do bárion Λ_c^+ com feixe de Σ^- foi apresentada pela colaboração WA89, os quais mediram uma forte assimetria $A(\Lambda_c) > 0.6$ com uma amostra de ≈ 100 eventos, combinando os dois períodos de runs de 1993 e 1994. A Fig. 5.8 mostra a comparação entre os resultados obtidos no SELEX e na WA89 e observa-se que existe um bom acordo entre eles.

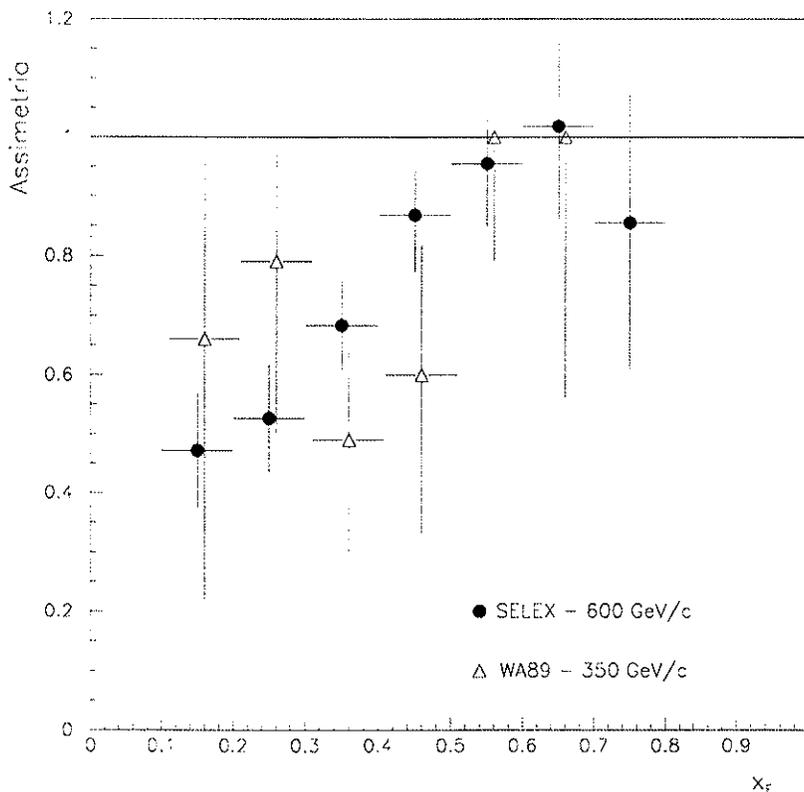


Figura 5.8: Assimetria para a produção do bárion Λ_c produzidos pelo feixe Σ^- . Os dados da WA89 foram obtidos na referência [17].

A colaboração E791 também apresentou uma análise da assimetria do Λ_c com feixe de π^- a 500 GeV/c e a comparação entre SELEX e E791 é apresentada na Fig. 5.9.

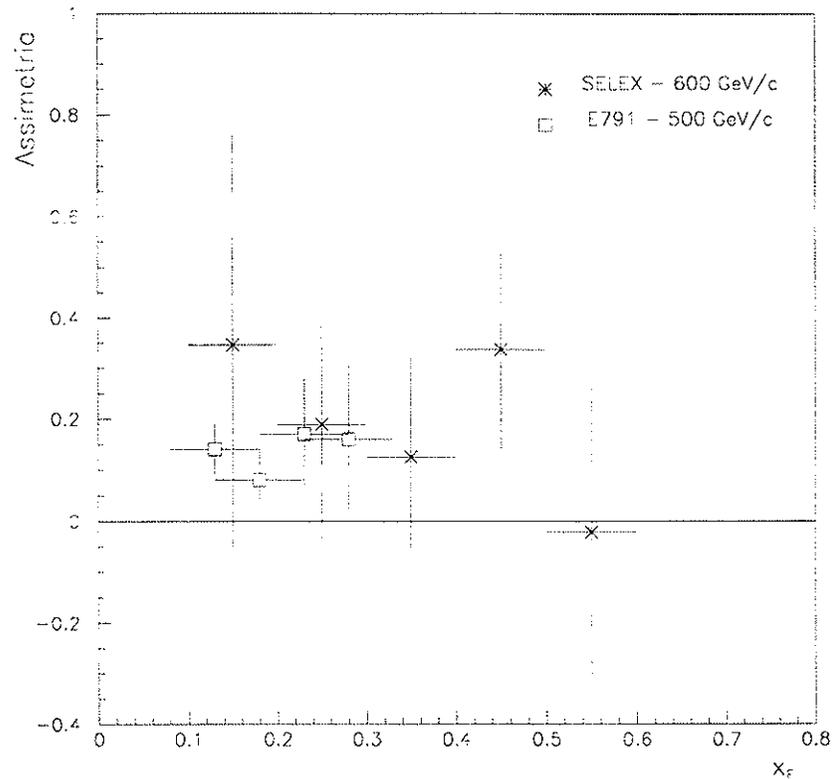


Figura 5.9: Assimetria para a produção do bárion Λ_c produzidos pelo feixe π^- . Os dados da E791 foram obtidos na referência [48].

Este conjunto de resultados experimentais vem sendo aguardado com expectativa pelos físicos teóricos que trabalham com modelos de produção e espera-se que sejam úteis na determinação dos mecanismos de produção de hádrons charmosos.

Referências Bibliográficas

- [1] Particle Data Group, C. Caso et al., *Eur. Phys. J.* **C3** (1998) 1.
- [2] S.L. Glashow, J. Iliopoulos e L. Maiani, *Phys. Rev.* **D2** (1970) 1285.
- [3] J.E. Augustin et al., *Phys. Rev. Lett.* **33** (1974) 1406.
- [4] J.J. Aubert et al., *Phys. Rev. Lett.* **33** (1974) 1404.
- [5] G. Goldhaber et al., *Phys. Rev. Lett.* **37** (1976) 255.
- [6] M.L. Mangano, P. Nason e G. Ridolfi, *Nucl. Phys.* **B373** (1992) 295.
- [7] D. Drijard et al., *Phys. Lett.* **B81**, (1979) 250; D.Drijard et al., *Phys. Lett.* **B85** (1979) 452.
- [8] P.D.B. Collins, A.D. Martin, R.H. Dalitz, *Hadron Interactions*, Graduate Student Series in Physics, Adam Hilger LTD., Bristol 1984.
- [9] B.L. Combridge, *Nucl. Phys.* **B151** (1979) 429.
- [10] M.I. Adamovich et al., Colaboração, *Z. Phys.* **C76** (1997) 35.
- [11] E.M. Aitala et al., Colaboração E791, *Phys. Lett.* **B371** (1996) 157.
- [12] M. Aguilar-Benitez et al., Colaboração LEBC-EHS, *Phys. Lett.* **B305** (1993) 402.
- [13] S. Barlag, Colaboração ACCMOR, *Z. Phys.* **C49** (1991) 555.
- [14] M.I. Adamovich et al., WA82 Collaboration, *Phys. Lett.* **B305** (1993) 402.

- [15] G. Bellini, *Proc. of Les Rencontres de Physique de la Vallée d'Aoste, La Thuille*, 1994.
- [16] G.A. Alves et al., *Colaboração E769, Phys. Rev. Lett.* **72** (1994) 812.
- [17] M.I. Adamovich et al., *Eur. Phys. J.* **C8** (1999) 593.
- [18] R.C. Fernow, *Introduction to experimental particle physics*, Cambridge University Press, 1986.
- [19] W. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer Verlag, 2nd edition 1994.
- [20] J. Engelfried et al., *The SELEX phototube RICH detector*, FERMILAB-PUB-98/299-E.
- [21] A. Kulyavtsev et al., *E781 hardware trigger preliminary design*, H-note 676, SELEX Internal Report, 1994.
- [22] J. Engelfried et al., *The E781 trigger and data acquisition system*, H-note 643, SELEX Internal Report, 1995.
- [23] *The E781 Trigger and Data Acquisition System*; J. Engelfried. Talk at the CHARM2000 Workshop, Fermilab, June 7-9 1994.
- [24] M.A. Puget et al., *Revista de Física Aplicada e Instrumentação*, **vol. 9** 1 1994.
- [25] G. Charpak et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **62** (1968) 235.
- [26] J. Heintze, *Nucl. Instr. Meth.* **156** (1978) 227.
- [27] T. Lungov, L.G. Emediato, *Vector Drift chambers Database*, H-note 779, SELEX Internal Report, 1997.
- [28] F. Sauli, CERN 77-09 1977.
- [29] V.I. Razin et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A321** (1992) 504.

- [30] Manual do módulo time-to-digital converter TDC 10C6, Phillips Scientific, 305 Island Road, Mathwah, New Jersey 07430, USA.
- [31] M.A. Puget, Estudos sobre uma câmara de arrasto para um experimento de altas energias, Tese de mestrado, Universidade de São Paulo, 1993.
- [32] Veja documentação na seguinte web page:
http://www.lns.cornell.edu/public/CLEO/soft/qq/qq_expert.html.
- [33] L. Lyons; *Statistics for nuclear and particle physics*; Cambridge University Press, 1992.
- [34] S. Frixione, M.L. Mangano, P. Nason e G. Ridolfi, Heavy quark production CERN-TH/97-16, hep/ph 9702287.
- [35] S. Frixione, M.L. Mangano, P. Nason e G. Ridolfi, Nucl. Phys. **B431** (1994) 453.
- [36] S. Barlag et al., Colaboração ACCMOR, Phys. Lett. **B247** (1990) 113.
- [37] J.C. Anjos et al., E691 Collaboration, Phys. Rev. Lett. **62** (1989) 513; J.C. Anjos et al., E691 Collaboration, Phys. Rev. Lett. **65** (1990) 2503.
- [38] K. Kodama et al., E653 Collaboration, Phys. Lett. **B284** (1992) 461.
- [39] P. Nason, S. Dawson e R.K. Ellis, Nucl. Phys. **D327** (1989) 49; W. Beenakker et al., Nucl. Phys. **B351** (1991) 507.
- [40] T. Sjostrand, E. Norrbin hep-ph/9809266
- [41] S.J. Brodsky e R. Vogt, Nucl. Phys. **B438** (1995) 261.
- [42] A.B. Kaidalov e K.A. Ter-Martirosyan, Sov. J. Nucl. Phys. **39** (1984) 1545.
- [43] F.O. Durães, F.S. Navarra e G. Wilk, Phys. Rev. **D55** (1997) 2708
- [44] D. Sivers, S.J. Brodsky, R. Blankenbecler, Phys. Report (Section C of Physics Letters) 23, No. 1 (1976) 1.
- [45] M.I. Adamovich et al., Colaboração BEATRICE, Nucl. Phys. **B495** (1997) 3.

- [46] Colaboração E791. FERMILAB-Pub-00/185-E. hep-ex/9906034.
- [47] G.A. Alves et al., Colaboração E769, *Phys. Rev. Lett.* **77** (1996) 2388.
- [48] *Conference Proceedings, Heavy Quark at Fixed Target, Batavia, Il (1998)* 159.