

Tese de
Mestrado

Estudo da Polarização do Bárion Λ_c
produzido em interações fóton-núcleon.

César Manuel Castromonte Flores

Orientadores:

J.C. dos Anjos

F.R.A. Simão

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Rio de Janeiro, Novembro 2004.

Dedicado a mis padres, Irma y César

Resumo

Usando dados provenientes do experimento FOCUS/E831 do Fermilab, se fez o estudo da polarização do bárion Λ_c (e a respectiva antipartícula) produzidos na interação de um feixe de fótons ($E = \langle 180 \rangle$ GeV/c) e um alvo segmentado de oxido de berílio. Usou-se uma amostra contendo ao redor de 1480 eventos da partícula Λ_c decaindo no canal de dois corpos ($\Lambda\pi$) para estudar a distribuição angular do Λ no referencial de repouso do Λ_c . Isto permitiu extrair o produto αP , onde α é o parâmetro de assimetria do decaimento fraco, e P é a polarização de Λ_c . Também foi feito um estudo da dependência de αP com p_T . Os resultados preliminares mostram que os Λ_c são produzidos não-polarizados, indicando que, ao contrario que na hadroprodução, os efeitos do spin não são importantes na fotoprodução de Λ_c .

Abstract

It was used data from FOCUS/E831 Fermilab experiment to study the Λ_c baryon polarization produced in photon-nucleon interactions. In E831 a photon beam with mean energy of 180 GeV interacts with a segmented target of berilium oxide. The used sample was of about 1,480 Λ_c events decaying in the two-body channel $\Lambda\pi$ to study the angular distribution of the Λ in the Λ_c rest frame. This allow to extract the product αP , where α is the weak decay-asymmetry parameter, and P is the Λ_c polarization. Also a study of p_T dependence for αP was made. The preliminary results show that the Λ_c are produced unpolarized, indicating that spin effects otherwise than in hadroproduction, are not important in the photoproduction of Λ_c .

Agradecimentos

Aos meus orientadores, Drs. João dos Anjos e Fernando Simão, pela amizade e o constante apoio que me brindaram, pelos muitos conselhos e ensinamentos recebidos, e como esquecer também as intermináveis horas de enriquecedoras discussões.

À Dra. Érica Polycarpo, pela paciência que teve em me ensinar e me ajudar no começo do meu análise.

Ao Dr. André Massaferi, pelos conselhos e "boas dicas" no processo da análise.

Ao Dr. Hélio da Motta, pelo constante interés e ajuda em meu trabalho.

Aos membros da colaboração FOCUS, em especial ao Dr. John Cumalat, pelo interés e disponibilidade para me ajudar em meu trabalho (nas suas visitas ao Rio de Janeiro), ao Dr. Harry Cheung e à Dra. Marleigh Scheaff, pelas acertadas sugestões para a melhora da minha análise, aos Drs. Eric Vaandering, Alberto Sánchez e Eleazar Cuatle, por me ajudar na parte computacional da análise.

À CAPES e ao CNPq, pelas bolsas concedidas durante o primeiro e o segundo ano da tese respetivamente.

À todo o pessoal administrativo do CBPF.

À todos meus amigos, colegas e professores, que estando no Brasil ou no exterior compartilharam minhas tristezas e alegrias, e me incentivaram a seguir caminhando pelos, as vezes luminosos, as vezes escuros, caminhos da física. Gostaria de agradecer em particular a: Tatiana Avalos, Wilfredo Caldas, Juan Pablo Girón, Roxana Lobón, Giovanna Piscocoy, Luis Roca, Jéssica Gordillo, Jorge "Loco Burra" Quiróz, Víctor López, Jessenia Alvarado, Rolando Florencio, Ivette Solís, Daniel Padilla, Pablo Solórzano, Yony Milla, Diego González, e aos profesores Holger Valqui, Robinson Vásquez, Armando Bernui e Orlando Pereyra.

À minha "pequena" Luisa, pelo seu apoio e carinho, e por ter que aguentar meus exquitos horários de trabalho.

Aos meus pais, pelo carinho, sacrificio e dedicação na minha formação humana e profissional, e a toda minha família, que se bem ficando fisicamente do outro lado do continente sempre "estiveram" ao meu lado. Um agradecimento especial a meu

tio Vidal, quem me deu a primeira ajuda para começar este novo caminho aqui no Brasil.

Para finalizar dou graças a Deus, pois sem Ele, nem Eu nem a Física existiriamos.

Conteúdo

Abstract	ii
Agradecimentos	iv
Lista de Tabelas	ix
Lista de Figuras	x
1 Introdução	1
1.1 Modelo Padrão	1
1.1.1 Partículas Elementares e suas interações	1
1.2 O Modelo de Quarks	3
1.3 O Quark Charme	6
1.4 Bárions Charmosos	8
1.5 Produção de Quarks Pesados	10
1.5.1 Fotoprodução de Charme	13
1.5.2 Hadronização (Fragmentação de Cordas)	15
1.6 Considerações Fenomenológicas para a Polarização de Híperons	18
1.6.1 Modelo de Goldstein: Modelo Híbrido	20
1.6.2 Modelo de Nakajima et al.: Recombinação de Quarks	22
2 Considerações Teóricas	25
2.1 Formalismo não Relativista	26
2.1.1 Aspectos iniciais	26

2.1.2	Violação de paridade e Conservação de Momento angular . . .	28
2.2	Formalismo Relativista	29
3	A Experiência FOCUS/E831	35
3.1	O Feixe de Fótons de FOCUS	36
3.2	O Espectrômetro	39
3.2.1	O Sistema de Rastreamento de Microtiras de Silício	39
3.2.2	As Câmaras de Fios Proporcionais (PWC)	42
3.2.3	As Câmaras Straw Tubes	43
3.2.4	Os Electroímãs	43
3.2.5	Os Contadores Čerenkov	44
3.2.6	Os Calorímetros	46
3.2.7	O Sistema de detectores de Múons	48
3.3	O Gatilho (Trigger)	49
3.4	O Sistema de Aquisição de Dados	51
4	Análise de Dados	53
4.1	CrITÉRIOS de Seleção dos eventos Λ_c	54
4.1.1	Vértices	54
4.1.2	Identificação Čerenkov	56
4.1.3	Identificação de prótons	56
4.1.4	Identificação de píons	56
4.1.5	Tempo de Vida	57
4.1.6	Momento	57
4.1.7	Seleção de Λ - Vees	57
4.2	Reconstrução do Λ_c	59
4.3	Técnica de Ajuste	63
4.4	Estudos de Monte Carlo	65
4.4.1	Sinais de Monte Carlo para o Λ_c	66
4.4.2	Sinais de Monte Carlo para a reflexão $\Lambda_c \rightarrow \Sigma\pi$	68

4.4.3	Cálculo da Eficiência	68
4.5	Medida de αP_{Λ_c}	71
4.5.1	Êrros Sistemáticos para $(\alpha P)_{\Lambda_c}$ global	78
5	Conclusões	83
A	Soluções de ondas planas para a equação livre de Dirac	93
B	Função de Ajuste para os Histogramas de Massa	95
C	Eficiências, distribuições de massa e distribuições angulares para o medição do valor médio da polarização de Λ_c	98

Lista de Tabelas

1.1	Classificação das Partículas Elementares por tipo e por geração	2
1.2	Propriedades dos bósons intermediários. Spin = 1	3
1.3	Propriedades dos bárions charmosos tipo Λ_c com L=0.	9
3.1	Especificações dos detectores Čerenkov.	45
3.2	Faixa de momento para identificação de partículas no sistema Čerenkov	46
3.3	Master Gate do FOCUS	51
3.4	Segundo nível do gatilho na experiência FOCUS	52
4.1	Tipos de Vees.	58
4.2	Número de eventos reconstruídos.	61
4.3	Intervalos de p_T e $\cos \theta$	70
4.4	Valores da eficiência em intervalos de $\cos \theta$ e p_T	70
4.5	Número de eventos por intervalos de $\cos \theta$, divididos em duas regiões de p_T	74
4.6	Número de eventos por intervalos de $\cos \theta$, corrigidos pela eficiência e divididos em duas regiões de p_T	77
4.7	Valores de α_P em intervalos de p_T	77
5.1	Valores medidos de $\alpha_{\Lambda_c^+}$	84
5.2	Valores da Polarização média de Λ_c^+ e Λ_c^- usando os diferentes valores de α_{Λ_c}	84
C.1	Valores da eficiência em intervalos de $\cos \theta$	98

Lista de Figuras

1.1	Multipletos SU(4) de bárions.	10
1.2	Multipletos dos bárions do segundo nível da Fig. 1.1(a)	11
1.3	Processo de fotoprodução de quarks com charme e hadronização.	12
1.4	Contribuição de primeira ordem do modelo PGF.	15
1.5	Representação esquemática dos polos de cor e cordas para o caso de quarks charme fotoproduzidos em experiências de alvo fixo no contexto do modelo de Lund de fragmentação de cordas.	17
1.6	Representação esquemática do estado Λ_c^+ no contexto do modelo de Lund de fragmentação de cordas, e formação de hádrons como resultado do rompimento de cordas.	17
1.7	Polarização predita para Λ_c na reação $\pi^- + p \rightarrow \Lambda_c + X$	21
1.8	Polarização predita para Λ e Σ no modelo de recombinação de quarks	24
2.1	Referencial de repouso do Λ_c	28
3.1	Feixe de fótons de FOCUS.	37
3.2	Espectrômetro da experiência E831/FOCUS.	40
4.1	Representação gráfica do decaimento $\Lambda_c \rightarrow \Lambda\pi$	55
4.2	Histogramas de massa dos candidatos a Λ_c . (Skim cuts)	62
4.3	Distribuições de massa dos candidatos Λ_c^+ e Λ_c^- . (New cuts)	64
4.4	Sinais reconstruídos de Λ_c usando MC.	67
4.5	Distribuições de massa para a reflexão $\Lambda_c \rightarrow \Sigma_c\pi$	69

4.6	Eficiências médias para Λ_c^+ e Lcm	71
4.7	Distribuições de p_T para Λ_c^+ e Λ_c^-	72
4.8	Distribuições de $\cos\theta$ para Λ_c^+ e Λ_c^-	73
4.9	Distribuições de massa do Λ_c^+ divididas em três regiões de $\cos\theta$ e dois intervalos de p_T	75
4.10	Distribuições de massa de Λ_c^- divididas em três regiões de $\cos\theta$ e dois intervalos de p_T	76
4.11	Distribuições angulares dos lambdas, antes e depois de serem corrigidos pela eficiência divididos em regiões de p_T	79
4.12	Distribuições angulares dos antilambdas, antes e depois de serem corrigidos pela eficiência divididos em regiões de p_T	80
4.13	Distribuições de αP para o Λ_c	81
4.14	Resumo do estudo de erros sistemáticos para o produto αP	82
C.1	As figuras mostram as eficiências promédios para o Λ_c^+ e Λ_c^-	98
C.2	Distribuições de massa de Λ_c^+ divididos em três regiões de $\cos\theta$	99
C.3	Distribuições de massa de Λ_c^- divididos em três regiões de $\cos\theta$	99
C.4	Distribuições angulares dos lambdas, antes e depois de serem corrigidos pela eficiência integrados em todo p_T	100
C.5	Distribuições angulares dos antilambdas, antes e depois de serem corrigidos pela eficiência integrados em todo p_T	100

Capítulo 1

Introdução

1.1 Modelo Padrão

O propósito da Física de Partículas é estudar a estrutura última do universo: as partículas fundamentais que compõem a matéria e as interações fundamentais entre estas partículas. O chamado Modelo Padrão das Partículas Elementares [1, 2] descreve razoavelmente bem os constituintes elementares da matéria e suas interações. O Modelo Padrão surge da união entre a Cromodinâmica Quântica (*Quantum Chromo-Dynamics, QCD*) das interações fortes e a teoria eletro-frac do eletromagnetismo e das interações fracas.

Segundo o Modelo Padrão os blocos básicos constituintes da matéria são seis quarks up (u), down (d), strange (s), charm (c), bottom (b), top (t) e seis léptons: elétron (e), muon (μ), tau (τ), neutrino do elétron (ν_e), neutrino do muon (ν_μ) e neutrino do tau (ν_τ) que interagem por meio das partículas carregadoras de força (bósons): fótons (γ), glúons (g), Z^0 e W^\pm . Para cada partícula elementar existe uma correspondente antipartícula.

1.1.1 Partículas Elementares e suas interações

Os quarks e léptons podem-se classificar em três gerações, cada geração com um par de quarks (um com carga $+2/3$ e outro com carga $-1/3$) e um par de léptons (um

carregado e um neutro). Vide Tabela 1.1. Tanto os léptons quanto os quarks tem spin $1/2$ e são férmions. Os três léptons $e, \mu,$ e τ são massivos e tem carga elétrica unitária negativa, por outro lado os três neutrinos correspondentes ν_e, ν_μ e ν_τ tem carga elétrica nula e massas muito pequenas.

Todos os quarks são massivos, e como ja se mencionou tem carga elétrica fracionária. Para evitar a violação do principio de exclusão de Pauli nos bárions, a Cromodinâmica Quântica postula a existência de um número quântico chamado de "carga de cor". Cada quark está caracterizado por uma carga de cor, a qual pode ter três diferentes valores, em tanto que cada antiquark tem uma das três anti-cores (os léptons não tem carga de cor). Os estados compostos (hádrons) devem ser de cor neutro, os bárions (três quarks) conseguem isto misturando um quark de cada cor, em tanto que os mésons (quark-antiquark) devem ter dois quarks com cores opostos. Combinando os quarks em varias formas e exigindo que formem um singlete de cor podem-se formar todos os hádrons conhecidos actualmente.

Todas as interações entre partículas podem-se explicar em termos de apenas quatro forças fundamentais, a força gravitacional, a força fraca, a força eletromagnética e a força forte (ou de cor). A força gravitacional age sobre partículas com massa (ou energia) e é a responsável pelas agrupações de matéria em uma escala cósmica e

Tabela 1.1: Classificação das Partículas Elementares por tipo e por geração

Tipo	Carga	1ª Geração	2ª Geração	3ª Geração
Quarks tipo up Mass (MeV/c ²)	+ 2/3	u up 1.5-5	c charm 1100-1400	t top $173.8 \pm 5.2 \times 10^3$
Quarks tipo down Mass (MeV/c ²)	- 1/3	d down 3-9	s strange 60-170	b bottom 4100-4400
Léptons neutros Mass (MeV/c ²)	0	ν_e neutrino do e < 0.015	ν_μ neutrino do μ < 0.17	ν_τ neutrino do τ < 18.2
Léptons carregados Mass (MeV/c ²)	-1	e elétron 0.511	μ múon 105.66	τ tau 1777.1

Tabela 1.2: Propriedades dos bósons intermediários. Spin = 1

Bóson	Força	Massa (GeV/c ²)	Carga Elétrica	Age sobre:
γ	Eletromagnética	0	0	e, μ, τ e todos os quarks
W^\pm	Fraca	80.4	± 1	Todos os léptons e quarks
Z^0	Fraca	91.2	0	Todos os léptons e quarks
g	Forte	0	0	Quarks

planetaria. A força fraca age sobre partículas com carga fraca (todos os quarks e léptons). A força fraca é a responsável pelo decaimento radiativo dos núcleos atômicos. A força eletromagnética age entre partículas com carga elétrica (todos os quarks e os três léptons carregados). A força eletromagnética faz possível o conglomerado de átomos e moléculas. A força forte age entre partículas com carga de cor (quarks e glúons) e é a responsável do confinamento dos quarks dentro dos hádrons (e do conglomerado de hádrons dentro do núcleo atômico).

No Modelo Padrão cada força é "mediada" por partículas elementares chamadas "*bósons intermediários*". A força fraca é mediada pelos bósons massivos W^\pm e Z^0 . A força eletromagnética é mediada pelo fóton (γ) e a força forte entre os quarks é mediada pelos glúons (g). A força gravitacional é mediada pelo gráviton (postulado, mais ainda não descoberto). O Modelo Padrão não inclui uma descrição da gravidade. Todas as partículas materiais são compostas de quarks e léptons e interagem por intercâmbio de bósons. As propriedades dos bósons intermediários são apresentados na Tabela 1.2.

1.2 O Modelo de Quarks

A existência de partículas fundamentais conhecidas como quarks foi proposta independentemente por Murray Gell-Man [3] e George Zweig em 1964. De acordo com o modelo inicial de quarks, os quarks vêm em três "*sabores*" cada um deles com

carga fracionária: o quark u leva uma carga de $\frac{2}{3}$ e uma estranheza zero, o quark d leva uma carga de $-\frac{1}{3}$ e também tem estranheza zero, o quark s tem uma carga $-\frac{1}{3}$ e estranheza -1 . Para cada quark (q) existe um antiquark (\bar{q}), com carga e estranheza opostas.

O modelo de quarks estabelece que:

- Cada bárion é composto de três quarks (e cada antibárion de três antiquarks).
- Cada méson é composto de um quark e um antiquark.

A existência dos quarks u e d foi útil para explicar muitos hádrons conhecidos naquele tempo, incluindo o próton (uud), nêutron (udd) e outras partículas tais como os mésons π . A presença de partículas "estranhas" tais como os mésons K e os bárions Λ_0 foi explicada com o quark s .

No final dos anos sessenta e princípio dos anos setenta havia um grande ceticismo sobre o modelo de quarks, isto devido a que experimentalmente não se tinha detectado quarks isolados. Para "resolver" este problema foi introduzida a noção de confinamento de quarks, a qual postula que os quarks ficam absolutamente confinados dentro dos hádrons (bárions e mésons).

A QCD também explica a liberdade assintótica (os pártons, quarks e glúons parecem ficar livres dentro dos hádrons), usando a constante de acoplamento forte, α_s . Em primeira ordem perturbativa, a "constante" α_s que determina a força de interação entre os quarks vem dada por [4]:

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

e sua transformada de Fourier é:

$$\alpha_s(r) = \frac{6\pi}{(33 - 2f)\ln(1/\Lambda_{QCD}r)} \quad (1.2)$$

onde f é o número de sabores dos quarks, Q^2 é o momento transversal transferido na interação e Λ_{QCD} é o parâmetro de escala que fica entre os valores 0.1 e 0.5 GeV.

Na equação 1.1 pode-se apreciar que quando $Q^2 \gg \Lambda_{QCD}$, $\alpha_s(Q^2) \rightarrow 0$, isto significa que os quarks e glúons aparecem como partículas quase-livres a muito altas energias. Neste caso, a expansão perturbativa em potências de α_s é confiável. Entretanto, em escalas de energias $Q^2 \leq \Lambda_{QCD}$, a QCD perturbativa não é mais aplicável e se devem usar outros métodos tais como *Lattice gauge theory*. Da equação 1.2 observa-se que quando $r \rightarrow 1/\Lambda_{QCD}$, $\alpha_s(Q^2) \rightarrow \infty$, o que dá o mecanismo de confinamento da QCD.

O modelo de quarks teve porém uma objeção teórica: parecia violar o princípio de exclusão de Pauli. Na formulação original de Pauli o princípio de exclusão estabelecia que dois elétrons não podem ocupar o mesmo estado quântico. Posteriormente se provou que a mesma regra se aplica a todas as partículas com spin semi-inteiro, ou seja a todos os férmions. Em particular, o princípio de exclusão deve-se aplicar aos quarks, que têm spin $\frac{1}{2}$. O bárion Δ^{++} que contém três quarks idênticos u cada um deles com spin $\frac{1}{2}$ parecia violar o princípio de exclusão de Pauli. Em 1964, O.W. Greenberg propôs uma saída para este problema [5]. Ele fez a sugestão que os quarks não vem só em três sabores u, d e s senão que além disso vem em três "cores"¹ (por exemplo red (R), blue (B) e green (G)). Para fazer um bárion simplesmente "se pega" um quark de cada cor (por exemplo $u_R u_B u_G$), então os três quarks u no Δ^{++} são diferenciáveis por seus números quânticos de cor. Como o princípio de exclusão de Pauli só é aplicável a partículas idênticas então o problema é resolvido. Seguindo a mesma analogia para o próton (uud), pareceria que se tem mais de um estado possível para formalo: $u_R u_B d_G$, $u_R u_B d_B$, $u_G u_R d_R$, etc. Mas como só existe um estado para o próton, temos que introduzir o número quântico de cor sem proliferação no número de estados, para que não leve a conflitos com as observações experimentais. A forma na qual se faz isto é exigir que todos os estados das partículas observadas na natureza não tenham cor ou sejam "brancos"² (ou invariantes por rotações no espaço R,B,G).

¹O termo cor neste caso não tem relação com o significado de cor no mundo real. Red, blue e green são só etiquetas para denotar três novas propriedades que os quarks possuem, tais como a carga e a estranheza.

²Neste caso, a terminologia de cor faz pensar no fato ótico de que os feixes de luz de três cores primárias combinados proporcionam a cor branca

O único conjunto para obter combinações sem cor ao misturar cores (quarks) e cores complementares (antiquarks) é:

- Misturas iguais de "red", "green" e "blue" (RGB).
- Misturas iguais de "antired", "antigreen" e "antiblue" (\overline{RGB}).
- Misturas iguais de cores e cores complementares ($R\overline{R}$, $G\overline{G}$, $B\overline{B}$).

Estas possibilidades correspondem respectivamente aos estados de partículas observados na natureza: bárions (qqq), antibárions (\overline{qqq}) e mésons ($q\overline{q}$). Estes conjuntos de quarks são chamados de hádrons. Alguns exemplos são: $p = "RGB"$, $\overline{p} = "\overline{RGB}"$ e $\pi = "R\overline{R} + G\overline{G} + B\overline{B}"$. Assim, os hádrons são construídos de forma que não tenham cor (sejam singlete de cor) e a estatística de Fermi é conservada. A cor é interpretada (por analogia com a interação eletromagnética), como a "carga" da interação forte [6].

1.3 O Quark Charme

O que confirmou o modelo de quarks não foi a explicação do confinamento de quarks, ou o descobrimento dos quarks livres, ou a confirmação da hipótese da cor, senão algo completamente diferente e quase inesperado: o descobrimento do méson J/ψ . O J/ψ (ressonância J/ψ de massa 3.1 GeV) foi inicialmente observado no Brookhaven National Laboratory (BNL) em colisões de prótons de 28 GeV num alvo fixo de berílio pelo grupo dirigido por C.C. Ting no verão de 1974. Mas Ting queria verificar seus resultados antes de publicá-los, e o descobrimento ficou guardado em segredo até novembro 10-11, quando a nova partícula foi descoberta independentemente pelo grupo de Burton Richter no SLAC (Stanford Linear Accelerator Collider) em colisões e^+e^- . Então os dois grupos publicaram simultaneamente seus resultados [7, 8]. Ting chamou a esta nova partícula J e Richter a chamou ψ . O méson J/ψ era eletricamente neutro e extremamente pesado (mais do que três vezes a massa do próton). Mas o que fez de esta nova partícula incomum foi seu tempo de vida longo.

O J/ψ demora 10^{-20} segundos antes de se desintegrar; se comparamos este tempo com os tempos de vida típicos para hádrons nesta faixa de massa que são da ordem de 10^{-23} segundos, o tempo de vida do J/ψ é quase 1000 vezes maior que qualquer partícula comparável. Assim, a nova partícula originou uma nova era na física das partículas elementares, então é por uma boa razão que os eventos que aconteceram pelo descobrimento do J/ψ se conhecem como a *Revolução de Novembro* (November Revolution) [9, 10, 11].

Nos meses seguintes, a natureza do méson J/ψ foi tema de uma grande discussão, mas a explicação que venceu foi dada pelo modelo de quarks. A massa e a largura de J/ψ mostraram que se tratava de um estado ligado de um quarto novo quark, o quark c (charm) e seu antiquark: $J/\psi = (c\bar{c})$ chamado de *charmonium*.

A idéia de um quarto sabor, mesmo o nome, já tinha sido introduzida muitos anos antes por Bjorken e Glashow [12]. Em efeito, até meados dos anos setenta, só os quarks u , d e s tinham sido descobertos. Havia-se predito a existência de um quark a mais para completar a simetria quark-lépton da segunda geração. Posteriormente, Glashow, Iliopoulos e Maiani [13] ofereceram razões mais técnicas para justificar a necessidade de um quarto quark, mas a simples idéia de um paralelo entre os quarks e os léptons foi uma especulação que ao final teve um sucesso maior do que seus autores poderiam ter imaginado.

Se atribuirmos charme +1 ao quark c o antiquark \bar{c} deverá ter charme -1, então o charme total do J/ψ é nulo e poderemos dizer que o charme de J/ψ está oculto. Para confirmar a hipótese do charme era importante produzir uma partícula com charme "aberto" [14] (que contivesse o quark charme). A primeira evidência de bárions charmosos ($\Lambda_c^+ = udc$ e possivelmente $\Sigma_c^{++} = uuc$ apareceram em 1975 [15]; os primeiros mésons charmosos ($D^0 = c\bar{u}$ e $D^+ = c\bar{d}$ foram descobertos em 1976 [16, 17], e o méson estranho charmoso $D_s = c\bar{s}$ em 1977 [18]. Com estes descobrimentos a interpretação do J/ψ sendo formado por $c\bar{c}$ foi estabelecida além de qualquer dúvida. Mas a história não fica aí, em 1975 um novo lépton foi descoberto [19] "estragando" a simetria quark-lépton de Glashow. Esta nova partícula

(*tau*) provavelmente tinha seu próprio neutrino, assim agora havia 6 léptons e só 4 quarks. Mas, dois anos depois um novo méson massivo (*upsilon*) foi descoberto [20] e rapidamente foi identificado como o portador de um novo quinto quark, *b*, (por *beauty* ou *bottom*): $\Upsilon = b\bar{b}$. Imediatamente começou a procura de mésons e hádrons que apresentavam beleza "nua". O primeiro bárion com beleza, $\Lambda_b = udb$, pode ter sido observado em 1981 [21] (se bem que há uma grande discussão sobre o tema [22]), os primeiros mésons com beleza ($B^0 = b\bar{d}$ e $B^- = b\bar{u}$) foram encontrados em 1983 [23]. Nestas circunstâncias era inevitável prever a existência de um sexto quark, seu nome *t* (por *true* ou *top*). Não obstante, devido a sua grande massa e ao curto tempo de vida, teve que passar quase 20 anos para que o quark *t* fosse descoberto e a simetria de Glashow restaurada, com seis léptons e seis quarks. As primeiras evidências sobre o quark *t* surgiram em 1994 [24, 25], nos experimentos D0 e CDF, no acelerador de partículas do Fermilab em Chicago (USA), e em fevereiro 24 de 1995, ambas experiências submeteram simultaneamente artigos anunciando o descobrimento do quark *t* [26, 27].

1.4 Bárions Charmosos

Com o descobrimento do novo quark charme, esperava-se a existência de vários tipos de novos bárions e mésons contendo este quark; alguns desses bárions são mostrados na Fig. 1.1. Para obter os bárions desta figura, se combinaram os quatro sabores de quarks *u*, *d*, *s* e *c*, os bárions ficam em um multipletto de 20 bárions com spin $\frac{1}{2}$. O bárion estudado nesta tese contém um só quark charme (Λ_c) e encontra-se localizado no segundo nível destes multipletos. A Fig. 1.2 mostra com mais detalhe o nível medio da Fig. 1.1(a), desdobrada em dois multipletos, um de três estados (a) e outro de seis (b). Os estados de (a) são antissimétricos sob a troca [28] de dois quark leves (*u*, *d* e *s*), enquanto que os estados de (b) são simétricos sob esta troca.

As propriedades de alguns dos bárions charmosos (incluindo o Λ_c) se mostram na Tabela 1.3. Os sub-índices *a* e *s* para os pares de quarks, denotam combinações de quarks leves antissimétricas e simétricas respectivamente. Os valores de $I(J^P)$

que não foram medidos experimentalmente, são os valores preditos. Os bárions mostrados na Tabela 1.3 tem $L=0$ (momento angular zero entre quarks). Um estudo mais extenso sobre as propriedades destas partículas encontram-se no *Particle Data Group* [28].

Como cada bárion tem três quarks e cada quark tem um spin, então teremos diferentes configurações de spin que vão corresponder a diferentes bárions charmosos. Esta dificuldade é simplificada com a ajuda de HQET (Heavy Quark Effective Theory). HQET é uma nova aproximação para tratar problemas de QCD que envolvem um quark pesado.

HQET trata os quarks como leves (quarks u , d e s), ou como pesados (neste caso o quark c). Nesta teoria imagina-se um quark pesado central e ao redor dele um par de quarks leves, de forma similar a um átomo simples com um núcleo pesado no centro e os elétrons ao redor. Cada troca na configuração de spin levará a uma troca de massa ou de energia do bárion.

Levando em conta esta simplificação, vejamos as diferentes configurações com três

Tabela 1.3: Propriedades dos bárions charmosos tipo Λ_c com $L=0$. Os bárions com $J = 1/2$ são mostrados no multiplete da Fig. 1.1(a) e aqueles com $J = 3/2$ são mostrados no multiplete da Fig. 1.1(b).

Bárion	Conteúdo de Quark	Massa (MeV/c ²)	Configuração de spin [c(qq)]	$I(J^P)$
Λ_c^+	$c(ud)$ a	2284.9 ± 0.6	$[\uparrow(\uparrow\downarrow)]$	$0(\frac{1}{2}^+)$
Σ_c^{++}	cuu	2452.8 ± 0.6	$[\downarrow(\uparrow\uparrow)]$	$1(\frac{1}{2}^+)$
Σ_c^0	cdd	2452.9 ± 0.6	$[\downarrow(\uparrow\uparrow)]$	$1(\frac{1}{2}^+)$
Σ_c^+	$c(ud)$ s	2453.6 ± 0.9	$[\downarrow(\uparrow\uparrow)]$	$1(\frac{1}{2}^+)$
Σ_c^{*0}	cdd	2517.5 ± 1.4	$[\uparrow(\uparrow\uparrow)]$	$1(\frac{3}{2}^+)$
Σ_c^{*+}	cud	não observado	$[\uparrow(\uparrow\uparrow)]$	$1(\frac{3}{2}^+)$
Σ_c^{*++}	cuu	2519.4 ± 1.5	$[\uparrow(\uparrow\uparrow)]$	$1(\frac{3}{2}^+)$

spins para o caso dos bárions formados com os quarks c , u e d . Se nós denotarmos os três quarks como $[c(qq)]$ (q : quark leve) e representamos cada spin como \uparrow ou \downarrow . O estado base se forma quando temos: $[\uparrow(\uparrow\downarrow)]$, i.e. quando os dois quarks leves ficam anti-alinhados para formar um di-quark leve com spin 0. Esta configuração corresponde ao Λ_c^+ cujo conteúdo de quark é $[c(ud)]$ e tem $J=\frac{1}{2}$. A seguinte configuração com mais baixa energia é $[\downarrow(\uparrow\uparrow)]$, onde o di-quark leve tem spin 1. Estes estados são os bárions Σ_c : Σ_c^0 , Σ_c^+ e Σ_c^{++} . Os estados dos bárions Σ_c^* : Σ_c^{*0} , Σ_c^{*+} e Σ_c^{*++} correspondem ao arranjo $[\uparrow(\uparrow\uparrow)]$ e spin $J=\frac{3}{2}$. Todas as representações ficam resumidas na Tabela 1.3. Os estados de Λ_c e Σ_c formam parte do octeto na Fig. 1.1(a) e os estados Σ_c^* são membros do decupeto na Fig. 1.1(b).

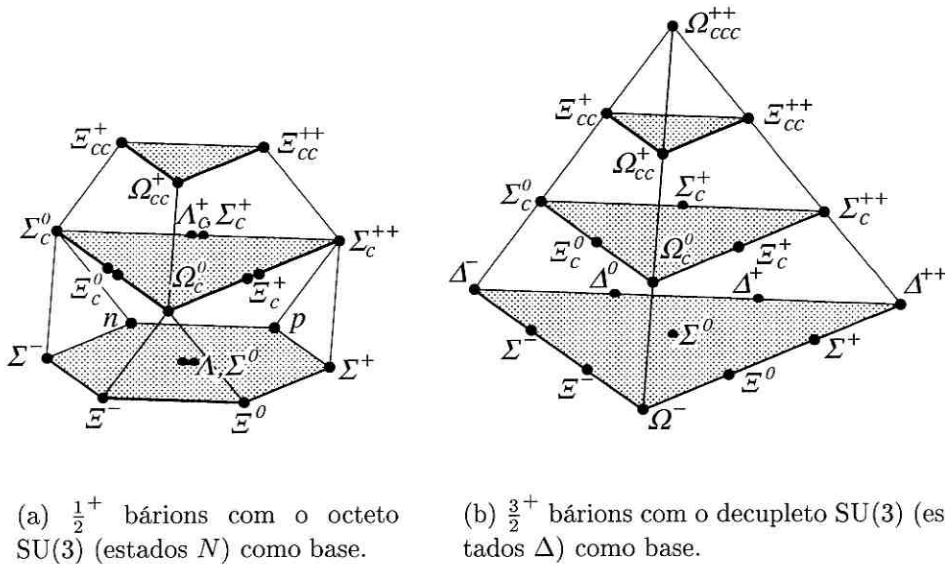


Figura 1.1: Multipletos SU(4) de bárions.

1.5 Produção de Quarks Pesados

A produção de quarks pesados, a energias de alvos fixos, nos dá informação sobre uma série de tópicos físicos. Estes tópicos relacionam-se com o entendimento da teoria básica da QCD, tanto perturbativa como não perturbativa, e a natureza dos hádrons. A longa vida dos quarks pesados c e b , nos permite pesquisar pro-

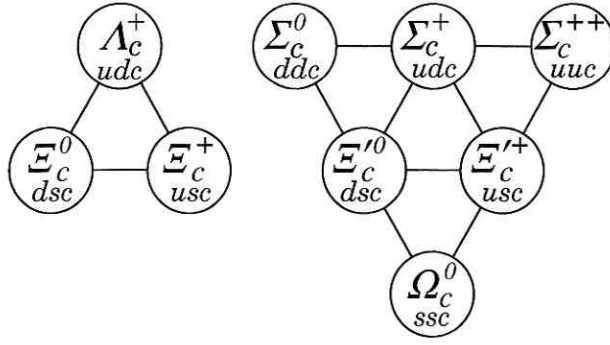


Figura 1.2: Multipletos dos bárions do segundo nível da Fig. 1.1(a)

priedades dos hádrons produzidos. Devido a que a produção de quarks pesados por fótons e hádrons é altamente dominada pelo conteúdo do glúon do núcleon (via fusão fóton-glúon em fotoprodução e fusão glúon-glúon em hadroprodução), o estudo da produção dos quarks pesados permite pesquisar sobre o conteúdo de glúon nos hádrons incidentes, tanto em feixes de mésons quanto de bárions e o conteúdo de glúon nos nucleons dos alvos.

Os quarks c e b tem massa superior à escala de Λ_{QCD} , então, sua produção deve poder-se calcular perturbativamente, isto quer dizer, não se espera que sejam produzidos com uma taxa considerável em processos não perturbativos [29], e estes não acontecem como sabores de valência dos feixes das partículas comumente usados. A priori, eles são excelentes testes dos processos dinâmicos em interações fortes, seja que isto envolva processos da QCD padrão ou vários tipos de nova física [30].

Nós assumirmos que o processo de produção pode ser dividido em duas etapas: a interação das partículas do feixe incidente com o alvo para produzir quarks pesados (região perturbativa da QCD) e o processo de hadronização destes quarks (região não perturbativa da QCD). A divisão deste processo é conhecida como *factorização*. No caso do Experimento FOCUS/E831 utilizou-se um feixe de fótons incidindo sobre um alvo de óxido de berílio para produzir um par de quarks pesados ($c\bar{c}$) e pelo processo de hadronização é que se obtém as partículas com conteúdo do quark charme (tais como Λ_c , Σ_c , etc.). A representação gráfica do processo de produção é mostrada na Fig. 1.3.

Na região 1 da Fig. 1.3, onde as energias são da ordem de $Q^2 \geq m_c^2 \approx (1.5 \text{ GeV})^2$, estamos no domínio da região perturbativa da QCD onde a constante de acoplamento forte, α_s , é pequena quando $Q \gg \Lambda_{QCD}$, como se viu na Seção 1.2. Neste domínio, o fóton incidente do feixe interage com o glúon aportado pelo núcleon do alvo para produzir um par de $c\bar{c}$.

Na região 2 da Fig. 1.3, região não perturbativa, os quarks charmosos produzidos na região 1 procedem a interagir com quarks criados no vácuo ou com quarks de valência para formar hádrons (hadronização). Lamentavelmente, as escalas de energia nesta região são muito pequenas (da ordem $Q^2 \approx \Lambda_c^2 \approx (0.3 \text{ GeV})^2$) onde $\alpha_s(Q^2)$ é apreciável e já não é mais possível realizar cálculos perturbativos. Pelo que o processo de hadronização é um dos menos compreendidos na QCD.

Nessas baixas energias, se faz uso de modelos implementados em computadores para simular a formação de hádrons. Existem vários modelos, se bem que o modelo favorito (também usado no E831) é o modelo de fragmentação de cordas (*Lund string fragmentation*) [29]. Neste modelo, imagina-se os pares de quarks unidos por uma corda cujo potencial aumenta linearmente com a separação destes quarks. Quando a energia da corda atinge um certo nível, a corda pode se quebrar e formar duas cordas, levando cada uma destas um quark em seu extremo.

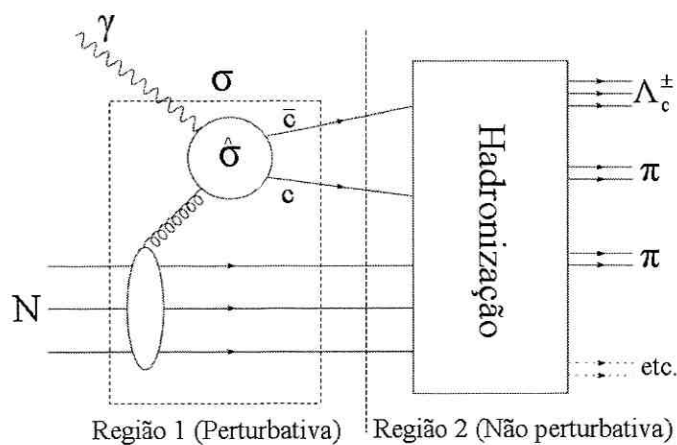


Figura 1.3: Processo de fotoprodução de quarks com charme e hadronização.

Como a hadronização acontece a uma escala de menor energia comparada com a produção de charme, os dois processos acontecem em tempos diferentes e não deveriam afetar-se uns mutuamente, sendo possível fazer o cálculo de cada um em separado. Este é o princípio da fatorização. O termo fatorização pode-se entender também como a separação dos efeitos de curta distância e longa distância em teoria de campos. A idéia da fatorização é mostrar que a separação se pode fazer ordem por ordem em teoria de perturbações. Na prática, isto significa analisar os diagramas de Feynman que contribuem num processo dado, e mostrar que podem ser escritos como produtos de funções com as propriedades desejadas.

Os teoremas de fatorização [31, 32, 33, 34, 35] mostram que a QCD incorpora os sucessos fenomenológicos do modelo de pártons a altas energias e provê uma forma sistemática de redefinir predições do modelo de pártons. A importância prática do teorema e a consequente justificativa das melhoras nos resultados do modelo de pártons em QCD se pode verificar em resultados de colisões $\bar{p}p$, produção W, Z e detecção de quarks pesados [36, 37, 38]. A análise padrão de todos estes processos depende do teorema de fatorização.

1.5.1 Fotoprodução de Charme

Num começo, a produção de partículas charmosas foi focalizada nos processos iniciados por hádrons onde os processos dominantes são $q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$ e $g\bar{g} \rightarrow c\bar{c}$ (fusão do glúon); $q(\bar{q})$ denota o quark (antiquark) e $g(\bar{g})$ denota o glúon (antiglúon). Não obstante, o processo para produzir quarks charmosos em uma forma "mais limpa", é o processo de fusão fóton-glúon: $\gamma g \rightarrow c\bar{c}$ [39]. Este é o mecanismo dominante na fotoprodução. O experimento FOCUS faz uso deste mecanismo para a produção de partículas com charme; usando fótons de alta energia ($\langle E \rangle \approx 175$ GeV) incidindo sobre um alvo segmentado de óxido de berílio. Uma das vantagens de usar a fotoprodução de charme sobre a produção feita por feixes de prótons ou píons é que a taxa (relativa) de interações que produzem partículas com charme em relação à taxa total de produção de estados finais hadrônicos multipartícula é aproximadamente

do 1% em fotoprodução, enquanto que para produção com feixes de hádrons é de cerca de 0.1% [40].

O principal mecanismo para fotoprodução de quarks pesados é conhecida como fusão fóton-glúon³ (*Photon-Gluon Fusion, PGF*) [39, 41]. Em fotoprodução os fótons de alta energia colidem contra um alvo fixo. De acordo ao modelo de PGF, quando um fóton se aproxima muito de um núcleo do alvo, este pode interagir com um glúon do núcleo. Então, o fóton e o glúon vão se fundir para produzir um par $c\bar{c}$. Na Fig. 1.4 [39] são mostrados os dois diagramas da ordem dominante para este processo. A hadroprodução acontece principalmente por um mecanismo similar, no qual glúons dos hádrons que interagem vão se fundir para formar um par $c\bar{c}$, não obstante neste caso existe uma contribuição nada despreziável à produção devido ao processo de aniquilação quark-antiquark.

Outro processo que pode acontecer devido à interação de um fóton com um núcleo do alvo é o conhecido processo eletrofraco, no qual o fóton do feixe interage com um fóton virtual no campo do núcleo do alvo para produzir pares e^+e^- , ($\gamma N \rightarrow e^+e^-N$). Este processo é conhecido como "produção de pares". Devido a que no experimento FOCUS foram usadas interações fóton-núcleon para produzir partículas com charme, foi inevitável também a produção de pares e^+e^- . Infelizmente a produção de pares tem uma seção transversal de choque maior do que a produção de charme, e portanto, este é o processo que mais contribui ao ruído (*background*) no experimento. Típicamente para cada hádron com charme são produzidos cerca de 100 hádrons leves e 50.000 pares e^+e^- .

No esquema da fatorização, a etapa final envolve converter os quarks pesados produzidos em hádrons com quarks pesados, que são aqueles susceptíveis a serem observados nos experimentos. Este processo é conhecido usualmente como fragmentação ou hadronização.

³Dá maior contribuição nos cálculos de QCD. Os outros termos são menores.

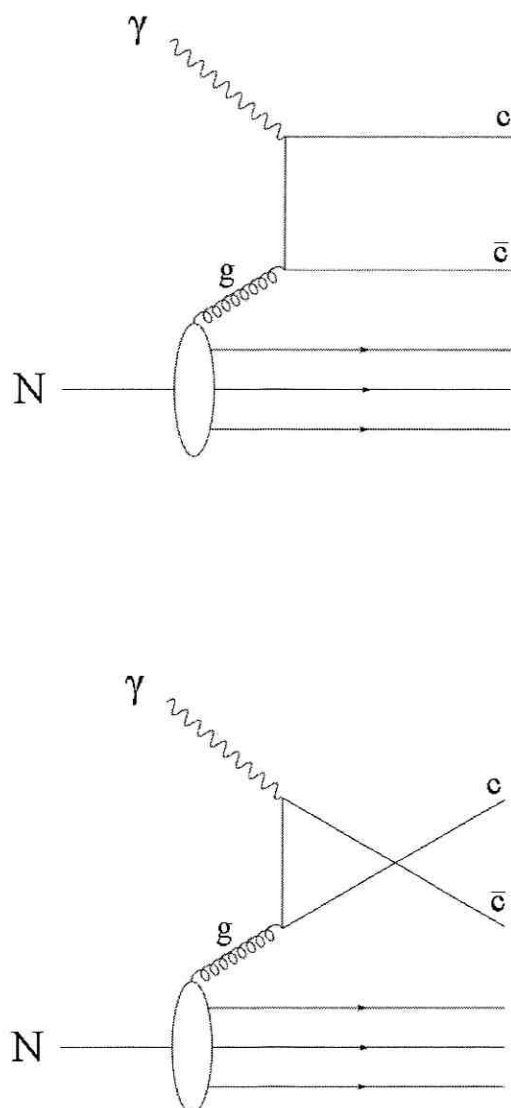


Figura 1.4: Contribuição de primeira ordem do modelo PGF. Um fóton do feixe interage com um glúon do núcleo para produzir um par $c\bar{c}$.

1.5.2 Hadronização (Fragmentação de Cordas)

A teoria da QCD perturbativa, formulada em termos de quarks e glúons, é válida somente a pequenas distâncias. A grandes distâncias, a QCD interage fortemente e a teoria de perturbações já não é mais válida. Neste regime de confinamento, os pártons coloridos são transformados em hádrons sem cor, processo chamado

hadronização ou fragmentação. O processo de fragmentação ainda tem que ser bem compreendido, começando com a Lagrangiana da QCD. Isto tem deixado o caminho aberto para o desenvolvimento de diferentes modelos fenomenológicos. São principalmente três escolas distintas: fragmentação de cordas (*String fragmentation, SF*), fragmentação independente (*Independent fragmentation, IF*) e fragmentação de aglomerados (*Cluster fragmentation, SF*), mas existem também outras variantes assim como modelos híbridos.

Como se indicou anteriormente, o modelo mais usado para simular a formação de hádrons é o modelo de Lund de fragmentação de cordas [29].

Vamos considerar o modelo de Lund de fragmentação de cordas aplicado ao processo de fotoprodução tal como se mostra nas Figs. 1.5 e 1.6. Neste modelo o glúon emitido deixa o núcleon do alvo num estado octeto de cor que pode ser dividido num polo antitripleto de cor, que nós chamamos de "diquark", e um polo tripleto de cor, que chamamos de "quark solteiro". Em outras palavras, o núcleon sem cor do alvo emite um glúon colorido [4]. Esta cor deve ser cancelada pelos remanescentes do núcleon. Isto se consegue atribuindo aos remanescentes do núcleon um quark q ("quark solteiro") e um diquark Q . O campo de cor entre o diquark do alvo e o quark charme, assim como o campo entre o bachelor quark do alvo e o quark anticharme são tratados como cordas que tem energia uniforme por unidade de comprimento correspondente a um potencial de confinamento linear. A duas cordas arrebentam formando pares $q\bar{q}$ (ou pares diquark-antidiquark) resultando numa configuração de estado final de hádrons sem cor.⁴

A representação esquemática do estado de Λ_c^+ no contexto do modelo de Lund de fragmentação de cordas se mostra na Fig. 1.6. Nesta representação pode-se apreciar a formação de hádrons como resultado do rompimento de cordas. Para criar um $\bar{\Lambda}_c$ teria-se algo equivalente à Fig. 1.6, só que em lugar de um méson \bar{D} teríamos de ter um quark \bar{u} e um \bar{d} para juntalos com um quark \bar{c} proveniente da interação fóton glúon.

⁴Mais detalhes sobre do modelo podem ser encontrados nas Refs. [42, 43, 44]

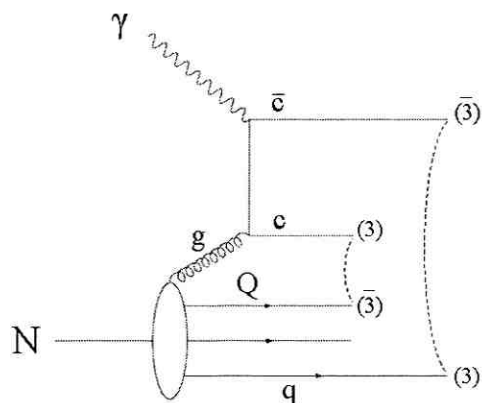


Figura 1.5: Representação esquemática dos polos de cor e cordas para o caso de quarks charme fotoproduzidos em experiências de alvo fixo no contexto do modelo de Lund de fragmentação de cordas. "Q" faz referência ao "diquark" do núcleo do alvo, enquanto "q" representa o "quark solteiro".

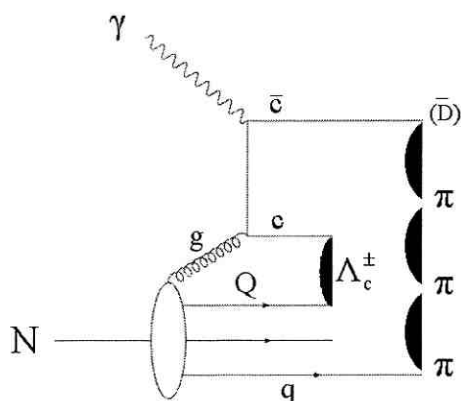


Figura 1.6: Representação esquemática do estado Λ_c^+ no contexto do modelo de Lund de fragmentação de cordas, e formação de hádrons como resultado do rompimento de cordas.

Além do Λ_c^+ que se pode produzir associando o diquark do alvo com o quark charme, também se poderá produzir outros Λ_c^+ provenientes do rompimento de cordas. Este processo é uma possível fonte de assimetria, já que os quarks de valência do núcleo são estados de matéria em vez de estados de antimatéria, e não teremos um equivalente deste processo para a produção de $\bar{\Lambda}_c$.

1.6 Considerações Fenomenológicas para a Polarização de Híperons

Devido à massa do Λ_c (udc), poder-se-ia considerar esta partícula como se fosse um "super-híperon". Nesse contexto, pode-se fazer uma extensão dos modelos desenvolvidos para explicar a polarização dos híperons, para explicar também a polarização da partícula Λ_c .

A polarização de híperons não é, inicialmente, prevista pelo modelo padrão, isto é pela Cromodinâmica Quântica (QCD). É provável que este efeito seja produto do processo de hadronização, onde os quarks se "vestem" para aparecer no mundo em forma de mésons ou bárions. A hadronização é pouco conhecida por se tratar de um processo onde os métodos perturbativos falham, uma vez que no momento da hadronização a energia é baixa, o qual implica que a constante de acoplamento é alta.

O primeiro efeito de polarização foi observado em 1976 no FNAL⁵ estudando híperons produzidos pela interação de um feixe de prótons de 300 GeV/c com um alvo de berílio [45]. Se encontrou que os Λ 's produzidos na região de fragmentação do feixe tem uma alta polarização perpendicular ao plano de produção. Desde então muitos experimentos tem coletado dados de alta estatística sobre a produção inclusiva de Λ , o que faz deste híperon o melhor conhecido em reações inclusivas.

Se tem também dados sobre a polarização de outros híperons produzidos a diferentes energias no Fermilab, onde se observa, com respeito à polarização do Λ , um sinal oposto para a polarização do Σ^\pm e o mesmo sinal para Ξ^- e Ξ^0 [46]. Entretanto, parece que a polarização P_{Σ^-} não aumenta com a energia, enquanto que a polarização P_{Σ^+} diminui com a energia [47].

A situação da polarização para os anti-híperons é um enigma, já que por um lado se tem que $P_\Lambda \sim P_{\Xi^0} \neq 0$ e $P_{\bar{\Lambda}} \sim P_{\bar{\Xi}^0} = 0$, mais por outro lado se tem $P_{\bar{\Sigma}^-} \sim P_{\Sigma^+}$ e $P_{\bar{\Xi}^+} \sim P_{\bar{\Xi}^-}$ [47, 48].

⁵FNAL: Fermi National Accelerator Laboratory, comunmente conhecido como Fermilab.

Até agora são muitos os modelos fenomenológicos que tentam explicar porque os híperons produzidos na interação de feixes e alvos não polarizados são, em alguns casos, fortemente polarizados. Quase todos estes modelos fazem pressupostos a respeito de como acontece o processo de hadronização. A maioria destes modelos fazem uso do modelo SU(6) estático de quarks, não considerando a dinâmica das interações fortes.

Alguns destes modelos são:

- Modelo de Andersson et al.: Modelo de Lund (1979) [49]
- Modelo de Szwed: Espalhamento no mar de quarks (1981) [50]
- Modelo de DeGrand: Precessão de Thomas (1981) [51]
- Modelo de Dharmaratna-Goldstein: Modelo híbrido (1990,1996) [52, 53]
- Modelo de Soffer-Törnqvist (1992) [54]
- Modelo de Troshin-Tyurin (1997) [55]
- Modelo de Zuo-Tang (1997) [56]
- Modelo de J.C. Anjos et al.: Modelo de dois componentes (1997) [57]
- Modelo de Nakajima et al.: Modelo de recombinação de quarks (1999) [58]
- Modelo de Goldstein: Modelo híbrido para Λ_c (2000) [59]

Entre os modelos de polarização mencionados chamou nossa atenção dois deles em particular: o modelo de Goldstein e o modelo de Nakajima. O primeiro deles obtém resultados que podem ser comparados com as medidas da polarização obtidas no experimento E791 [60], e o segundo, faz uma extensão do modelo para o caso de fotoprodução, que é exatamente a forma como o experimento FOCUS⁶ produziu as partículas Λ_c e que são a base deste trabalho. Este modelo não faz um estudo sobre a polarização do Λ_c , e é justamente esse fato o que nos incentiva para num posterior trabalho testar se o modelo –que dá bons resultados para o caso de Λ , Σ e Ξ – também está de acordo com nossos resultados.

⁶Ver Cap. 3.

A seguir se dá uma descrição destes modelos.

1.6.1 Modelo de Goldstein: Modelo Híbrido

Este modelo [59] está baseado no modelo híbrido desenvolvido por Dharmaratna e Goldstein [52, 53] para explicar a polarização do Λ produzido em reações inclusivas. O modelo original envolve processos de espalhamento forte (*hard scattering*) no nível dos pártons, fusão de glúons e aniquilação de pares de quarks leves para a produção de um quark pesado polarizado, o qual "sofre" uma recombinação suave (*soft recombination*) possibilitando a polarização do híperon.

No modelo híbrido, a polarização do híperon do tipo Λ_Q ($[ud]Q$) é levada inicialmente pelo quark Q , e o diquark ($[ud]$) tem que ser um anti-triplete de cor com isospin zero.

Considerando o processo $parton + parton \rightarrow Q_{\uparrow} + \bar{Q}$, a "aquisição" de polarização do quark Q no processo de produção é explicado incorporando a ordem α_s^2 no cálculo da QCD perturbativa na interferência entre o terceiro nível e o maior número de diagramas de um *loop*, já que no terceiro nível na QCD não pode haver polarização de um único quark para esse sub-processo de dois corpos. Isto dá uma polarização significativa para o quark, proporcional a $\alpha_s(Q^2)$ e a complicadas unções das massas dos quarks constituintes.

Para o caso $g + g \rightarrow Q_{\uparrow} + \bar{Q}$, com energia no centro de massa de 26 GeV e $Q = d, s, c, b$ o modelo dá polarizações negativas para cada Q . Resultados similares foram obtidos para $q + \bar{q} \rightarrow Q_{\uparrow} + \bar{Q}$.

No processo de hadronização, o quark Q polarizado negativamente é acelerado para se recombinar com um diquark rápido (resultante dos remanentes da colisão pp or πp) para formar um hádron com um particular x_F mantendo o valor de p_T do quark.

Esta "forma" de recombinação no modelo é similar ao mecanismo semi-clássico usado no modelo de "Precessão de Thomas" para a polarização de híperons. [51]

No modelo híbrido, o quark Q adquiriu a polarização negativa no sub-processo

forte (*hard sub-process*) antes de se acalarar no processo de recombinação hadrônica.

Então, neste modelo a polarização do híperon é dada por:

$$P_{\Lambda_Q}(x_F, p_T) = A \cdot P_Q(x_Q(x_F), p_T) \quad (1.3)$$

para cada reação $g(x_1) + g(x_2)$ ou $q(x_1) + \bar{q}(x_2) \rightarrow Q\bar{Q}$. $A \simeq 2\pi$, é um fator multiplicativo que simula a precessão de Thomas. Um mapeamento linear da região cinemática Q é usado na recombinação: $x_F = a + b x_Q$, onde se assume que x_Q é o x de Feynman para o quark pesado.

Para o caso da produção de Λ_c , há um incremento no fator de escala A que acontece nas equações de polarização para $g + g$ e $q + \bar{q} \rightarrow c \uparrow + \bar{c}$. A se incrementa em ~ 3 .

A dependência cinemática predita para a polarização do Λ_c , integrado em x_F desde -0.2 até 0.6 permite comparar o modelo como os dados do experimento E791. (Ver Fig. 1.7).

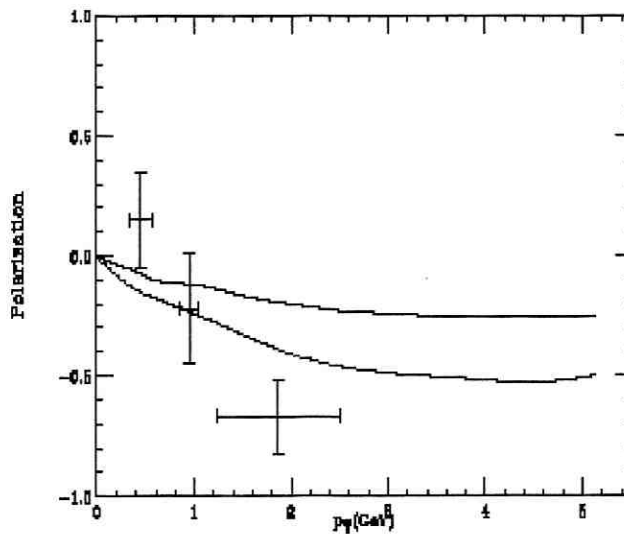


Figura 1.7: As curvas indicam a predição do modelo híbrido para $\pi^- + p \rightarrow \Lambda_c + X$. Los datos são do experimento E791. [60]

1.6.2 Modelo de Nakajima et al.: Recombinação de Quarks

Este modelo [58] foi "desenvolvido" para tentar explicar a polarização de híperons produzidos em fotoprodução ($\gamma + N \rightarrow \Lambda(\Sigma^0) + X$). O modelo está baseado num modelo originalmente criado para explicar a polarização de híperons produzidos em colisões hádron-hádron.

No modelo original, se assume que um quark (ou diquark) de valência rápido que sai diretamente do feixe hadrônico "pega" um quark lento criado no processo de hadronização para formar um estado final hadrônico. A produção de partículas a alto x_F é dominado por este processo directo, enquanto que para valores médios e pequenos de x_F , a hadroprodução é descrita pela fragmentação padrão, na qual todos os hádrons são criado aleatoriamente por quebra de cordas.

Daqui que o hádron produzido a alto x_F contém informação da estrutura dos quarks de valência do feixe hadrônico. De fato, a polarização do híperon no estado final reflete a estrutura de spin do feixe de hádrons.

O modelo está baseado nas seguintes suposições:

1. O hádron produzido é formado directamente por um processo de recombinação, já que uma polarização significativa é observada na região de alto x_F .
2. Cada párton que participa desta reacção tem uma distribuição de momento intrínseca.
3. Quark e diquark são recombinados mediante uma interacção escalar de confinamento no processo de hadronização.
4. Se assume simetria SU(6) de sabor-spin para os estados de estrutura hadrônica inicial e final.

Neste modelo a expressão para a polarização é:

$$P_N(\Lambda) = R_0 \frac{\int (dx_i dy_i dz_i / x_i) G_\Lambda^2 \sigma_{\text{dep.}} f_s G_{(ud)^0/p} \Delta^3 \Delta^4}{\int (dx_i dy_i dz_i / x_i) G_\Lambda^2 \sigma_{\text{ind.}} f_s G_{(ud)^0/p} \Delta^3 \Delta^4} \quad (1.4)$$

onde o eixo x foi escolhido na direção do feixe incidente e z como a orientação do spin de Λ , Δ^3 e Δ^4 expressam as funções deltas que correspondem à conservação momento-energia neste processo. $G_{(ud)^0/p}$ é a distribuição de momento do diquark (ud) no próton "projétil", e se assume a que tem a seguinte forma funcional:

$$G_{(ud)^0/p}(x_1, y_1, z_1) = q_{(ud)^0/p}(x_1) e^{-(y_1^2+z_1^2)} \quad (1.5)$$

onde a distribuição de momento longitudinal $q_{(ud)^0/p}(x_1)$ é a função de distribuição do diquark (ud) tomada da Ref. [61]. De outro lado, as distribuições de momento transversais y e z são assumidas de forma gaussiana, com momento transversal médio de 400 MeV. f_s é a distribuição de momento do quark s :

$$f_s(x_1, y_1, z_1) = \theta(x_1 - x_2) e^{-(y_2^2+z_2^2)} \quad (1.6)$$

Se assume também que o quark s é mais lento que o diquark (ud), o que é expressado pela função θ .

G_Λ é a função de onda no cone de luz do estado final Λ :

$$G_\Lambda(x_3, x_4, y_3, y_4, z_3, z_4) = A \exp \left[-\frac{1}{8\beta^2} \left(\frac{k_t^2 + m_{ud}^2}{x_3} + \frac{k_t^2 + m_s^2}{x_4} \right) \right] \quad (1.7)$$

A secção transversal independente do spin é:

$$\sigma_{ind.} = (x_F x_4 x_2) \left[\left(\frac{x_F x_4 + x_2}{x_F x_4 x_2} m^2 \right)^2 + \left(\frac{x_F x_4 y_2 - x_2 y_4}{x_F x_4 x_2} \bar{p}_t \right)^2 \right] \quad (1.8)$$

e a secção transversal dependente do spin é:

$$\sigma_{dep.} = -(x_F x_4 x_2) \left(\frac{x_F x_4 y_2 - x_2 y_4}{x_F x_4 x_2} \bar{p}_t \right) \quad (1.9)$$

R_0 na equação 1.4 é um parâmetro livre e foi fixado para reproduzir os dados experimentais da polarização de Λ .

Na Fig. 1.8 se mostram os resultados do modelo para a polarização do Λ e do Σ . Pode-se notar que os resultados são consistentes como os dados experimentais.

Como já se viu, neste modelo as polarizações são geradas por processos de hadronização não-perturbativas. Então, ainda em híperons produzidos por foto-produção, se espera que estes apresentem polarizações finitas, já que o processo de hadronização em si mesmo é independente do feixe incidente.

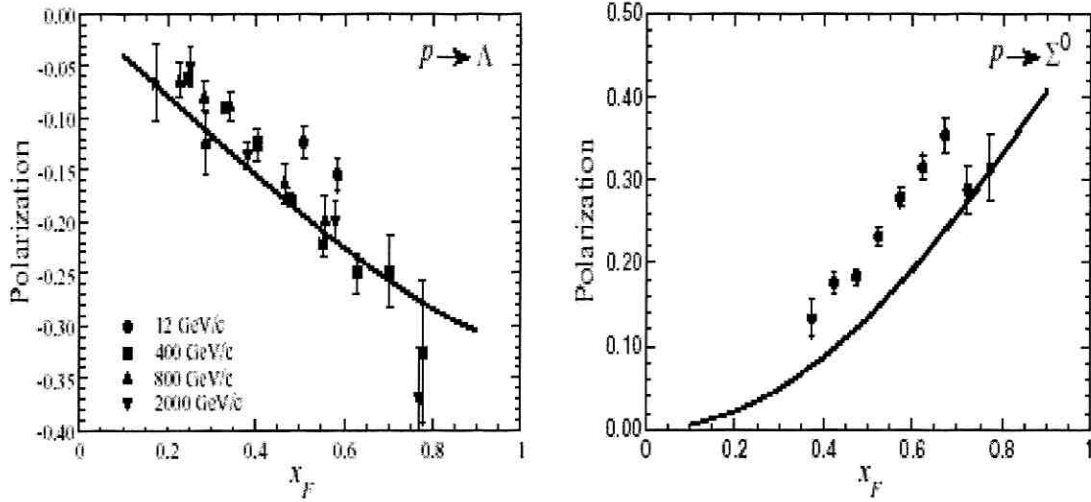


Figura 1.8: a). Esquerdo: Polarização do Λ na colisão pp a $p_T=1$ GeV/c comparado com dados experimentais. b). Direito: Polarização do Σ na colisão pp a $p_T=1$ GeV/c comparado com dados experimentais.

Se se aplica o modelo de recombinação de quarks para o caso de fotoprodução de Λ_c , tem que se trocar a distribuição do diquark do próton pela distribuição de quark do fóton $G_{q/\gamma}$ ⁷ na Eq. 1.4. Neste caso, o quark c "pega" um diquark para formar o Λ_c . Deve-se notar que ambos processos de recombinação do diquarks spin-0 e spin-1 contribuem na reação.

Então, para a polarização do Λ_c fotoproduzido se tem a seguinte expressão:

$$P_N(\Lambda_c) = \frac{\sum_j R_j \int (dx_i dy_i dz_i / x_i) G_{\Lambda_c}^2 \sigma_{\text{dep.},j} f_{(qq)j} G_{q/\gamma} \Delta^3 \Delta^4}{\sum_j \int (dx_i dy_i dz_i / x_i) G_{\Lambda_c}^2 \sigma_{\text{ind.},j} f_{(qq)j} G_{q/\gamma} \Delta^3 \Delta^4} \quad (1.10)$$

onde j vai sobre todas as possíveis combinações de quarks e diquarks.

⁷É bem conhecido que o fóton real tem estrutura hadrônica (méson vetorial), devido a que o fóton real tem tempo suficiente para virar um sistema $q\bar{q}$. De fato, a distribuição de quark do fóton real observado num espalhamento lépton-fóton profundamente inelástico contém os componentes hadrônicos substanciais.

Capítulo 2

Considerações Teóricas

O presente estudo será realizado para o decaimento:

$$\Lambda_c \rightarrow \Lambda^0 + \pi \quad (2.1)$$

que é um processo de decaimento fraco envolvendo partículas de spin semi-inteiro.

Nos últimos anos da década dos cinquenta os decaimentos de partículas de spin semi-inteiro em estados de duas partículas, uma de spin nulo e outra de spin 1/2, atraíram a atenção de parte da comunidade de física por duas razões:

1. Inicialmente levantou-se a hipótese de que através do estudo desses decaimentos seria possível a determinação do spin, ainda desconhecido de algumas partículas [62].
2. Posteriormente o processo foi apontado por Lee e Yang como uma possível janela para o estudo da violação de paridade [63, 64, 65, 66], por eles postulada e posteriormente verificada.

Neste capítulo tratar-se-á inicialmente o problema para partículas de spin 1/2 utilizando um formalismo não relativístico muito simples porém didaticamente relevante para a compreensão do resultado final. Finalmente, tratar-se-á o problema de forma relativista.

2.1 Formalismo não Relativista

2.1.1 Aspectos iniciais

Primeiro vai-se fazer um tratamento não-relativista do spin. Neste quadro, o spin é um grau de liberdade totalmente desconectado dos outros graus de liberdade de forma que o espaço das funções de onda é simplesmente o produto tensorial do espaço das funções de onda de (\vec{r}, t) e do espaço dos spinores.

$$|\Psi(\vec{\sigma}, \vec{r}, t)\rangle = |\Phi(\vec{r}, t)\rangle \otimes |\chi(\vec{\sigma})\rangle \quad (2.2)$$

A polarização é o valor médio do spin:

$$\vec{P} = \langle \vec{S} \rangle \quad (2.3)$$

Para partículas de spin 1/2:

$$\vec{S} = \frac{\hbar}{2} \vec{\sigma} \quad (2.4)$$

onde σ_i são as matrizes de Pauli.

Então:

$$\vec{P} = \frac{\hbar}{2} \langle \vec{\sigma} \rangle = \frac{\hbar}{2} \text{Tr}(\vec{\sigma} \rho) \quad (2.5)$$

onde ρ é o operador densidade de spin.

Sempre no caso de spin 1/2 temos que ρ é uma matriz 2×2 , logo pode ser escrita de forma mais geral na base das matrizes $\hat{\mathbf{1}}, \hat{\sigma}_1, \hat{\sigma}_2, \hat{\sigma}_3$.

$$\rho = a \hat{\mathbf{1}} + \vec{b} \cdot \vec{\sigma} \quad (2.6)$$

Como $\text{Tr}(\rho) = 1 \Rightarrow a = \frac{1}{2}$

É usual escrever a polarização em unidades de $\hbar/2$, então ¹

$$\begin{aligned}
 P_j &= \text{Tr}(\rho\sigma_j) = \text{Tr}(a\sigma_j) + \text{Tr}(b_i\sigma_i\sigma_j) \\
 &= \text{Tr}(b_j) + i\epsilon_{ijk}b_i\text{Tr}(\sigma_k) \\
 &= b_j\text{Tr}(\hat{\mathbf{1}}) \\
 \Rightarrow b_j &= \frac{P_j}{2}
 \end{aligned} \tag{2.7}$$

Logo a equação 2.6 fica:

$$\rho = \frac{1}{2}(\hat{\mathbf{1}} + \vec{P} \cdot \vec{\sigma}) \tag{2.8}$$

Se escolhermos z na direção da polarização: $\vec{P} = P\vec{k}$, então o operador densidade fica:

$$\rho = \frac{1}{2}(\hat{\mathbf{1}} + P\hat{\sigma}_z) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1+P & 0 \\ 0 & 1-P \end{pmatrix} \tag{2.9}$$

que também pode ser escrito na base formada pelos autoestados de σ_z ($|\uparrow\rangle, |\downarrow\rangle$) da seguinte maneira:

$$\rho = \frac{1}{2}(1+P)|\uparrow\rangle\langle\uparrow| + \frac{1}{2}(1-P)|\downarrow\rangle\langle\downarrow| \tag{2.10}$$

Então P é a probabilidade de o spin da partícula estar no estado *up* ($|\uparrow\rangle$) menos a probabilidade de estar no estado *down* ($|\downarrow\rangle$) sobre a soma destas probabilidades.

$$P = \frac{\frac{1}{2}[(1+P) - (1-P)]}{\frac{1}{2}[(1+P) + (1-P)]} \tag{2.11}$$

A expressão 2.11 pode ser escrita de outra forma:

$$P = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} \tag{2.12}$$

onde N^+ é o número de partículas com spin projetados para cima, e N^- é o número de partículas com spin projetados para baixo.

¹Lembrar que:

$$\begin{aligned}
 \text{Tr}(\sigma_i) &= 0 \\
 \sigma_i\sigma_j &= \delta_{ij} + i\epsilon_{ijk}\sigma_k
 \end{aligned}$$

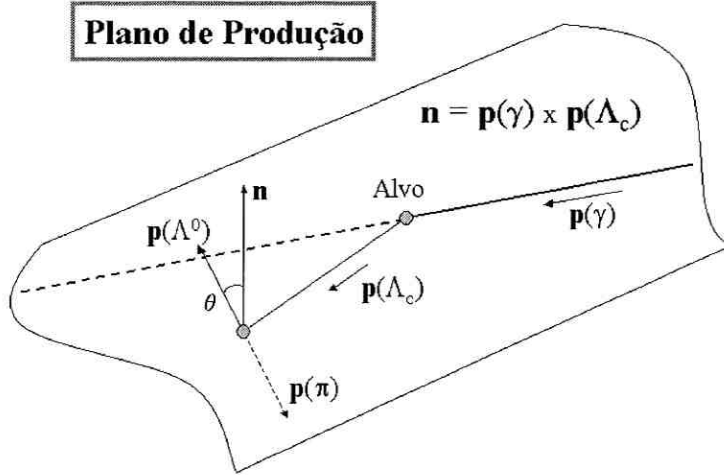


Figura 2.1: Referencial de repouso do Λ_c . θ é o ângulo entre a direção do Λ^0 e o vetor normal ao plano de produção.

2.1.2 Violação de paridade e Conservação de Momento angular

Agora iremos analisar o decaimento fraco de uma partícula polarizada de spin $1/2$ em outra partícula de spin $1/2$ e uma de spin 0 (ex. $\Lambda_c \rightarrow \Lambda\pi$).

No decaimento do Λ_c se têm que:

$$J_{inicial} = S_{\Lambda_c} = \frac{1}{2}$$

Logo no estado final se terá:

$$S_{\Lambda^0} = \frac{1}{2}, \quad S_{\pi} = 0$$

Como $\vec{J}_{inicial} = \vec{J}_{final}$, ($\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$), então os únicos valores permitidos do momento angular são $L = 0, 1$ (onda s ou p).

No referencial de repouso da partícula que decai (Λ_c), a matriz de transição mais geral que conserva o momento angular é da forma [67]:

$$M = a_s + a_p \vec{\sigma} \cdot \vec{q} = a_s + a_p \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \exp(-i\phi) \\ \sin \theta \exp(i\phi) & -\cos \theta \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

onde \vec{q} é um vetor unitário na direção do momento de decaimento do Λ^0 , a_s e a_p são as amplitudes de transição aos estados de momento orbital angular final s e p respectivamente.

Usando o formalismo do operador densidade pode-se calcular a distribuição angular. Para o estado inicial usamos o operador densidade da expressão 2.8.

A distribuição angular é dada por:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}\text{Tr}(M\rho_iM^\dagger) &= \frac{1}{4}\text{Tr}[(a_s + a_p \vec{\sigma} \cdot \vec{q})(\hat{1} + \vec{P} \cdot \vec{\sigma})(a_s^* + a_p^* \vec{\sigma} \cdot \vec{q})] \\ &= \frac{1}{4}\text{Tr}[|a_s|^2 + |a_p|^2\vec{P} \cdot \vec{\sigma} + 2\text{Re}(a_s a_p^*)\vec{\sigma} \cdot \vec{q} + 2\text{Re}(a_s a_p^*)(\vec{\sigma} \cdot \vec{q})(\vec{\sigma} \cdot \vec{P}) \\ &\quad + |a_p|^2(\vec{\sigma} \cdot \vec{q})^2 + |a_p|^2(\vec{\sigma} \cdot \vec{q})^2(\vec{\sigma} \cdot \vec{P})] \end{aligned}$$

e lembrando que :

$$(\vec{\sigma} \cdot \vec{a})(\vec{\sigma} \cdot \vec{b}) = \vec{a} \cdot \vec{b} + i\vec{\sigma} \cdot (\vec{a} \times \vec{b})$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}\text{Tr}(M\rho_iM^\dagger) &= \frac{1}{4}[2(|a_s|^2 + |a_p|^2) + 4\text{Re}(a_s a_p^*)\vec{P} \cdot \vec{q}] \\ &= \frac{1}{2}(|a_s|^2 + |a_p|^2)\left[1 + \frac{2\text{Re}(a_s a_p^*)}{|a_s|^2 + |a_p|^2}\vec{P} \cdot \vec{q}\right] \end{aligned} \quad (2.14)$$

Então a distribuição angular pode-se escrever da seguinte forma:

$$W(\theta) = \frac{1}{2}(|a_s|^2 + |a_p|^2)[1 + \alpha P \cos \theta] \quad (2.15)$$

onde:

$$\alpha = \frac{2\text{Re}(a_s a_p^*)}{|a_s|^2 + |a_p|^2} \quad (2.16)$$

é o parâmetro de assimetria inerente no processo de decaimento, e θ é o ângulo entre a direção do Λ^0 no referencial de repouso do Λ_c e a direção do spin.

2.2 Formalismo Relativista

O formalismo utilizado anteriormente considera apenas a conservação de momento angular e o fato de que as interações fracas violam paridade. Nesta seção serão obtidos os mesmos resultados da seção anterior através do formalismo relativista de Dirac.

Se bem que o estudo seja feito para o decaimento da partícula Λ_c , os resultados obtidos valem, porém, para qualquer decaimento fraco onde uma partícula de spin 1/2 produz uma outra de spin 1/2 e uma partícula de spin nulo.

O elemento de matriz do Hamiltoniano [68] efetivo para o decaimento de Λ_c é:

$$\langle \Lambda^0, \pi | H | \Lambda_c \rangle = \frac{1}{V\sqrt{2VE_\pi}} \bar{u}_{\Lambda^0}(\mathbf{q}_{\Lambda^0})(1 + \rho\gamma_5)u_{\Lambda_c}(\mathbf{q}_{\Lambda_c})F \int d^3x e^{i(q_{\Lambda_c} - q_{\Lambda^0} - q_\pi)x} \quad (2.17)$$

onde F é uma "corrente" efetiva causada pela interação forte e é de natureza escalar. Como a energia e o momento de todas as partículas estão determinadas pela cinemática do decaimento, então esta amplitude deve ser constante.

O parâmetro ρ descreve a violação de paridade do decaimento.

Poder-se-ia crer que a expressão 2.17 é de alguma forma especial pois corresponde a uma interação escalar pura para o processo de decaimento. No entanto, pode-se mostrar facilmente que devido à conservação do momento-energia, todas as outras possíveis interações são equivalentes a uma interação escalar. A probabilidade de transição por unidade de tempo será:

$$\begin{aligned} \frac{\delta W}{\delta t} &= \frac{|F|^2}{4\pi^2} \iint dq_\pi dq_{\Lambda^0} \delta(q_\pi^2 + m_\pi^2) \delta(q_{\Lambda^0}^2 + M_{\Lambda^0}^2) \delta^4(q_{\Lambda_c} - q_{\Lambda^0} - q_\pi) \times \\ &\times \theta(q_\pi^2) \theta(q_{\Lambda^0}^2) 2E_{\Lambda^0} |\bar{u}_{\Lambda^0}(\mathbf{q}_{\Lambda^0})(1 + \rho\gamma_5)u_{\Lambda_c}(\mathbf{q}_{\Lambda_c})|^2 \end{aligned} \quad (2.18)$$

No sistema de referência do Λ_c e assumindo que a partícula esteja polarizada ao longo da direção positiva de z^2 , integra-se³ a expressão 2.18 sobre todas as variáveis a exceção do ângulo entre a direção de movimento do lambda e a direção da polarização da partícula Λ_c . Logo, da expressão 2.18 se encontra que:

$$\begin{aligned} \frac{\delta W}{\delta t} &= \frac{|F|^2}{8} \frac{d\Omega_{\Lambda^0}}{4\pi} \left(1 + \frac{M_{\Lambda^0}^2 - m_\pi^2}{M_{\Lambda_c}^2} \right) \frac{1}{M_{\Lambda_c}} \sqrt{\lambda(M_{\Lambda_c}^2, M_{\Lambda^0}^2, m_\pi^2)} \times \\ &\times |\bar{u}_{\Lambda^0}(\mathbf{q}_{\Lambda^0})(1 + \rho\gamma_5)u_{\Lambda_c}(0)|^2 \end{aligned} \quad (2.19)$$

Deixando de lado fatores não importantes e denotando por θ o ângulo entre a direção do movimento do lambda e a direção da polarização da partícula Λ_c ,

²Aqui também vai-se escolher o eixo z na direção do vetor normal ao plano de produção (como foi definido na Fig. 2.1).

³Para uma melhor compreensão do cálculo das expressões 2.18 e 2.19 veja-se a Ref. [69]

se encontra da equação 2.19 a seguinte distribuição angular para o decaimento de partículas Λ_c polarizadas:

$$W_{\uparrow}^+(\theta) = |\bar{u}_{\Lambda^0}^1(\mathbf{q}_{\Lambda^0})(1 + \rho\gamma_5)u_{\Lambda_c}^1(0)|^2 \quad (2.20)$$

com

$$|\mathbf{q}_{\Lambda^0}| = |\mathbf{q}_{\pi}| = \frac{1}{2M_{\Lambda_c}} \sqrt{\lambda(M_{\Lambda_c}^2, M_{\Lambda^0}^2, m_{\pi}^2)} \quad (2.21)$$

Usando a forma explícita das funções u^4 , pode-se escrever a equação 2.20 mais explicitamente para o caso que a partícula Λ^0 que emerge está também polarizada na direção positiva de z .

Então teremos que⁵:

$$\begin{aligned} \bar{u}_{\Lambda^0}^1(\mathbf{q}_{\Lambda^0}) &= u_{\Lambda^0}^{1\dagger}(\mathbf{q}_{\Lambda^0})\gamma_4 \\ &= \sqrt{\frac{M_{\Lambda^0} + E_{\Lambda^0}}{2E_{\Lambda^0}}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & \frac{-(q_{\Lambda^0})_z}{M_{\Lambda^0} + E_{\Lambda^0}} & \frac{-(q_{\Lambda^0})^+}{M_{\Lambda^0} + E_{\Lambda^0}} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.22)$$

$$(1 + \rho\gamma_5) = \begin{pmatrix} \hat{\mathbf{1}} & -\rho \\ -\rho & \hat{\mathbf{1}} \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

$$u_{\Lambda_c}^1(0) = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.24)$$

Logo $W_{\uparrow}^+(\theta)$ será:

$$\begin{aligned} W_{\uparrow}^+(\theta) &= \frac{M_{\Lambda^0} + E_{\Lambda^0}}{2E_{\Lambda^0}} \left| 1 + \frac{\rho (q_{\Lambda^0})_z}{M_{\Lambda^0} + E_{\Lambda^0}} \right|^2 \\ &= \frac{M_{\Lambda^0} + E_{\Lambda^0}}{2E_{\Lambda^0}} \left| 1 + \frac{\rho |\mathbf{q}_{\Lambda^0}|}{M_{\Lambda^0} + E_{\Lambda^0}} \cos\theta \right|^2 \end{aligned} \quad (2.25)$$

A correspondente distribuição quando a partícula Λ^0 emerja polarizada ao longo da direção negativa de z será:

$$W_{\uparrow}^-(\theta) = |\bar{u}_{\Lambda^0}^2(\mathbf{q}_{\Lambda^0})(1 + \rho\gamma_5)u_{\Lambda_c}^1(0)|^2 \quad (2.26)$$

⁴Vide Apêndice A.

⁵O fator $(1 + \rho\gamma_5)$ é uma matriz 4×4 , e $\hat{\mathbf{1}}$ é a matriz unitária 2×2 .

Neste caso usam-se as expressões 2.23 e 2.24 junto com a correspondente função $\bar{u}_{\Lambda^0}^2$:

$$\begin{aligned}\bar{u}_{\Lambda^0}^2(\mathbf{q}_{\Lambda^0}) &= u_{\Lambda^0}^{2\dagger}(\mathbf{q}_{\Lambda^0})\gamma_4 \\ &= \sqrt{\frac{M_{\Lambda^0} + E_{\Lambda^0}}{2E_{\Lambda^0}}} \left(1 \quad 0 \quad \frac{-(q_{\Lambda^0})^+}{M_{\Lambda^0} + E_{\Lambda^0}} \quad \frac{(q_{\Lambda^0})_z}{M_{\Lambda^0} + E_{\Lambda^0}} \right)\end{aligned}\quad (2.27)$$

Então $W_{\uparrow}^-(\theta)$ será:

$$W_{\uparrow}^-(\theta) = \frac{|\rho|^2 |\mathbf{q}_{\Lambda^0}|^2 \sin^2\theta}{2E_{\Lambda^0}(M_{\Lambda^0} + E_{\Lambda^0})}\quad (2.28)$$

Se as duas polarizações forem aceitas pelo detector, então a distribuição angular para o decaimento das partículas Λ_c completamente polarizadas será:

$$W_{\uparrow}(\theta) = W_{\uparrow}^+(\theta) + W_{\uparrow}^-(\theta)\quad (2.29)$$

Finalmente, de 2.25 e 2.28 se terá que:

$$W_{\uparrow}(\theta) = A (1 + \alpha \cos\theta)\quad (2.30)$$

onde

$$A = \left(\frac{M_{\Lambda^0} + E_{\Lambda^0}}{2E_{\Lambda^0}} \right) \left(1 + \frac{|\rho|^2 |\mathbf{q}_{\Lambda^0}|^2}{(M_{\Lambda^0} + E_{\Lambda^0})^2} \right)\quad (2.31)$$

$$\alpha = \frac{2\text{Re}(\rho) |\mathbf{q}_{\Lambda^0}|}{(M_{\Lambda^0} + E_{\Lambda^0}) \left(1 + \frac{|\rho|^2 |\mathbf{q}_{\Lambda^0}|^2}{(M_{\Lambda^0} + E_{\Lambda^0})^2} \right)}\quad (2.32)$$

$$\alpha : \text{Parâmetro de assimetria.}\quad (2.33)$$

Se agora a partícula Λ_c está polarizada na direção negativa de z , a distribuição angular é obtida de forma similar ao caso anterior.

A função $u_{\Lambda_c}^2(0)$ para este caso será:

$$u_{\Lambda_c}^2(0) = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}\quad (2.34)$$

As funções \bar{u}_{Λ^0} e o fator $(1 + \rho\gamma_5)$ são os mesmos que foram usados no caso anterior. Logo, para o caso em que a partícula Λ^0 emerge polarizada na direção positiva de z , a distribuição angular será:

$$W_{\downarrow}^+(\theta) = |\bar{u}_{\Lambda^0}^1(\mathbf{q}_{\Lambda^0})(1 + \rho\gamma_5)u_{\Lambda_c}^2(0)|^2 \quad (2.35)$$

então:

$$W_{\downarrow}^+(\theta) = \frac{|\rho|^2 |\mathbf{q}_{\Lambda^0}|^2 \sin^2\theta}{2E_{\Lambda^0}(M_{\Lambda^0} + E_{\Lambda^0})} \quad (2.36)$$

Por último, no caso em que a partícula Λ^0 emerge polarizada na direção negativa de z , a distribuição angular será:

$$W_{\downarrow}^-(\theta) = |\bar{u}_{\Lambda^0}^2(\mathbf{q}_{\Lambda^0})(1 + \rho\gamma_5)u_{\Lambda_c}^2(0)|^2 \quad (2.37)$$

então:

$$W_{\downarrow}^-(\theta) = \frac{M_{\Lambda^0} + E_{\Lambda^0}}{2E_{\Lambda^0}} \left| 1 - \frac{\rho |\mathbf{q}_{\Lambda^0}|}{M_{\Lambda^0} + E_{\Lambda^0}} \cos\theta \right|^2 \quad (2.38)$$

Da mesma forma que no caso anterior, se ambas polarizações são aceitas pelo detector:

$$W_{\downarrow}(\theta) = W_{\downarrow}^+(\theta) + W_{\downarrow}^-(\theta) \quad (2.39)$$

se terá uma distribuição angular para as partículas Λ_c completamente polarizadas da forma:

$$W_{\downarrow}(\theta) = A (1 - \alpha \cos\theta) \quad (2.40)$$

onde A e α são os mesmos que nas expressões obtidas em 2.31 e 2.32.

Se agora tivéssemos uma mistura estatística de N_0 partículas polarizadas ao longo das direções positiva e negativa de z , a distribuição angular para o produto do decaimento será:

$$\begin{aligned} W(\theta) &= N_{\uparrow}W_{\uparrow}(\theta) + N_{\downarrow}W_{\downarrow}(\theta) \\ &= N_{\uparrow} A(1 + \alpha \cos\theta) + N_{\downarrow} A(1 - \alpha \cos\theta) \\ &= A(N_{\uparrow} + N_{\downarrow})[1 + \alpha P \cos\theta] \end{aligned} \quad (2.41)$$

onde N_{\uparrow} e N_{\downarrow} é o número de partículas com spin na direção positiva e negativa de z respectivamente ($N_0 = N_{\uparrow} + N_{\downarrow}$), e P é a polarização média do estado inicial:

$$P = \frac{(N_{\uparrow} - N_{\downarrow})}{(N_{\uparrow} + N_{\downarrow})} \quad (2.42)$$

Então:

$$W(\theta) = A N_0 [1 + \alpha P \cos \theta] \quad (2.43)$$

O número total de partículas na mistura será:

$$N_0 = \int_{-1}^1 W(\theta) d(\cos \theta) = A N_0 \int_{-1}^1 (1 + \alpha P \cos \theta) d(\cos \theta) \quad (2.44)$$

de onde se obtém que $A = 1/2$.

Logo:

$$W(\theta) = \frac{N_0}{2} [1 + \alpha P \cos \theta] \quad (2.45)$$

Pode-se observar das expressões 2.15 e 2.45 que ambos tratamentos produzem resultados similares para a determinação da polarização de uma partícula de spin 1/2 que decai fracamente em uma partícula de spin 1/2 e outra de spin nulo.

Então para determinar experimentalmente a polarização do bárion Λ_c , deve-se medir a distribuição angular das partículas produzidas no referencial de repouso do Λ_c e usar qualquer uma das expressões 2.15 ou 2.45.

Capítulo 3

A Experiência FOCUS/E831

A experiência FOCUS (*Photoproduction of Charm in an Upgraded Spectrometer*), também conhecida como experimento E831 [70] do Fermilab, é um experimento de alvo fixo de fotoprodução de partículas com charme. Para produzir o feixe de fótons do experimento FOCUS foi utilizado o Tevatron do Fermilab, o acelerador de partículas mais potente do mundo. O experimento E831 é uma versão melhorada de seu antecessor, o experimento E687 [71]. A experiência tomou dados durante a rodada de experimentos de alvo fixo no Fermilab de 1996 a 1997. A reconstrução dos dados começou em inícios de 1998 e foi finalizada em 1999.

FOCUS é um experimento de alta estatística. Sua principal meta era reconstruir completamente 10^6 decaimentos de partículas com charme, uma ordem de magnitude a mais do que a geração anterior de experimentos de fotoprodução de charme (E687). O objetivo foi amplamente superado e isto permitiu à colaboração FOCUS realizar estudos de precisão de decaimentos com charme que antes não tinham sido possíveis por falta de estatística. No E831, um feixe fótons colide com um alvo fixo formado de segmentos finos de óxido de berílio. Os produtos da colisão, incluindo partículas com charme são então analisados pelo detector (espectrômetro) de FOCUS. O espectrômetro está composto de diferentes dispositivos que detectam a energia depositada pelas partículas que passam através deles. Esta energia é convertida em sinais eletrônicos que se armazenam em discos rígidos usando o sistema de aquisição de dados. A informação é ordenada e copiada em fitas e depois proces-

sada "off-line" para produzir variáveis físicas básicas como momento, massa, energia e que depois são usados para a análise mais detalhada dos dados.

3.1 O Feixe de Fótons de FOCUS

A experiência E831/FOCUS fez incidir um feixe de fótons de alta energia e intensidade sobre um alvo. O processo para extrair fótons a partir do feixe de prótons que vem do Tevatron implica várias etapas que envolvem três alvos de produção (além do alvo experimental), portanto, o número de fótons que se obtém por cada próton é muito baixo. Para experiências de alvo fixo, se aceleram no Tevatron prótons energias de 800 GeV que viajam em pacotes com uma radiofrequência de 53 Mhz. Cada 60 segundos, os prótons são extraídos do Tevatron e enviados para a linha de feixe do FOCUS (procedimento indicado com o nome de *spill*): a extração dura aproximadamente 20 segundos e é precedida por um *prespill* de menos de um segundo. Um spill do Tevatron entrega cerca de 5×10^{12} prótons sobre o alvo de produção resultando aproximadamente 1×10^{12} fótons incidentes sobre o alvo experimental.

Um esquema do feixe de fótons do FOCUS é mostrado na Fig. 3.1. Os prótons primários de 800 GeV de energia que se extraem do Tevatron incidem sobre um alvo de deutério líquido (indicado na figura como alvo de produção), gerando assim diversos tipos de partículas secundárias que incluem fótons de alta energia dos decaimentos de π^0 's ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$). Ao término desta primeira fase, as partículas carregadas se separam do feixe de partículas neutras mediante eletroímãs. Se utiliza o deutério por causa de sua alta razão A/Z (peso atômico/número atômico) que maximiza o número de interações fortes e minimiza as re-interações dos fótons.

O feixe de partículas neutras impacta uma lâmina de chumbo (de comprimento de radiação 50%) chamada "conversor de fótons", aonde os fótons interagem para produzir principalmente pares elétron-pósitron. Depois os elétrons e pósitrons se enfocam com quadrupolos magnéticos para serem desviados da linha principal e divididos simetricamente em dois feixes secundários rodeando um *dump* central (bloco de concreto) colocado sobre a linha principal. Com este esquema de utilizar tanto os

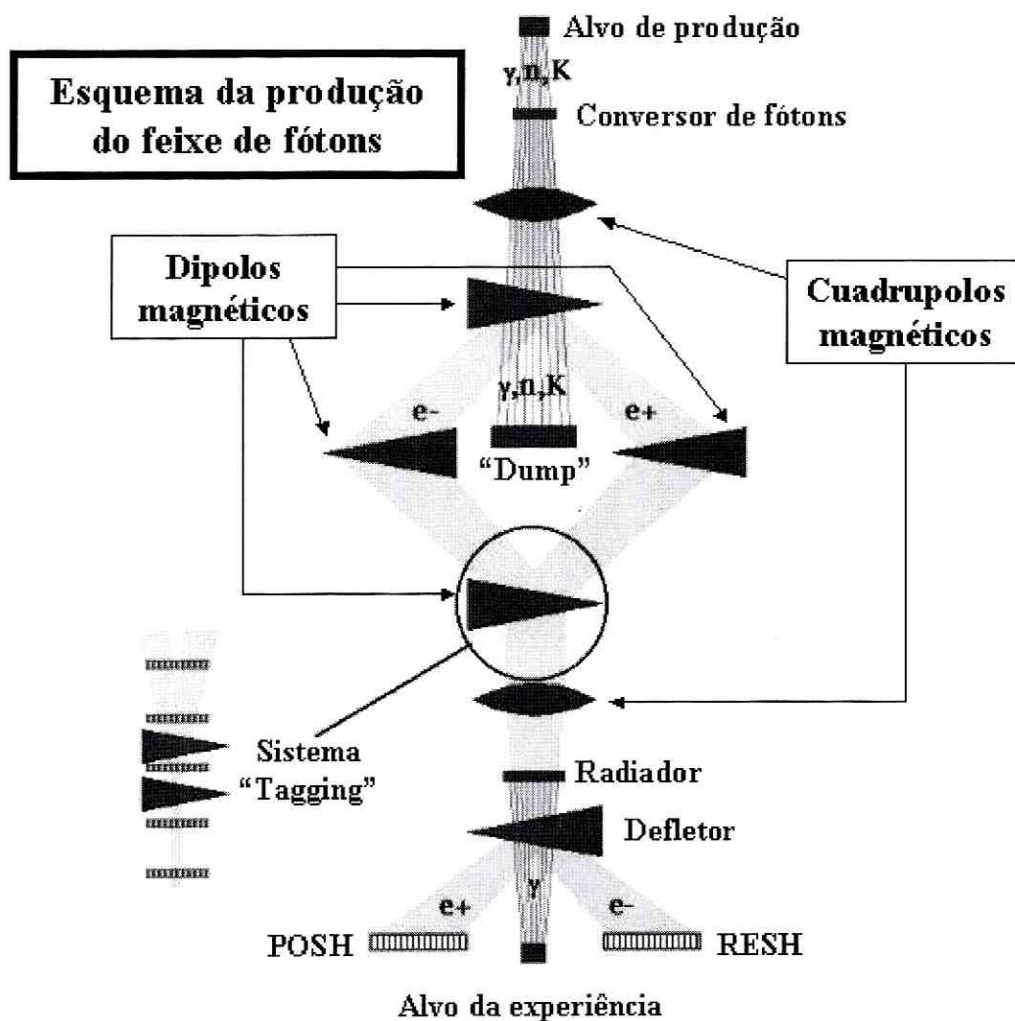


Figura 3.1: Feixe de fótons de FOCUS.

feixes de elétrons quanto de pósitrons ao redor do "dump" é que o feixe de FOCUS consegue dobrar a intensidade do feixe do experimento E687 [72]. As partículas neutras que não interagem no conversor (K , γ , etc.) são absorvidas no "dump".

Os feixes de elétrons e pósitrons passam através de dipolos magnéticos que os redirecionam à trajetória original, onde um sistema de quadropolos refocaliza o feixe. Este feixe incide sobre um radiador de chumbo (de comprimento de radiação 20%), onde mediante o processo de *bremstrahlung* se produzem os fótons que depois incidem sobre o alvo experimental. Os elétrons e pósitrons desviam-se do feixe de fótons e são absorvidos nos calorímetros eletromagnéticos (RESH e POSH) para medidas de posição e energia. Medindo e comparando as energias dos elétrons e pósitrons antes e depois da interação com o radiador, pode-se estimar a energia perdida por *bremstrahlung* e calcular evento por evento a energia do feixe de fótons. A energia média dos fótons produzidos pelo feixe de elétrons de 300 GeV é aproximadamente 175 GeV.

Este sistema de produção multi-etapa do feixe de fótons foi escolhido para obter uma amostra limpa de fótons. Um inconveniente deste sistema é que para ter um feixe de fótons de intensidade suficientemente alta para produzir uma quantidade considerável de partículas com charme, o sistema de transporte que desvia os elétrons e pósitrons ao redor do "dump", deve aceitar elétrons e pósitrons em uma ampla faixa de momento (centrado ao redor dos 263 GeV para elétrons e 273 GeV para pósitrons como uma dispersão do momento de aproximadamente $\pm 15\%$). Portanto, há uma incerteza implícita na energia elétron/pósitron, e para medir esta energia com mais precisão requerem-se de detectores adicionais. Com este sistema de produção do feixe, a contaminação do feixe de fótons por hádrons é muito baixa, e assim a produção de partículas com charme é devida principalmente a interações de fótons. A principal contaminação é devida a neutrons. A parte do sistema desde o alvo de produção aos dipolos que recombina o feixe de elétrons e pósitrons fica no vácuo, e dos dipolos ao alvo experimental o feixe se encontra num ambiente cheio de hélio para minimizar as interações com o ar. [72]

3.2 O Espectrômetro

O espectrômetro da experiência FOCUS/E831 de alvo fixo do Fermilab foi empregado para estudar a fotoprodução de charme usando um feixe de fótons com uma energia média de 175 GeV. O aparato de grande abertura angular tem aproximadamente 30 m. de comprimento, Fig. 3.2, e é capaz de detectar partículas produzidas nas interações da colisão do feixe de fótons com um alvo segmentado de óxido de berílio. O detector permite um bom seguimento (*tracking*) e excelente identificação de hádrons e léptons carregados.

Após da colisão fóton-núcleon, as partículas carregadas que emergem do alvo são rastreadas usando dois sistema de detectores de microtiras de silício altamente segmentados. Estas partículas são desviadas por dois eletroímãs de polaridade oposta e rastreadas por cinco câmaras de fios proporcionais para medir seu momento. A identificação das partículas é efetuada por três contadores Čerenkov. Para detectar fótons e elétrons se usou dois calorímetros eletromagnéticos. Para registrar a energia hadrônica total liberada na interação se usou o calorímetro hadrônico.

O espectrômetro de FOCUS é uma versão melhorada do espectrômetro da experiência E687 [71]. Muitos dos detectores usados na FOCUS foram usados no E687. Não obstante, a maior parte dos detectores (e componentes) foram melhorados [73] e se introduziu novos detectores.

3.2.1 O Sistema de Rastreamento de Microtiras de Silício

O rastreio de partículas e identificação de vértices se realiza através de dois sistemas de detectores de microtiras de silício. O primeiro sistema fica localizado entre os segmentos do alvo experimental e é conhecido como *Target Silicon*, TS, o segundo fica localizado além do alvo (na direção do feixe) e é conhecido como detector de microtiras de silício (*Silicon Microstrips Detector*), SSD.

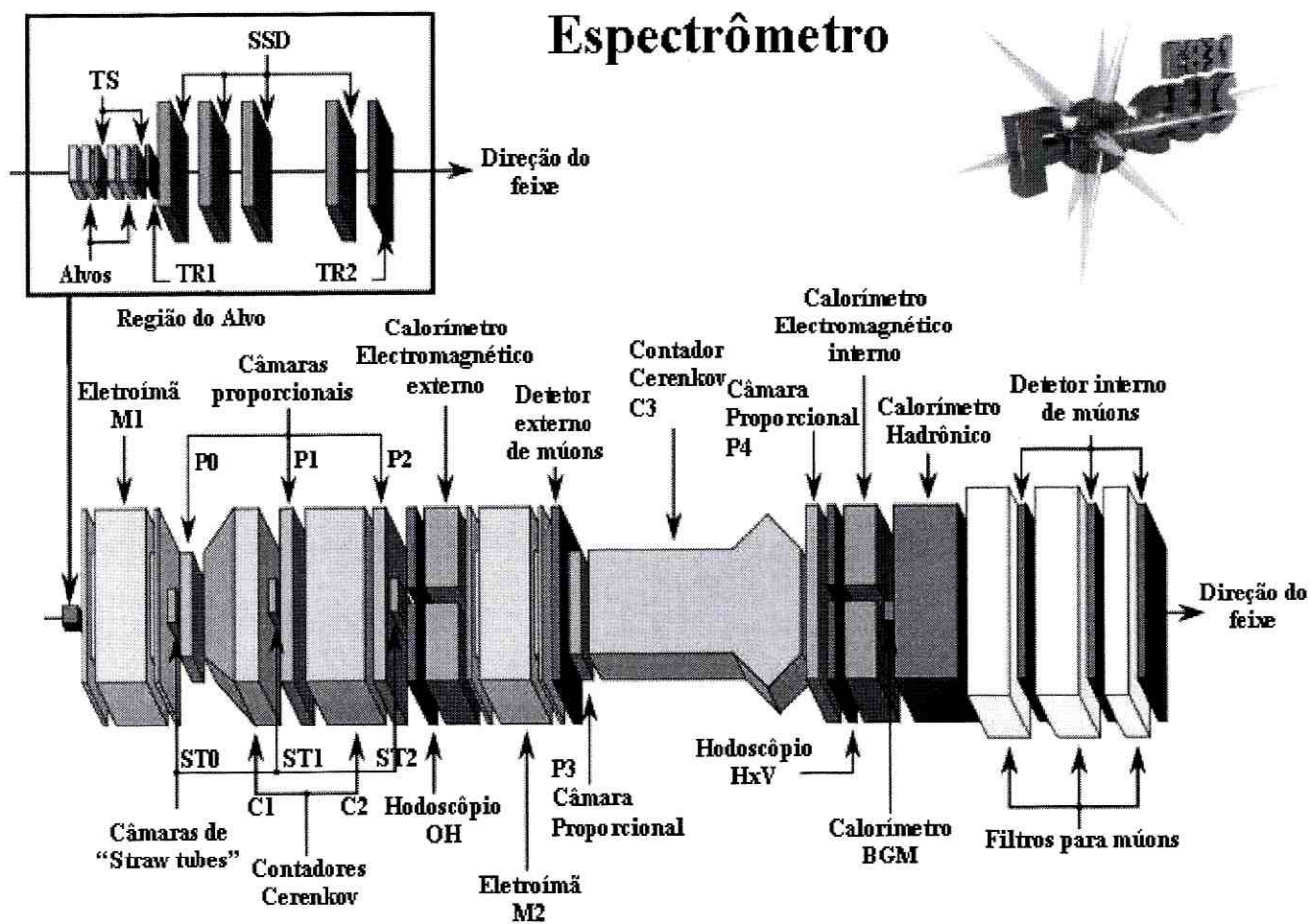


Figura 3.2: Espectrômetro da experiência E831/FOCUS.

Target Silicon (TS)

O detector target silicon é um sistema de planos de microtiras de silício intercalados entre os segmentos do óxido de berílio. Seu uso permite identificar decaimentos de charme com alta resolução e incrementar a "aceitação" geométrica do espectrômetro. O uso deste sistema melhora a resolução espacial transversal por um factor maior que dois e a resolução de massa por mais do 10%. O TS só foi instalado em 1997, e portanto, só 2/3 dos dados recolhidos contém informação deste detector. O TS consiste de duas estações de planos detectores de silício. Cada estação tem dois planos orientados $\pm 45^\circ$ respeito à horizontal, cada plano tem 1024 tiras separadas $25 \mu\text{m}$ entre si, cada tira é de 50 mm. de comprimento. A área ativa de cada plano é de $50 \times 25 \text{ mm}^2$. Cada plano detector de microtiras de silício também atua como um alvo ativo que pode produzir partículas com charme (ou outras) quando os fótons do feixe incidente interagem no detector.

A primeira estação do TS se encontra localizada entre o segundo e o terceiro segmento do alvo de óxido de berílio. A segunda estação fica localizada após do último segmento do alvo e antes do primeiro contador cintilador TR1, usado para gatilho (Ver detalhe na Fig. 3.2).

Detector de Microtiras de Silício (SSD)

O detector de microtiras de silício (SSD) é um sistema de planos detectores de alta resolução que proporciona informação para reconstruir e separar os vértices de produção e decaimento das partículas. Cada plano detector é uma estrutura multidiado sobre uma base de silício de alta resistividade e operada sob polaridade inversa. Quando uma partícula carregada atravessa o silício cria pares elétron-buraco que podem ser detectados como sinais eletrônicos.

Os planos do SSD ficam situados após o alvo (segundo a direção do feixe) e antes do primeiro eletroímã. O SSD consiste de quatro estações de três planos cada um. Em cada estação os planos ficam orientados para medir coordenadas a ângulos de -135° , -45° e -90° com respeito à horizontal. Dentro de cada estação os planos

ficam separados 5 mm. entre eles.

Cada plano consiste de duas regiões, uma região interna de microtiras de silício mais próximas umas de outras, e uma região externa com microtiras mais espaçadas. A primeira estação tem tiras espaçadas a $25\ \mu\text{m}$ na região interna e $50\ \mu\text{m}$ na região externa. As outras três estações tem espaçamento de $50\ \mu\text{m}$ na região interna e $100\ \mu\text{m}$ na externa. Cada um dos doze planos conta com 688 canais de leitura. A região central dos planos detectores tem uma resolução mais alta que a região externa devido que nesta região se registra o maior número de trajetórias de partículas.

Como os três planos da primeira estação tem uma segmentação de canais mais densa que os planos restantes, esta estação é a mais importante para determinar o erro extrapolado associado na estimativa das coordenadas do vértice de produção. A alta resolução conseguida com este detector permite determinar os vértices com uma precisão de aproximadamente $10\ \mu\text{m}$ na direção transversal ao feixe e $500\ \mu\text{m}$ na direção do feixe. Estas resoluções são melhoradas pela incorporação da informação do detector target silicon.

3.2.2 As Câmaras de Fios Proporcionais (PWC)

O sistema de câmaras proporcionais de fios (*Multiwire Proportional Chambers*, PWC) permite reconstruir as trajetórias das partículas carregadas através do espectrômetro. O sistema está composto de cinco câmaras de fios. Para poder determinar com precisão a trajetória das partículas cada câmara tem quatro planos por estação. Os planos consistem de fios orientados a diferentes ângulos 0° , 90° e $\pm 11.3^\circ$ com respeito à horizontal. As estações são identificadas como P0, P1, P2, P3 e P4.

As câmaras P0 e P3 (chamadas estações tipo I) ficam localizadas após do primeiro e segundo eletroímã respectivamente. Estas câmaras tem aberturas centrais de aproximadamente 76 cm por 127 cm. Os fios tem um diâmetro de 0,02032 mm espaçados 2,032 mm entre eles. As câmaras P1, P2 e P4 (estações tipo II) tem aberturas de 152 cm por 229 cm. Os fios tem diâmetros de 0,0254 mm e o espaçamento entre eles é 3,3 mm. P1 e P2 ficam localizados entre P0 e o segundo eletroímã. P4

está situada após do último detector Čerenkov. O gás utilizado nas câmaras foi uma mistura de 75% de argônio e 25% de etano.

O arranjo das câmaras permite medir o momento das partículas que tem trajetórias que realizam ângulos pequenos e passam através dos dois eletroímãs (medidas em P0, P1, P2, P3 e P4), e o momento de aquelas partículas com trajetórias de maior ângulo que não passam através da abertura do segundo eletroímã (medidas em P0, P1 e P2).

3.2.3 As Câmaras Straw Tubes

O maior ruído (background) na experiência é devido à alta produção de pares e^+e^- . Este background se registra principalmente na região central do espectrômetro. Achava-se que o sistema de PWC's não seria capaz de suportar esta alta produção de partículas, é assim se introduziu um conjunto de três câmaras *straw tubes*, ST0, ST1 e ST2, para cobrir a região de pares e^+e^- de cada uma das três primeiras PWC's.

As câmaras de straw tubes trabalham de forma similar às PWC's, mas em vez de usar a alta voltagem em todo o plano, a voltagem se mantém num tubo cilíndrico (straw) com um fio no meio. Os straws são operados com uma mistura de gás de 50% de argônio e 50% de etano.

As três câmaras straw tubes ficam depois das três primeiras estações de PWC's. Cada câmara tem três planos por estação, um vertical e dois alinhados simetricamente a $\pm 11.3^\circ$ da vertical. O sistema completo de straw tubes contém 1206 canais.

Como as PWC's de FOCUS foram adaptadas para suportar a alta produção de partículas, o principal papel das câmaras de straw tubes foi aumentar a redundância das medidas e melhorar a determinação da trajetória das partículas, principalmente para identificar trajetórias falsas.

3.2.4 Os Electroímãs

Para determinar o momento das partículas carregadas, FOCUS utilizou dois potentes eletroímãs de alta corrente e grande abertura. O momento das partículas se

determina medindo o desvio destas ao passarem pelos campos magnéticos dos dois eletroímãs M1 e M2 do espectrômetro. O primeiro eletroímã, M1, fica logo depois do SSD. O segundo, M2, fica no meio do espectrômetro entre a terceira e a quarta câmara de fios proporcionais. (Ver Fig. 3.2)

Para fazer a análise completa do momento das partículas carregadas se faz uso dos eletroímãs e os sistema de rastreamento de partículas que serve para reconstruir as trajetórias.

Os eletroímãs tem polaridades opostas, o que desvia as partículas carregadas em direções opostas no plano vertical. A forma que foram arranjados os eletroímãs permitiu que as trajetórias das partículas carregadas voltassem a sua posição não defletada e consigam passar pelos detectores que se ficam na parte final do espectrômetro. Esta configuração permitiu medir a energia total do evento utilizando os calorímetros localizados ao final do espectrômetro.

Uma consideração importante no "design" de muitos dos detectores é o background dos pares e^+e^- , ja que geralmente a região dos pares fica sem instrumentação. É assim que não foi usado nenhum dispositivo de rastreamento dentro dos eletroímãs. Usaram-se finos sacos plásticos cheios de hélio para reduzir a dispersão múltipla de Coulomb das partículas carregadas que atravessam esta região.

3.2.5 Os Contadores Čerenkov

Em FOCUS foram utilizados três contadores Čerenkov para discriminar partículas carregadas: elétrons, píons, káons e prótons. Uma descrição detalhada dos detectores Čerenkov assim como os algoritmos usados para identificar as trajetórias das partículas na experiência FOCUS se encontram na Ref. [74].

Os detectores Čerenkov são identificados como C1, C2 e C3. Os detectores são operados a pressão atmosférica e em modo limiar. Os gases dentro dos contadores foram escolhidos de tal forma que diferentes índices de refração (i.e. diferentes velocidades da luz) possam estabelecer diferentes momentos nos quais os píons, káons e prótons radiem luz Čerenkov. (Vide Tabela 3.1)

Os detectores Čerenkov C1 e C2 ficaram localizados entre os eletroímãs (M1 e M2), e C3 se localizou depois de M2 seguindo a direção do feixe. O terceiro contador C3 ficou depois do segundo eletroímã. Os contadores C1 e C2 podem detectar todas as trajetórias carregadas que são geralmente reconstruíveis em FOCUS. Só trajetórias de alto momento passam pelo contador C3, assim, este contador só ajuda na identificação destas trajetórias.

Tabela 3.1: Especificações dos detectores Čerenkov. O limiar de momento para as três partículas carregadas mais relevantes é o raio do cone Čerenkov para uma trajetória com $\beta = 1$ para cada contador.

Detector	Gás	P _{Treshold} (GeV/c)			Número de Células	Raio Čerenkov (cm)
		π	K	p		
C1	58%He - 42%N ₂	8.4	29.7	56.5	90	3.0
C2	N ₂ O	4.5	15.9	30.2	110	5.8
C3	He	17.4	61.5	117	100	5.6

Quando uma partícula carregada atravessa um certo material com índice de refração n emitirá radiação Čerenkov se sua velocidade é maior que a velocidade da luz nesse meio. A luz emitida é:

$$\beta = \frac{Pc}{E} \geq \beta_{threshold} = \frac{1}{n} \quad (3.1)$$

O de forma equivalente se o momento é tal que:

$$P \geq P_{threshold} = \frac{m_0 c}{\sqrt{n^2 - 1}} \quad (3.2)$$

onde m_0 é a massa da partícula e P o seu momento. A radiação Čerenkov é emitida em um ângulo bem definido, θ_c , dado pela expressão:

$$\cos\theta_c = \frac{1}{n\beta} \quad (3.3)$$

assim, usando a direção de uma trajetória pode-se calcular aonde deveria aparecer a luz Čerenkov no detector.

Conhecendo o momento da partícula (com ajuda das PWC's e do desvio das trajetórias nos campos magnéticos de M1 e M2) é possível inferir a sua massa examinando se a partícula emite ou não radiação em cada um dos contadores Čerenkov.

O uso dos três detectores permite realizar a identificação de uma partícula de um certo momento com maior precisão devido aos diferentes limiares de emissão de radiação. O limiar de radiação em cada detector foi determinado pelo tipo de gás empregado em cada um deles. Os valores de limiar para C1, C2 e C3 foram escolhidos para que maximizem a faixa de momento de identificação das partículas.

A Tabela 3.2 mostra a faixa de momento no qual as partículas podem ser identificadas ou identificadas com alguma ambigüidade. A identificação se da em termos das trajetórias das partículas que atravessam três ou cinco câmaras (PWC's) baseada no limiar de momento dos detectores.

Tabela 3.2: Faixa de momento para identificação de partículas no sistema Čerenkov

Identificação definida de Čerenkov (Faixa de momento (GeV/c))				
	e	π	K	p
3-chamber	0.16 - 8.5	4.5 - 8.5	16.2 - 29.9	16.2 - 56.8
5-chamber	0.16 - 17.0	4.5 - 17.0	16.2 - 56.8	16.2 - 56.8 e 61.0 - 116.2
Identificação ambigua de Čerenkov (Faixa de momento (GeV/c))				
	e/π	$e/\pi/K$	K/p	$\pi/K/p$
3-chamber	8.5 - 29.9	29.9 - 56.8	4.5 - 16.2	0.16 - 4.5
5-chamber	17.0 - 61.0	61.0 - 116.2	4.5 - 16.2	0.16 - 4.5

3.2.6 Os Calorímetros

A experiência FOCUS utilizou três calorímetros durante a tomada de dados: o calorímetro eletromagnético externo (*Outer Electromagnetic Calorimeter, OE*), o calorímetro eletromagnético interno (*Inner Electromagnetic Calorimeter, IE*) e o calorímetro hadrônico (*Hadronic Calorimeter, HC*).

Os calorímetros medem a energia das partículas por processos destrutivos. Ao passarem as partículas pelo calorímetro estas interagem com o material do que esta feito o detector tendo como resultado a emissão de várias outras partículas. Portanto era preciso que os calorímetros no espectrômetro ficassem após do sistema de rastreamento de partículas carregadas e do sistema Čerenkov de identificação de

partículas.

Nos calorímetros eletromagnéticos as reações relevantes são o processo de bremsstrahlung ($e^\pm \rightarrow e^\pm + \gamma$) e a conversão de pares ($\gamma \rightarrow e^+e^-$). Os calorímetros hadrônicos se baseiam nas interações fortes de hádrons que produzem outros hádrons (típicamente píons). Em ambos casos, se conta o número final de partículas carregadas (luz produzida no cintilador) e se infere a energia devido que o número de partículas é proporcional à energia incidente.

O Calorímetro Eletromagnético Externo (OE)

O calorímetro eletromagnético externo detecta as partículas eletromagnéticas de grandes ângulos. Fica localizado antes do segundo eletroímã (M2). Suas dimensões são 255 cm horizontal e 205 cm verticalmente. Este calorímetro tinha também uma abertura interna de 51 cm por 88 cm igual às dimensões de M2. Esta abertura permitia a passagem das partículas de trajetórias de ângulos pequenos sem afetá-las. Só os elétrons e fótons fora da aceitação de M2 geram cascatas eletromagnéticas no OE. Além da abertura central havia um *gap* central regulável (colocado a 9 cm) ao longo do eixo vertical, o qual evitava que pares e^+e^- das conversões do feixe de fótons produzam cascatas no calorímetro. Mais detalhes sobre o OE pode ser encontrada na Ref. [75].

O Calorímetro Eletromagnético Interno (IE)

O calorímetro eletromagnético interno cobre o ângulo sólido central e dá informação sobre as partículas eletromagnéticas que passam através das aberturas de ambos electroímãs. O IE estava composto de 802 blocos de *lead glass*¹ arranjados em uma geometria tipo pilha. O arranjo foi formado por 37 blocos verticais e 22 blocos horizontais. Havia um *gap* vertical de 14 cm de largura na região central, o que permitia que os fótons do feixe que não interagem e os pares e^+e^- passem através do calorímetro. O IE, incluindo o processo de construção é descrita na Ref. [76].

¹Vidro que contém uma alta proporção de óxido de chumbo e tem uma extraordinária claridade e brilhância.

O Calorímetro Hadrônico (HC)

O propósito do calorímetro hadrônico foi identificar (e registrar) os eventos hadrônicos (i.e. eventos contendo hádrons no estado final) dos quais aproximadamente o 1% continham partículas com charme. Assim, sua função principal foi rejeitar os eventos puramente eletromagnéticos não desejados os quais representavam o maior ruído de fundo (background) da experiência. Ao requerer que a energia hadrônica depositada no HC supere um valor de limiar de aproximadamente 20 GeV, se conseguiu rejeitar de forma efetiva aqueles eventos puramente eletromagnéticos.

O HC consistiu de 28 placas de ferro usadas como absorventes intercaladas com planos de plástico cintilador que agiu como material sensitivo. Os planos cintiladores eram compostos de blocos que registravam os sinais por fibras óticas. A geometria do HC permitiu também medir a energia total e a energia transversal depositada. Além disso, o HC também forneceu informação para a reconstrução da posição das cascatas e para a identificação de múons. Uma descrição com mais detalhe sobre o calorímetro hadrônico pode ser encontrada nas Refs. [77] e [78].

3.2.7 O Sistema de detectores de Múons

O último detector da E831 é o sistema de múons. Este sistema baseou-se no grande poder de penetração dos múons para diferenciá-los de outras partículas carregadas (elétrons e hádrons). O método para detectar múons consiste em colocar detectores de partículas carregadas atrás de uma grande quantidade de material de blindagem, tipicamente aço.

FOCUS usou dois sistemas detectores de múons. O sistema de múons interno que usou elementos comuns de detectores cintiladores e foi usado para identificar múons com ângulos pequenos, e o sistema de múons externo que fez uso de placas resistivas para detectar a passagem dos múons de grande ângulo.

3.3 O Gatilho (Trigger)

O gatilho é um mecanismo que serve para selecionar e armazenar eventos de interesse, no caso do FOCUS foram os eventos que continham partículas com charme. Em FOCUS o número de interações por spill produzidas pelo feixe de fótons que colide com o alvo experimental era extremamente alto $\sim 100 \times 10^6$, das quais somente $\sim 30 \times 10^3$ eram interações hadrônicas. Como o sistema de aquisição de dados não podia operar a uma taxa tão alta de produção, o gatilho fazia uma escolha dos eventos que ia registrar nas fitas. O processo de seleção foi realizado em duas etapas sucessivas.

Os principais elementos do gatilho no FOCUS foram:

- **TR1, TR2**

TR1 e TR2 eram contadores cintiladores. TR1 identificava se alguma interação tinha acontecido no alvo. TR2 indicava se uma partícula carregada havia atravessado o SSD e entrado na abertura de M1.

- **OH**

O OH era um plano hodoscópio cintilador com uma abertura central que coincidia com a abertura do OE. O sinal de OH significava que ao menos uma partícula passou através do arranjo OH.

- **H \times V**

Era um arranjo de planos cintiladores. O arranjo detectava trajetórias de partículas que viajavam através do espectrômetro na região de ângulos pequenos e fora da região dos pares.

- **IM1, IM2**

Estes hodoscopios ficavam no detector interno de múons. Os sinais correspondentes de IM eram chamadas de IM1 e IM2, e significavam que ao menos um ou dois múons foram observados na região interna.

- **OM1, OM2**

O detector de múons externo (Outer Muon system, OMU) também foi usado como gatilho. OM1 requeria que ao menos um módulo de RPC fosse atingido. OM2 requeria que dois módulos não adjacentes foram atingidos.

- **AM, AMD**

Para reduzir o número de eventos registrados (triggered) devido aos múons que vinham do alvo de produção primária foi preciso um método confiável para detectar os múons que ingressavam no espectrômetro. O AM e AMD eram hodoscópios cintiladores, uma coincidência entre estes hodoscópios significava que um *halo de múons*² estava presente no espectrômetro.

Como se mencionou anteriormente, a decisão do gatilho para guardar (registrar) um evento foi feita em duas etapas. No primeiro nível do gatilho ou primeira etapa conhecida como *Master Gate* (MG). A decisão MG se realizou dentro de 200 ns a partir da interação. O tempo de percurso através do espectrômetro era aproximadamente 160 ns, o qual deixava 40 ns para a tomada de decisão. Se o evento passava pelo critério de seleção do MG, então começava o processo de leitura.

No segundo nível do gatilho, a decisão era realizada 1.2 μs depois que a decisão do MG era feita. Se um evento passava o segundo nível do gatilho a leitura continuava. Se este gatilho falhava, a leitura eletrônica era apagada e restaurada (*reset*). O processo de *reset* levava 1 μs .

Para formar o MG foram usados os seguintes sinais:

TR1: gatilho sobre existência de interações no alvo

TR2: gatilho sobre existência de partículas além do SSD

OH1: ao menos uma partícula na região externa

(H × V)₁: ao menos uma partícula na região interna

(H × V)₂: ao menos duas partículas na região interna

E_{HI}: energia hadrônica acima de um limiar elevado

²Múons produzidos no alvo de produção primária, i.e. antes de atingirem o alvo experimental

Tabela 3.3: Master Gate do FOCUS

Trigger	Definição	Sinais físicas
MG1	$TR1 \cdot TR2 \cdot 2B \cdot E_{HI}$	gatilho hadrônico
MG2	$TR1 \cdot TR2 \cdot 2B \cdot IE_2$	$J/\psi \rightarrow e^+e^-$
MG3	$TR1 \cdot TR2 \cdot [IM_1 + OM_1] \cdot E_{LO}$	decaimentos semimuônicos
MG4	$TR1 \cdot TR2 \cdot 2B \cdot [IM_2 + OM_2 + IM_1 \cdot OM_1]$	$J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$
MG5	$TR1 \cdot TR2$	pares e^+e^- (PS)
MG6	$TR1 \cdot TR2 \cdot 2B$	evento de dois corpos (PS)
MG7	$TR1 \cdot TR2 \cdot [IM_1 + OM_1]$	evento de um múon (PS)

E_{LO} : energia hadrônica acima de um um limiar baixo (energia mínima)

E_{IE} : energia eletromagnética acima do limiar

IE_2 : ao menos 2 sinais no IE

IM_1 : ao menos 1 sinal nos contadores IM

IM_2 : ao menos 2 sinais nos contadores IM

OM_1 : ao menos 1 sinal no arranjo OM

OM_2 : ao menos 2 sinais no arranjo OM

$2B$: requerimento de dois corpos

$$2B \equiv (H \times V)_2 + [(H \times V)_1 \cdot OH_1]$$

Para o segundo nível do gatilho se considerou:

$MULT_n$: Suficientes sinais para ao menos n trajetórias nas PWC's.

$AM \cdot AMD$: Não halo de múons

$IM(E+W)$: Excluir sinais em ambas metades dos gatilhos IM

E_{IE-2} : Melhor soma da energia eletromagnética

Os eventos denotados como PS (*prescaled*) foram usados para calibração. Nem todos os MG foram utilizados para o gatilho final.

3.4 O Sistema de Aquisição de Dados

FOCUS tomou dados de julho de 1996 a agosto de 1997. Foram gravados um total de 6.6 mil milhões de eventos em aproximadamente 6000 fitas de dados brutos (*raw-data tapes*).

Tabela 3.4: Segundo nível do gatilho na experiência FOCUS

Trigger	Definição	Sinais físicos
TRIG1	MG1·E _{IE-2} ·MULT4	gatilho hadrônico
TRIG2	MG2·(H × V) ₂ ·E ₁	$J/\psi \rightarrow e^+e^-$
TRIG4	MG4·IM ₂ ·(H × V) ₂ ·!(AM·AMD)	J/ψ , interno
TRIG5	MG5	MG5 (PS)
TRIG6	MG6	MG5 (PS)
TRIG8	MG1	MG1 (PS)
TRIG9	MG4·OH·OM ₂ ·MULT2·!(AM·AMD)	J/ψ , externo
TRIG11	MG4·IM ₁ ·OM ₁ ·MULT1·(H × V) ₁ ·IM(E+W)	J/ψ , interno/externo

Quando um evento era aceito pelos critérios de seleção do gatilho este deveria ser guardado. Isto significa que todos os sinais eletrônicos provenientes dos diferentes detectores que foram produzidos por aquele evento deveriam ser guardados para análise posterior. Esta é a tarefa do sistema de aquisição de dados (*Data Acquisition System*, DAQ). Os dados provenientes dos diferentes detectores foram temporariamente armazenados em discos rígidos e depois copiados para fitas de 8 mm com capacidade de 5 Gb.

O tempo que leva para copiar a informação de disco a fita é maior que o tempo que se precisa para encher um disco com a informação proveniente do detector, como FOCUS utilizou várias leitoras de fitas (*tape drivers*) para realizar o processo de gravação, isto permitiu que a informação de vários discos fosse copiada em fitas ao mesmo tempo que os dados eram tomados.

Capítulo 4

Análise de Dados

Nesta seção será apresentado o estudo da polarização do bárion Λ_c produzido por fotoprodução na experiência FOCUS. A amostra original de dados usados para o estudo feito nesta tese foi obtida do FERMILAB e estão contidas em 18 arquivos *DST*¹.

O passo inicial da análise de dados consistiu em selecionar, a partir da amostra original (arquivos *DST*), aqueles eventos que eram bons candidatos a conter um Λ_c . Para fazer esta seleção, a amostra original foi examinada por um programa de reconstrução² onde, caso os eventos satisfizessem uma série de critérios ou "cortes", estes eram selecionados e gravados num arquivo formatado (chamado n-tupla) contendo as diversas variáveis de interesse para a análise. Os cortes usados nesta primeira seleção menos restritiva foram chamados de cortes *skim*.

Esta n-tupla foi usada para a obtenção do sinal de Λ_c . O número total de decaimentos reconstruídos de $\Lambda_c \rightarrow \Lambda\pi$ foi ao redor de 1480.

Para fazer o estudo da polarização, o sinal foi dividido em partículas (Λ_c^+) e antipartículas (Λ_c^-), as quais foram aplicados um novo conjunto de cortes (*new cuts*) para melhorar a relação sinal/background.

Como a distribuição angular dos Λ 's no referencial de repouso do Λ_c é dada pela equação 2.45 (ou 2.15):

$$\frac{dN}{d\cos\theta} = \frac{N_0}{2}[1 + \alpha P \cos\theta]$$

¹DST: Data summary tape

²As rotinas fortran usadas na reconstrução dos candidatos podem ser vistas no apêndice.

a amostra foi dividida em bins de $\cos\theta$, onde θ é o ângulo formado entre o vetor normal ao plano de produção e a direção de Λ no referencial de repouso de Λ_c (Ver Fig. 2.1). Então levando-se em conta as correções introduzidas pelas eficiências de detecção do espectrômetro nas distribuições angulares e fazendo um ajuste linear pudo-se obter o produto αP .

4.1 Critérios de Seleção dos eventos Λ_c

Para o presente trabalho foram selecionados os candidatos Λ_c decaindo em 2 corpos no canal $\Lambda\pi$. O uso do canal $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$ mais abundante exigiria 5 variáveis independentes.

Para a seleção dos candidatos Λ_c foram considerados os seguintes critérios:

4.1.1 Vértices

Como a vida média do Λ_c é de $\sim 10^{-3}\text{ps}$, então as partículas contendo o quark charme viajam distâncias curtas da ordem de 5-15 mm antes de decaírem em outras partículas, portanto, os vértices do decaimento pode serem reconstruídas utilizando os detectores target silicon (TS) e o detector de microtiras de silício (SSD) (descritos na Seção ??). Na reconstrução procuram-se dois vértices: o vértice primário ou de produção e o vértice secundário ou de decaimento. Os candidatos são reconstruídos usando um algoritmo de vértice chamado DVERT [79] em todas as trajetórias de reconstrução para melhorar a resolução do momento.

Para reconstruir um candidato ao decaimento $\Lambda_c \rightarrow \Lambda\pi$, primeiramente deve-se reconstruir o Λ ($\Lambda \rightarrow p\pi$), para isso procurou-se duas trajetórias independentes cuja identificação no Čerenkov era compatível com o requerimento de serem um próton e um pión. Uma vez feito isto, se usou o DVERT para verificar que formassem um vértice com elas. Depois projetou-se o vetor momento do candidato de Λ e se interceptou com outra trajetória independente que satisfazia o requerimento de ser un pión. Novamente se usou o DVERT para verificar un vértice (vértice secundário). Finalmente, se projetou o vetor momento do candidato Λ_c até a sua origem, e usando

outras trajetórias adicionais, se formou o vértice primário ou de produção.

A Fig 4.1 mostra a produção de Λ_c no vértice primário e seu decaimento em $\Lambda\pi$.

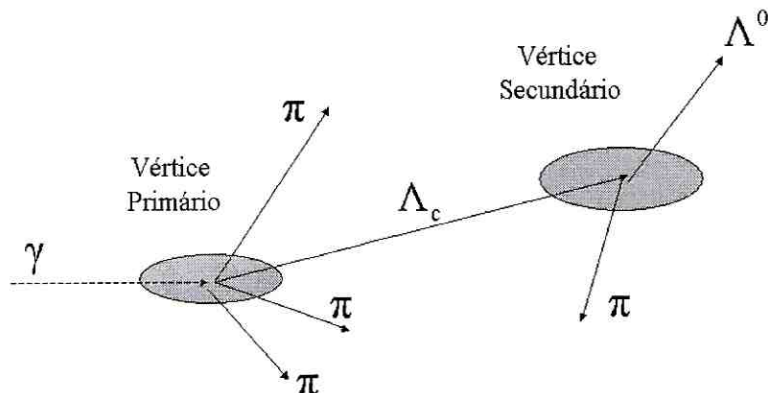


Figura 4.1: Representação gráfica do decaimento $\Lambda_c \rightarrow \Lambda\pi$. As elipses ilustram os centros e os erros dos vértices.

Nível de Confiabilidade dos Vértices

Devido à resolução dos detectores, ao serem reconstruídas as trajetórias das partículas, estas não se interceptam num ponto exatamente, por isso o algoritmo de reconstrução minimiza a distância entre as trajetórias. O vértice é definido então como o ponto onde a distância entre as trajetórias é mínima. Para cada vértice formado associa-se um nível de confiabilidade (*Confidence Level*, CL), CLP para o vértice primário e CLS para o vértice secundário. Cortes mínimos requerem níveis de confiabilidade maiores do que 1%, no entanto cortes mais restritivos podem ajudar a eliminar os falsos vértices. As elipses na Fig. 4.1 representam os erros nos vértices.

Separação entre os Vértices (L/σ)

Com a distância de separação (L) entre os vértices primário e secundário e o erro associado à medida desta distância (σ_L) se define um corte chamado *corte de separação* (L/σ). Este corte é o mais poderoso na maioria dos análises de partículas com charme pois diminui a possibilidade de haver confusão ao se associar um falso traço a um vértice.

Requerendo uma separação significativa entre o vértice primário e o vértice secundário, o ruído de fundo de eventos hadrônicos de curta vida é removido efetivamente, dando como resultado um sinal mais limpo dos candidatos de interesse.

4.1.2 Identificação Čerenkov

Na identificação das partículas, usou-se a informação proveniente do sistema Čerenkov do espectrômetro para associar uma probabilidade a cada hipótese das partículas serem um e , p , K ou π , e o algoritmo CITADL³ (*Čerenkov Identification Through A Digital Likelihood*).

A identificação é realizada impondo cortes na diferença de duas hipóteses de partículas prováveis. Os cortes mais fortes foram impostos sobre as partículas menos prováveis para garantir uma melhor identificação.

4.1.3 Identificação de prótons

Devido a que a maioria das partículas produzidas na interação do feixe de fótons com o alvo são elétrons ou píons, estas partículas tem maior probabilidade "a priori", por isso se impõe um corte forte na variável⁴: $\Delta W(\pi p) \equiv W_{obs}(\pi) - W_{obs}(p)$. Um valor positivo da variável $\Delta W(\pi p)$ significa que a hipótese do próton é favorecida sobre a do pión. Também se impõem cortes mais leves em $\Delta W(Kp)$ para reduzir o ruído de fundo proveniente dos decaimentos $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$, onde o próton pode ser confundido com um káon.

4.1.4 Identificação de píons

Para identificar os píons se usou um corte chamado π_{con} (*pion consistency*). Este corte faz uma comparação entre a probabilidade da hipótese de que uma partícula seja um pión e as probabilidades das outras hipóteses. π_{con} está definido como:

$$\pi_{con} \equiv \min(W_{obs}(e), W_{obs}(K), W_{obs}(p)) - W_{obs}(\pi) \quad (4.1)$$

³O CITADL está baseado nas taxas de probabilidades (*Likelihood ratios*) entre as várias hipóteses da natureza da partícula. Para mais detalhe ver a Ref. [74]

⁴W está definida como $W_{obs} \equiv -2\log(\mathcal{L})$, onde \mathcal{L} é a probabilidade de que a partícula seja e^\pm, π^\pm, K^\pm ou p/\bar{p} .

o que permite valores em uma faixa de $(-\infty, \infty)$.

4.1.5 Tempo de Vida

Requerer candidatos de Λ_c de curta vida pode ser um corte muito efetivo para eliminar ruído de fundo nos sinais com charme, especialmente mésons D que tem vida média aproximadamente 5 vezes maior que o Λ_c . Ao tentar reduzir o ruído de fundo de nossa amostra, deseja-se obter sinais limpos com pouca perda no número de Λ_c 's. Em nosso caso, o requerimento que reduziu o ruído de fundo consideravelmente sem quase perda de sinal foi impor que os candidatos de Λ_c tivessem um tempo de vida menor do que 5 vezes o tempo de vida média do Λ_c .

4.1.6 Momento

Nas experiências de alvo fixo, as partículas com charme produzidas geralmente levam uma fração importante do momento do feixe inicial. Além disso, a identificação das partículas Λ_c de alto momento são mais eficientes pois estão acima do limiar dos detectores Čerenkov. Por causa disso se requereu que o momento de Λ_c seja maior do que $40 \text{ GeV}/c^2$. Este corte elimina uma boa parte do ruído de fundo sem muita perda de sinal.

4.1.7 Seleção de Λ - Vees

Entre os produtos dos decaimento das partículas com charme frequentemente são encontradas partículas estranhas resultantes do decaimento do quark $c \rightarrow s$. Em particular são abundantes os Λ e K_S^0 (referidos usualmente como *Vees*). Em FOCUS, estas partículas foram reconstruídas através dos modos de decaimentos carregados [80].

$$K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \quad (\text{BR} = 68,6\%)$$

$$\tau_{K_S^0} = 89,3 \text{ ps.}$$

$$\Lambda^0 \rightarrow p \pi^- \quad (\text{BR} = 63,9\%)$$

$$\tau_{\Lambda} = 263 \text{ ps.}$$

Estas partículas tem tempos de vida médios longos comparados com as partículas com charme ($\tau_{\Lambda_c} = 0,2$ ps) e podem viajar muitos metros no espectrômetro antes de decaírem. Dependendo da região do espectrômetro em que os Vee's decaem e da reconstrução das trajetórias, estes podem-se classificar em vários tipos.

Em nosso caso, foram usados 4 tipos de vees para recostruir os Λ 's:

Tabela 4.1: Tipos de Vees.

Número de Tipo	Tipo de Vee
1	stub-stub
4	track-track
5	track-stub
9	SSD doubly linked

stub-stub⁵: vee's formados por duas trajetórias tipo stub.

track-track⁶: vee's formados por duas trajetórias tipo track.

track-stub: vee's formados por uma trajetória tipo track e uma tipo stub.

SSD doubly linked: vee's formados por duas trajetórias provenientes das PWC's e uma proveniente do SSD.

Outras variáveis também consideradas para a seleção dos Λ 's foram:

vcut1: Distância de maior aproximação dos dois tracks do vértice Vee.

vcut2: Erro na coordenada Z do vértice Vee.

vcut4: Erro na medida da massa do Λ .

rmas3: chi-quadrado por grau de liberdade do ajuste para o vee.

ndau: número de partículas filhas de cada partícula charmosa.

Para os produtos de $\Lambda^0/\bar{\Lambda}^0$ ($p\pi^-/\bar{p}\pi^+$), procurou-se combinações de duas trajetórias que cumpram com a identificação Čerenkov correta, além de que as trajetórias do pión e do próton devem ter carga oposta.

⁵**stub**: se refere às trajetórias que foram reconstruídas usando só as três primeiras estações de PWC's.

⁶**track**: foram as trajetórias reconstruídas usando as 5 estações PWC's.

4.2 Reconstrução do Λ_c

A partícula Λ pode ser identificado pelo seu decaimento em um próton e um pión de direção oposta. As técnicas usadas para a reconstrução do Λ são descritas com bastante detalhe na Ref. [81]. As trajetórias destas partículas filhas carregadas foram usadas para formar o vértice de decaimento, determinar a direção de vôo e calcular o momento do Λ . O momento do Λ foi usado junto como o momento de um pión com a mesma carga do próton para encontrar o vértice de Λ_c e o seu momento.

Os Λ 's usados neste análise podem ser divididos em duas categorias: os que decaíram antes do detetor de microtiras (aproximadamente 10%), e a grande maioria que decaiu após do primeiro plano do detetor de microtiras. Para os Λ 's da primeira categoria, o vértice e o momento foram medidos com bastante precisão pelo espectrômetro do Focus, enquanto que para os Λ 's da segunda categoria, só o vetor momento foi medido com precisão. Como consequência disto, foram usados dois algoritmos diferentes para encontrar os vértices secundário e primário do Λ_c .

Para os Λ 's que decaíram antes das microtiras, a direção do vôo do Λ foi usado em combinação com a trajetória de um pión (com a mesma carga do próton proveniente do Λ) completamente reconstruído no espectrômetro. O nível de confiabilidade de que o pión e o Λ sejam originados no mesmo vértice secundário foi calculado requerendo-se que seja $> 1\%$. Com o vértice do Λ e o momento calculado do Λ_c achou-se o vértice primário da interação usando o algoritmo DVERT [71]. Neste algoritmo, o momento do candidato Λ_c é usado como uma trajetória *semente* que se intersecta com outras trajetórias reconstruídas para assim puder encontrar o vértice primário. Foi requerido também que o nível de confiabilidade deste vértice seja $> 1\%$.

Para os Λ 's que decaíram após do primeiro plano de microtiras, usou-se informação sobre o momento do decaimento do Λ e da trajetória de um pión filho

proveniente do SSD para formar o momento do candidato Λ_c . O momento do Λ e a trajetória do pión filho formavam um plano no qual o momento do candidato Λ_c caia. Depois foi calculada a distância transversal desde este plano aos candidatos a vértice primário formado por outras duas trajetórias provenientes do SSD. O nível de confiabilidade de que o vértice esteja contido neste plano também foi calculado. Logo forçou-se que o momento do Λ_c seja originado neste vértice de produção e se calculou o nível de confiabilidade de que forme um vértice com o pión filho carregado. Este nível de confiabilidade foi maior que 2%. Além disso, os candidatos Λ_c foram selecionados encontrando o vértice primário usando o momento do Λ_c e o vértice do Λ junto com o algoritmo DVERT, como se fez no caso anterior.

Para os dois tipos de Λ 's, uma vez que o vértice de produção foi determinado, se calculou a distância L e o erro σ_L entre os vértices primário e secundário. Esta é a mais importante variável para separar eventos com charme de eventos no charmosos que contribuem com o background. A quantidade L/σ_L é uma medida da significância da separação entre os vértices primário e secundário. Na seleção inicial de eventos foi imposto o valor de $L/\sigma_L > 3$.

Para melhorar a qualidade do sinal, se impôs cortes de identificação Čerenkov no próton que sai do Λ (este corte é importante para eliminar a contaminação de K_s que decaem em dois píons) e no pión produto do decaimento do Λ_c . Os cortes de identificação Čerenkov usados no FOCUS estão baseados nas taxas de probabilidades entre as diferentes hipótese de identificação das partículas. Estas probabilidades são calculadas para uma trajetória dada observando a resposta (on/off) de todas as células que estão dentro do cone Čerenkov ($\beta = 1$) para cada um dos contadores Čerenkov. O produto de todas as probabilidades para todas as células dentro dos três cones Čerenkov produce uma variável tipo χ^2 : $W_i = -2 \ln(\text{Probabilidade})$, onde i indica alguma das hipótese que a partícula seja um elétron, um pión, um káon ou um próton [74]. Se requereu que a trajetória do próton tenha $\Delta W(\pi p) > 4$, e $\Delta W(K p) > 0$, enquanto que para a trajetória do pión se requereu que $\pi_{con} > -6$.

Também para melhorar a qualidade do sinal se requereu que o momento do Λ_c

seja maior do que $40 \text{ GeV}/c$, o tempo propio do candidato Λ_c seja 5 vezes menor que o tempo de vida nominal do Λ_c .

A continuação se mostra um resumo dos cortes de seleção que foram aplicados na amostra original de dados (skim cuts) para obter a amostra global de Λ_c do presente análise:

- Cortes na qualidade do Vee
 1. $\text{goodlb} = 3$
 2. $1.1 < \text{Massa}(\Lambda) < 1.13 \text{ (GeV}/c^2)$
 3. $\text{abs}(\text{Massa}(\Lambda) - 1.115683)/\text{vcut4} < 7.$
 4. Cortes Čerenkov no próton
 - $\Delta W(\pi p) > 4.0$
 - $\Delta W(K p) > 0.0$
- Corte na qualidade do π proveniente do Λ_c
 5. $\pi_{\text{con}} > -6$
- Cortes na qualidade do Λ_c
 6. $2.1 < \text{Massa}(\Lambda\pi) < 2.45 \text{ (GeV}/c^2)$
 7. $L/\sigma_L > 3$
 8. $p(\Lambda_c) > 40 \text{ GeV}/c$
 9. $t_{\text{life}} < 5\tau_{\Lambda_c}$
 10. $\text{CLP} > 0.01$ e $\text{CLS} > 0.01$

Na Fig. 4.2 se mostra as distribuição de massa global ($\Lambda\pi$), e as distribuições de massa divididas em partícula ($\Lambda^0\pi^+$) e antipartícula ($\bar{\Lambda}^0\pi^-$). A técnica usada para fazer o ajuste usado nestes histogramas será explicado posteriormente.

Tabela 4.2: Número de eventos reconstruídos.

Partículas reconstruídas	No. de Eventos
Amostra glogal ($\Lambda\pi$)	1476 ± 124
$(\Lambda^0\pi^+)$	830 ± 118
$(\bar{\Lambda}^0\pi^-)$	681 ± 70

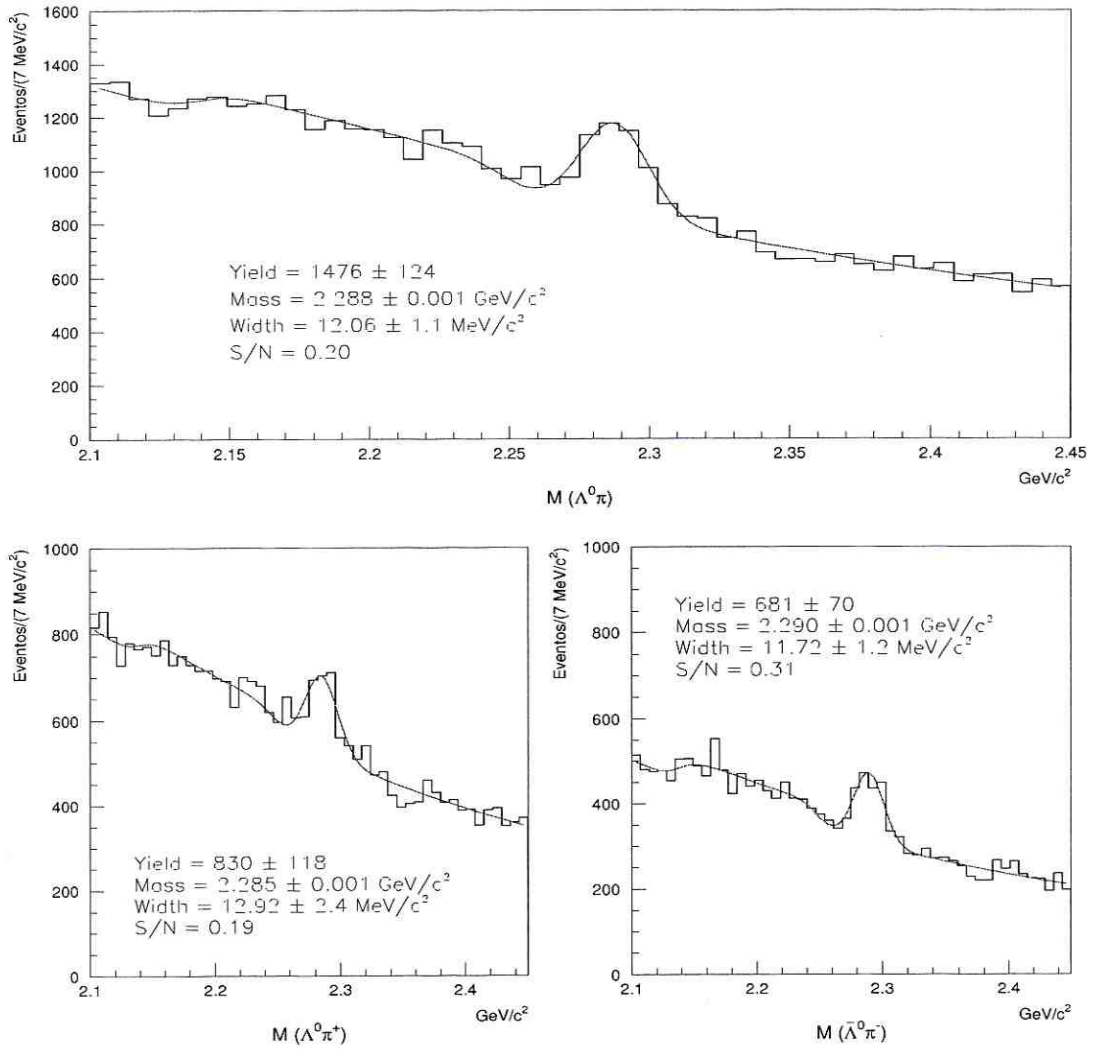


Figura 4.2: Histogramas de massa dos candidatos a Λ_c . a). No gráfico superior se mostra o sinal de todos os candidatos de $\Lambda\pi$. b). Nos gráficos inferiores se mostram os sinais separados em partículas ($\Lambda^0\pi^+$) e antipartículas ($\bar{\Lambda}^0\pi^-$).

Pode-se notar nos histogramas correspondentes às partículas e antipartículas na Fig. 4.2 a significância do sinal $(S/N)^7$ é baixo (S/N : 0.19 para $\Lambda^0\pi^+$; S/N : 0.31 para $\bar{\Lambda}^0\pi^-$).

Com a finalidade de "limpar" o sinal, i.e. melhorar a relação S/N , aplicou-se à amostra um novo conjunto de cortes chamados de *new cuts*.

⁷ S/N está definido como a razão entre o sinal e o background na região de massa compreendida entre $M-2\sigma$ e $M+2\sigma$. M é o valor central e σ é a largura da gaussiana.

Um resumo destes novos cortes são apresentados a seguir: (as variáveis não mencionadas mantiveram os mesmos valores de corte que no skim cuts.)

- Cortes na qualidade do Vee
 1. $\text{abs}(\text{Massa}(\Lambda) - 1.115683)/\text{vcut4} < 4$.
 2. Para $\text{veetyp} = 1$; $\text{vcut2} < 26$ e $\text{rmas3} < 8$
 3. Para $\text{veetyp} = 4$; $\text{vcut1} < 0.8$ e $\text{rmas3} < 9$
 4. Para $\text{veetyp} = 5$; $\text{vcut2} < 28$ e $\text{rmas3} < 13$
 5. Para $\text{veetyp} = 9$; $3 < \text{ndau} < 7$, $\text{clp} > 0.002$
- Corte na qualidade do π proveniente do Λ_c
 6. $\pi_{\text{con}} > -5$
 7. $10 < p(\pi_{\Lambda_c}) < 70$ GeV/c
- Cortes na qualidade do Λ_c
 8. $L/\sigma_L > 4$
 9. $p(\Lambda_c) > 45$ GeV/c
- Corte adicional
 10. $p_{\text{asym}} = \frac{P_{\Lambda} - P_{\pi}}{P_{\Lambda} + P_{\pi}} \implies -0.45 < p_{\text{asym}} < 0.9$

A Fig. 4.3 mostra as distribuições de massa para as partículas e antipartículas usando os *nuevos* cortes.

Pode-se ver da Fig. 4.3 que os valores de S/N melhoraram notavelmente tanto para as partículas (S/N: 0.50) quanto para as antipartículas (S/N: 0.72).

No final se teve amostras de 594 ± 58 eventos de $\Lambda^0\pi^+$, e 367 ± 39 eventos de $\bar{\Lambda}^0\pi^-$. Estas foram as amostras finais utilizadas no cálculo da polarização.

4.3 Técnica de Ajuste

Para obter o número de eventos do sinal $\Lambda^0\pi^+$ e $\bar{\Lambda}^0\pi^-$ foi preciso fazer um ajuste nos histogramas de massa, para isso usou-se funções que proporcionaram os melhores ajustes tanto para o pico dos sinais quanto para os backgrounds.

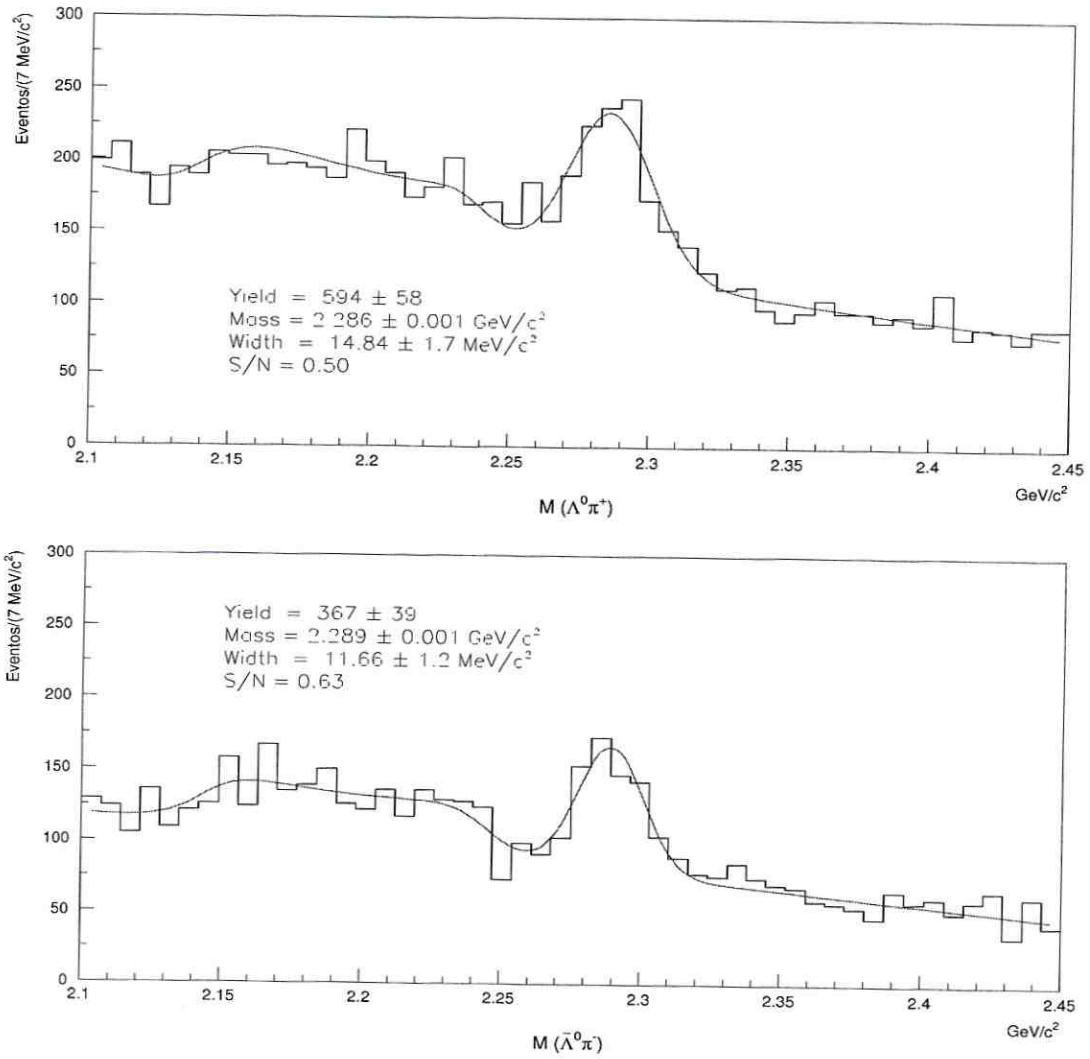


Figura 4.3: Distribuições de massa dos candidatos Λ_c^+ e Λ_c^- depois de serem aplicados os novos cortes.

Para ajustar os histogramas de massa⁸ foi usada uma função gaussiana para ajustar o pico do sinal, e um polinômio [82] de terceiro grau para ajustar o background.

$$F = \frac{A}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2\right] + \text{polinômio de 3º grau} \quad (4.2)$$

μ e σ correspondem ao valor médio e ao desvio padrão da gaussiana respectivamente.

Pode-se notar rapidamente nos histogramas de massa (Figs. 4.2 e 4.3) que na esquerda da região da massa de Λ_c aparece um "bump". Este "bump" é causado

⁸As expressões explícitas das funções usadas no ajuste pode ser vistas no Apêndice B.

pela reflexão da seguinte cadeia de decaimentos: $\Lambda_c \rightarrow \Sigma^0 \pi^+$ com $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma$, e finalmente $\Lambda \rightarrow p \pi$, onde o γ não é detectado, gerando em consequência um falso decaimento $\Lambda_c \rightarrow \Lambda \pi$. A ausência do gamma desloca a massa do Λ_c para baixo.

Por causa disto, se adicionou uma função spline gerada a partir do MC para considerar a forma da reflexão nos dados. Para mais detalhes ver na Subsecção: 4.4.2.

Nos ajustes dos sinais tratou-se com as seguintes variáveis estatísticas:

- Massa (M) e largura (σ) da gaussiana

A massa do sinal ficou representada pelo ponto central da gaussiana, e o σ ficou representado pela largura da função gaussiana.

- Yield (S): Número de eventos no sinal

É a função gaussiana integrada entre $M - 2\sigma$ e $M + 2\sigma$.

- Background (N): Ruído

É a área integrada sob a função que acompanha à gaussiana na função de ajuste (seja um polinômio ou alguma outra função) no mesmo intervalo usado para o cálculo do Yield.

4.4 Estudos de Monte Carlo

Os estudos de simulação de Monte Carlo (MC) são importantes por varias razões: permite ter um melhor entendimento da resposta do detetor à passagem das partículas resultantes da interação, também permite pesquisar se precisa-se fazer correções para compensar assimetrias na eficiência de reconstrução das partículas e dão uma ferramenta para determinar o peso das correções.

O Monte Carlo de FOCUS (MCFOCUS) permite comparar os resultados que se obtem usando a amostra de dados com os modelos fenomenológicos atuais. O Monte Carlo de FOCUS faz uso de dois programas para gerar eventos, PYTHIA [83] e JETSET, baseados na fusão do fóton-glúon na ordem dominante para a produção

de quarks com charme, [39, 41] e no modelo de LUND [29, 44] desenvolvido no CERN para simular a fragmentação de cordas (Seção 1.5.2), pelo qual os quarks com charme se hadronizam para se converter em partículas com charme, seguido por uma simulação detalhada do espectrômetro de FOCUS. A produção de Monte Carlo é realizada em três fases: geração, digitalização e reconstrução.

Para cada evento gerado obtém-se uma lista chamada *tabela de verdade*, que contém informação sobre de todas as partículas produzidas no evento, seus momentos, ponto de criação, ponto de decaimento, bem como suas partículas filhas e a partícula da qual foram originadas. Nesta fase são fornecidos ao gerador as informações sobre o modo de decaimento de interesse, a energia e tipo de partícula do feixe (em nosso caso feixe de fótons) e a natureza e geometria do alvo onde se dá a interação.

A digitalização consiste em simular a passagem das partículas produzidas no evento pelo espectrômetro, considerando a resolução, ineficiências e interferências devidas à eletrônica e geometria. Como resultado obtém-se eventos brutos no mesmo formato que os eventos obtidos durante a tomada de dados.

Finalmente, os dados obtidos do MC passam pela mesma rotina de reconstrução que foi usada para os dados.

4.4.1 Sinais de Monte Carlo para o Λ_c

Para poder obter o número "real" de eventos, é preciso corrigir os *yields* obtidos nos ajustes das distribuições de massa pela eficiência de detecção. Para isto se determinou a eficiência de reconstrução utilizando eventos gerados pela simulação Monte Carlo.

Usando o MCFOCUS se gerou 8 milhões de eventos no decaimento $\Lambda_c \rightarrow \Lambda\pi$. Para poder fazer uma comparação efetiva entre os sinais obtidos pelo MC e os obtidos com os dados experimentais, aplicou-se aos eventos gerados pelo MC o mesmo processo que foi aplicado aos dados, i.e., se faz passar através da simulação do detector, se reconstruem, e se aplica os mesmos cortes que foram usados para os dados.

Ao final, se obteve uma amostra de 28340 ± 157 eventos para Λ_c^+ e 21610 ± 138

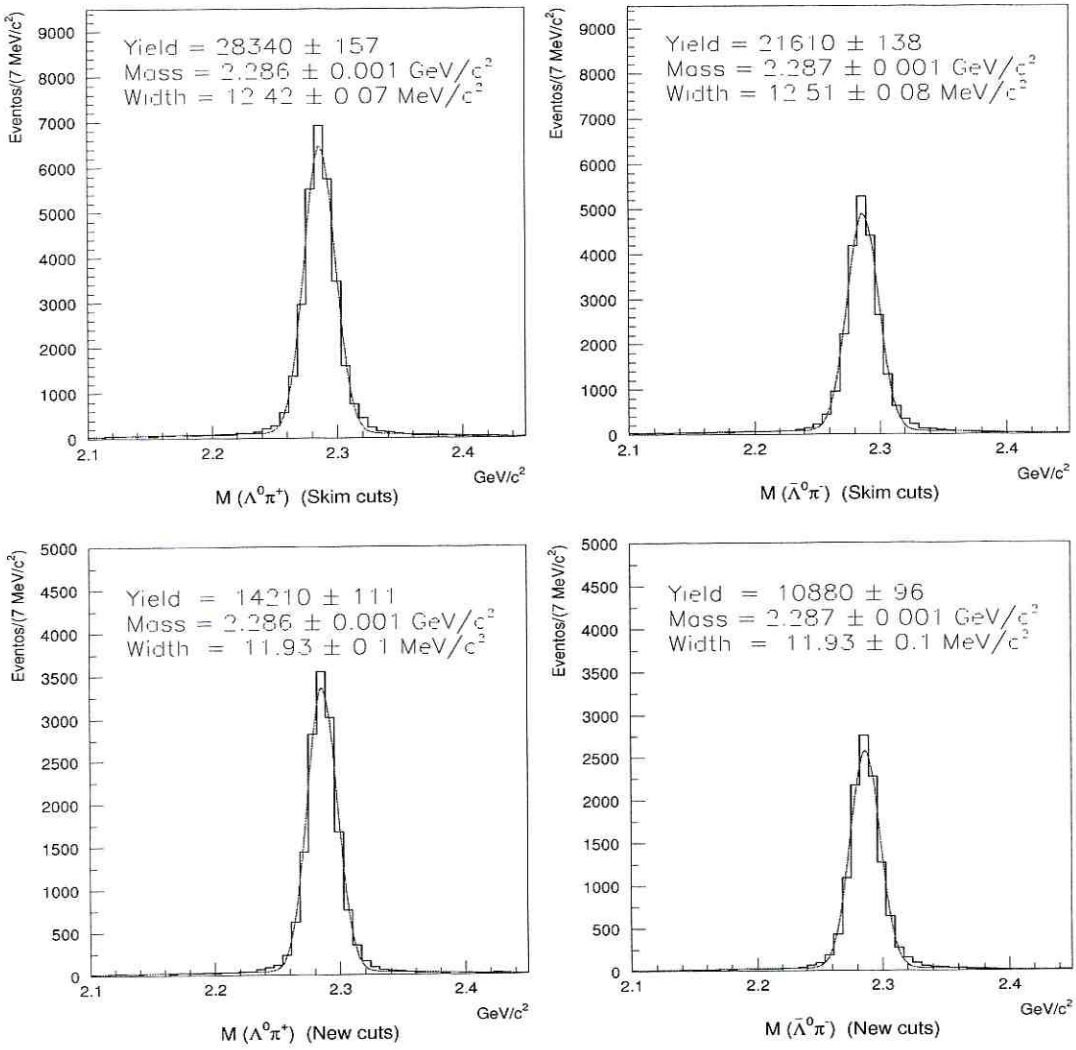


Figura 4.4: Sinais reconstruídos de Λ_c usando MC. a.) As figuras superiores mostram os sinais de partículas e antipartículas usando os cortes *skim*. b.) As figuras inferiores mostram os sinais de partículas e antipartículas usando os cortes *new*.

eventos para Λ_c^- usando os cortes *skim*, e 14210 ± 111 eventos para Λ_c^+ e 10880 ± 96 eventos para Λ_c^- usando os cortes *new*.

A Fig. 4.4 mostra as distribuições de massa correspondentes às amostras geradas pelo Monte Carlo e os resultados dos ajustes destas distribuições.

4.4.2 Sinais de Monte Carlo para a reflexão $\Lambda_c \rightarrow \Sigma\pi$

Como se mencionou na Seção 4.3, as distribuições de massa do Λ_c apresentam uma contaminação devido a uma reflexão: $\Lambda_c \rightarrow \Sigma\pi$. Então, para poder conseguir um melhor ajuste nas distribuições de massa do sinal decidiu-se introduzir a *forma* desta reflexão na função de ajuste (Eq. 4.2) por meio de uma função spline⁹.

Para fazer isto se procedeu de forma similar ao caso anterior: usando MCFOCUS foram gerados 8 milhões de eventos no decaimento $\Lambda_c \rightarrow \Sigma\pi$. Na reconstrução foram aplicados os mesmos cortes que se usaram para os dados.

A Fig. 4.5 mostra as distribuições de massa geradas pelo Monte Carlo para este decaimento: amostras separadas em partículas e antipartículas usando os cortes *skim* e os cortes *new*. Pode-se notar da Fig. 4.5 que as formas da reflexão são diferentes para partícula e antipartícula, por tal motivo as funções usadas para ajustar as distribuições de massa das partículas e antipartículas também foram diferentes.

4.4.3 Cálculo da Eficiência

Para corrigir as ineficiências na reconstrução da amostra $\Lambda\pi$, se calculou a eficiência de detecção usando uma amostra gerada pela simulação Monte Carlo. A eficiência está definida como:

$$\epsilon = \frac{N_{\text{rec}}}{N_{\text{gen}}} \quad (4.3)$$

onde N_{rec} é o número de eventos recostruídos e N_{gen} é o número de eventos gerados. O erro na determinação da eficiência é dado por:

$$\Delta\epsilon = \frac{N_{\text{rec}}}{N_{\text{gen}}} \left(\frac{\Delta N_{\text{rec}}}{N_{\text{rec}}} + \frac{\Delta N_{\text{gen}}}{N_{\text{gen}}} \right) \quad (4.4)$$

onde ΔN_{rec} é o erro na determinação de N_{rec} e é obtido a partir do ajuste da distribuição de massa MC. ΔN_{gen} é o erro na determinação de N_{gen} e cujo valor é simplesmente a raiz quadrada de N_{rec} .

⁹O spline é uma função formada por vários polinômios, cada um deles definidos sobre um subintervalo, que se unem entre si obedecendo certas condições de continuidade.

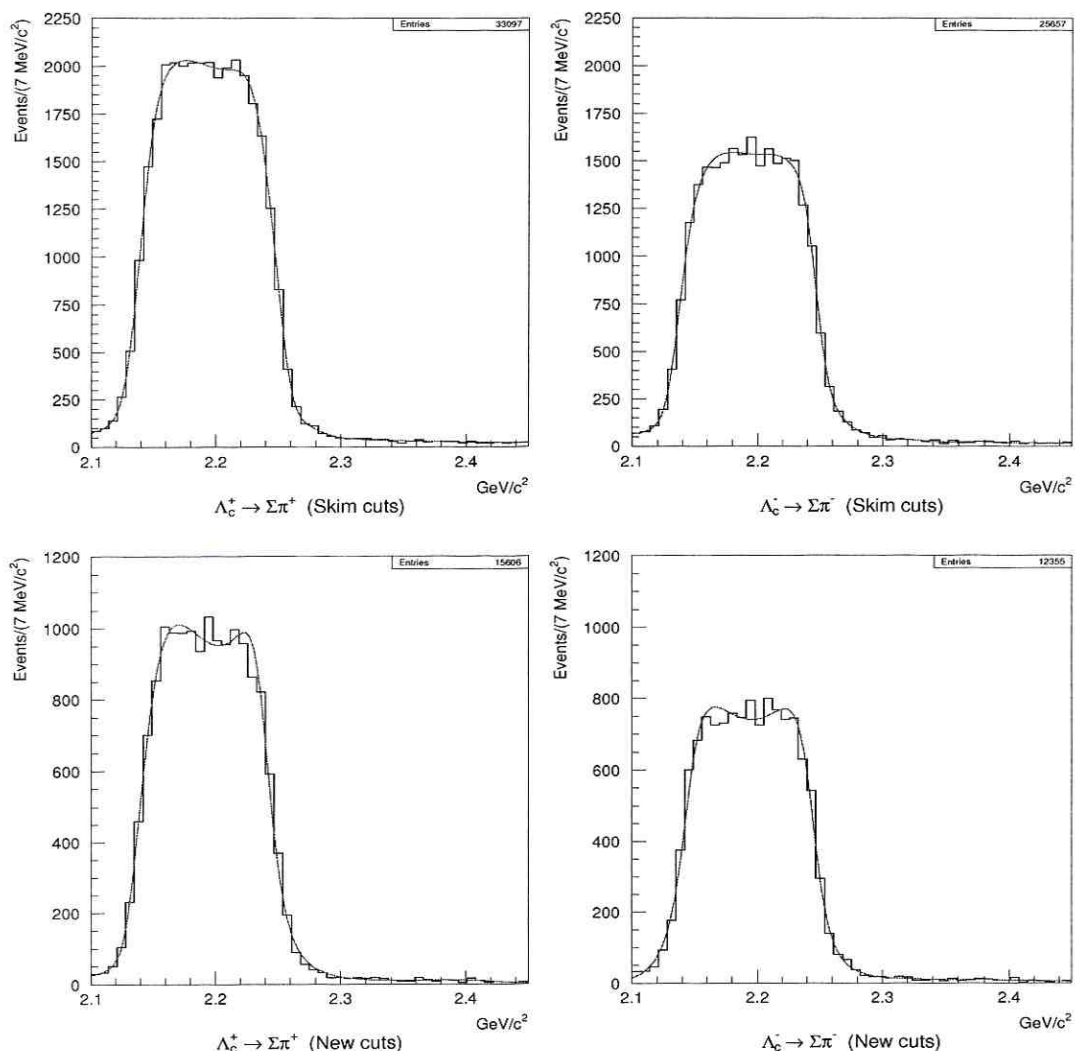


Figura 4.5: Distribuições de massa para a reflexão $\Lambda_c \rightarrow \Sigma_c \pi$. Os ajustes destas distribuições foram feitas usando uma função Spline. Para cada distribuição se usou uma função spline diferente.

Com a amostra gerada pelo Monte Carlo se calculou a eficiência¹⁰ como função da variável angular $\cos \theta^{11}$ e a variável cinemática p_T (*momento transverso*). Para isto, primeiro a amostra global foi separada em subamostras de partículas e antipartículas. Logo as amostras foram divididas em 3 intervalos de $\cos \theta$ e 2 intervalos de p_T (Vide Tabela 4.3). Isto foi feito tanto para os eventos reconstruídos quanto para os eventos

¹⁰As duas variáveis foram consideradas simultaneamente

¹¹Definida no Capítulo 2.

gerados. A quantidade de intervalos nas variáveis foi escolhida desta forma devido à baixa estatística dos dados (Vide Seção 4.5).

Tabela 4.3: Intervalos de p_T e $\cos \theta$

p_T (GeV/c)	$\langle 0.0, 0.75 \rangle$ $\langle 0.75, 4.0 \rangle$
$\cos \theta$	$[-1.00, -0.33]$ $\langle -0.33, 0.33 \rangle$ $\langle 0.33, 1.00 \rangle$

Para calcular o número de eventos reconstruídos e o erro respectivo em cada intervalo, obteve-se a distribuição de massa em cada intervalo e se ajustou usando a função dada pela equação 4.2. Para obter o número de eventos gerados, se contou o número real de eventos gerados com MC em cada intervalo. O erro considerado no número de eventos gerados foi a raiz quadrada deste número.

Uma vez que se teve o número de eventos reconstruídos e gerados para cada intervalo de $\cos \theta$ e p_T , aplicou-se as equações 4.3 e 4.4 em cada intervalo, tanto para partículas quanto para antipartículas, para obter os valores da eficiência.

Tabela 4.4: Valores da eficiência em intervalos de $\cos \theta$ e p_T

p_T (GeV/c)	$\cos \theta$	Eficiência	
		Λ_c^+	Λ_c^-
$\langle 0, 0.75 \rangle$	$[-1.00, -0.33]$	0.0096 ± 0.0003	0.0131 ± 0.0003
	$\langle -0.33, 0.33 \rangle$	0.0057 ± 0.0002	0.0071 ± 0.0003
	$\langle 0.33, 1.00 \rangle$	0.0101 ± 0.0002	0.0127 ± 0.0004
$\langle 0.75, 4 \rangle$	$[-1.00, -0.33]$	0.0103 ± 0.0002	0.0128 ± 0.0003
	$\langle -0.33, 0.33 \rangle$	0.0048 ± 0.0001	0.0058 ± 0.0002
	$\langle 0.33, 1.00 \rangle$	0.0103 ± 0.0002	0.0126 ± 0.0002

A Tabela 4.4 e a Fig. 4.6 mostram os resultados obtidos para a eficiência-aceitação na reconstrução das partículas em antipartículas em função das variáveis $\cos \theta$ e p_T .

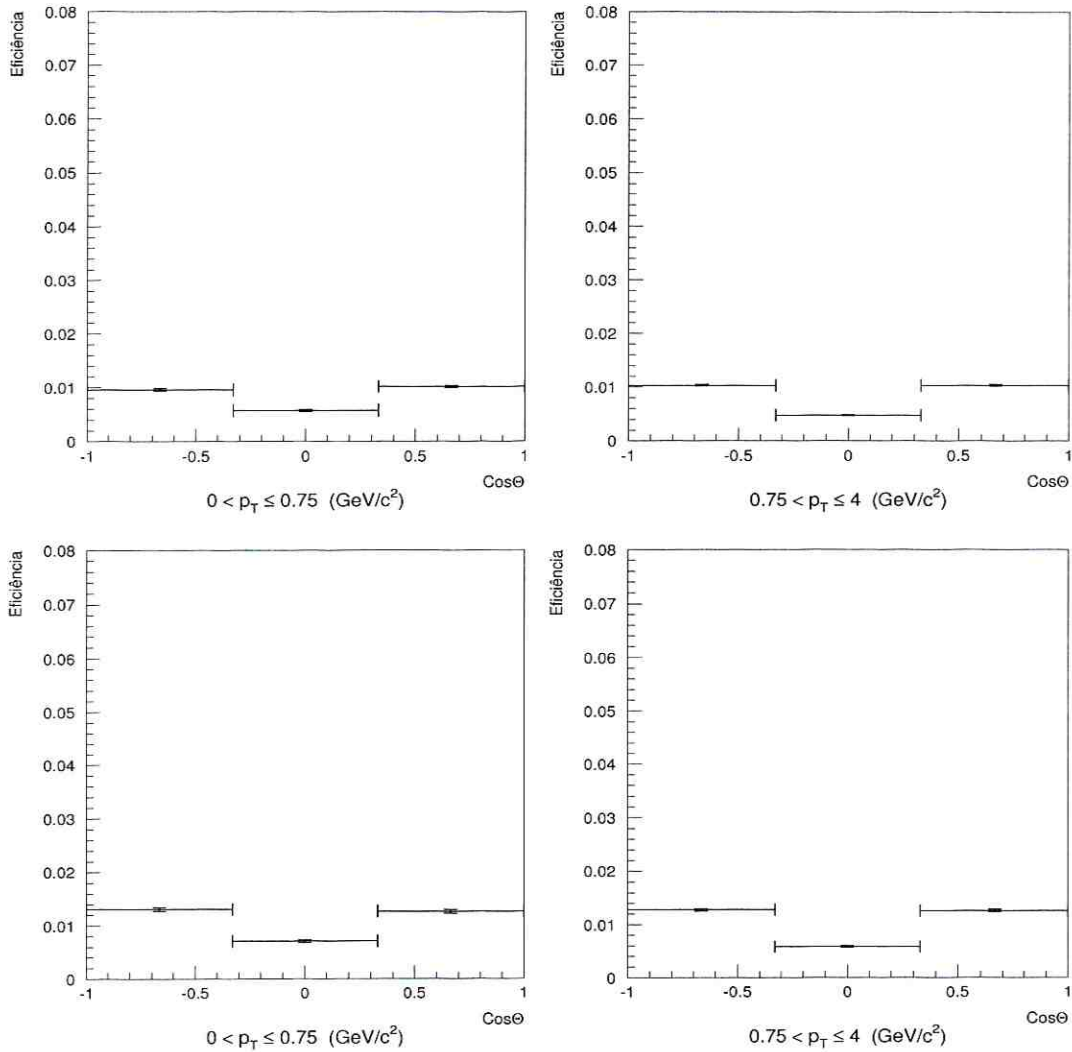


Figura 4.6: a.) As figuras superiores mostram as eficiências médias para o Λ_c^+ . b.) As figuras inferiores mostram as eficiências médias para o Λ_c^- . Estas eficiências foram calculadas para duas regiões de p_T .

4.5 Medida de αP_{Λ_c}

Devido à baixa estatística nos eventos selecionados no decaimento $\Lambda_c \rightarrow \Lambda\pi$ (~ 590 partículas e ~ 370 antipartículas), foi possível apenas determinar a polarização global e a polarização em função de p_T em dois intervalos. A variável p_T está definida como a componente de momento de Λ_c perpendicular à direção de incidência do feixe no alvo, medida em GeV/c . p_T é invariante por uma transformação de Lorentz entre

o referencial do laboratório e o centro de massa da interação feixe-alvo. O cálculo da polarização foi realizado independentemente para partículas e antipartículas.

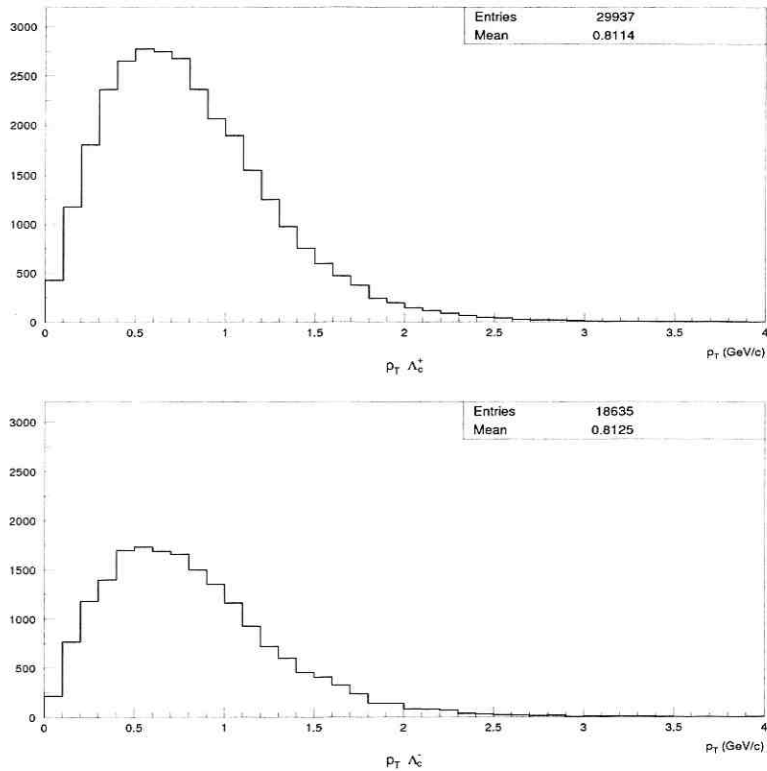


Figura 4.7: Distribuições de p_T para Λ_c^+ e Λ_c^- .

A Fig. 4.7 mostra as distribuições de p_T para partículas e antipartículas. Cada sub-amostra foi separada em dois intervalos de p_T (como foi indicado na Tabela 4.3). Os intervalos de p_T foram escolhidos nesses valores de forma a conter aproximadamente a mesma quantidade de eventos.

Para determinar a polarização do Λ_c , primeiro se fez a medição da distribuição dos Λ 's produzidos no momento do decaimento em função de $\cos \theta$, que é coseno do ângulo entre o momento do lambda no referencial de repouso do Λ_c e o vetor normal ao plano de produção do Λ_c , definido anteriormente (vide Subseção 2.1.2).

A Fig. 4.8 mostra a distribuições em $\cos \theta$ dos eventos selecionados para partículas e antipartículas.

O cálculo do vetor normal ao plano de produção do Λ_c é bastante simples, no

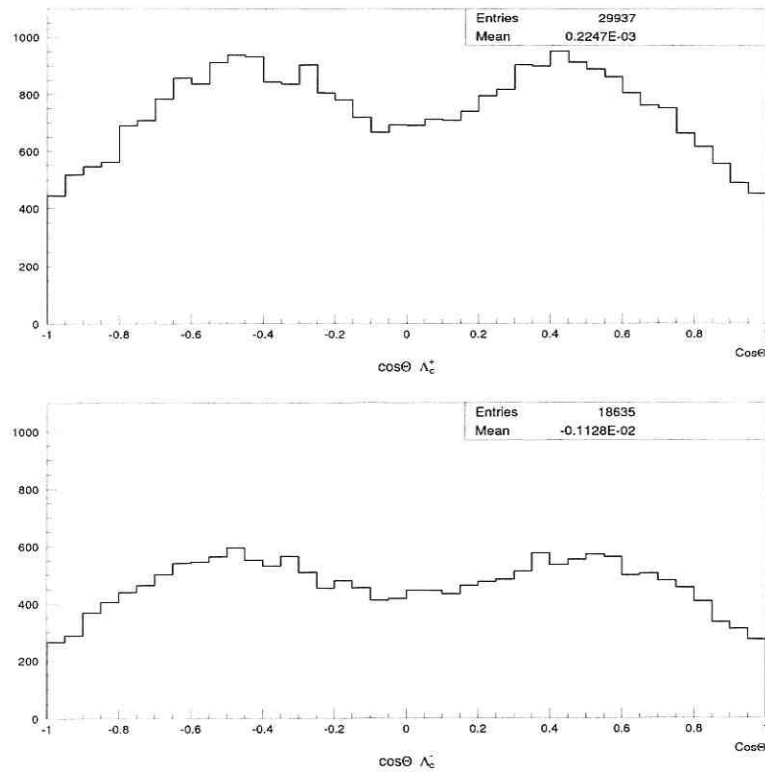


Figura 4.8: Distribuições de $\cos\theta$ para Λ_c^+ e Λ_c^-

referencial do laboratório ou no referencial de repouso do Λ_c já que ele é invariante pela transformação de Lorentz que liga estes dois referenciais. O vetor normal é proporcional ao produto vetorial entre a direção do feixe incidente e a direção da partícula Λ_c produzida. Também foi simples calcular a direção do momento do Λ no referencial de repouso de Λ_c fazendo uma transformação (*boost*) de Lorentz.

Definido $\cos\theta$, a distribuição dos Λ 's foi determinada da seguinte forma:

- Se determinou 3 intervalos de $\cos\theta$: $[-1.0, -0.33]$, $[-0.33, 0.33]$ e $[0.33, 1.0]$
- Para cada um destes intervalos, calculou-se o histograma de massa dos Λ_c 's cujos lambdas foram produzidos em $\cos\theta$ pertencente àquele intervalo.
- Ajustou-se cada um desses histogramas de massa usando a função descrita na Seção 4.3. Nestes ajustes a largura e o valor central (massa) das gaussianas foram fixadas nos valores obtidos para o ajuste do histograma de massa para

todo $\cos \theta$ (vide Fig. 4.3).

- O número de lambdas produzidos em cada intervalo de $\cos \theta$ é igual ao número de eventos sob a região do sinal, obtido durante o ajuste.

O número de lambdas produzidos em cada intervalo são apresentados na Tabela 4.5.

Tabela 4.5: Número de eventos por intervalos de $\cos \theta$, divididos em duas regiões de p_T .

p_T (GeV/c)	$\cos \theta$	$dN/d\cos \theta$	
		Λ_c^+	Λ_c^-
$\langle 0, 0.75 \rangle$	$[-1.00, -0.33]$	81 ± 18	42 ± 16
	$\langle -0.33, 0.33 \rangle$	51 ± 14	34 ± 10
	$\langle 0.33, 1.00 \rangle$	114 ± 18	66 ± 12
$\langle 0.75, 4 \rangle$	$[-1.00, -0.33]$	152 ± 20	83 ± 14
	$\langle -0.33, 0.33 \rangle$	50 ± 15	32 ± 11
	$\langle 0.33, 1.00 \rangle$	156 ± 19	120 ± 15

As Figs. 4.9 e 4.10 mostram os histogramas massa de partículas e antipartículas divididos em dois intervalos de p_T e três regiões de $\cos \theta$, ajustados pelas funções já mencionadas.

Depois, para obter o número "real" de lambdas produzidos em cada intervalo, os valores obtidos foram divididos pela eficiência em cada região.

$$(dN/d\cos \theta)_{\text{real}} = \frac{(dN/d\cos \theta)_{\text{prod}}}{\epsilon} \quad (4.5)$$

Então, usando os valores mostrados na Tabela 4.4 para a eficiência e a equação 4.5 se obteve os valores mostrados na Tabela 4.6 para a distribuição angular.

Finalmente, a distribuição angular corrigida foi normalizada pelo número total de eventos em cada região de p_T e ajustada por uma função linear.

O ajuste nas distribuições dos Λ 's foi feito usando a seguinte expressão:

$$f(x) = A(1 + Bx) \quad (4.6)$$

onde A e B são os parâmetros a serem calculados.

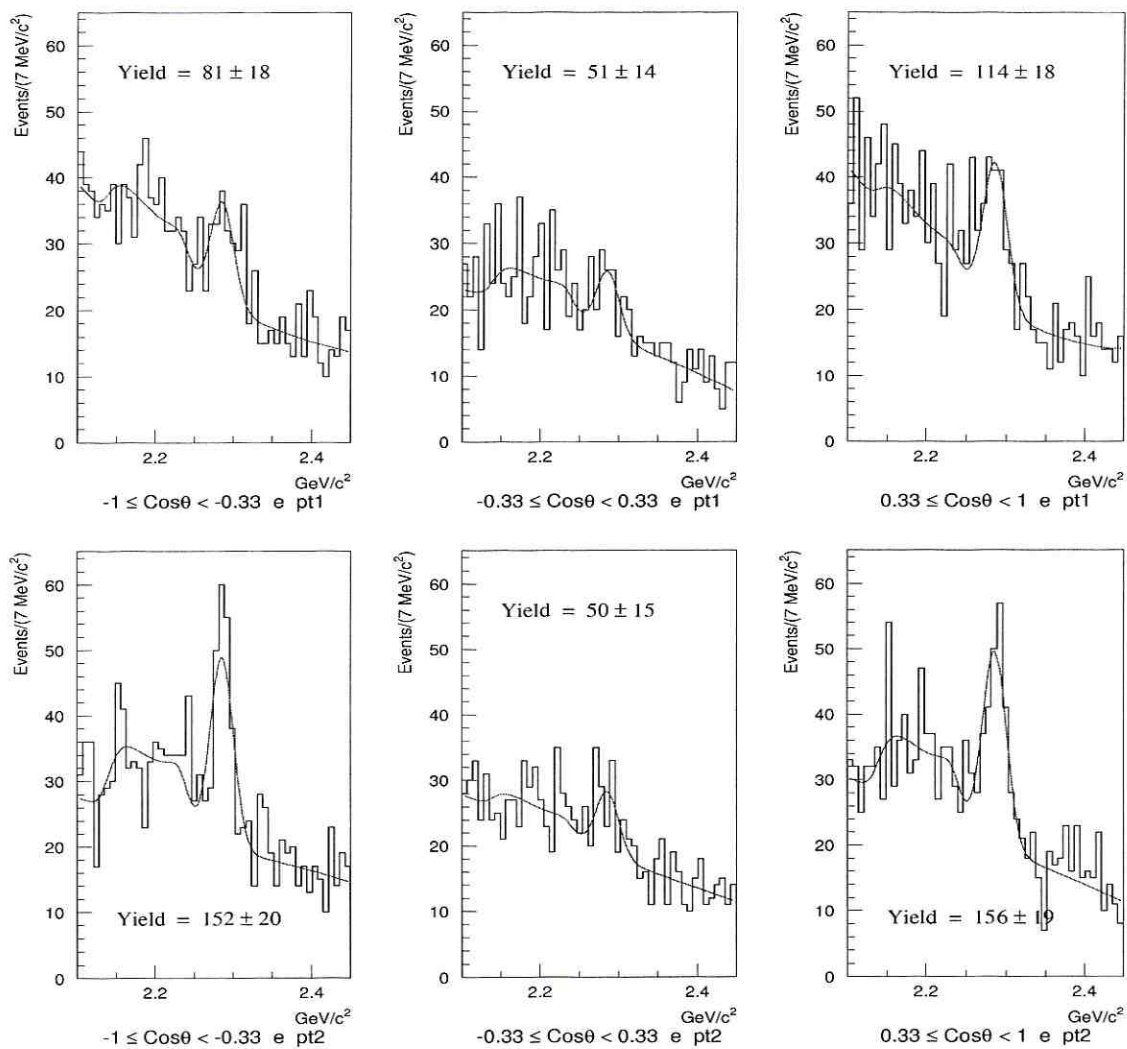


Figura 4.9: Distribuições de massa do Λ_c^+ divididas em três regiões de $\cos\theta$ e dois intervalos de p_T . pt1: $0 \leq p_T \leq 0.75$, pt2: $0.75 \leq p_T \leq 4$.

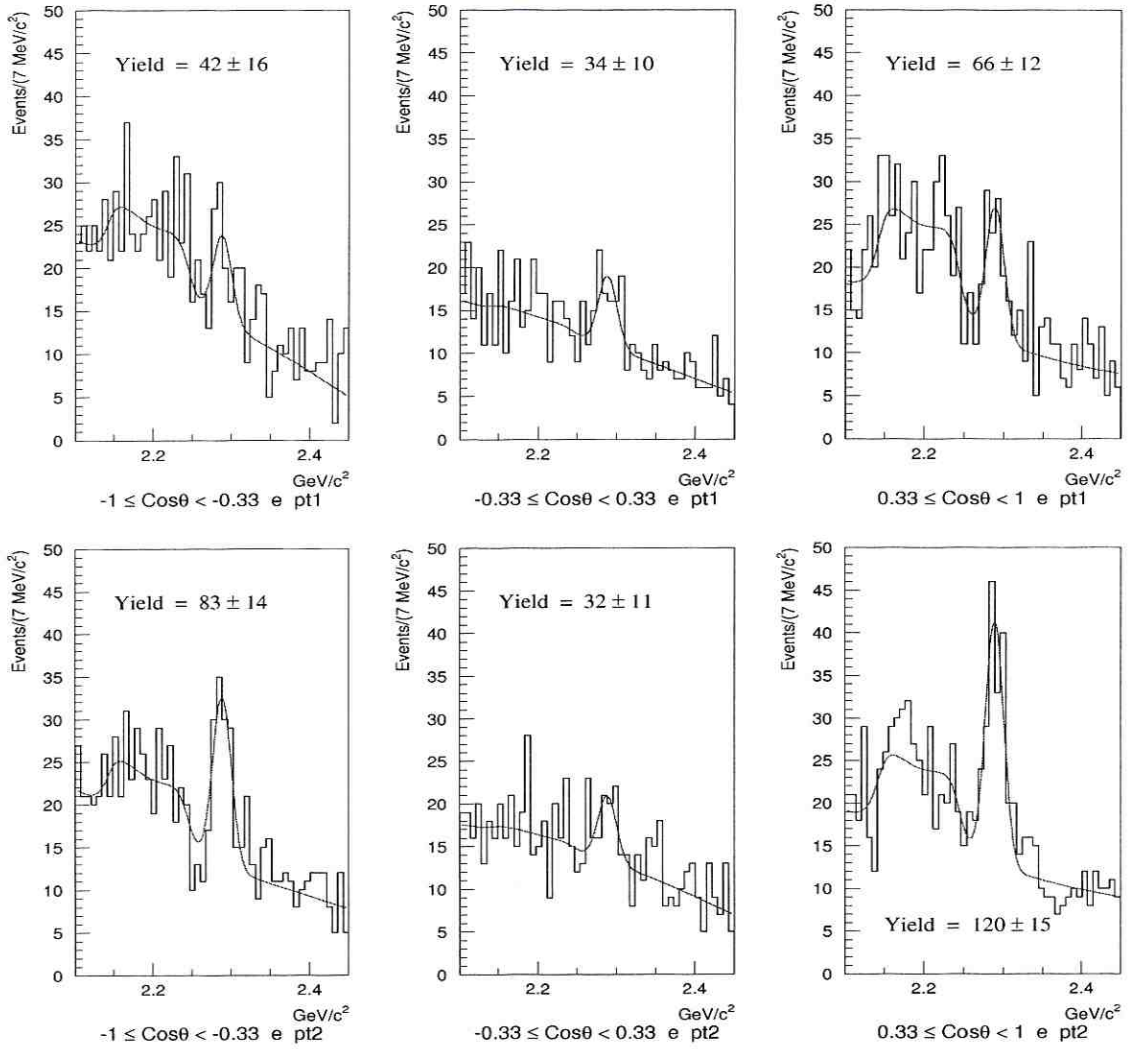


Figura 4.10: Distribuições de massa de Λ_c^- divididas em três regiões de $\cos\theta$ e dois intervalos de p_T . pt1 : $0 \leq p_T \leq 0.75$, pt2 : $0.75 \leq p_T \leq 4$.

Tabela 4.6: Número de eventos por intervalos de $\cos\theta$, corrigidos pela eficiência e divididos em duas regiões de p_T .

p_T (GeV/c)	$\cos\theta$	dN/dcos θ	
		Λ_c^+	Λ_c^-
$\langle 0, 0.75 \rangle$	$[-1.00, -0.33]$	8475 ± 2191	3201 ± 1327
	$\langle -0.33, 0.33 \rangle$	9025 ± 2910	4916 ± 1736
	$\langle 0.33, 1.00 \rangle$	11328 ± 2061	5212 ± 1157
$\langle 0.75, 4 \rangle$	$[-1.00, -0.33]$	14825 ± 2210	9277 ± 1717
	$\langle -0.33, 0.33 \rangle$	19983 ± 4970	10405 ± 2753
	$\langle 0.33, 1.00 \rangle$	15179 ± 2183	9568 ± 1439

Pode-se notar facilmente que a Eq. 4.6 tem a forma funcional da Eq. 2.45, onde se identifica que o parâmetro $B = \alpha P$.

As Figs. 4.11 e 4.12 mostram as distribuições angulares dos lambdas/antilambdas separadas em dois intervalos de p_T , antes e depois de serem corrigidos pela eficiência, estas últimas estão normalizadas. As figuras também mostram os ajustes realizados nas distribuições normalizadas.

Todo o processo descrito anteriormente foi realizado de novo para calcular a polarização media integrada em todo o intervalo de p_T ¹² considerado ($0 \leq p_T \leq 4$).

Os resultados de αP global e como função de p_T são apresentados na Tabela 4.7 e na Fig. 4.13, para partículas e antipartículas respectivamente.

Tabela 4.7: Valores de αP em intervalos de p_T

p_T (GeV/c)	αP	
	Λ_c^+	Λ_c^-
$\langle 0, 0.75 \rangle$	0.222 ± 0.239	0.340 ± 0.323
$\langle 0.75, 4 \rangle$	0.019 ± 0.164	0.295 ± 0.192
$\langle 0, 4 \rangle$	0.098 ± 0.141	0.341 ± 0.166

¹²As distribuições de massa e angulares, assim como as eficiências respectivas se mostram no Apêndice C.

4.5.1 Erros Sistemáticos para $(\alpha P)_{\Lambda_c}$ global

Vários testes foram realizados com a finalidade de obter o erro sistemático no cálculo do αP global. As condições do ajuste e alguns dos cortes foram mudados razoavelmente para a amostra inteira. Os valores obtidos para αP ao realizar estas variações são *a priori* igualmente prováveis, portanto esta incerteza pode ser estimada pelo *rms* (Desvio padrão) da medição¹³.

As seguintes variações sistemáticas foram realizadas no análise:

- Usou-se bins de largura 5 e 10 MeV/c² nos histogramas de massa.
- Mudou-se o grau do polinômio que ajusta o background para um polinômio de 2º grau.
- Dividiu-se a faixa de $\cos \theta$ e 4 intervalos iguais em vez de 3 intervalos.
- Variaram-se os mais relevantes cortes de seleção para testar se o Monte Carlo simula corretamente o detector, isto é:
 - a. $L/\sigma_L > 3, 5$ e 6 (valor default: $L/\sigma_L > 4$)
 - b. $p(\Lambda_c) > 40, 55$ e 75 GeV/c (valor default: $p(\Lambda_c) > 45$ GeV/c)
 - c. $\pi_{\text{con}} > -6, -4$ e -3 (valor default: $\pi_{\text{con}} > -5$)

Os resultados obtidos para o αP para todos os testes sistemáticos são apresentados na Fig. 4.14. Como se mencionou anteriormente, para estimar o erro sistemático se calculou o RMS de todos os resultados. Para o Λ_c^+ o erro sistemático em αP é ± 0.05 , e para o Λ_c^- o erro sistemático em αP é ± 0.07 .

Então, os resultados finais destas medições são:

$$\alpha P_{\Lambda_c^+} = 0.098 \pm 0.141 \pm 0.05 \quad (4.7a)$$

$$\alpha P_{\Lambda_c^-} = 0.341 \pm 0.166 \pm 0.07 \quad (4.7b)$$

¹³ $\sigma_{rms} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N x_i^2 - N(x)^2}{N-1}}$. Para mais detalhes ver a Ref. [84].

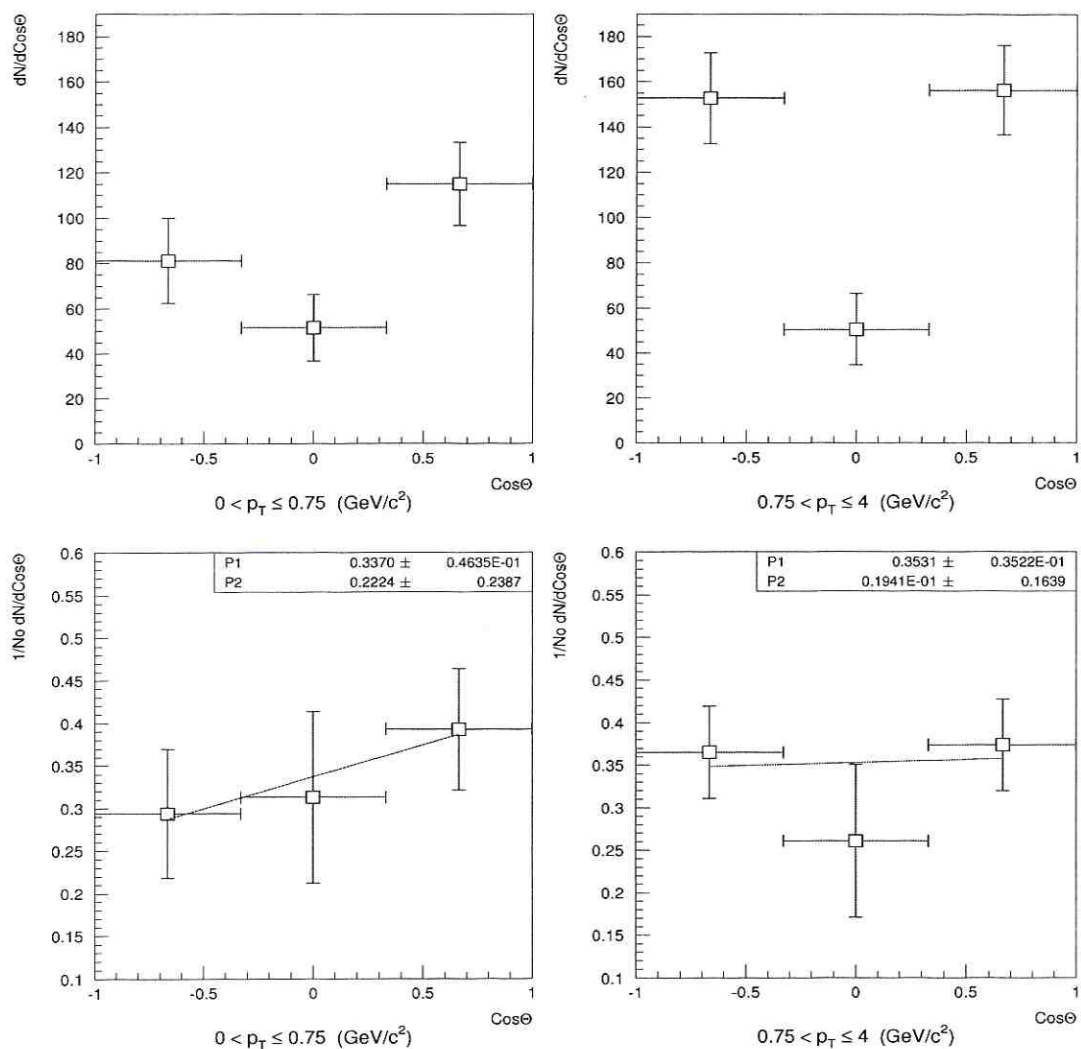


Figura 4.11: a) Figuras superiores: Distribuição angular dos lambdas para Λ_c^+ , dividido em regiões de p_T (antes da correção pela eficiência). b) Figuras inferiores: Distribuição angular normalizada dos lambdas para Λ_c^+ , dividido em regiões de p_T (corrigida pela eficiência).

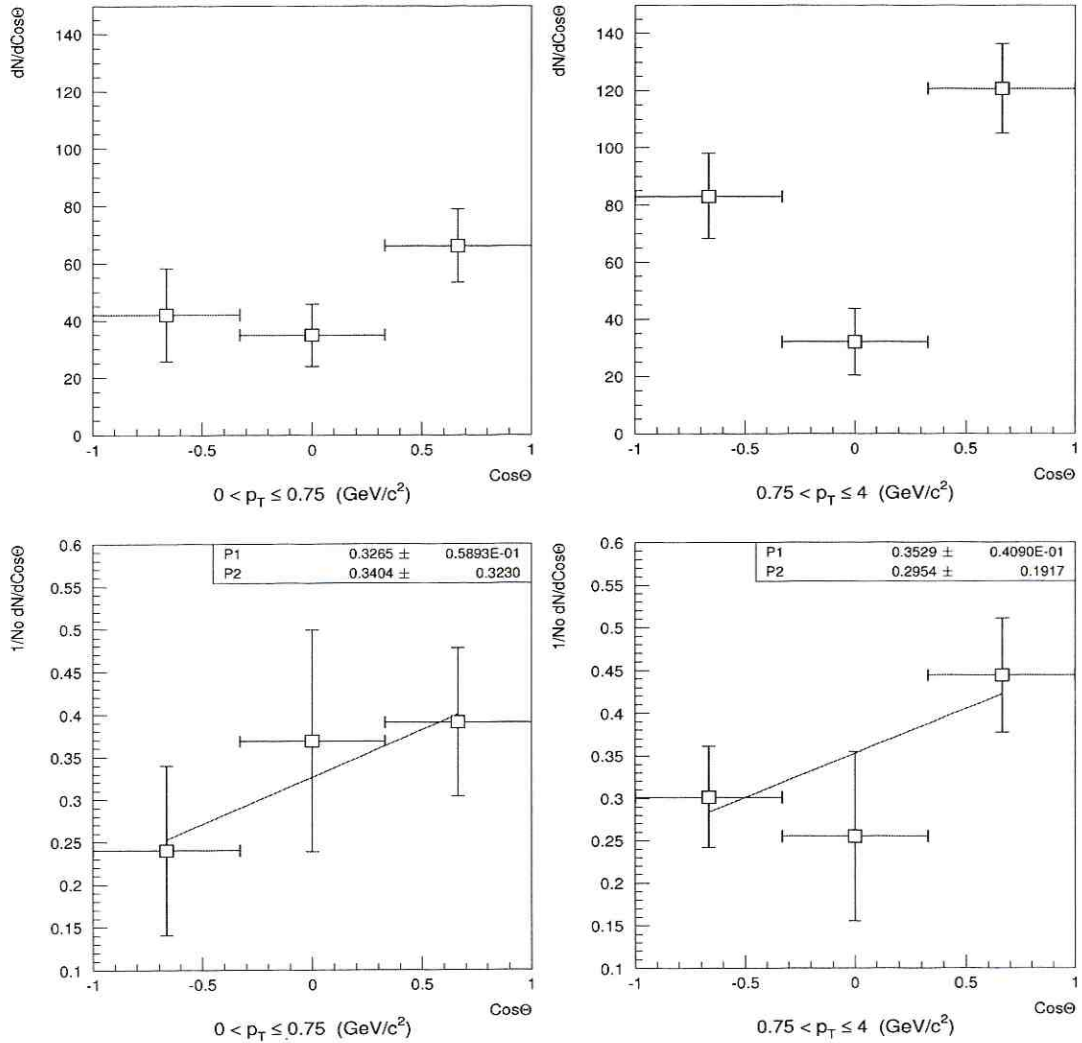


Figura 4.12: a) Figuras superiores: Distribuição angular dos antilambdas para Λ_c^- , dividido em regiões de p_T (antes da correção pela eficiência). b) Figuras inferiores: Distribuição angular normalizada dos antilambdas para Λ_c^- , dividido em regiões de p_T (corrigida pela eficiência).

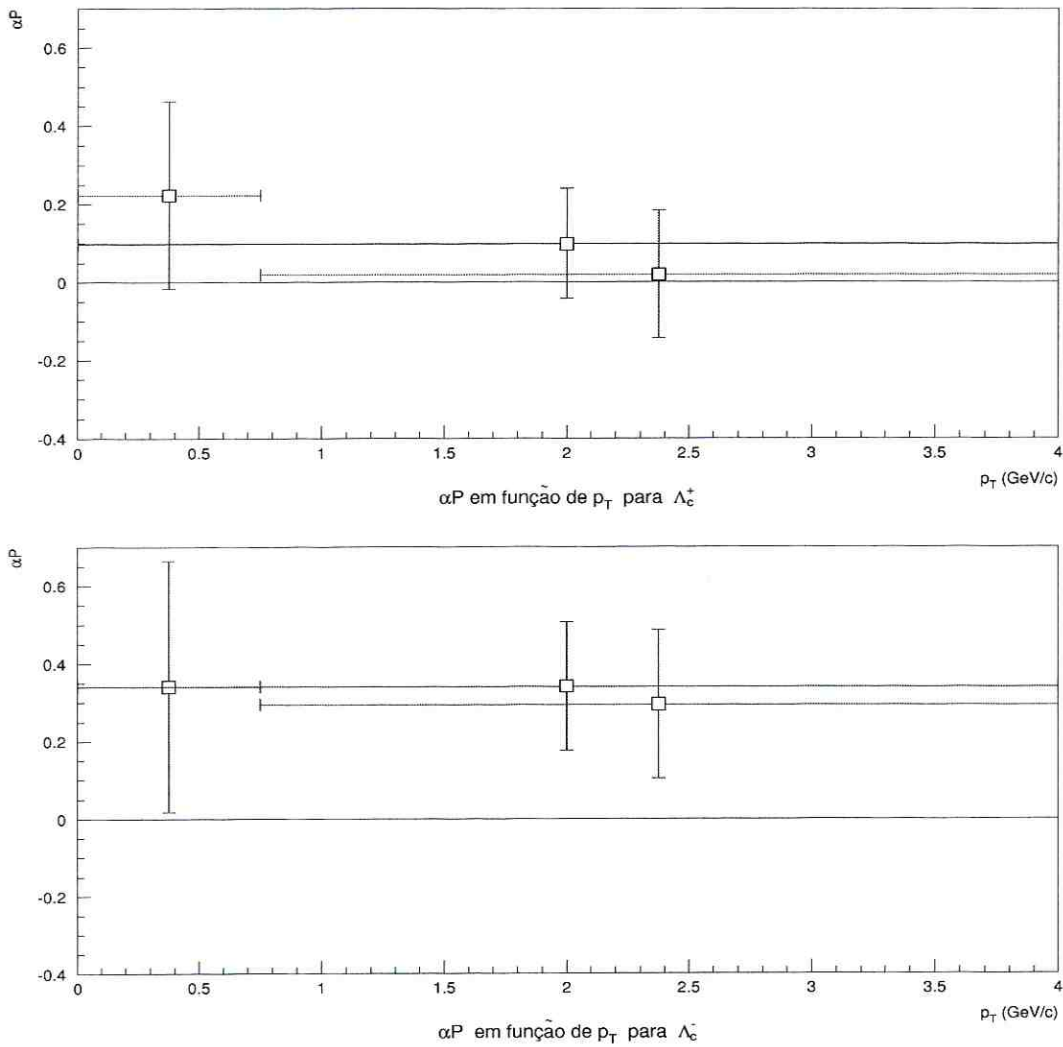


Figura 4.13: a) Valores de α_P global e como função de p_T para o Λ_c^+ . b) Valores de α_P global e como função de p_T para o Λ_c^- .

Os pontos de cor azul indicam o valores de α_P médio, e os pontos em vermelho indicam os valores α_P como função de p_T .

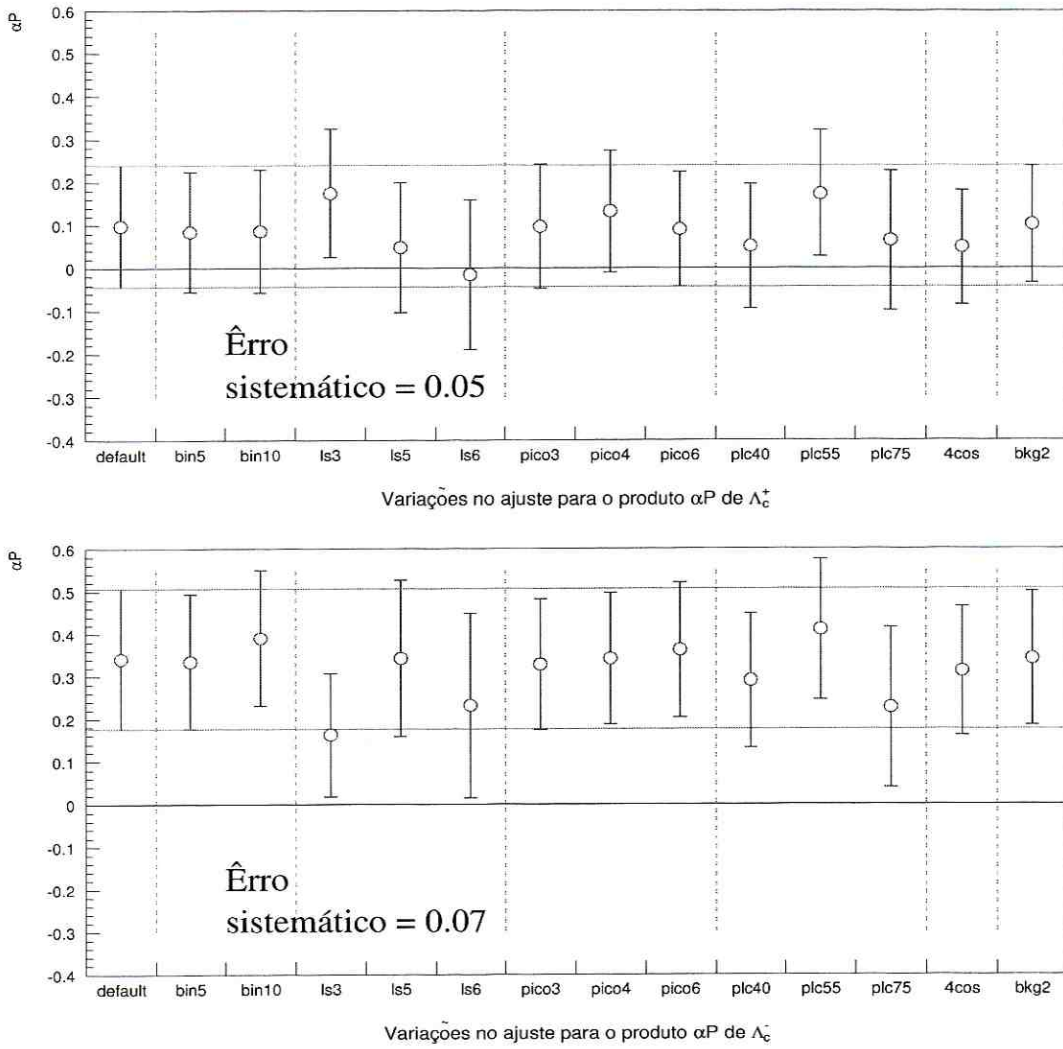


Figura 4.14: Resumo do estudo de erros sistemáticos para o produto α_P para partículas e antipartículas.

Capítulo 5

Conclusões

Nesta tese se usaram dados provenientes do experimento FOCUS/E831 para estudar a polarização do Λ_c produzido em interações fóton-núcleon. Este experimento foi capaz de reconstruir mais de 1 milhão de partículas com charme. Esta amostra com alta estatística possibilitou fazer medidas mais precisas e estudar decaimentos raros (ou de BR¹ pequeno) de partículas charmosas.

Em particular foi possível obter pela primeira vez uma amostra de cerca de ~ 1480 partículas Λ_c decaindo em dois corpos ($\Lambda_c \rightarrow \Lambda\pi$), e estudar a distribuição angular do lambda no centro de massa do $\Lambda\pi$. Isto possibilita extrair o produto αP , onde " α " é o parâmetro de assimetria do decaimento fraco do Λ_c neste canal, e P é a polarização de Λ_c .

Mostra-se pela primeira vez uma medida para o produto αP do decaimento Λ_c em interações fóton-núcleon. Se estudou também a dependência em p_T deste produto.

Os resultados obtidos são:

p_T (GeV/c)	αP	
	Λ_c^+	Λ_c^-
$\langle 0, 0.75 \rangle$	0.222 ± 0.239	0.340 ± 0.323
$\langle 0.75, 4 \rangle$	0.019 ± 0.164	0.295 ± 0.192
$\langle 0, 4 \rangle$	$0.098 \pm 0.141 \pm 0.05$	$0.341 \pm 0.166 \pm 0.07$

Para obter os valores da polarização de Λ_c^+ e Λ_c^- , podem-se usar os valores do

¹BR: Branching Ratio.

parâmetro de assimetria α_{Λ_c} medidos experimentalmente²:

Tabela 5.1: Valores medidos de $\alpha_{\Lambda_c^+}$

Experimento	$\alpha_{\Lambda_c^+}$
CLEO2	$-0.94 \pm 0.21 \pm 0.12$
ARGUS	-0.91 ± 0.42
CLEO	-1.1 ± 0.4

Se se assumir que há conservação de CP, então: $\alpha_{\Lambda_c^+} = -\alpha_{\Lambda_c^-}$

Logo:

Tabela 5.2: Valores da Polarização média de Λ_c^+ e Λ_c^- usando os diferentes valores de α_{Λ_c}

$\alpha_{\Lambda_c^+}$ usado	Polarização	
	Λ_c^+	Λ_c^-
CLEO2	$-0.104 \pm 0.173 \pm 0.07$	$0.363 \pm 0.258 \pm 0.12$
ARGUS	$-0.108 \pm 0.205 \pm 0.05$	$0.375 \pm 0.355 \pm 0.08$
CLEO	$-0.089 \pm 0.161 \pm 0.05$	$0.310 \pm 0.264 \pm 0.06$

Promediando os valores obtidos para a polarização média de Λ_c^+ e Λ_c^- se terá:

$\bar{P}_{\Lambda_c^+}$	$-0.100 \pm 0.180 \pm 0.06$
$\bar{P}_{\Lambda_c^-}$	$0.349 \pm 0.292 \pm 0.09$

Os resultados obtidos indicam que os Λ_c são produzidos não polarizados (quasi todos os valores são compatíveis com zero em menos de 1σ de erro experimental), indicando que efeitos do spin, ao contrario do que acontece na hadroprodução, não são tão importantes na fotoprodução de Λ_c 's.

Nossos resultados estão de acordo com os resultados obtidos pelo experimento CLEO [85], que obteve um valor para a polarização média do Λ_c ($\Lambda_c \rightarrow \Lambda\pi$) pro-

²CLEO [85], ARGUS [86], CLEO2 [87]. Deve-se notar que para o erro no resultado do CLEO2, se seguiu o critério do PDG 2004, que é explicado pela seguinte citação: "Bishai realmente obtém $\alpha = -0.94_{-0.6-0.6}^{+0.21+0.12}$, cortando os erros no limite físico $\alpha = -1$. Não obstante, para $\alpha \sim -1$, alguns experimentos poderiam obter valores não físicos ($\alpha < -1$), e promediando tais valores com outras medições (ou os erros que vão além de -1) não poderiam ser cortados".

duzido na interação e^+e^- : $P = -0.2 \pm 0.2$ (assumindo $\alpha_{\Lambda_c} = -1$, e $P_{\Lambda_c^+} = P_{\Lambda_c^-}$), que também é compatível com zero.

Da Fig. 4.13 e da Tab. 5, pode-se observar (mais notavelmente para a partícula Λ_c^+ que para a antipartícula Λ_c^-) um comportamento decrescente nas distribuições de αP em função de p_T . O que significa que a polarização para Λ_c^+ é negativa e aumenta em função de p_T , enquanto que para Λ_c^- , a polarização é positiva e diminui em função de p_T (se bem que todos os valores das polarizações são compatíveis com zero). Este resultado está em contradição com o resultado achado na experiência E791 [60] do Fermilab, onde se encontrou uma significativa polarização negativa que decresce em função de p_T , e com o modelo fenomenológico híbrido (Vide Subseção 1.6.1) que prevê o comportamento encontrado na experiência E791.

Isso de certa forma era esperado, porque o fóton incidente não tem quarks de valência, e nessa região de x_f os quarks vêm do mar que se crê não está polarizado.

Por outro lado, até o presente vários resultados experimentais para a medida de α faziam a hipótese que a polarização do Λ_c deveria ser nula. Nossos resultados confirmam que esta hipótese era "razoável" dando um embasamento experimental para estas medidas.

Uma vez obtido o valor da polarização de Λ_c ($\mathbf{P}_{\Lambda_c} = \mathbf{0}$), será possível medir o valor de α_{Λ_c} . Para isto, deve calcular-se primeiro a polarização do Λ (produto do decaimento de Λ_c) no próprio referencial. A expressão geral é³:

$$P_B = \frac{(\alpha_Y + P_Y \cdot \hat{n})\hat{n} + \beta(P_Y \times \hat{n}) + \gamma\hat{n} \times (P_Y \times \hat{n})}{1 + \alpha_Y P_Y \cdot \hat{n}} \quad (5.1)$$

onde P_B é a polarização do Λ , P_Y e α_Y são a polarização e o parâmetro de assimetria do Λ_c respectivamente, e \hat{n} é um vetor unitário na direção do Λ no referencial do laboratório.

Então, levando em conta o resultado obtido para a polarização do Λ_c ($P_Y = 0$):

$$P_B = \alpha_Y \hat{n} \quad (5.2)$$

³Ver Ref. [88]

De outro lado, a distribuição angular dos prótons produtos do decaimento $\Lambda \rightarrow p\pi$ no referencial do Λ é dado por:

$$\frac{dW}{d\cos\theta} = \frac{1}{2}(1 + \alpha_B P_B \cos\theta) \quad (5.3)$$

onde α_B é o parâmetro de assimetria do Λ , e $\cos\theta$ é o ângulo entre a direção do próton no referencial de repouso de Λ e a direção do Λ no referencial de repouso de Λ_c .

Logo, usando o resultado da equação 5.2 se tem que:

$$\frac{dW}{d\cos\theta} = \frac{1}{2}(1 + \alpha_Y \alpha_B \cos\theta) \quad (5.4)$$

Então, desta distribuição e usando o valor de α_Λ (que é conhecido) pode-se extrair o valor de α_{Λ_c} .

Como se tem uma amostra com estatística superior a do CLEO, deverá ser possível fazer a medida do α_{Λ_c} com erros estatísticos menores que nos experimentos anteriores.

Referências

- [1] David Griffiths, Introduction to Elementary Particles, John Wiley & sons, Inc. (1987).
- [2] Francis Halzen, Alan D. Martin, An Introductory Course in Modern Particle Physics, John Wiley & sons, Inc. (1984).
- [3] M. Gell-Mann, Phys. Lett. 8, 214 (1964).
- [4] Donald H. Perkins, Introduction to High Energy Physics, Addison Wesley Publishing Company, Inc. (1987).
- [5] O. W. Greenberg, Phys. Rev. Lett. 13, 598 (1964).
- [6] D. Gross and F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. 30, 1343 (1973).
- [7] J. J. Aubert et al., Phys. Rev. Lett. 33, 1404 (1974).
- [8] J.E. Augustin et al., Phys. Rev. Lett. 33, 1406 (1974).
- [9] J. Rosner, New Physics, ed., American Association of Physics Teachers, New York (1981).
- [10] SLAC publication Beam Line, Volumen 7, No. 11, November 1976.
- [11] S. D. Drell (June 1975) and S. L. Glashow (October 1975) Scientific American Articles.
- [12] J. D. Bjorken and S. L. Glashow, Phys. Lett. 11, 255 (1964).
- [13] S. L. Glashow, J. Iliopoulos and Maiani, Phys. Rev. D2, 1285 (1970).

- [14] R. F. Schwitters, *Sci. Am.* (October 1977).
- [15] E. G. Cazzoli et al., *Phys. Rev. Lett.* 34, 1125 (1975).
- [16] G. Goldhaber et al., *Phys. Rev. Lett.* 37, 255 (1976).
- [17] I. Peruzzi, *Phys. Rev. Lett.* 37, 569 (1976).
- [18] R. Brandelik et al., *Phys. Lett. B* 70, 132 (1977).
- [19] M. Perl et al., *Phys. Rev. Lett.* 35, 1489 (1975).
- [20] S. W. Herb et al., *Phys. Rev. Lett.* 39, 252 (1977).
- [21] M. Basile et al., *Nuovo Cimento Lett.* 31, 97 (1981).
- [22] D. Drijar et al., *Phys. Lett.* 108 B, 361 (1982).
- [23] S. Behrends et al., *Phys. Rev. Lett.* 50, 881 (1983).
- [24] F. Abe et al., *Phys. Rev. D* 50, 2966 (1994).
- [25] S. Abachi et al., *Phys. Rev. Lett.* 72, 2138 (1994).
- [26] S. Abachi et al., *Phys. Rev. Lett.* 74, 2632 (1995).
- [27] F. Abe et al., *Phys. Rev. Lett.* 74, 2626 (1995).
- [28] K. Hagiwara et al., *Phys. Rev. D, Particles and Fields, Review of Particle Physics, PDG.* The American Physical Society. Vol 66, No. 1-I (2002).
- [29] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman and T. Sjöstrand, *Phys. Rep.* 97 31 (1983).
- [30] E. Norrbin and T. Sjöstrand, *Eur. Phys. J. C* 17, 137, (2000).
- [31] D. Amati, R. Petronzio and G. Veneziano, *Nucl. Phys. B* 140, 54 (1978).
- [32] S. Libby and G. Sterman, *Phys. Rev. D* 18, 3252 (1978).

- [33] A. H. Mueller, Phys. Rev. D 18, 3705 (1978).
- [34] R. K. Ellis et al., Nucl. Phys. B 152, 285 (1979).
- [35] A. V. Efremov and A. V. Radyushkin, Theor. Math. Phys. 44, 664 (1981).
- [36] G. Arnison et al., Phys. Lett. B 132, 214 (1983).
- [37] P. Bagnaia et al., Phys. Lett. B 138, 430 (1984).
- [38] G. Banner et al., Phys. Lett. B 122, 476 (1983).
- [39] L. M. Jones and H. W. Wyld, Phys. Rev. D 17, 759, (1978).
- [40] Joel Butler and Peter Garbincius, Charming photons: a report from E687, Fermilab Report (1993).
- [41] M. Fontannaz, B. Pire, and D Scshiff, Z. Phys. C 11, 211, (1981).
- [42] T. Sjöstrand, Comput. Phys. Commun. 46, 367, (1987).
- [43] T. Sjöstrand and M. Bengtsson, Comput. Phys. Commun. 46, 43, (1987).
- [44] H. U. Bengtsson and T. Sjöstrand, Comput. Phys. Commun. 46, 43, (1987).
- [45] G. Bunce et al., Phys. Rev. Lett. 36, 1113 (1976).
- [46] C. Wilkinson et al., Phys. Rev. Lett. 58, 855 (1987).
- [47] K. Heller, Proceedings of Spin 96, Amsterdam 10-14/10/96, World Scientific (1997) p.23.
- [48] A. Erwin, Proceedings of Spin 96, Amsterdam 10-14/10/96, World Scientific (1997).
- [49] B. Andersson et al., Phys. Lett. B 85, 417 (1979).
- [50] J. Szwed et al., Phys. Lett. B 105, 403 (1981).

- [51] T. A. DeGrand and H. I. Miettinen, *Phys. Rev. D* 24, 2419 (1981).
- [52] W. G. D. Dharmaratna and G. R. Goldstein, *Phys. Rev. D* 41, 1731 (1990).
- [53] W. G. D. Dharmaratna and G. R. Goldstein, *Phys. Rev. D* 53, 1073 (1996).
- [54] J. Soffer and N. E. Törnqvist, *Phys. Rev. Lett.* 68, 907 (1992).
- [55] S. M. Troshin and N. E. Tyurin, *Sov. J. Nucl. Phys.* 38 (1983).
- [56] L. Zuo-Tang and C. Boros, *Phys. Rev. Lett.* 79, 3608 (1997).
- [57] J. C. Anjos et al., *Phys. Rev. D* 56, 394 (1997).
- [58] N. Nakajima et al., *arXiv:hep-ph/9906451 v1* (1999)
- [59] G. R. Goldstein, *arXiv:hep-ph/0001187 v1* (2000)
- [60] E791 Collab., E. M. Aitala et al., *Phys. Lett. B* 471, 449 (2000).
- [61] S. Ekelin and S. Fredriksson, *Phys. Lett.* 95, 373 (1985).
- [62] G. Morpurgo, *Nuovo Cimento* 3, 1069 (1956).
- [63] T. D. Lee, C. N. Yang, *Phys. Rev.* 104, 254 (1956).
- [64] T. D. Lee, R. Ohme, C. N. Yang, *Phys. Rev.* 106, 340 (1957).
- [65] T. D. Lee, J. Steinberg, G. Feinberg, P. K. Kabir, C. N. Yang, *Phys. Rev.* 106, 1367 (1957).
- [66] T. D. Lee, C. N. Yang, *Phys. Rev.* 108, 1645 (1957).
- [67] J. J. Sakurai, *Invariance Principles and Elementary Particles*, Pinceton University Press, 1964, Sec. 3.5.
- [68] G. Kälén, *Elementary Particle Physics*, Addison-Wesley Publishing Company, Inc. (1964), Sec. 17-4.

- [69] K. Kajantie, E. Byckling, Particle Kinematics, John Wiley & sons, Inc. (1973), Cap. III.
- [70] Wideband Beam Photon Collaboration (S. Bianco et al.), A high statistics study of states containing heavy quarks using the wide band photon beam ant the E-687 multiparticle spectrometer, FERMILAB-PROPOSAL-P831, (1992).
- [71] P. L. Frabetti et al., Nucl. Instrum. Meth. A 320, 519 (1992).
- [72] P. L. Frabetti et al., Nucl. Instrum. Meth. A 329, 62 (1993).
- [73] FOCUS Collaboration, Description and performance of the Fermilab FOCUS spectrometer, 1999, <http://www-focus.fnal.gov/nim/focus-nim/nim.ps>.
- [74] J. M. Link et al., Nucl. Instrum. Meth. A 484, 270-286 (2002).
- [75] S. Bianco et al., The upgraded outer EM calorimeter of FOCUS at Fermilab, "Lissabon 1999, Calorimetry in high energy physics", 527 (1999).
- [76] L. Cinquini, J. Cumalat, E. Erdos, B. O'Reilly and E. Vaandering, A description of the inner Electromagnetic Calorimeter for FOCUS, FOCUS memo, http://www-hep.colorado.edu/e687/focus_doc/iecal.ps.
- [77] G. Bonomi, An iron/scintillator tile calorimeter for the Focus experiment at Fermilab, VII International Conference on Calorimetry in High Energy Physics, Tucson, Arizona, USA, 9-14 Nov. 1997. Edited by E. Cheu, T. Embry, J. Rutherford, and R. Wigmans, 280, Singapore: World Scientific, (1998).
- [78] G. Boca et al., Nucl. Instrum. Meth. A 409, 561 (1998).
- [79] R. L. Culbertson, "Four-Body Semileptonic Decays of D Mesons", Ph.D. thesis, Iniversity of Illinois at Urbana-Champaign (1993).
- [80] D. Groom et al., Eur. Phys. J C15 (2000) 1.

- [81] FOCUS Collab., J. M. Link et al. (FOCUS), published in NIM-A, Fermilab pub-01/244-E.
- [82] D. L. Pegna, "Study of the decay channel $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0 \pi^+$ ", FOCUS Collaboration Meeting, Rio de Janeiro (2003).
- [83] T. Sjöstrand, *Comput. Phys. Commun.* 82, 74, (1994).
- [84] FOCUS Collab., J. M. Link et al., *Phys. Lett. B* 555, 173 (2003).
- [85] CLEO Collab., P. Avery et al., *Phys. Rev. Lett.* 65, 2842 (1990).
- [86] ARGUS Collab., H. Albrecht et al., *Phys. Lett. B* 274, 239 (1992).
- [87] CLEO2 Collab., M. Bishai et al., *Phys. Lett. B* 350, 256 (1995).
- [88] E. D. Commins, *Phys. Lett. B*, Review of Particle Physics, PDG, Vol. 592/1-4 (2004), Pag. 864.

Apêndice A

Soluções de ondas planas para a equação livre de Dirac

Um conjunto completo de soluções para a equação de Dirac pode ser obtida na forma de ondas planas.

$$\psi_\alpha = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i(\mathbf{q}\cdot\mathbf{x} - E x_0)} u_\alpha(\mathbf{q}) \quad (\text{A.1})$$

onde como é usual, V é o volume de normalização.

Substituindo na equação de Dirac

$$\left(\gamma \frac{\partial}{\partial x_k} + m \right) \psi(x) = 0 \quad (\text{A.2})$$

temos que:

$$(i\gamma_k q_k - \gamma_4 E + m)u(\mathbf{q}) = 0 \quad (\text{A.3})$$

Assumindo que $u(\mathbf{q})$ está composta de duas matrizes coluna v e w , cada uma delas com duas componentes, então:

$$\begin{aligned} (i\gamma_k q_k - \gamma_4 E + m)u(\mathbf{q}) &= \begin{pmatrix} m - E & \sigma \cdot \mathbf{q} \\ -\sigma \cdot \mathbf{q} & m + E \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v \\ w \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} (m - E)v + \sigma \cdot \mathbf{q}w \\ -\sigma \cdot \mathbf{q}v + (m + E)w \end{pmatrix} = 0 \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

em conseqüência, a equação de Dirac é equivalente às duas relações:

$$w(\mathbf{q}) = \frac{\sigma \cdot \mathbf{q}}{E + m} v(\mathbf{q}) \quad (\text{A.5a})$$

$$v(\mathbf{q}) = \frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{q}}{E - m} w(\mathbf{q}) \quad (\text{A.5b})$$

Eliminando v ou w , e assumindo que a quantidade que não têm sido eliminada não some, se encontra de A.5 a relação usual entre a energia e o momento:

$$E = \pm \sqrt{\mathbf{q}^2 + m^2} \quad (\text{A.6})$$

Então, a solução de onda plana geral para a equação de Dirac é obtida escolhendo um tetra-vetor energia-momento (\mathbf{q}, E) que satisfaça A.6, e qualquer uma das matrizes $\boldsymbol{\sigma}$ s vetores $v(\mathbf{q})$ ou $w(\mathbf{q})$.

Como v e w , cada uma delas têm dois componentes, então se terá dois soluções linearmente independentes para a equação de Dirac por cada tetra-vetor escolhido (A.6). Devido aos dois sinais que aparecem nessa relação, se têm quatro soluções independentes para a equação de Dirac por cada vetor \mathbf{q} , dois por cada sinal de E . Então, vai-se escolher o seguinte conjunto como soluções base:

$$u^{(+)(r)}(\mathbf{q}) = \sqrt{\frac{E+m}{2E}} \begin{pmatrix} \xi^{(r)} \\ \frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{q}}{E+m} \xi^{(r)} \end{pmatrix} \quad (\text{A.7a})$$

$$u^{(-)(r)}(\mathbf{q}) = (-1)^s \sqrt{\frac{E+m}{2E}} \begin{pmatrix} -\frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{q}}{E+m} \xi^{(s)} \\ \xi^{(s)} \end{pmatrix}; \quad r \neq s \quad (\text{A.7b})$$

A letra E nas duas equações A.7 sempre denota a raiz quadrada positiva em A.6. As duas funções $u^{(+)}$ correspondem ao valor positivo da energia, enquanto que as duas funções $u^{(-)}$ correspondem ao valor negativo da energia.

A letra $\xi^{(r)}$ denota um vetor coluna com duas componentes:

$$\xi^{(1)} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.8a})$$

$$\xi^{(2)} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.8b})$$

Apêndice B

Função de Ajuste para os Histogramas de Massa

Como ja foi mencionado, o ajuste dos diferentes histogramas de massa foi feito usando uma função gaussiana para o sinal, um polinômio de terceiro grau para o background e uma função spline para a reflexão $\Lambda_c \rightarrow \Sigma\pi$.

Para serem usados no ajuste, a gaussiana e o polinômio foram re-arranjados de tal forma que os valores obtidos nos parâmetros sejam os valores das variáveis precisadas.

$$f = P1 * dx * \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{x - P2}{P3} \right)^2 \right] + \frac{P4}{nb} + P5 * (x - m) + P6 * (x^2 - c1) + P7 * (x^3 - c2) + P8 * \text{Shape}(\Sigma\pi) \quad (\text{B.1})$$

Com isto se teve que:

- P1: Número de eventos do sinal.
- P2: Valor da massa.
- P3: Largura da gaussiana.
- P4: Número de eventos do background em todo o histograma.

Por outro lado:

- dx: Largura dos bins no histograma.
- nb: Número de bins.
- m: Valor medio na massa.
- c1,c2: Constantes.
- Shape($\Sigma\pi$): Função spline.

A função fortran implementada para o ajuste foi a seguinte:

```

real function fit(x)
common /pawpar/ par(8)
vector vdx,lx1,lx2
real x1,x2,m,c1,c2,nb

dx = vdx(1)
pi = 3.141592654
x1 = lx1(1)
x2 = lx2(1)
m = (x1 + x2)/2.
c1 = (4* m**2 - x1*x2)/3.
c2 = m*(2* m**2 - x1*x2)
nb = (x2 - x1)/dx

const = sqrt(2.*pi)
fnorm1 = 1 / (const * par(3))
gauss1 = fnorm1*exp(-(x-par(2))**2 / (2.* par(3)**2))

ajuste = hquadf(x)

fit = par(1)*dx*gauss1
& + par(4)/nb + par(5)*(x-m)
& + par(6)*(x**2 - c1) + par(7)*(x**3 - c2)
& + par(8)*ajuste

return
end

```

Os parâmetros de entrada na função fortram foram vetores de uma dimensão:

- vdx: Largura dos bins no histograma.
- lx1: Limite inferior no histograma.
- lx2: Limite superior no histograma.

A função "hquadf(x)"¹ é a função spline, e foi gerada uma diferente para cada distribuição de massa. Um detalhe a mencionar é que para poder fazer uso da função

¹Para mais detalhes, ver o uso de SMOOTH no Paw Reference Manual:
http://paw.web.cern.ch/paw/reference_manual/HISTOGRAM_OPERATIONS.html

hquadf se teve que redefinir as variáveis de tipo *double precision* por variáveis de tipo *real*, pois de outra forma o PAW não os reconhecia.

Apêndice C

Eficiências, distribuições de massa e distribuições angulares para o medição do valor médio da polarização de Λ_c

Tabela C.1: Valores da eficiência em intervalos de $\cos \theta$

$\cos \theta$	Eficiência	
	Λ_c^+	Λ_c^-
$[-1.00, -0.33]$	0.0099 ± 0.0002	0.0129 ± 0.0002
$\langle -0.33, 0.33 \rangle$	0.0052 ± 0.0001	0.0064 ± 0.0001
$\langle 0.33, 1.00 \rangle$	0.0102 ± 0.0001	0.0126 ± 0.0002

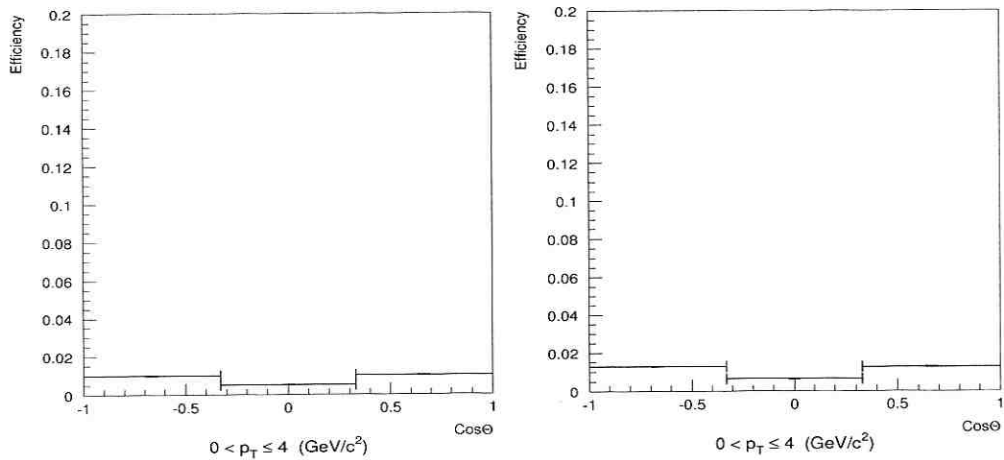


Figura C.1: As figuras mostram as eficiências promédios para o Λ_c^+ e Λ_c^- .

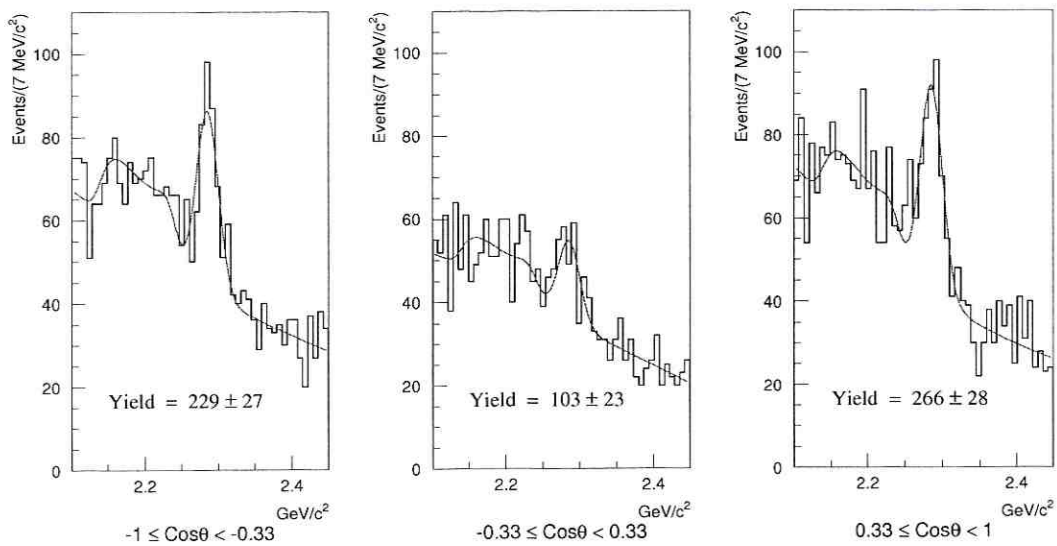


Figura C.2: Distribuições de massa de Λ_c^+ divididos em três regiões de $\cos\theta$.

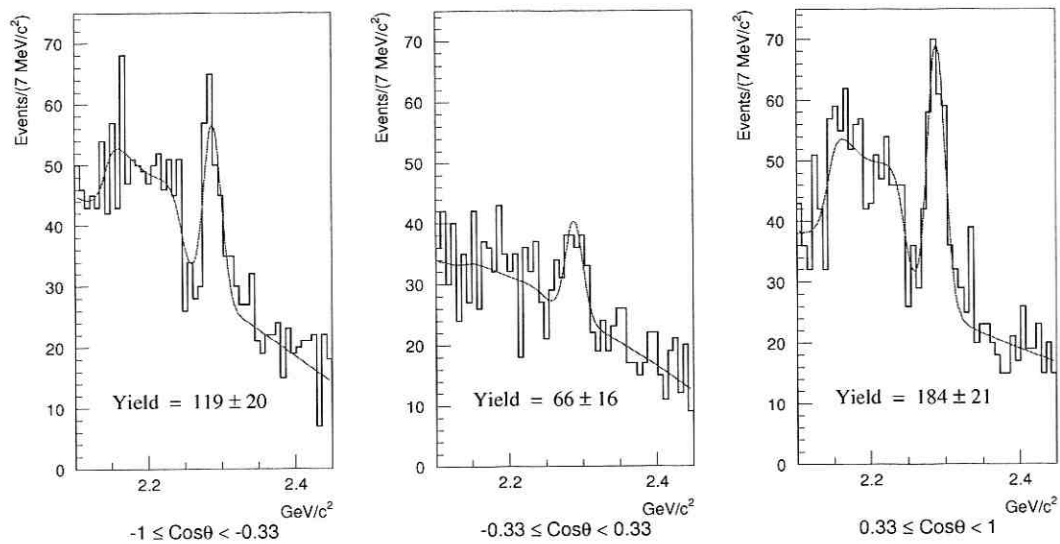


Figura C.3: Distribuições de massa de Λ_c^- divididos em três regiões de $\cos\theta$.

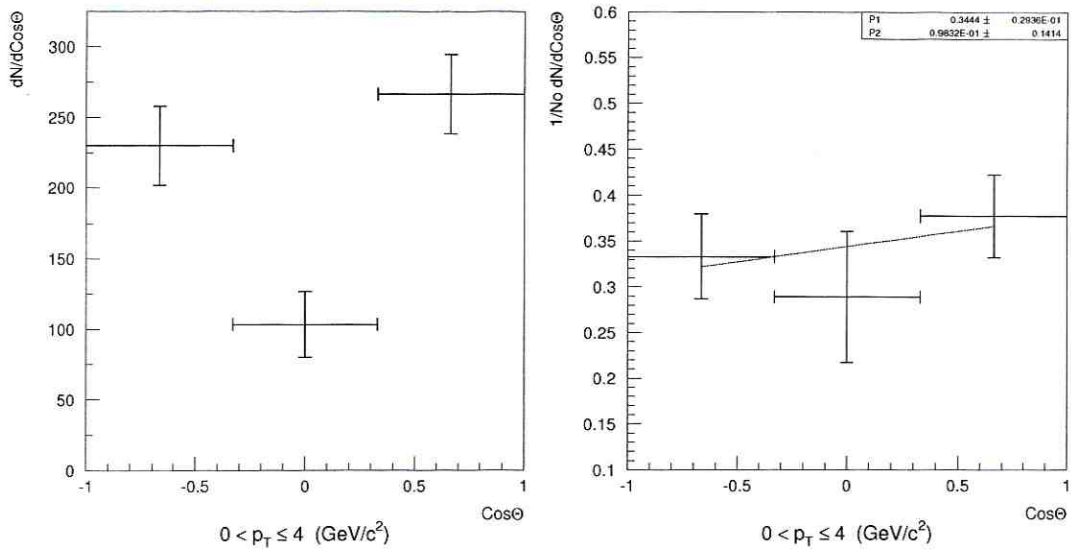


Figura C.4: a) Distribuição angular dos lambdas para Λ_c^+ (antes da correção pela eficiência). b) Distribuição angular normalizada dos lambdas para Λ_c^+ , (corrigida pela eficiência).

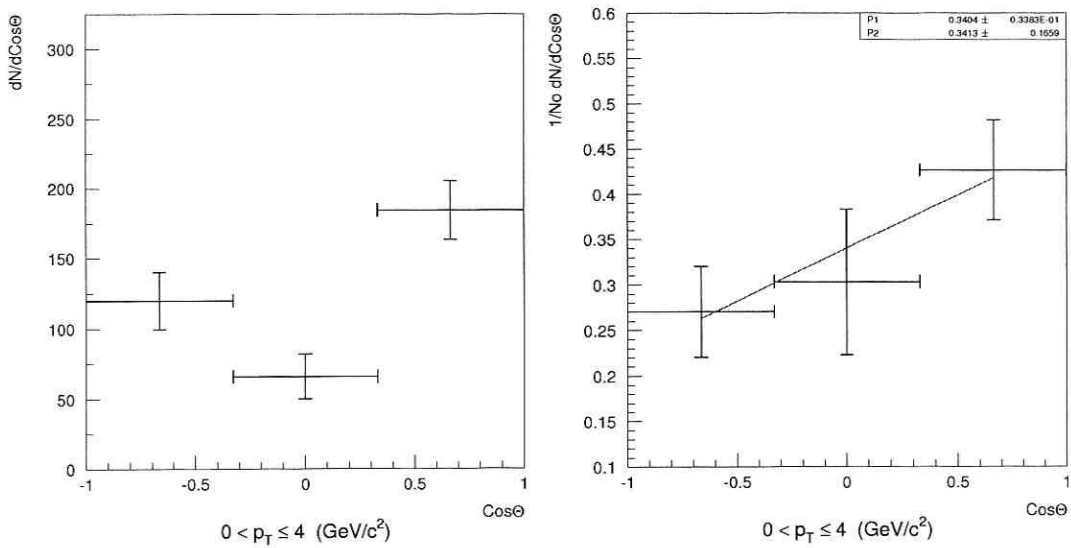


Figura C.5: a) Distribuição angular dos antilambdas para Λ_c^- , (antes da correção pela eficiência). b) Distribuição angular normalizada dos antilambdas para Λ_c^- , (corrigida pela eficiência).

“Estudo da polarização do bárion Λ_c em interações fóton-núcleon”

César Manuel Castromonte Flores

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

João Carlos Costa dos Anjos – Presidente/CBPF

João Ramos Torres de Mello Neto – UFRJ

Jussara Marques de Miranda-CBPF