UNIVERSIDADE DO ESTADO DO RIO DE JANEIRO

CENTRO DE TECNOLOGIA E CIÊNCIAS

INSTITUTO DE FÍSICA

DEPARTAMENTO DE FÍSICA NUCLEAR E ALTAS ENERGIAS

Estudo das distribuições de massa de Ξ^{*0} e $\overline{\Xi}^{*0}$ a 250 GeV/c, em interações π^-, K^--nucleon

Fabio Antonio Seixas de Rezende

Orientadores:

José Roberto Pinheiro Mahon *(IF-UERJ)*

Hélio da Motta Filho *(LAFEX-CBPF)*

Rio de Janeiro - Abril de 2005

.

A meus pais,

Carlos Alberto e Tania.

Agradecimentos

A todas as pessoas que tornaram possível a realização deste trabalho.

Aos meus orientadores, Drs. José Roberto Mahon e Hélio da Motta, pelo constante apoio, atenção, dedicação e amizade com que me brindaram durante todo esse tempo. Foram muitas horas de discussões, transmissão de conhecimentos enriquecedores e intermináveis conselhos recebidos, além de muitos momentos de descontração agradáveis. Agradeço a eles por acreditarem em mim como futuro pesquisador.

A toda a colaboração do experimento E769, em especial ao Prof. Jeffrey Appel, por ter disponibilizado os dados da colaboração para o meu trabalho de análise.

À CAPES pela bolsa concedida durante o Mestrado.

À UERJ pelo apoio durante todo esse tempo.

Ao CBPF, em especial ao LAFEX, pela disponibilidade dos recursos computacionais e por toda a infra-estrutura que foi necessária para a realização do meu trabalho, sem os quais tudo teria sido muito mais difícil.

Ao amigo Rogerio Almeida pela colaboração ao longo desse tempo.

Aos meus pais, pelo carinho, dedicação e apoio com que sempre contribuiram para minha formação humana e profissional, e por estarem sempre ao meu lado em todos os momentos.

Ao meu padrinho Antonio por ter me acompanhado em todos os momentos da minha vida.

Ao professor e amigo Francisco Caruso, pela amizade e confiança em mim depositada.

Ao professor e amigo José de Sá Borges pelos conselhos, discussões construtivas em

Física e amizade durante todo este tempo.

Aos colegas do DFNAE , Dilson Damião e Marco Pacheco, pela ajuda nos problemas computacionais surgidos ao longo desse tempo e ao colega Cesar Castromonte pelas constantes ajudas no programa de análise.

Ao amigo Marcio Capri pela amizade desde os tempos da graduação.

Aos meus amigos de fora do mundo da Física: Zé Luis, Rodrigo, Leone, Sabrina e Vanessa, com quem vivi grandes momentos de descontração.

Por fim, agradeço a Deus por ter me dado a capacidade de aprender cada vez mais.

Resumo

Apresenta-se neste trabalho uma medida da dependência da produção do híperon Ξ^{*0} e de sua antipartícula $\bar{\Xi}^{*0}$ em interações π^--nucleon, K^--nucleon a 250 GeV/c com o número de massa (A). Os dados utilizados provêm do experimento E769 realizado no Fermilab. Os resultados foram obtidos para diferentes alvos: Be, Al, Cu e W. Observa-se que os dados são bem descritos com uma parametrização das seções de choque na forma $\sigma_A = \sigma_0 A^\alpha$, com α calculado para os diferentes feixes. Em seguida, compara-se os resultados obtidos com aqueles já obtidos pela colaboração. Os resultados aqui apresentados são preliminares.

Abstract

A direct measurement of the mass number (A) depedence of the production of the hyperon Ξ^{*0} and its opposite $\overline{\Xi}^{*0}$ in π^-, K^- beam -nucleon interactions at 250 GeV/c is reported. The data derive from the experiment E769 at Fermilab. The results were obtained for different targets: Be, Al, Cu and W. It was observed the data are found to be well described by the parametrization $\sigma_A = \sigma_0 A^\alpha$, α being calculated for differents beams. The results obtained are compared with those results of E769 experiment. The results show here are preliminary.

Índice

1 Aspectos Fenomenológicos **3**

1.1 Histórico 3

1.2 Sumário do Modelo Padrão 5

2 Dependência Nuclear na Produção de Partículas e a Ressonância Ξ^{*0} **7**

2.1 Os Efeitos Nucleares na Produção de Sabores Leves 7

2.2 Os Efeitos Nucleares na Produção de Sabores Pesados 11

2.3 A Ressonância Ξ^{*0} 12

3 O Experimento E769 **15**

3.1 O Tevatron 15

3.2 Descrição do Experimento E769 18

3.3 O Feixe utilizado no Experimento E769 19

3.4 O Processo de Identificação do Feixe 20

3.5 O Detector Diferencial de Radiação Čerenkov - DISC 21

3.6 O Detector de Radiação de Transição - TRD 22

3.7 O Alvo 23

3.8 Espectrômetro 25

3.9 Detectores de Microtrilhas de Silício - SMD 26

3.10 Eletro-ímãs 27

3.11 Câmaras a Fio 27

3.12 Detectores Čerenkov 28

3.13 Calorímetros 28

3.14 Paredes de μ 29

3.15 Sistema de Gatilho 29

3.16 Sistema de Aquisição de Dados 31

3.17 Reconstrução 31

3.18 *Pair Strip* 32

4 Análise de Dados **36**

4.1 Escolha das Amostras 37

4.2 Método 38

4.3 Cortes 39

4.4 Ajustes - Função Primária do Background 44

4.5 Conversão dos Sinais em Seções de Choque 46

4.6 Cálculo da Seção de Choque com os Parâmetros Fixos 47

4.7 Cálculo da Seção de Choque com os Parâmetros Livres 62

4.8 Comparação com outros resultados 80

5 Conclusões **82**

Lista de Figuras

2.1 Forma da Distribuição Breit-Wigner. 13

3.1 O Tevatron na época da tomada de dados do experimento E769. 16

3.2 Sistema de identificação do feixe do experimento E769. 23

3.3 Esquema do alvo do experimento E769. 24

3.4 Esquema do espectrômetro do experimento E769. 26

3.5 Representações esquemáticas de SDZ, $RATIO$ e $PT2SUM$. 35

4.1 Distribuições efetivas de massa $p\pi$ para feixes negativos. 39

4.2 Distribuição de massa invariante para feixes negativos de π^- para Ξ^- e $\overline{\Xi}^+$. 40

4.3 Distribuição de massa do sinal total do Ξ^{*0} para feixe de π^-. 42

4.4 Distribuição de massa do sinal total do Ξ^{*0} para feixe de K^-. 42

4.5 Distribuição de massa do sinal total do $\overline{\Xi}^{*0}$ para feixe de π^-. 43

4.6 Distribuição de massa do sinal total do $\overline{\Xi}^{*0}$ para feixe de K^-. 43

4.7 Distribuição de massa de Ξ^{*0}-Ξ^- em interações π^-- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Berílio. 48

4.8 Distribuição de massa de Ξ^{*0}-Ξ^- em interações π^-- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Alumínio. 48

4.9 Distribuição de massa de Ξ^{*0}-Ξ^{-} em interações π^{-}- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Cobre. 49

4.10 Distribuição de massa de Ξ^{*0}-Ξ^{-} em interações π^{-}- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Tungstênio. 49

4.11 Distribuição de massa de $\overline{\Xi}^{*0}$-$\overline{\Xi}^{+}$ em interações π^{-}- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Berílio. 50

4.12 Distribuição de massa de $\overline{\Xi}^{*0}$-$\overline{\Xi}^{+}$ em interações π^{-}- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Alumínio. 50

4.13 Distribuição de massa de $\overline{\Xi}^{*0}$-$\overline{\Xi}^{+}$ em interações π^{-}- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Cobre. 51

4.14 Distribuição de massa de $\overline{\Xi}^{*0}$-$\overline{\Xi}^{+}$ em interações π^{-}- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Tungstênio. 51

4.15 Distribuição de massa de Ξ^{*0}-Ξ^{-} em interações K^{-}- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Berílio. 52

4.16 Distribuição de massa de Ξ^{*0}-Ξ^{-} em interações K^{-}- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Alumínio. 52

4.17 Distribuição de massa de Ξ^{*0}-Ξ^{-} em interações K^{-}- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Cobre. 53

4.18 Distribuição de massa de Ξ^{*0}-Ξ^{-} em interações K^{-}- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Tungstênio. 53

4.19 Distribuição de massa de $\overline{\Xi}^{*0}$-$\overline{\Xi}^{+}$ em interações K^{-}- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Berílio. 54

4.20 Distribuição de massa de $\overline{\Xi}^{*0}$-$\overline{\Xi}^{+}$ em interações K^-- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Alumínio. 55

4.21 Distribuição de massa de $\overline{\Xi}^{*0}$-$\overline{\Xi}^{+}$ em interações K^-- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Cobre. 56

4.22 Distribuição de massa de $\overline{\Xi}^{*0}$-$\overline{\Xi}^{+}$ em interações K^-- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Tungstênio. 57

4.23 Seção de choque de Ξ^{*0} como função da massa atômica dos núcleos dos alvos para feixe de π^-. A função $\sigma_0 A^\alpha$ é utilizada para ajustar os dados. O ajuste é feito usando o MINUIT do pacote CERNLIB. 58

4.24 Seção de choque de Ξ^{*0} como função da massa atômica dos núcleos dos alvos para feixe de K^-. A função $\sigma_0 A^\alpha$ é utilizada para ajustar os dados. O ajuste é feito usando o MINUIT do pacote CERNLIB. 59

4.25 Seção de choque de $\overline{\Xi}^{*0}$ como função da massa atômica dos núcleos dos alvos para feixe de π^-. A função $\sigma_0 A^\alpha$ é utilizada para ajustar os dados. O ajuste é feito usando o MINUIT do pacote CERNLIB. 60

4.26 Seção de choque de $\overline{\Xi}^{*0}$ como função da massa atômica dos núcleos dos alvos para feixe de K^-. A função $\sigma_0 A^\alpha$ é utilizada para ajustar os dados. O ajuste é feito usando o MINUIT do pacote CERNLIB. 61

4.27 Distribuição de massa de Ξ^{*0}-Ξ^- em interações π^-- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Berílio. 64

4.28 Distribuição de massa de Ξ^{*0}-Ξ^- em interações π^-- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Alumínio. 65

4.29 Distribuição de massa de Ξ^{*0}-Ξ^{-} em interações π^{-}- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Cobre. 65

4.30 Distribuição de massa de Ξ^{*0}-Ξ^{-} em interações π^{-}- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Tungstênio. 66

4.31 Distribuição de massa de $\overline{\Xi}^{*0}$-$\overline{\Xi}^{+}$ em interações π^{-}- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Berílio. 67

4.32 Distribuição de massa de $\overline{\Xi}^{*0}$-$\overline{\Xi}^{+}$ em interações π^{-}- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Alumínio. 68

4.33 Distribuição de massa de $\overline{\Xi}^{*0}$-$\overline{\Xi}^{+}$ em interações π^{-}- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Cobre. 68

4.34 Distribuição de massa de $\overline{\Xi}^{*0}$-$\overline{\Xi}^{+}$ em interações π^{-}- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Tungstênio. 69

4.35 Distribuição de massa de Ξ^{*0}-Ξ^{-} em interações K^{-}- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Berílio. 69

4.36 Distribuição de massa de Ξ^{*0}-Ξ^{-} em interações K^{-}- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Alumínio. 70

4.37 Distribuição de massa de Ξ^{*0}-Ξ^{-} em interações K^{-}- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Cobre. 70

4.38 Distribuição de massa de Ξ^{*0}-Ξ^{-} em interações K^{-}- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Tungstênio. 71

4.39 Distribuição de massa de $\overline{\Xi}^{*0}$-$\overline{\Xi}^{+}$ em interações K^{-}- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Berílio. 71

4.40 Distribuição de massa de $\overline{\Xi}^{*0}$-$\overline{\Xi}^{+}$ em interações K^-- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Alumínio. 72

4.41 Distribuição de massa de $\overline{\Xi}^{*0}$-$\overline{\Xi}^{+}$ em interações K^-- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Cobre. 73

4.42 Distribuição de massa de $\overline{\Xi}^{*0}$-$\overline{\Xi}^{+}$ em interações K^-- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Tungstênio. 73

4.43 Seção de choque de Ξ^{*0} como função da massa atômica dos núcleos dos alvos para feixe de π^-. A função $\sigma_0 A^\alpha$ é utilizada para ajustar os dados. O ajuste é feito usando o MINUIT do pacote CERNLIB 76

4.44 Seção de choque de Ξ^{*0} como função da massa atômica dos núcleos dos alvos para feixe de K^-. A função $\sigma_0 A^\alpha$ é utilizada para ajustar os dados. O ajuste é feito usando o MINUIT do pacote CERNLIB. 77

4.45 Seção de choque de $\overline{\Xi}^{*0}$ como função da massa atômica dos núcleos dos alvos para feixe de π^-. A função $\sigma_0 A^\alpha$ é utilizada para ajustar os dados. O ajuste é feito usando o MINUIT do pacote CERNLIB. 78

4.46 Seção de choque de $\overline{\Xi}^{*0}$ como função da massa atômica dos núcleos dos alvos para feixe de K^-. A função $\sigma_0 A^\alpha$ é utilizada para ajustar os dados. O ajuste é feito usando o MINUIT do pacote CERNLIB. 79

Lista de Tabelas

1.1 Partículas que compõem o modelo padrão das interações da natureza [37] . 6

3.1 Energias de saída de um próton após cada etapa da aceleração. 20

3.2 Cortes em *pair strip*. 33

4.1 Número total de sinais de Ξ^{*0} e $\overline{\Xi}^{*0}$ para feixes de π^- e K^-. 44

4.2 Propriedades dos alvos para o cálculo das secções de choque. O fluxo e a aceitação são para o feixe de π^-. 47

4.3 Número de sinais de Ξ^{*0} e $\overline{\Xi}^{*0}$ para feixes de π^- e K^- em diferentes alvos. 62

4.4 Valor de α para feixes de π e K^- para Ξ^{*0} e $\overline{\Xi}^{*0}$. Cada valor de α está associado aos quatro alvos em estudo: Be, Al, Cu e W. 62

4.5 Seções de Choque (unidades arbitrárias) de Ξ^{*0} e $\overline{\Xi}^{*0}$ para feixes de π^- e K^- em diferentes alvos. 62

4.6 Número de sinais de Ξ^{*0} e $\overline{\Xi}^{*0}$ para feixes de π^- e K^- em diferentes alvos, usando todos os parâmetros livres. 74

4.7 Seções de choque (unidades arbitrárias) de Ξ^{*0} e $\overline{\Xi}^{*0}$ para feixes de π^- e K^- em diferentes alvos, usando todos os parâmetros livres para plotar os sinais. 74

4.8 Valores finais do α para feixes de π^- e K^- para Ξ^{*0} e $\overline{\Xi}^{*0}$. 74

4.9 Valores comparativos do α para feixes de π^- e K^- para Ξ^{*0} e $\overline{\Xi}^{*0}$ no caso dos parâmetros P_2, P_6, P_7 fixos e com todos os parâmetros livres. 75

4.10 Resultados de alguns experimentos sobre a dependência em A. Os nossos resultados são apresentados em negrito. 81

Introdução

Este trabalho tem como finalidade determinar a dependência em A da produção do híperon Ξ^{*0} em interações π^-, K^--nucleon a 250 GeV/c, utilizando os diferentes alvos do experimento E769 (FERMILAB): Berílio, Alumínio, Cobre e Tungstênio. O presente trabalho é resultado de mais de um ano de análise dos dados provenientes do experimento. O canal de decaimento escolhido para este estudo foi: $\Xi^{*0} \rightarrow \Xi^-\pi^+$, com $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0\pi^-$ e $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$. Durante esse período procurou-se conhecer os processos fenomenológicos envolvidos no que diz respeito ao estudo da ressonância Ξ^{*0} e o experimento E769 como um todo: seu alvo segmentado, detectores, sistemas de gatilhos e o processo de reconstrução dos dados necessários para se fazer a análise de dados. Dentre as ferramentas e os programas necessários para o processo de análise destaca-se, em especial, o *Physics Analisys Workstation* (PAW).

Embora o experimento E769 tenha realizado medidas de dependência de massa atômica para diversas partículas, a relevância deste trabalho está no fato da medida da dependência em A da produção do híperon Ξ^{*0} e de sua antipartícula ser inédita.

No capítulo 1, são apresentados alguns aspectos fenomenológicos e estatísticos

relevantes a este trabalho. Apresenta-se esquematicamente o Modelo Padrão, a ressonância Ξ^{*0} e sua anti-partícula $\overline{\Xi}^{*0}$. Ressaltam-se os modos de decaimento do Ξ^{-}. Ainda neste capítulo, apresenta-se a distribuição Breit-Wigner, como sendo a distribuição utilizada na realização dos ajustes necessários dos sinais obtidos.

No capítulo 2, apresentam-se os efeitos nucleares na produção de sabores leves e pesados e a dependência nuclear dos processos de prdução com a massa atômica. Ainda neste capítulo, faz-se também uma apresentação da ressonância Ξ^{*0}.

O capítulo 3, consiste na descrição do experimento E769. Descreve-se o sistema de aceleradores do Fermilab, com seus componentes e as etapas do processo de aceleração. Apresenta-se o experimento E769, desde o processo de identificação do feixe até o sistema de detectores e alvos utilizados, bem como o sistema de aquisição de dados. Por fim, o processo de reconstrução é detalhado e constitui a última etapa antes do início da análise dos dados, que é o enfoque principal deste trabalho.

No capítulo 4 apresenta-se a análise dos dados coletados. Neste capítulo, são descritos o processo de escolha das amostras, o método da diferença de massa utilizado, o conjunto de cortes empregado e, por fim, a apresentação dos resultados encontrados e a comparação com outros resultados da E769.

Encerra-se este trabalho com o capítulo 5, que consiste das conclusões e perspectivas futuras.

Capítulo 1

Aspectos Fenomenológicos

Neste capítulo introdutório faz-se uma breve apresentação do Modelo Padrão [1, 2, 3, 4, 5] e descreve-se como os processos estudados em nossa análise enquadram-se no Modelo Padrão.

1.1 Histórico

No início do século XX a estrutura atômica não era ainda conhecida, embora, em 1897, J.J. Thomson [6] houvesse realizado uma experiência que culminara com a descoberta do elétron. Thomson, em 1904, formulou um modelo de átomo no qual a carga positiva preenchia o volume do átomo e as cargas negativas estavam incrustadas nesta massa, contrabalançando a carga positiva. O modelo atômico de Thomson foi derrubado, em 1911, pela análise de um experimento realizado por Rutherford [7] no qual um feixe partículas α é espalhado por uma folha fina de ouro e a distribuição destas partículas é medida em função do ângulo de espalhamento. O modelo de Thomson permitia prever que tal distribuição apresentasse um comportamento exponencialmente decrescente

conforme o ângulo fosse aumentado. Os resultados obtidos por Rutherford mostraram, entretanto, um número significativamente grande de partículas defletidas em grandes ângulos. Rutherford propôs, então, um modelo atómico que consistia de um núcleo carregado positivamente (pequeno e denso) e elétrons orbitais.

A constituição do núcleo atômico só foi determinada completamente depois que Chadwick [8] descobriu o nêutron em 1932. Nesta época sabia-se que o bombardeamento de alvos de berílio por partículas α produzia partículas neutras. Chadwick estudou o resultado da interação destas partículas neutras com alvos de hidrogênio, hélio, lítio, berílio, carbono, ar e argônio. Através do recuo dessas partículas, ele deduziu que as partículas neutras deviam possuir a mesma massa do núcleo de hidrogênio.

O núcleo atômico contém nêutrons e prótons aglomerados numa região da ordem de $10^{-}12$cm. A repulsão eletromagnética dos prótons carregados deveria fazer com que o núcleo se separasse. Postulou-se, então, a existência de uma interação forte capaz de manter os núcleos coesos. No início da década de 30, o próton e o nêutron eram as únicas partículas conhecidas que interagiam fortemente. Nos 30 anos que se seguiram, foram descobertas dezenas de outras partículas que apresentam interação forte. Em 1954, Cowan [9] observou, em estudos com raios cósmicos e empregando uma câmara de bolhas,[1] o Ξ^{-}, uma partícula cujo primeiro estado ressonante, Ξ^{*0}, é o objeto de nossa análise. Cowan foi capaz de observar as partículas originadas do decaimento do Ξ^{-} e fazer a medida de sua

[1] As câmaras de bolhas de hidrogênio são detectores nos quais o gás Hidrogênio é expandido a uma alta pressão, mas é impedido de entrar em ebulição. Após a passagem da radiação de ionização, o volume da câmara é aumentado rapidamente durante cerca de até 1 ms antes do gás atingir a temperatura de ebulição. Posteriormente ocorre a recombinação dos íons. O crescimento das bolhas é interrompido quando a pressão inicial é restaurada.

massa. Décadas após a descoberta da partícula Ξ^-, o campo das ressonâncias Ξ é ainda relativamente inexplorado. Não há novos dados [10] sobre as ressonâncias Ξ desde 1988; entretanto, existe o crescente interesse em encontrar novas ressonâncias como a $\Xi(1690)$ [11].

Ademais, recentes resultados mostram evidência experimental de um hipotético bárion exótico Ξ^{--} contendo a estrutura $(dsds\bar{u})$ [12]. A investigação sobre a existência desta hipotética partícula foi a motivação para este trabalho. Entretanto, nenhuma evidência acerca deste hipotético bárion Ξ^{--} foi encontrada em nossa colaboração.

Neste trabalho, apresenta-se um estudo sobre a dependência em A da produção do Ξ^{*0} e de sua antipartícula $\overline{\Xi}^{*0}$.

1.2 Sumário do Modelo Padrão

O Modelo Padrão descreve a natureza em termos de partículas cujos comportamento e interações são descritos por campos quânticos. Neste modelo as partículas elementares são divididas em duas classes: as partículas constituintes dos "blocos de matéria" (quarks e léptons) e as partículas mediadoras das interações, denominadas "bósons de calibre". Os quarks aparecem em seis diferentes *"sabores"* (*up*, *down*, *strange*, *charm*, *bottom* e *top*), cada um com carga e massa próprias.

Os quarks apresentam um número quântico chamado *"cor"* que aparece em três variedades denominadas *red*, *blue* e *green*. Vale ressaltar que o termo "cor" não apresenta nenhuma relação com a definição usual de "cor", a qual está ligada a luz visível.

QUARKS		
Quarks	Massa	Carga elétrica
up (u)	$1,5\ a\ 4,5\ MeV/c^2$	$+\frac{2}{3}$
down (d)	$5,0\ a\ 8,5\ MeV/c^2$	$-\frac{1}{3}$
strange (s)	$80\ a\ 155\ MeV/c^2$	$-\frac{1}{3}$
charm (c)	$1000,0\ a\ 1400,0\ MeV/c^2$	$+\frac{2}{3}$
bottom (b)	$4000,0\ a\ 4500,0\ MeV/c^2$	$-\frac{1}{3}$
top (t)	$174300,0\ \pm\ 5100,0\ MeV/c^2$	$+\frac{2}{3}$
LÉPTONS		
Léptons	Massa	Carga elétrica
elétron (e)	$0,510998902\ \pm\ 0,000000021\ MeV/c^2$	-1
neutrino eletrônico (ν_e)	$<\ 3\ eV/c^2$	0
muon (μ)	$105,658357\ \pm\ 0,0000005\ MeV/c^2$	-1
neutrino muônico (ν_μ)	$<\ 0,19\ MeV/c^2$	0
tau (τ)	$1.776,99\ \pm\ 0,26\ MeV/c^2$	-1
neutrino tauônico (ν_τ)	$<\ 18,2\ MeV/c^2$	0
Bósons Intermediários		
Bósons	Massa	Carga elétrica
fóton (γ)	$<\ 2\ \times\ 10^{-22}\ MeV/c^2$	0
$W^{\pm}$	$80423,0\ \pm\ 39,0\ MeV/c^2$	$\pm\ 1$
Z^0	$91187,6\ \pm\ 2,1\ MeV/c^2$	0
glúon (g)	0	0

Tabela 1.1: Partículas que compõem o modelo padrão das interações da natureza [37]

.

Os léptons não possuem cor e não interagem fortemente, enquanto cada um dos mediadores está associado a um tipo de interação: o fóton está associado com a interação eletromagnética; os bósons $W^{\pm}$ e Z^0 estão associados com a interação fraca. [2] A tabela 1.1 sumariza algumas das propriedades das partículas do Modelo Padrão. Este modelo prevê a existência de um bóson, chamado Higgs, que seria o responsável pela geração de massa dos quarks. Entretanto, esta partícula não foi observada.

[2] A Gravitação não é considerada pelo Modelo Padrão. Seus efeitos são desprezíveis em Física de Altas Energias.

Capítulo 2

Dependência Nuclear na Produção de Partículas e a Ressonância Ξ^{*0}

2.1 Os Efeitos Nucleares na Produção de Sabores Leves

Uma das motivações para usarmos núcleos atômicos complexos,*i.e.*, em experimentos de Física de Altas Energias é que as colisões nucleares forçam o projétil a interagir com uma grande quantidade de matéria hadrônica num intervalo de tempo relativamente curto. O estudo de como o projétil penetra na matéria nuclear pode lançar luz sobre o desenvolvimento espaço-temporal das reações a altas energias dentro de distâncias e tempos muito pequenos, o que não é possível em interações partícula-partícula (tipo p-p ou π-p). O processo hadrônico típico ocorre em um intervalo da ordem de 10^{-23} s enquanto que o tempo necessário para que um projétil atravesse um hádron depende da velocidade do projétil e da espessura do núcleo. A altas energias, o projétil não tem, portanto, a chance de concluir o processo de interação com um núcleo antes de interagir com o próximo.

Um alvo nuclear pode, portanto, servir como um "detector" para as reações elementares e não se limitar, como um detector macroscópico, a registrar apenas as partículas finais e seus momenta. O melhor parâmetro para se trabalhar é o "comprimento" do detector nuclear, ou seja a quantidade de matéria nuclear atravessada pelo projétil. Uma maneira de fazermos isto é mudar o material do alvo. Nesta situação estuda-se a dependência em A, ou seja, a dependência da produção de partículas em função do número total A de nucleons no núcleo.

Alvos nucleares podem também ser usados para estudar colisões partícula-nucleon em uma maneira independente de modelos. Medem-se as quantidades de interesse com alguns alvos de materiais diferentes, de forma a se obter empiricamente a dependência em A. Caso esta dependência em A tenha uma parametrização simples podemos extrapolá-la para $A = 1$, ou seja, para um simples nucleon. A maioria das dependências em A apresentam a forma $\sigma_0 A^\alpha$ onde σ_0 e α não dependem de A.

Nos anos 50, experimentos envolvendo colisões de nêutrons a 100 MeV com núcleos [15] apresentaram um efeito que consistia numa transparência parcial do núcleo aos nêutrons. No mesmo ano, Fernbach *et al.* [16] propuseram um modelo no qual esse efeito seria explicado pelo fato do livre caminho médio dos nêutrons a essas energias ser da ordem de grandeza do raio nuclear. Um modelo semelhante já havia sido apresentado por Bethe [17], no qual o núcleo é representado por uma esfera absorvedora de raio e coeficiente de absorção definidos fenomenologicamente.

Mais tarde, em 1955, experimentos de colisão próton-dêuteron a ≈ 1 GeV [18]

desfizeram a crença de que a essas energias as seções de choque seriam simplesmente aditivas, ou seja, $\sigma_{hA} = A\sigma_{hp}$, onde σ_{hA} e σ_{hp} representam a seção de choque hádron-núcleo e hádron-próton, respectivamente, e A é a massa atômica.

Na verdade as seções de choque totais tanto para prótons como para nêutrons ou píons incidentes eram sempre menores que a aditiva. Com base nesse fato, Glauber [19] apresentou um modelo para explicar esse comportamento. Nesse modelo, a partícula incidente é associada a uma onda plana e^{ikr}, onde $\overrightarrow{k}$ é o momento da partícula, e o alvo é visto como um campo de força estático representado por um potencial $V(\overrightarrow{r})$. A seção de choque total contém uma parte elástica (difrativa) e uma parte de absorção:

$$\sigma_{tot} = \sigma_{abs} + \sigma_{difr} \tag{2.1}$$

Extensões deste modelo para os núcleos mais pesados [20] prevêem um efeito de sombra da superfície nuclear sobre o interior do núcleo, resultando em uma dependência em A do tipo $\sigma_{hA} = A^{2/3}\sigma_{hp}$. Este resultado está em bom acordo com experimentos de energias intermediárias ($\approx$ 10 GeV/c) [21, 22].

O bom acordo entre esse modelo e a experiência, no entanto, é obtido desde que os ângulos de espalhamento não sejam muito grandes. A altas energias e, principalmente, a grandes momentos transversos (p_T) surgem novos efeitos nucleares que não encontram uma explicação simples dentro desse modelo.

O primeiro grupo a observar efeitos nucleares anômalos na produção de partículas a

grandes momentos transversos foi o grupo de Chicago-Princeton [23], em 1975. Utilizando um feixe de prótons de 400 GeV/c incidente em alvos de H_2, D_2, Be, Ti e W, este grupo analisou a produção inclusiva de hádrons a $p_T \approx 4,0$ GeV/c e observou um inesperado crescimento das seções de choque para os alvos mais pesados. Parametrizando a dependência em A das seções de choque com a forma

$$\sigma_A = \sigma_0 A^\alpha \tag{2.2}$$

eles observaram que o expoente α é uma função crescente de p_T, saturando para um valor de p_T da ordem de 6 GeV/c. Esta observação estava em contradição com predições de um crescimento linear das seções de choque do modelo a pártons *naive*. De acordo com este modelo, a interação dos pártons pontuais não deveria sofrer qualquer tipo de blindagem pelo núcleo. Modelos mais elaborados, que incluem espalhamento múltiplo dos pártons no núcleo, poderiam explicar este efeito [24].

Para testar esta hipótese, foi proposto um novo tipo experimento, com a produção simétrica de pares de hádrons a alto p_T, onde o espalhamento múltiplo deveria ser suprimido e então uma dependência lienar das seções de choque seria esperada. De fato, os primeiros experimentos realizados pareciam confirmar esta hipótese [25, 26]. Todavia experimentos incluindo os dados da colaboração E605 a uma energia de 800 GeV [27, 28] observaram um forte efeito de blindagem nuclear para os valores p_T ¿ 1,5 GeV/c, um resultado totalmente inesperado pela teoria.

Apesar de vários modelos terem sido propostos para explicar esse efeito [29, 30], o

fato é que não existe uma teoria geral que permita calcular a produção de partículas leves (constituídas por quarks leves) a altos p_T, pois isto envolve cálculos não perturbativos em QCD que só podem ser feitos aproximadamente em modelos fenomenológicos e os resultados variam segundo o modelo que é adotado.

2.2 Os Efeitos Nucleares na Produção de Sabores Pesados

Em se tratando da produção de partículas contendo sabores pesados, é esperado que a escala de massa envolvida permita o uso da QCD [32, 33, 34, 35, 36] em seu regime perturbativo; com isso a escala de tempo na interação deve ser suficientemente curta (pontual) de modo que os pártons incidentes "vejam" os constituintes do núcleo. Isto quer dizer que a seção de choque total deve ser uma soma das seções de choque elementares sobre todos os pártons que compõem o núcleo, o que implica em um crescimento linear com A da seção de choque para a produção de charme.

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

Até a presente data não temos dados disponíveis sobre a dependência em A para a

produção de outros sabores pesados além do charme, mas a análise subseqüente deve ser igualmente válida para os demais sabores.

Existe um grande número de experimentos que mediram a seção de choque para a produção de charme em vários tipos de feixes e alvos, a referência [31] apresenta uma comparação entre estes experimentos. Entretanto, existem relativamente poucas medidas diretas de dependência em A desta produção. Os primeiros experimentos de "hadroprodução" de charme supunham uma dependência linear em A para obter a seção de choque por nucleon. A ausência de experimentos precisos sobre a dependência nuclear da seção de choque para a produção de charme foi uma das principais motivações para a realização do experimento E769 - "Hadroprodução" de charme com múltiplos feixes e alvos - na esperança de se obter uma melhor compreensão dos mecanismos de produção do charme e de possíveis alterações nestes mecanismos devido à presença de matéria nuclear.

2.3 A Ressonância Ξ^{*0}

A escolha desta ressonância para o estudo da dependência de produção em função de A foi devido ao fato de não existir nenhum resultado experimental em nossa colaboração bem como em outras.

O estado ressonante Ξ^{*0} é um férmion de spin $\frac{3}{2}$ formado por dois quarks s e um quark u, ou seja, é um estado uss. O Ξ^{*0} é o primeiro estado ressonante de Ξ^{-} (dss) com a absorção de um píon ($u\overline{d}$). A partir deste ponto, ao nos referirmos à partícula Ξ^{*0}, também, estamos nos referindo à anti-partícula $\overline{\Xi}^{*0}$. A ressonância Ξ^{*0} sofre decaimento

por interação forte, e decai rapidamente (num tempo da ordem de 10^{-22} s) em $\Xi^-\pi^+$. Existem ainda modos de decaimento neutro que não estão incluídos na análise, por exemplo: $\Xi^{*0} \rightarrow \Xi^0\pi^0$ [38].

Sendo uma ressonância que interage fortemente, espera-se que a forma para o histograma das massas para Ξ^{*0} seja proporcional a uma função Breit-Wigner [10]

$$BW(m) \propto \frac{1}{(m_0 - m)^2 + (\frac{\Gamma}{2})^2} \tag{2.3}$$

onde Γ é a largura natural do estado ressonante e m_0 é a massa ressonante.[1]

A distribuição de Breit-Wigner fica completamente definida por m_0 e Γ. A figura 2.1 mostra uma distribuição Breit-Wigner. Esta distribuição tem sido largamente utilizada

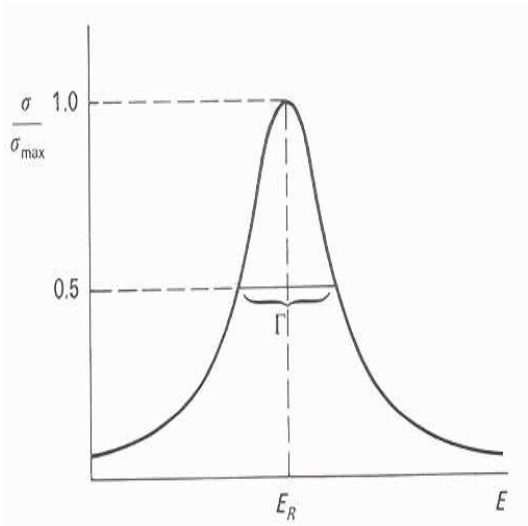

Figura 2.1: Forma da Distribuição Breit-Wigner.

para descrever seções de choque de estados ressonantes de partículas.

[1] A função descrita pela equação (2.3) refere-se à partícula de spin $\frac{1}{2}$. Entretanto, em uma aproximação de primeira ordem, ela pode ser utilizada para nosso propósito.

A produção de Ξ^{*0} em interações $\pi^- N$ pode ser representada da seguinte maneira: $\pi^- N \rightarrow \Xi^*$+*outros produtos*; $\Xi^* \rightarrow \Xi^- \pi^+$; $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$; $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$. Aqui N representa um próton ou um nêutron.

Capítulo 3

O Experimento E769

3.1 O Tevatron

O Tevatron é um síncroton, um tipo de acelerador de partículas onde os campos magnéticos evoluem de acordo com a variação da energia das partículas. As partículas são aceleradas dentro de cavidades de rádio-freqüência. O campo magnético do síncroton varia de acordo com a velocidade e o *momentum* das partículas a fim de mantê-las na órbita. Com esse tipo de acelerador é possível alcançar altas energias. No caso do Tevatron, tem-se um síncroton circular de 2 km de diâmetro, composto por 216 quadrupolos e 774 dipolos que operam a uma temperatura nominal de 3,6 K. Os dipolos medem aproximadamente 7 metros e pesam cerca de 9,1 toneladas cada, enquanto que os quadrupolos possuem um comprimento de 2,1 metros e um peso de 2,8 toneladas cada.

A figura 3.1 mostra esquematicamente o Tevatron como na época da tomada de dados do experimento E769. O processo de aceleração consiste de várias etapas, que podem ser agrupadas da seguinte maneira:

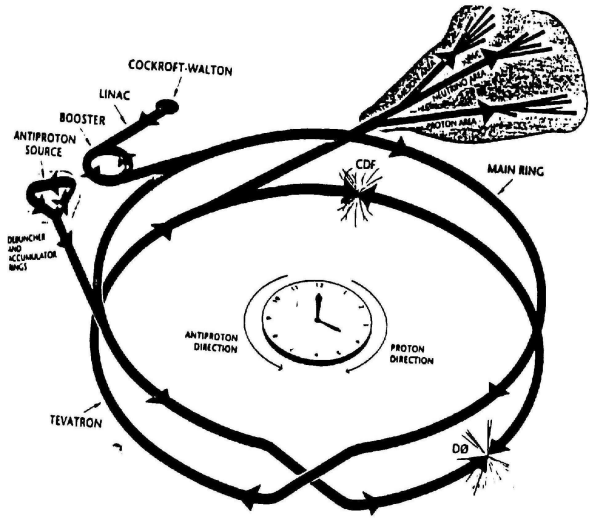

Figura 3.1: O Tevatron na época da tomada de dados do experimento E769.

⋆ O pré-acelerador Cockroft-Walton;

⋆ O Linac - Acelerador Linear;

⋆ O Booster - síncroton;

⋆ A produção e extração de antiprótons;

⋆ O Acumulador;

⋆ O Reciclador.

O primeiro estágio da aceleração ocorre no pré-acelerador Cockroft-Walton. Lá ocorre a produção do feixe de prótons (p) em uma fonte de plasma. Essa fonte emite elétrons que interagem com átomos de césio no cátodo da fonte, produzindo íons H^+. Fora da

câmara os íons sofrem uma aceleração eletrostática até uma energia de 18 keV e entram em uma coluna onde sofrem um novo processo de aceleração até uma energia de 750 keV. Quando atingem esse patamar energético os íons produzidos deixam o Cockroft-Walton e entram no acelerador linear (LINAC).

O LINAC é um acelerador linear que é formado por tubos de arrasto separados por intervalos regulares. Nesses tubos de arrasto aplica-se um potencial de rádio-freqüência de maneira que a partícula seja acelerada pelo campo existente entre os tubos e blindada pela região de frenamento.

Quando esses íons saem do LINAC eles atravessam uma folha constituída de carbono que extrai os prótons que, por sua vez, são injetados no *Booster*. Este é o primeiro de uma série de 3 aceleradores do tipo síncroton com 75 m de raio. No *Booster*, as partículas sofrem acelerações contínuas por um conjunto de tubos de arrasto dispostos circularmente. Para auxiliar na focalização e no direcionamento do feixe, utiliza-se quadrupolos e dipolos magnéticos. Quando saem do *Booster* os prótons apresentam uma energia de 8 GeV.

Após isto, os prótons seguem para o Anel Principal, que é um síncroton de 1 km de raio, que acelera os prótons até 150 GeV e posteriormente os injetam no Anel Supercondutor do Tevatron. Uma fração desses prótons é extraída do Anel Principal e é guiada até um alvo de cobre/níquel. Utiliza-se um cilindro de lítio líquido para gerar um campo magnético que auxiliará no processo de focalização das partículas produzidas. Esses mesmos campos magnéticos gerados selecionarão os antiprótons $\overline{p}$ produzidos na ordem 8 GeV. Inicia-se, assim, um processo de acumulação onde apenas um $\overline{p}$ é produzido para cada $10^5 p$ lançados

no alvo. Os $\overline{p}$ são estocados em um acumulador até alcançarem um número suficiente para uso nas colisões. Esse processo todo ocorre no Acumulador e leva aproximadamente 5 horas. Passado este tempo, os $\overline{p}$ vão para o Anel Principal, onde atingem 150 GeV e são injetados no Anel Supercondutor do Tevatron.

O Tevatron ocupa o mesmo túnel que o Acelerador Principal, e fica cerca de 1 m abaixo deste e tem as mesmas dimensões do Anel Principal, mas produz campos magnéticos mais intensos devido ao uso dos ímãs supercondutores. Todo esse processo ocorre a uma temperatura muito baixa, da ordem de 4,7 K, através de campos magnéticos intensos da ordem de 3 Teslas, o que faz com que os p e os $\overline{p}$ antinjam energias da ordem de 900 GeV. No próprio Tevatron existem cavidades de rádio-freqüência que distribuem os p e os $\overline{p}$ em 6 pacotes de 30 cm de comprimento, de forma que cada um deles contenha cerca de $10^{11}p$ (ou $5 \times 10^{10}\overline{p}$). Os grupos se mantém girando em sentidos contrários e são utilizados nas colisões até que a densidade das partículas se torne demasiadamente reduzida devido a colisões com gases residuais no tubo de vácuo.

3.2 Descrição do Experimento E769

O experimento E769 foi realizado no Laboratório de Fótons Rotulados *(Tagged Photon Laboratory - TPL)* no Fermilab. Esta experiência de alvo fixo tomou dados entre junho de 1986 e fevereiro de 1988.

O E769 foi um experimento voltado para a produção de sabores pesados; basicamente, para a produção hadrônica de charme. Nesse experimento, faziam-se colidir hádrons ($\pi^{\pm}$,

$K^{\pm}$, p) a altas energias (250 GeV), com nucleons de um alvo fixo. As partículas eram resultantes das colisões com o espectrômetro, onde ocorria a detecção. Identificava-se, então, para cada partícula, a trajetória, *momentum* e energia correspondente.

No experimento E769 não se produziu apenas um determinado tipo de evento, mas sim um grande conjunto de amostras através das quais foram feitas as medidas relevantes, tais como: razão de ramificação, tempos de vida e a análise dos novos canais. No total, foram coletados cerca de 400 milhões de eventos que foram gravados em fitas magnéticas, para posterior reconstrução e análise. Gostaria de ressaltar, nesta etapa do trabalho, que minha participação no experimento E769 limita-se à análise de dados, que será descrita nos capítulos subseqüentes.

É importante também ressaltar que o uso do Tevatron e a possibilidade de nele acelerar prótons até energias da ordem de 800 GeV foi responsável pelo sucesso do experimento.

Nas seções seguintes farei uma descrição dos feixes do experimento E769 como um todo, desde o processo de produção e identificação do feixe, descrevendo o alvo e o espectrômetro e falando também sobre o processo de aquisição e processamento de dados. Nas referências [44] a [63] podem ser encontradas mais informações acerca do experimento E769.

3.3 O Feixe utilizado no Experimento E769

Neste experimento, feixes de $\pi^{\pm}$, $K^{\pm}$ e prótons a 250 GeV/c colidem com os nucleons de um alvo fixo. As partículas resultantes da colisão atravessam o espectrômetro, onde são detectadas e podem ser identificadas, possibilitando assim, a medida da energia, da

trajetória e dos *momenta*.

Para se produzir feixes de $\pi^{\pm}$, $K^{\pm}$, primeiramente é necessário produzir prótons, conforme descrito na seção anterior, até atingirem uma energia de 900 GeV.

Estes prótons a 900 GeV são extraídos do Tevatron e encaminhados ao setor de alvo fixo, que é a região do Fermilab onde se localiza o Laboratório de Fótons Rotulados. Os feixes de $\pi^{\pm}$, $K^{\pm}$ e p são obtidos quando o feixe de prótons colide com um alvo e com os ímãs supercondutores separando as partículas positivas das negativas. A Tabela 3.1 mostra os valores para a energia típica com que um próton deixa cada etapa da aceleração.

Etapa	Energia
Cockroft-Walton	750 keV
LINAC	200 MeV
booster	8 GeV
Anel Principal	150 GeV
Tevatron	900 GeV

Tabela 3.1: Energias de saída de um próton após cada etapa da aceleração.

3.4 O Processo de Identificação do Feixe

A partir do feixe de prótons do Tevatron é gerado um feixe misto de partículas que é direcionado para o setor de alvo fixo do Fermilab. Esse feixe chega pronto para ser utilizado no experimento E769, onde é preciso identificar qual partícula do feixe incide sobre o alvo num determinado evento. Essa identificação é realizada por um detector diferencial de radiação Čerenkov, *(DISC - Differential Isochronous Self-Collimating)* e

por um detector de radiação de transição *TRD - Transition Radiation Detector)* [64, 65], disposto na linha do feixe antes do alvo, no Laboratório de Fótons Rotulados.

Nas tomadas de dados do experimento E769 obtiveram-se as seguintes composições para o feixe:

- *Tomada de Dados com Feixes Negativos* - 93% de π^- e 5,2% de K^-.
- *Tomada de Dados com Feixes Positivos* - 35% de prótons, 59% de π^+ e 6% de K^+.

3.5 O Detector Diferencial de Radiação Čerenkov - DISC

Este detector se baseia no fenômeno eletromagnético conhecido como efeito Čerenkov [66], que pode ser definido com a emissão de radiação eletromagnética por partículas que atravessam um determinado meio físico com velocidades superiores à velocidade da luz no meio. A taxa de produção dessa radiação é dada por [66]:

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

onde α é a constante de estrutura fina que vale $\frac{1}{137}$, $\eta(\lambda)$ é o índice de refração do meio no qual a radiação se propaga, $\epsilon(\lambda)$ é a eficiência do detector para a luz de comprimento de onda λ e $\beta = \frac{\|\overline{p}\|}{E}$, de modo que a direção de propagação tem uma dependência explícita com o comprimento de onda. Este detector de Čerenkov tem como objetivo determinar o ângulo de emissão das partículas que passam pelo seu interior. Este ângulo θ é dado por:

$$cos\theta = \frac{1}{\beta\eta(\lambda)} \tag{3.2}$$

A detecção dessas partículas é feita através de um sistema de espelhos e diafragmas, o que possibilita também a medida da intensidade e a direção da radiação Čerenkov que é emitida. Essas informações são depois combinadas com o *momentum* da partícula incidente, podendo-se, assim, fazer a determinação desta partícula. O DISC foi ajustado de forma que a radiação emitida por K^- (da ordem de 250 GeV/c) seja coletada por um conjunto de 6 fotomultiplicadoras dispostas ao longo do detector, enquanto a mesma radiação emitida pelos π^- é coletada por apenas 1 fotomultiplicadora.

3.6 O Detector de Radiação de Transição - TRD

O DISC, descrito na seção anterior, é capaz de identificar K, entretanto, não conseguia distinguir p de π, o que fornecia uma identificação incompleta para o feixe de π. Sendo assim, na segunda tomada de dados *(Run Positivo)* utilizou-se o detector de radiação de transição - TRD, para fazer a distinção entre p e π.

O TRD é um detector construído com o objetivo de medir a energia da radiação de transição emitida pelas partículas do feixe. Vale ressaltar que os *momenta* dessas partículas são conhecidos e valem 250 GeV/c. De maneira breve, o DISC fornece a identificação positiva dos K^+, enquanto o TRD faz a distinção entre p e π^+ com a identificação final das partículas do feixe, obtida a partir da combinação das informações de ambos os detectores em termos probabilísticos. O TRD é dividido em 24 módulos, de

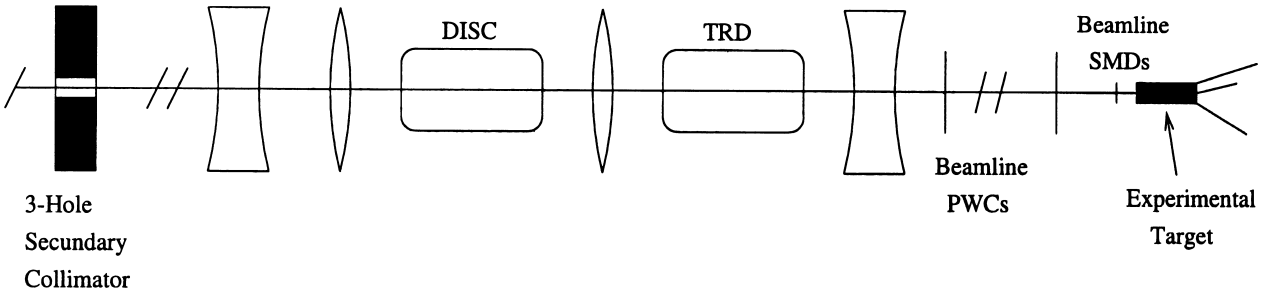

Figura 3.2: Sistema de identificação do feixe do experimento E769.

forma que cada um deles apresenta uma câmara com folhas de polipropileno que formam um radiador. A região entre essas folhas é contida por outras câmaras contendo gás Hélio, que causa a emissão de radiação de transição quando a partícula muda de um meio para o outro. A medida da energia é dada diretamente pelo número de planos de câmaras excitados pela passagem da radiação. De forma geral, os prótons produzem sinais em 3 planos, enquanto os π produzem sinal em 15 planos. Mesmo assim, existem regiões onde o número de planos não é capaz de fornecer uma informação precisa, o que faz com que o resultado seja descrito em termos de probabilidades. A figura 3.2 mostra como os detectores de radiação Čerenkov (DISC) e de radiação de transição (TRD) estão colocados na linha do feixe.

3.7 O Alvo

O alvo do experimento E769, mostrado na figura 3.3, é composto de 4 materiais diferentes, o que lhe confere uma das mais importantes características do experimento: a possibilidade de se realizar um estudo da relação existente entre a produção de partículas

e a massa atômica do alvo. Os elementos usados na constituição do alvo (**Be, Al, Cu** e **W**) foram dispostos em 26 folhas. A identificação da folha do alvo atingida em cada interação é obtida através da localização espacial da interação e através da reconstrução das trajetórias e vértices pelos vários detectores do espectrômetro. A fim de possibilitar a otimização e a posterior identificação, as folhas são separadas por um intervalo de 1,3 mm e são colocadas em uma ordem específica a fim de minimizar a ocorrência de espalhamentos múltiplos.

O conjunto do alvo, possui também um sistema de 3 placas de material cintilador ligadas a fotomultiplicadoras. As duas placas iniciais servem para garantir que o sistema de aquisição de dados faça uma seleção dos eventos onde a partícula esteja alinhada com o eixo do espectrômetro. A terceira placa é colocada depois do alvo, e fornece a informação da possível ocorrência de interação entre o feixe e o alvo. Para tal, exige-se um sinal correspondente à passagem de, no mínimo, 5 partículas carregadas pelo cintilador. Os eventos nos quais essa condição não é satisfeita são ignorados pelo Sistema de Aquisição de Dados.

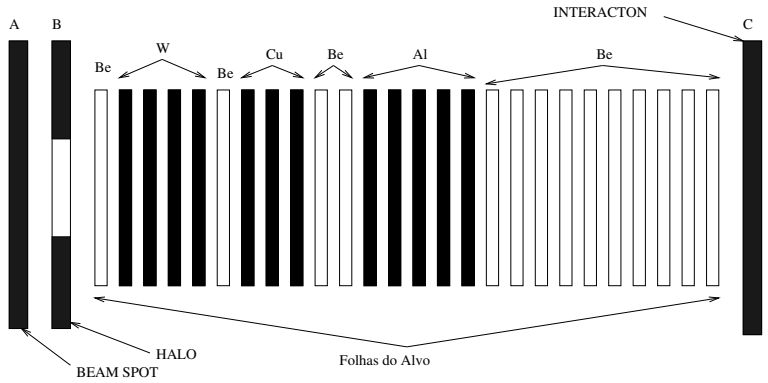

Figura 3.3: Esquema do alvo do experimento E769.

3.8 Espectrômetro

Após a interação entre a partícula do feixe e o alvo, os produtos dessa interação atravessam o espectrômetro total ou parcialmente. Os detectores do E769 permitem a reconstrução das trajetórias, a identificação e a medida do *momentum* e da energia das partículas produzidas na interação entre o feixe e o alvo, ou provenientes do decaimento de partículas instáveis.

Na reconstrução das trajetórias utilizam-se os dados de 11 planos de microtrilhas de silício (SMD) (veja seção 3.9) [64, 67, 68], 2 câmaras proporcionais com 288 fios e um conjunto de 35 câmaras de arrasto [64]. O espectrômetro do experimento E769 está representado na figura 3.4.

A partir da deflexão da trajetória de uma partícula, é possível medir o seu *momentum* e a sua carga elétrica. Quando essas partículas atravessam um campo magnético $\overrightarrow{B}$, as mesmas são defletidas por um ângulo θ, dado por:

$$\theta = \frac{I}{p} \tag{3.3}$$

de modo que:

$$I = q \int \overrightarrow{B} \times \overrightarrow{dl} \tag{3.4}$$

representa o impulso que uma partícula carregada com carga q sofre ao atravessar uma região permeada por um campo magnético $\overrightarrow{B}$, e $\overrightarrow{p}$ representa o *momentum* da partícula.

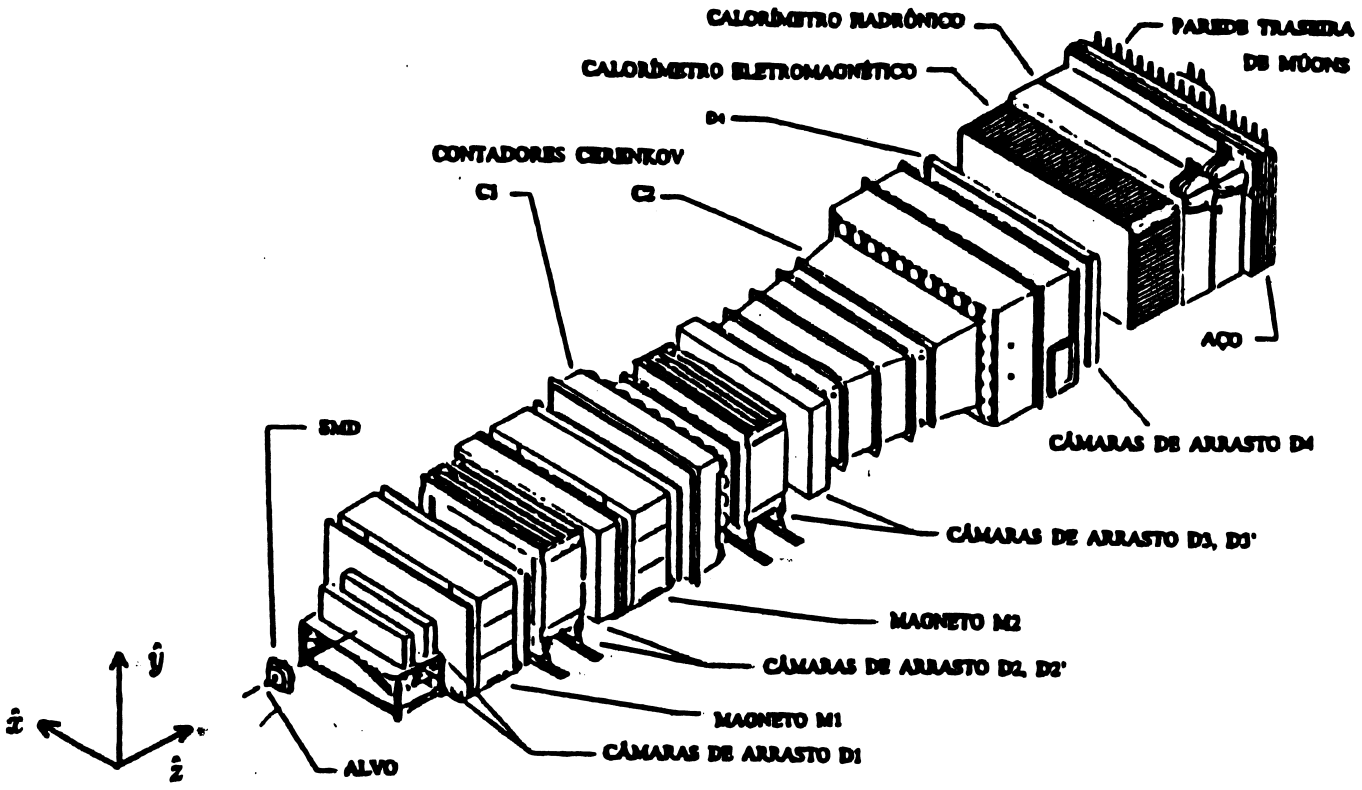

Figura 3.4: Esquema do espectrômetro do experimento E769.

Algumas descrições adicionais dos componentes do espectrômetro podem ser encontradas nas referências [45, 46, 47, 48, 49].

3.9 Detectores de Microtrilhas de Silício - SMD

Esses detectores *(SMD - Silicon Microstrip Detector)* utilizam uma junção PN, que devido à passagem de uma partícula carregada, libera pares de elétrons - lacunas. Aplica-se nessa junção uma diferença de potencial para se coletar o elétron e produzir um sinal eletrônico. Através desse processo os SMD obtêm informações sobre traços de partículas

carregadas com resolução da ordem de mícrons o que os torna muito superiores em relação aos detectores baseados em câmaras a fio.

3.10 Eletro-ímãs

O espectrômetro do experimento E769 utiliza dois ímãs, M1 e M2, mostrados na figura 3.4. O primeiro opera com uma corrente de 2,5 kA, e o segundo com uma corrente de 1,8 kA. Estes ímãs produzem campos magnéticos orientados na direção y, o que provoca desvios na direção x. Para determinar o desvio sofrido pelas partículas são usados sinais dos planos dos SMD e das Câmaras a Fio.

3.11 Câmaras a Fio

Uma partícula, ao atravessar um meio material pode ionizá-lo, criando uma trilha de íons ao longo de sua trajetória. Ao se aplicar um campo elétrico nesse meio material, é possível coletar os elétrons resultantes da ionização e produzir um sinal eletrônico. Assim operam as câmaras a fio: capturando os elétrons em fios dispostos em forma de grade, a fim de se determinar a posição da passagem da partícula. No experimento E769 foram utilizados dois tipos de câmaras a fio: as câmaras de arrasto e as câmaras proporcionais.

A câmara de arrasto tem a finalidade de determinar a distância entre a trajetória da partícula e o ânodo colocado mais próximo que seja capaz de coletar o sinal.

Já a câmara proporcional consiste num arranjo de várias câmaras que são capazes de reconstruir ponto a ponto a trajetória das partículas. Nestas câmaras, o sinal elétrico

produzido é proporcional ao número de íons produzidos pela passagem da partícula.

3.12 Detectores Čerenkov

O espectrômetro da E769 utiliza dois detectores Čerenkov, os quais indicam a presença deste tipo de radiação sem discriminar o ângulo pelo qual essa radiação é emitida. Esses detectores consistem de caixas seladas à luz exterior, com atmosferas preparadas para a emissão de radiação Čerenkov no processo de passagem de certas partículas específicas.

A radiação emitida dentro dos contadores é refletida em arranjos de espelhos e coletada em fotomultiplicadoras. A partir do *momentum* conhecido da partícula é possível calcular a intensidade da radiação emitida pela partícula ao atravessar os contadores, que, comparados aos valores medidos pelas fotomultiplicadoras, permitem o cálculo de probabilidades de que a radiação seja originada por e, μ, π, K ou p. Os valores são normalizados de maneira a fornecer uma probabilidade total igual a 1. Essas probabilidades são calculadas a partir de modelos teóricos e de resultados já obtidos anteriormente.

3.13 Calorímetros

O experimento E769 utiliza um calorímetro eletromagnético denominado SLIC e um calorímetro hadrônico. Esses detectores são construídos de tal forma que os chuveiros eletromagnéticos sejam quase completamente dissipados dentro do SLIC, enquanto os chuveiros hadrônicos atravessam esse detector se extendendo até o interior do calorímetro

hadrônico. Imediatamente após o calorímetro hadrônico existe uma barreira de 1,5 m de espessura construída com aço de construção naval. Essa parede é capaz de reter quaisquer partículas que atravessem este calorímetro, com exceção de neutrinos e múons com energias superiores a 5 GeV.

3.14 Paredes de μ

Existem dois arranjos de cintiladores, denominados hodoscópios destinados à detecção de múons, chamados Paredes de Múons. Estas paredes ficam localizadas logo após a Barreira de Aço, e é através dessa parede que se obtém as informações a respeito dos múons. A parede de múons é montada à juzante do alvo, com um orifício para a passagem do feixe, e faz a detecção de múons originados de outros experimentos e de raios cósmicos. Esses múons detectados não têm relação com as interações do feixe com o alvo. O sistema de gatilho *(trigger)* utiliza os sinais desses detectores, sugerindo a ocorrência de um decaimento de partícula que contenha 2 múons em seu estado final. As paredes de múons são também utilizados na calibração dos calorímetros.

3.15 Sistema de Gatilho

Cada interação de uma partícula do feixe com outra partícula do alvo constitui um evento. Embora apenas 6% das partículas incidentes interajam com o alvo, a taxa de ocorrência de eventos é demasiadamente alta para que o sistema de aquisição de dados seja capaz de registrar 100% dos eventos ocorridos. Faz-se necessário utilizar um meio que seja

capaz de favorecer os eventos de maior interesse para o experimento. O Sistema de Gatilho possui essa função, e consiste num conjunto de aparatos eletrônicos que, dependendo das características do evento ocorrido, envia um sinal para o sistema de aquisição de dados indicando se aquele evento deve ser registrado ou não.

O Sistema de Gatilho do experimento E769 foi desenvolvido a fim de favorecer a aquisição de hádrons charmosos. Para que isso seja possível, o experimento E769 utiliza informação do experimento E691 [65]. A produção de hádrons charmosos é mais significativa em eventos onde a energia transversa[1] (E_T) é mais alta. Assim somente os eventos cuja energia transversa é maior que 5,5 GeV são selecionados.

Existe ainda um conjunto de critérios que determina a ocorrência de uma boa interação entre o feixe e o alvo e que descarta eventos de baixa qualidade: o bit eliminador *(KB), Killer Bit*, e o Bom Feixe *(GB), Good Beam.* O KB indica um mau sinal do TRD, e é produzido por hodoscópios a montante e a juzante deste detector. Se uma partícula chega ao TRD antes que a partícula que a antecede deixe o mesmo, o sistema produz o KB impedindo que aquele evento seja registrado. O GB serve para garantir que o sistema de aquisição de dados considere apenas eventos onde a partícula do feixe esteja alinhada com o eixo do espectrômetro. Para isto são utilizados dois cintiladores (A e B) colocados imediatamente a montante do alvo.

[1] A Energia transversa pode ser definida como a soma dos produtos da energia observada vezes a tangente do ângulo do alvo a cada segmento do calorímetro, ou seja:

$$E_T = \sum_i E_i \times \tan\theta \tag{3.5}$$

onde θ é o ângulo para cada segmento do calorímetro.

A fim de se identificar a interação entre o feixe e o alvo, utiliza-se uma placa cintiladora colocada a juzante do alvo, a qual envia um sinal para um módulo discriminador, cujo patamar de disparo está ajustado para um sinal correspondente à passagem de 5 partículas.

Se o evento for aprovado pelo sistema de gatilho, o sistema de aquisição de dados organiza os sinais dos diversos detectores do espectrômetro e armazena esses sinais em fitas magnéticas para posterior análise.

3.16 Sistema de Aquisição de Dados

Após o armazenamento de dados inicia-se o processo de reconstrução. Toda a tomada de dados resultou em aproximadamente 400 milhões de eventos.

O processamento dos eventos era realizados por módulos ACP *(Advanced Computer Project)* instalados em bastidores e gerenciados por módulos de controle inteligentes [69]. Os sinais de saída dos barramentos CAMAC eram armazenados em *buffers*, onde ficavam armazenados até que um dos módulos ACP [2] pudesse processá-los.

3.17 Reconstrução

O processo de reconstrução [70] consiste em obter, a partir dos sinais eletrônicos produzidos no espectrômetro, quantidades físicas como energia e *momentum*. O primeiro

[2] *Advanced Computer Project* ou Projeto de Computação Avançada [43]. Este sistema de processadores paralelos teve uma grande participação do LAFEX/CBPF em colaboração com o Fermilab. Foi o desenvolvimento desse sistema aliado à capacidade de processamento do mesmo que possibilitou o registro de uma grande quantidade de eventos e um tempo de processamento de apenas alguns meses.

passo da reconstrução é determinar as trajetórias das partículas a partir dos sinais dos planos de SMD, das Câmaras de Arrasto e das Câmaras proporcionais. Para isto o algoritmo de reconstrução faz uma interpolação das coordenadas fornecidas em cada um dos detectores acima. O desvio sofrido pelas trajetórias nos ímãs permite que o *momentum* e o sinal da carga elétrica das partículas sejam determinados de acordo com a equação 4.3.

Depois das trajetórias e dos *momenta* determinados, o programa utiliza a informação dos contadores Čerenkov para identificar as partículas e os dados dos calorímetros para calcular as energias. Os dados finais, já reconstruídos, são escritos em fitas magnéticas em um formato do tipo DST *(Data Summary Tape)*.

3.18 *Pair Strip*

O desafio inicial do processo de análise passa a ser o tratamento dos dados coletados pelo experimento E769. A amostra de 400 milhões de eventos registrada nas *DST* é um volume demasiadamente grande para ser utilizado diretamente nas diversas análises de dados produzidos. Um programa de pré-seleção chamado *pair strip* é utilizado para selecionar os eventos e reduzir a amostra para um número de eventos que possa ser mais facilmente trabalhado.

O programa seleciona eventos que apresentem ao menos um vértice secundário com duas trajetórias reconstruídas pelo sistema de SMD e que satisfaçam uma série de condições de qualidade ("cortes"). Após a pré-seleção, a amostra é reduzida para 40

milhões de eventos. A tabela 3.2 apresenta os cortes empregados na obtenção da *pair strip*. Os cortes mencionados são descritos de forma breve a seguir.

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

Tabela 3.2: Cortes em *pair strip*.

· **χ^2/DOF:** este corte refere-se ao erro obtido no ajuste de cada uma das trajetórias fornecidos pelos canais dos detectores.

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

$$SDZ = \frac{\Delta Z}{\sigma_z} \tag{3.6}$$

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

$$\sigma_z = \sqrt{(\sigma_z)_s^2 + (\sigma_z)_p^2} \tag{3.7}$$

onde σ_s representa o erro a determinação da posição em z do vértice secundário; σ_p é o erro na determinação da posição em z do vértice primário, de tal forma que o

vértice primário é aquele que em um dado evento apresenta um maior número de trajetórias.

· **RATIO:** representa um outro corte no experimento E769. É definido por:

$$RATIO = \prod_{i=1}^{n} \frac{(b_s)_i}{(b_p)_i} \tag{3.8}$$

onde $(b_s)_i$ é a distância da trajetória i ao vértice secundário; $(b_p)_i$ é a distância da trajetória i ao vértice primário; e n é o número de trajetórias que constituem o vértice secundário em consideração. Quanto mais próximas as trajetórias estiverem do vértice secundário, menor será o RATIO.

· **PT2SUM:** É um parâmetro definido pela expressão:

$$PT2SUM = \sum_{i=1}^{n} (p_t)_i^2 \tag{3.9}$$

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

A figura 3.5 representa as definições esquematizadas de SDZ, $RATIO$ e $PT2SUM$.

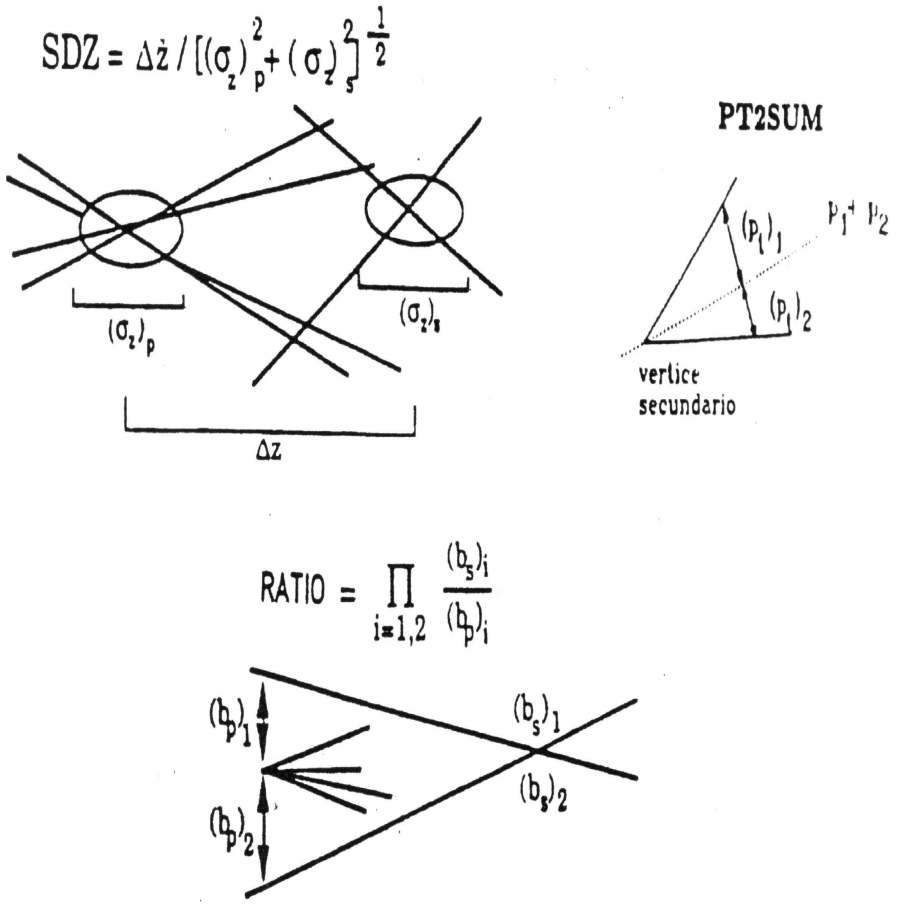

Figura 3.5: Representações esquemáticas de SDZ, $RATIO$ e $PT2SUM$.

Capítulo 4

Análise de Dados

O primeiro passo da análise de dados consiste em selecionar, a partir da amostra original de 400 milhões de eventos um subconjunto de eventos que sejam bons candidatos a conter Λ^0. Em seguida, de posse dos eventos que são bons candidatos a conter Λ^0, procura-se por uma trajetória de π^- que juntos possam selecionar eventos bons candidatos a conter Ξ^-. Novamente, de posse dos eventos bons candidatos a conter Ξ^-, procura-se por outra trajetória de π^+ que juntos produzam bons candidatos a conter Ξ^{*0}. Para fazer estas seleções, os eventos são examinados e, caso satisfaçam uma série de critérios ou "cortes", são gravados em arquivos formatados, chamados n-uplas, contendo as diversas variáveis de interesse para a análise.

Num estágio posterior, as n-tuplas são utilizadas para obtenção dos sinais de Λ^0, Ξ^- e Ξ^{*0} para os diferentes tipos de feixe. Uma vez obtidos os sinais, pode-se estudar a dependência de produção do Ξ^{*0} para diferentes materiais: Berílio, Alumínio, Cobre e Tungstênio.

Existem duas formas para se determinar a massa de Ξ^{*0}: calcula-se a massa

diretamente usando os *momenta* de π e as partículas originadas do decaimento Ξ^{*0}, ou então calcula-se a diferença de massas entre Ξ^{*0} e Ξ (novamente utilizando os dados referentes aos *momenta*) e soma-se este valor obtido ao valor aceito para a massa de Ξ. Este segundo método é mais vantajoso em relação ao primeiro, pois pode-se eliminar alguns erros de calibração na massa. Qualquer diferença na escolha do "zero" para a massa não altera o método de diferença de massa. Os erros dominantes para a massa são os mesmos tanto para Ξ^{*0} quanto para Ξ^{-}; portanto, subtraindo um do outro, removemos esses erros. Por exemplo, como a determinação da massa do Ξ^{*0} depende da massa do Ξ^{-}, se a medida de Ξ^{-} for muito alta, então a massa do Ξ^{*0} também será aumentada. A diferença entre elas, entretanto, não é afetada. A segunda razão para se utilizar a diferença de massa, é que qualquer interferência no sinal introduzida pelos erros de calibração de massa será também removida, o que melhora a medida da largura.

Existem ainda vantagens relevantes no que diz respeito aos ajustes dos histogramas de massa. Quando usamos o cálculo direto da massa, a ressonância ocorre na parte inferior do gráfico. Esta é a área onde o "ruído de fundo" (*background*) mais sofre alterações. Estes fatores tornam mais difícil determinar a área exata onde ocorre a ressonância.

4.1 Escolha das Amostras

Em nossa análise, utilizamos cortes já empregados em outros trabalhos [45, 60, 61, 62] com a mesma amostra de dados. Esses cortes foram estabelecidos de modo a favorecer, na amostra, os eventos candidatos a conter Ξ^{*0} em relação àqueles que podem ser

considerados *(background)*.

Por razões históricas e pela disponibilidade dos dados, as amostras provenientes da tomada de dados com feixe positivo e negativo foram obtidas de forma diferente. Os Λ^0 provenientes do feixe positivo foram reconstruídos utilizando os sinais do SMD, enquanto que os do feixe negativo foram reconstruídos apenas com os sinais das câmaras de fios.

Por esta razão, a amostra proveniente dos feixes de π^+, K^+ e prótons contém muito menos eventos que a amostra proveniente dos feixes de π^-, K^-. Sendo assim, a fim de obtermos uma estatística melhor, em nossa análise utilizamos somente a amostra dos feixes de π^-, K^-.

4.2 Método

Usando a sub-amostra Λ^0, combinamos os candidatos a Λ^0 (com uma janela de massa de 1,101 GeV/c^2 a 1,126 GeV/c^2) com um π^- cuja trajetória faça um vértice com a trajetória reconstruída do Λ^0. Um conjunto qualitativo de cortes [62, 63] foi usado para produzir uma amostra do Ξ^- que também foi usada pela colaboração E769 [63]. A figura 4.1 mostra a distribuição de massa invariante reconstruída do Λ^0 para feixes negativos, enquanto a figura 4.2 mostra a distribuição de massa invariante para Ξ^- e $\overline{\Xi}^+$ utilizada em [71, 63]. Para ambos os feixes de K^- e π^-, o Ξ^{*0} e $\overline{\Xi}^{*0}$ são procurados usando o espectro de massa invariante de Ξ^- π^+ e $\overline{\Xi}^+$ $\pi-$, respectivamente, onde o π é a trajetória do vértice primário e o candidato a Ξ deve apresentar uma massa contida no intervalo de 1,315 GeV/c^2 a 1,330 GeV/c^2. Conforme já mencionamos anteriormente, utilizamos o

método da diferença de massa para todo o estudo sobre o Ξ^{*0}.

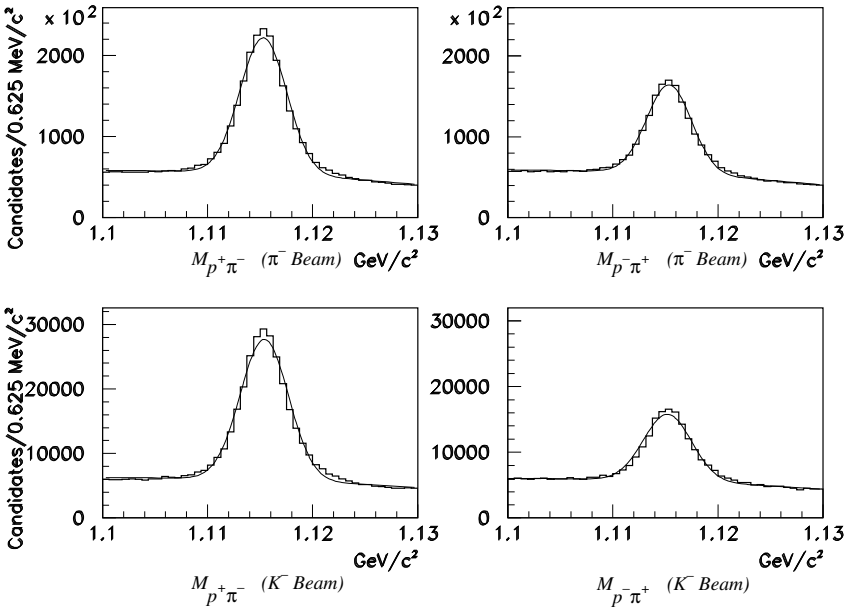

Figura 4.1: Distribuições efetivas de massa $p\pi$ para feixes negativos.

4.3 Cortes

A seguir, apresenta-se um conjunto de medidas qualitativas a fim de se melhorar os sinais que estamos trabalhando. Vale mencionar que estes cortes não foram criados neste trabalho, mas são os mesmo utilizados em [62]. Os cortes são:

1. A distância entre as trajetórias do π e do p utilizados para a reconstrução do Λ deve ser menor que 0,7 cm.

2. As trajetórias do π e do p utilizados para a reconstrução do Λ devem ter sinais no primeiro conjunto *drift chamber* (D1) e ao menos um outro nos conjuntos adicionais *drift chamber*.

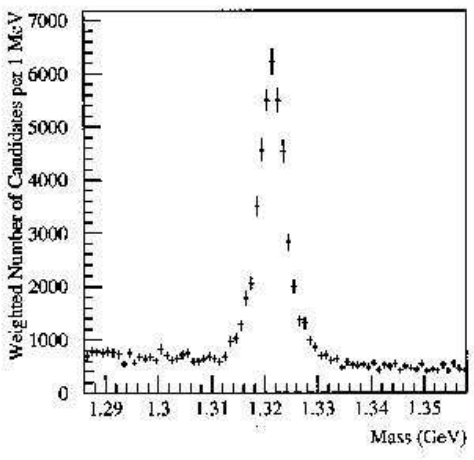

Figura 4.2: Distribuição de massa invariante para feixes negativos de π^- para Ξ^- e $\overline{\Xi}^+$.

3. O Λ deve decair entre $z = 11$ cm e $z = 286,6$ cm.

4. A soma do χ^2 por grau de liberdade das trajetórias dos π e p, produtos do Λ deve ser menor que 7,0.

5. O *momentum* do próton deve ser 2,5 vezes maior que o *momentum* do π produto do Λ.

6. O valor absoluto do cosseno do ângulo entre o momentum do Λ no referencial do laboratório e o *momentum* da trajetória do próton no referencial de repouso do Λ deve ser menor que 0,99.

7. O Ξ^- deve decair a frente de $z = -5,0494$ cm, depois do vértice primário, e não mais que 10 cm além do ponto de decaimento do Λ. Os 10 cm permitidos são os erros na posição do vértice.

8. A trajetória do π produto do decaimento do Ξ^- deve ter sinais no primeiro conjunto *drift chambers* (D1) e ao menos um outro no conjunto *drift chambers* adicional.

9. Se a trajetória do π produto do decaimento do Ξ^- é uma trajetória SESTR,[1] seu parâmetro de impacto em relação ao vértice primário deve ser menor que $0,03$.

10. A razão entre o parâmetro de impacto do vértice primário do Ξ^- e a distância que o Ξ^- percorre na direção z deve ser menor que $0,02$.

11. Se a trajetória do π produto do decaimento do Ξ^- é uma trajetória SESTR, então o Ξ^- deve decair antes de $z = 25,0$ cm.

12. O x e y que interceptam $z = 0$ da trajetória do π produzido no decaimento do Ξ^- deve ser menor que $7,999$ cm.

13. Todas as trajetórias devem ser diferentes.

Este conjunto de cortes é essencial para a otimização do sinal-ruído.

As figuras 4.3, 4.4, 4.5 e 4.6 mostram a distribuição de massa do sinal total de Ξ^{*0} e $\overline{\Xi}^{*0}$ para feixes de π^- e de K^-. A tabela 4.1 sumariza os valores do sinal total de Ξ^{*0} e $\overline{\Xi}^{*0}$ para feixes de π^- e de K^-.

[1] A trajetória que possui traços apenas no SMD.

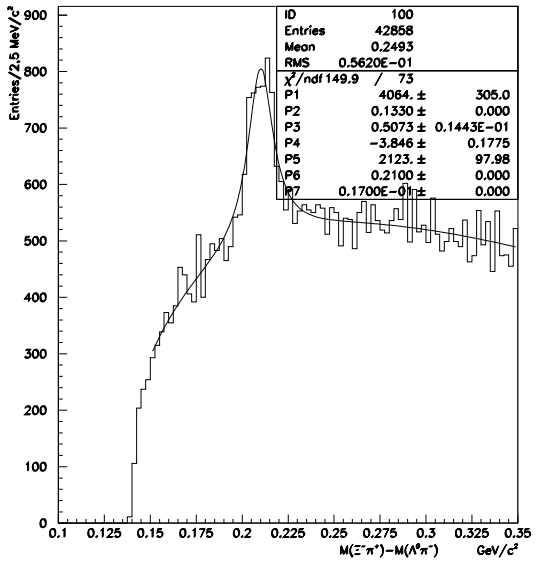

Figura 4.3: Distribuição de massa do sinal total do Ξ^{*0} para feixe de π^-.

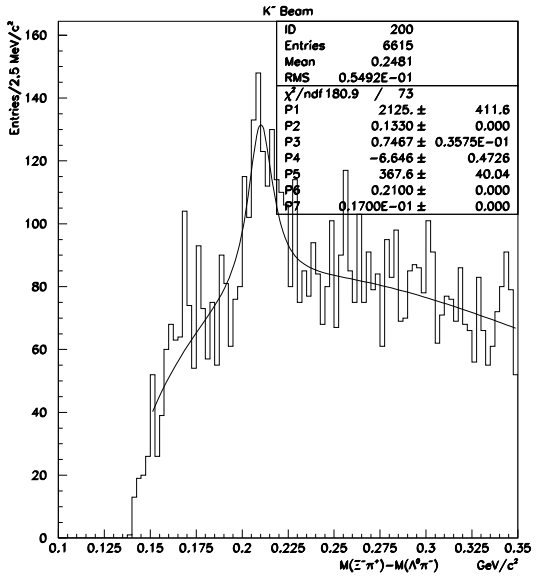

Figura 4.4: Distribuição de massa do sinal total do Ξ^{*0} para feixe de K^-.

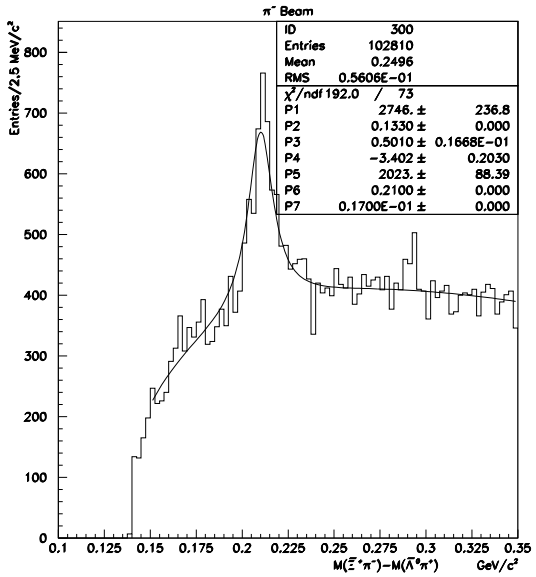

Figura 4.5: Distribuição de massa do sinal total do $\overline{\Xi}^{*0}$ para feixe de π^-.

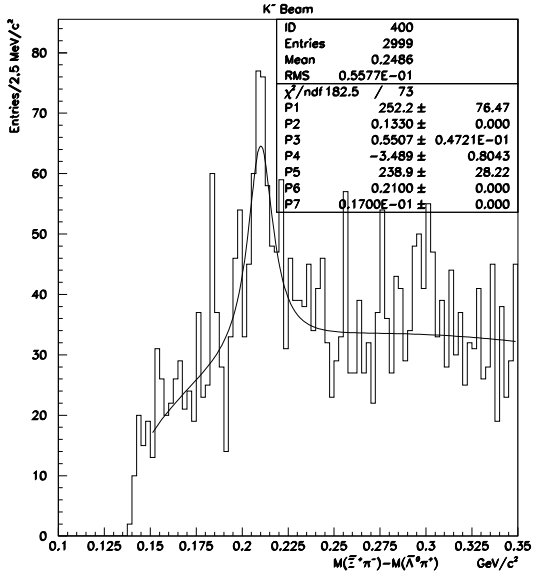

Figura 4.6: Distribuição de massa do sinal total do $\overline{\Xi}^{*0}$ para feixe de K^-.

Partícula	Feixe	sinal
Ξ^{*0}	π^-	2123,0±98,0
Ξ^{*0}	K^-	367,6±40,0
$\overline{\Xi}^{*0}$	π^-	2023,0±88,4
$\overline{\Xi}^{*0}$	K^-	238,9±28,2

Tabela 4.1: Número total de sinais de Ξ^{*0} e $\overline{\Xi}^{*0}$ para feixes de π^- e K^-.

4.4 Ajustes - Função Primária do Background

Uma maneira de quantificar o *background* é ajustar uma função da forma:

$$BKG(m) = P_1 \cdot (m - P_2)^{P_3} \cdot e^{P_4 \cdot m} \tag{4.1}$$

onde m é a massa da partícula e P_1, P_2, P_3 e P_4 são parâmetros a serem utilizados no ajuste da função. Esta função apresenta um pico e depois começa a decair exponencialmente [38].

Para fazer os ajustes desejados e convenientes, vamos usar a função dada pela equação 4.1.

A motivação por trás desta forma é que a parte da distribuição da massa perto de seu limite inferior parece aproximadamente com o início de uma "função potencial". A curva então atinge um pico e começa a decair exponencialmente. A função acima foi escolhida porque exibe estas características qualitativas.

Para ajustar nossos histogramas, simplesmente adicionamos nossa função para o *background* a uma Breit-Wigner. Isto nos dá uma função de 7 parâmetros, e usamos

o pacote de ajustes MINUIT do CERNLIB para ajustar os histogramas:

$$FCN(m) = P_1 \cdot (m - P_2)^{P_3} \cdot e^{P_4 \cdot m} + \frac{\frac{P_5}{D} P_7}{(P_6 - m)^2 + (\frac{P_7}{2})^2} \tag{4.2}$$

Em nossos ajustes, inicialmente fixamos os parâmetros, P_2, P_6 e P_7, onde P_2 tem dimensão de massa e é utilizado no *background*, P_6 é a massa da partícula e P_7 é largura Γ da região de ressonância. Os parâmetros P_1 e P_3 são intrínsecos à função primária do *background*. O fator D está relacionado com a largura dos *bins* nos histogramas de massa. Para os histogramas de diferença de massa, a largura do *bin* é 2,5 MeV/c^2 e D vale 1600. O parâmetro relevante no ajuste de nossa função é o P_5 que dá o número de eventos na ressonância.

Neste momento, fixamos os parâmetros P_2, P_6 e P_7, nos valores 0,133, 0,211 e 0,014, respectivamente. Estes valores foram escolhidos a partir de trabalhos preliminares realizados durante esta análise.

As figuras 4.7, 4.8, 4.9 e 4.10 mostram os gráficos para a distribuição de massa de Ξ^{*0}-Ξ^- e as figuras 4.11, 4.12, 4.13 e 4.14 mostram a distribuição de massa de $\overline{\Xi}^{*0}$-$\overline{\Xi}^+$, para feixe de π^-, para os diferentes alvos, considerando os parâmetros P_2, P_6 e P_7 fixos.

Ainda com os parâmetros P_2, P_6 e P_7 fixos e para o feixe de K^-, apresentamos os gráficos para a distribuição de massa de Ξ^{*0}-Ξ^- nas figuras 4.15, 4.16, 4.17 e 4.18 para os diferentes alvos. As figuras 4.19, 4.20, 4.21 e 4.22 mostram a distribuição de massa de $\overline{\Xi}^{*0}$-$\overline{\Xi}^+$ para os diferentes alvos. Os valores para o sinal, com os parâmetros P_2, P_6 e P_7

fixos para ambos os feixes estão mostrados na tabela 4.3.

Posteriormente, conhecendo o comportamento prévio das distribuições de massa mediante a fixação dos parâmetros, repetimos o procedimento, de maneira que o ajuste fosse realizado por uma Breit-Wigner com todos os parâmetros livres. A seção seguinte faz um tratamento acerca da conversão dos sinais em seção de choque e apresenta os novos gráficos devidamente ajustados com os parâmetros livres.

4.5 Conversão dos Sinais em Seções de Choque

A fórmula da seção de choque usada em nossa análise é definida por:

$$\sigma = \frac{(Sinal)}{(Aceitacão)} \cdot \frac{(Número\ Atômico)}{(Densidade)(Espessura)(Fluxo)} \tag{4.3}$$

onde o fluxo guarda uma relação intrínseca com o número de partículas do feixe que conseguem atravessar o alvo. Para a medida da dependência da massa atômica, pode se fazer uma normalização das seções de choque de forma que seja consistente com os quatro alvos. Vale lembrar que *a priori* esta normalização é arbitrária.

A tabela 4.2 apresenta a espessura, a densidade e o número de massa atômica para os alvos utilizados, fluxo para o feixe de π^- e aceitação para o feixe de π^- [62]. Usamos, como primeira aproximação, a aceitação calculada para o Ξ^-, pois não dispomos do Monte Carlo para o Ξ^{*0}. A espessura do alvo de berílio inclui somente as 10 folhas mais a jusante.

A seguir são apresentados os histogramas de diferença de massa com os ajustes,

Alvo	Espessura (mm)	Densidade (g/cm^3)	Número de Massa	Fluxo normalizado	Aceitação
Berílio	2,604±0,025	1,85	9,01	0,9865	$8,17\%$
Alumínio	1,261±0,005	2,70	26,98	0,9945	$8,33\%$
Cobre	0,761±0,003	8,96	63,55	0,9899	$7,75\%$
Tungstênio	0,383±0,008	19,30	183,85	0,9983	$7,02\%$

Tabela 4.2: Propriedades dos alvos para o cálculo das secções de choque. O fluxo e a aceitação são para o feixe de π^-.

para feixes de π^- e K^- realizados de duas maneiras: uma com os parâmetros P_2, P_6 e P_7 da equação (4.2) fixos nos valores $0,133$, $0,211$ e $0,014$, respectivamente, e outra com todos os parâmetros livres. Com isto calculamos o valor do parâmetro α para todos os feixes e partículas.

4.6 Cálculo da Seção de Choque com os Parâmetros Fixos

Com os parâmetros mencionados na seção 4.5 mantidos fixos, ajustamos a equação (4.2) aos histogramas para a distribuição de massa e calculamos as seções de choque de Ξ^{*0} e $\overline{\Xi}^{*0}$ como função da massa atômica do núcleo dos alvos para feixes de π^- e K^-. As figuras 4.23, 4.24, 4.25 e 4.26 mostram esta seção de choque calculada. A função $\sigma_0 A^\alpha$ é usada para ajustar os dados. Existem dois parâmetros a serem ajustados, onde σ_0 é o $\mathcal{P}_1$ e α é o $\mathcal{P}_2$ nos histogramas da seção de choque. O ajuste é feito usando o pacote MINUIT do CERNLIB, que tem como finalidade minimizar e calcular os erros ajustando o sinal de forma adequada.

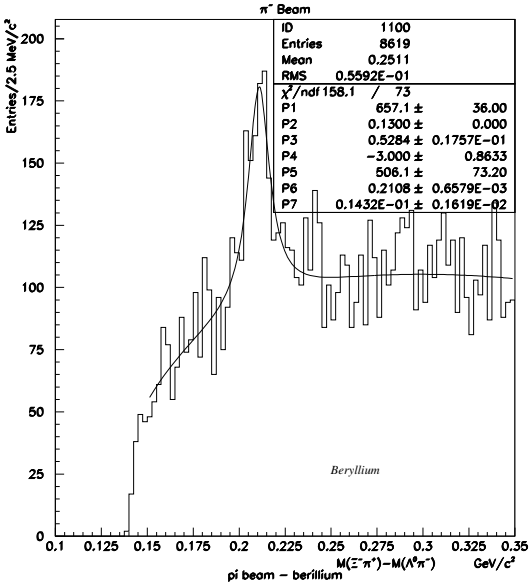

Figura 4.7: Distribuição de massa de Ξ^{*0}-Ξ^{-} em interações π^{-}- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Berílio.

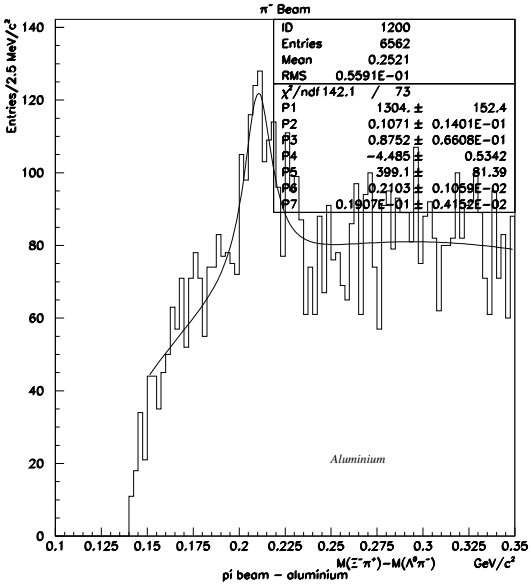

Figura 4.8: Distribuição de massa de Ξ^{*0}-Ξ^{-} em interações π^{-}- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Alumínio.

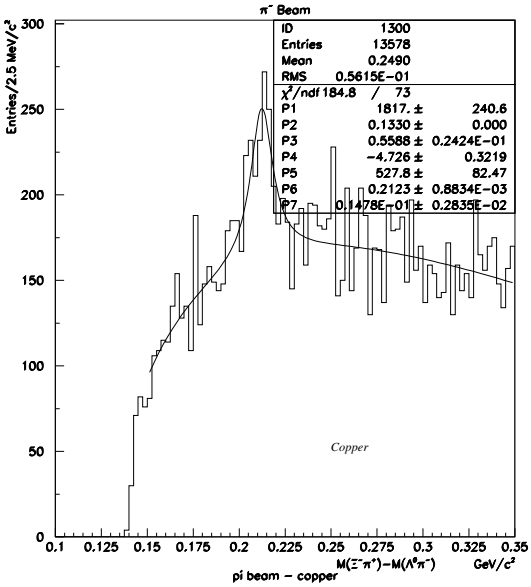

Figura 4.9: Distribuição de massa de Ξ^{*0}-Ξ^{-} em interações π^{-}- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Cobre.

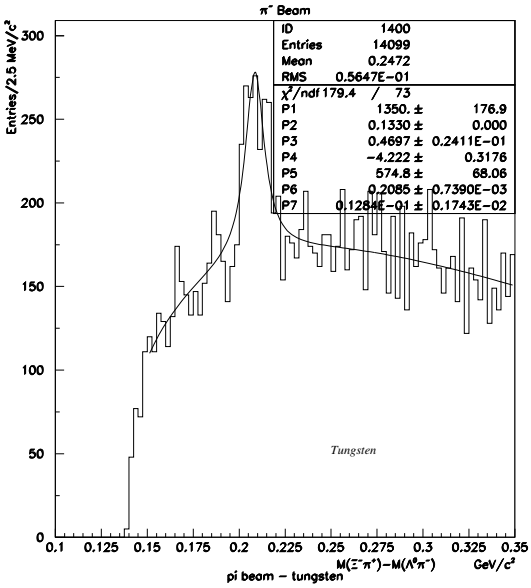

Figura 4.10: Distribuição de massa de Ξ^{*0}-Ξ^{-} em interações π^{-}- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Tungstênio.

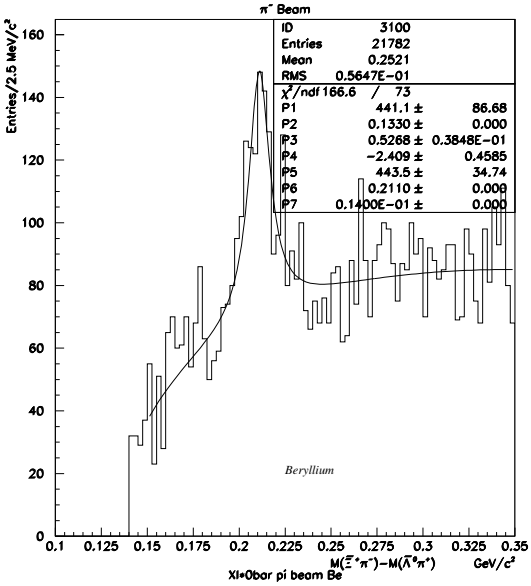

Figura 4.11: Distribuição de massa de $\overline{\Xi}^{*0}$-$\overline{\Xi}^{+}$ em interações π^-- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Berílio.

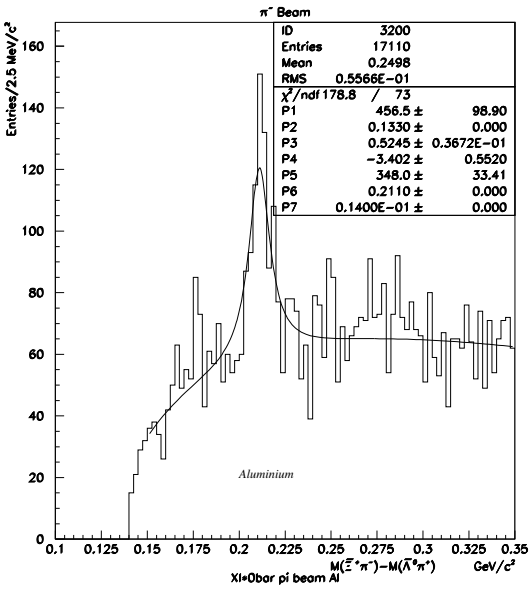

Figura 4.12: Distribuição de massa de $\overline{\Xi}^{*0}$-$\overline{\Xi}^{+}$ em interações π^-- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Alumínio.

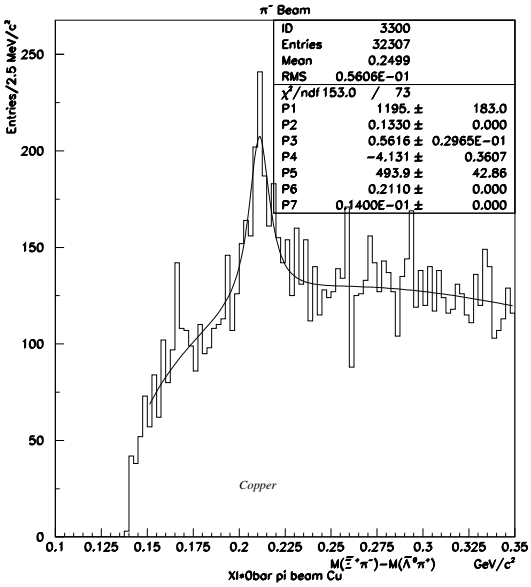

Figura 4.13: Distribuição de massa de $\overline{\Xi}^{*0}$-$\overline{\Xi}^{+}$ em interações π^-- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Cobre.

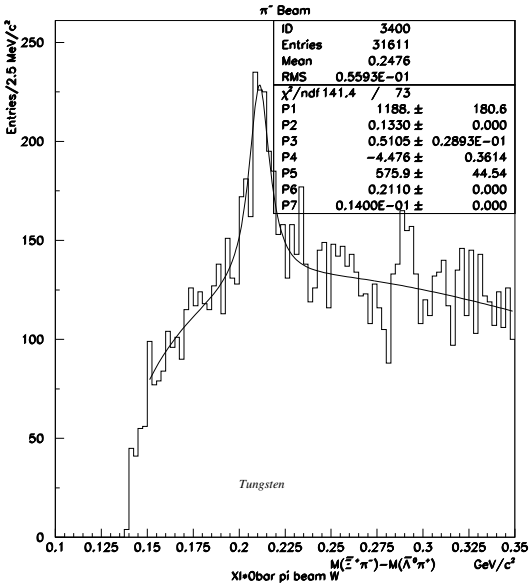

Figura 4.14: Distribuição de massa de $\overline{\Xi}^{*0}$-$\overline{\Xi}^{+}$ em interações π^-- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Tungstênio.

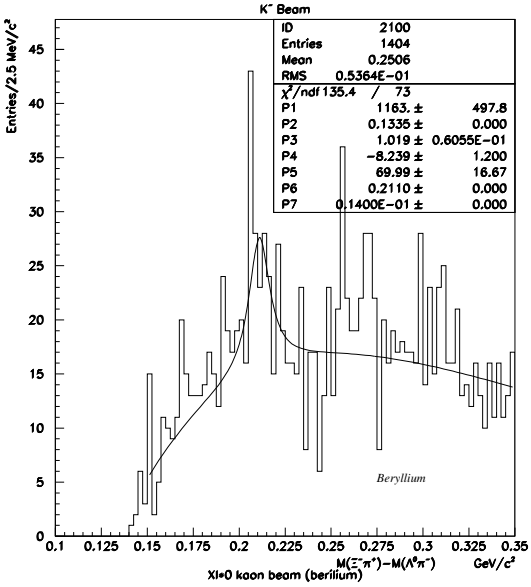

Figura 4.15: Distribuição de massa de Ξ^{*0}-Ξ^{-} em interações K^{-}- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Berílio.

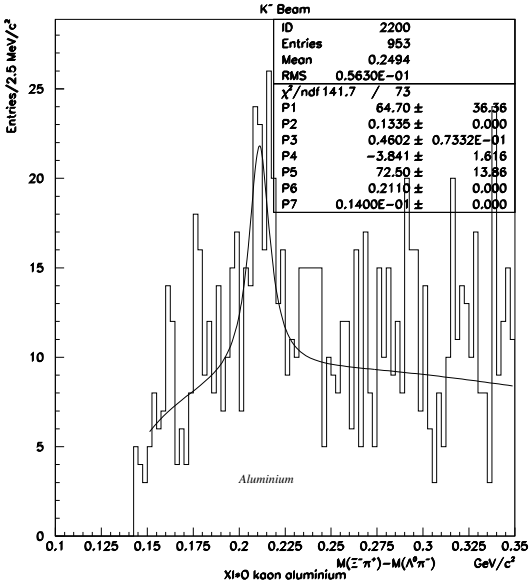

Figura 4.16: Distribuição de massa de Ξ^{*0}-Ξ^{-} em interações K^{-}- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Alumínio.

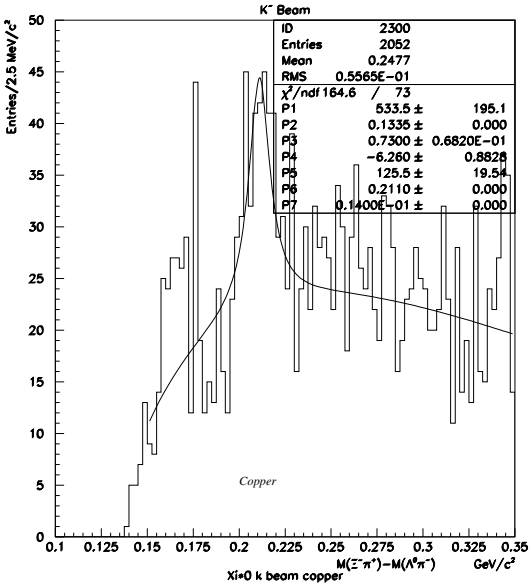

Figura 4.17: Distribuição de massa de Ξ^{*0}-Ξ^{-} em interações K^{-}- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Cobre.

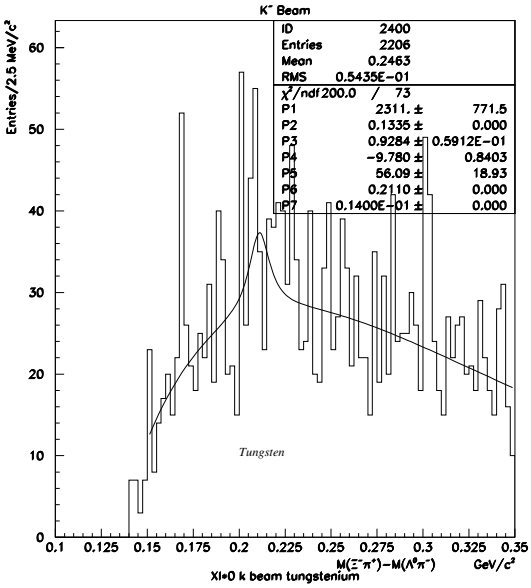

Figura 4.18: Distribuição de massa de Ξ^{*0}-Ξ^{-} em interações K^{-}- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Tungstênio.

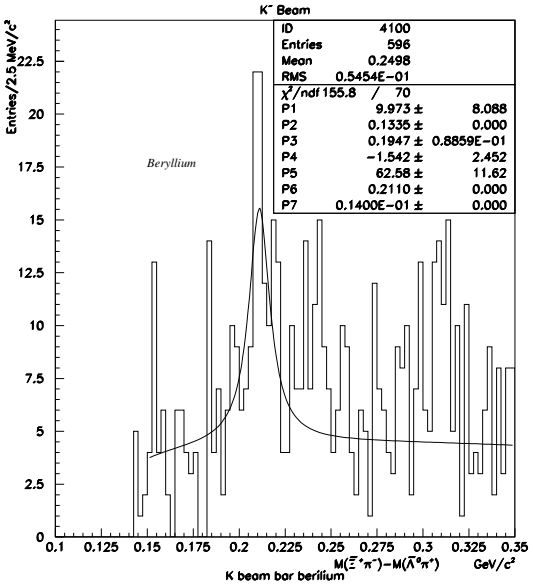

Figura 4.19: Distribuição de massa de $\overline{\Xi}^{*0}$-$\overline{\Xi}^{+}$ em interações K^-- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Berílio.

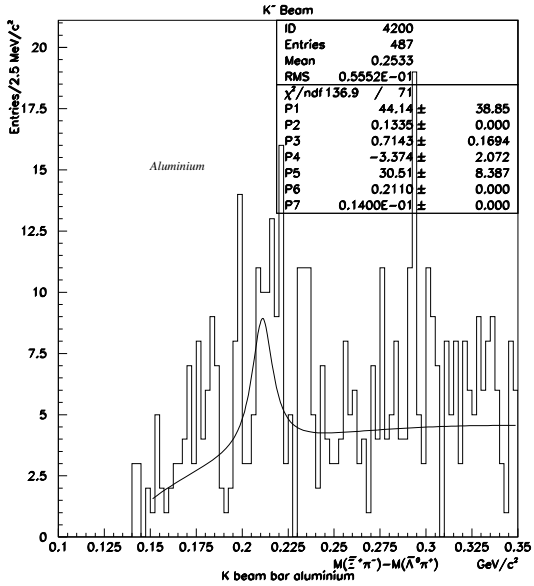

Figura 4.20: Distribuição de massa de $\overline{\Xi}^{*0}$-$\overline{\Xi}^{+}$ em interações K^-- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Alumínio.

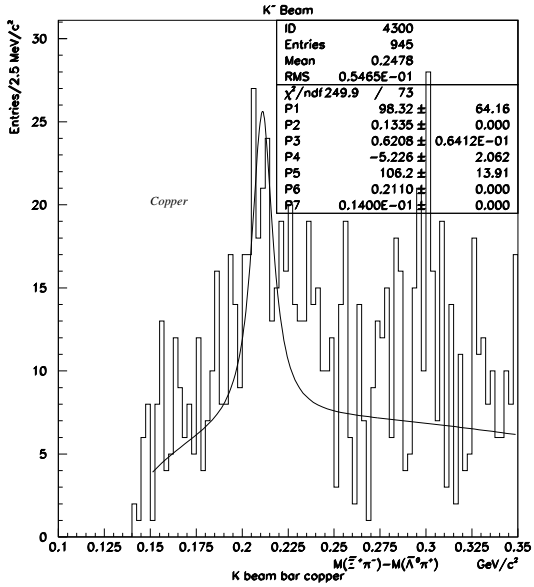

Figura 4.21: Distribuição de massa de $\overline{\Xi}^{*0}$-$\overline{\Xi}^{+}$ em interações K^-- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Cobre.

A Tabela 4.3 mostra os resultados para a produção de Ξ^{*0} em diferentes alvos para feixes de π^- e K^-, enquanto a Tabela 4.4 mostra o valor de α para os feixes de píons e káons, para Ξ^{*0} e $\overline{\Xi}^{*0}$. Vale lembrar que cada valor de α está associado aos alvos de Berílio, Alumínio, Cobre e Tungstênio. Os valores calculados da seção de choque a partir a equação (4.3) estão mostrados na tabelas 4.5. A Tabela 4.3, mostra valores para os sinais com relação ao feixe de π^- maiores do que os obtidos para o feixe de K$^-$, o que se deve ao fato do número de eventos ser maior para π^-. Ainda nesta tabela, podemos observar, que para feixe de π^-, a maior quantidade de sinais encontrados vieram do alvo de Tungstênio, enquanto que para feixe de K$^-$ a maior quantidade de sinais ocorre para o alvo de Cobre. Na Tabela 4.4, notamos que os valores de α para os diferentes feixes são compatíveis com 1. Os valores para as seções de choque apresentados na Tabela 4.5 mostram um resultado importante que é a inclinação maior da reta para o feixe de píons em relação de káons.

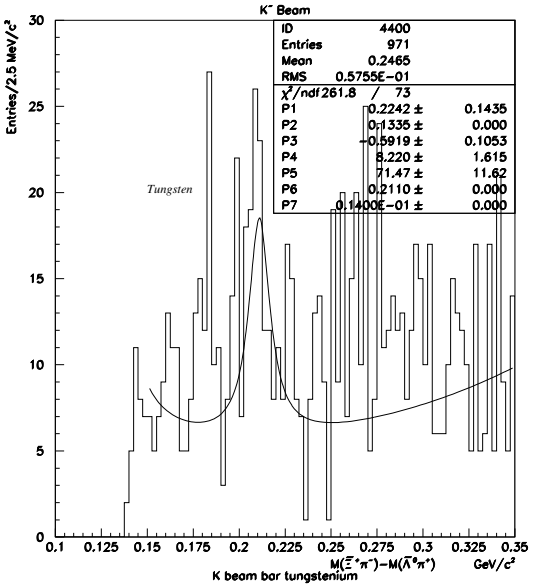

Figura 4.22: Distribuição de massa de $\overline{\Xi}^{*0}$-$\overline{\Xi}^{+}$ em interações K^-- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Tungstênio.

Uma possível explicação para esse fenômeno é considerada no capítulo 5.

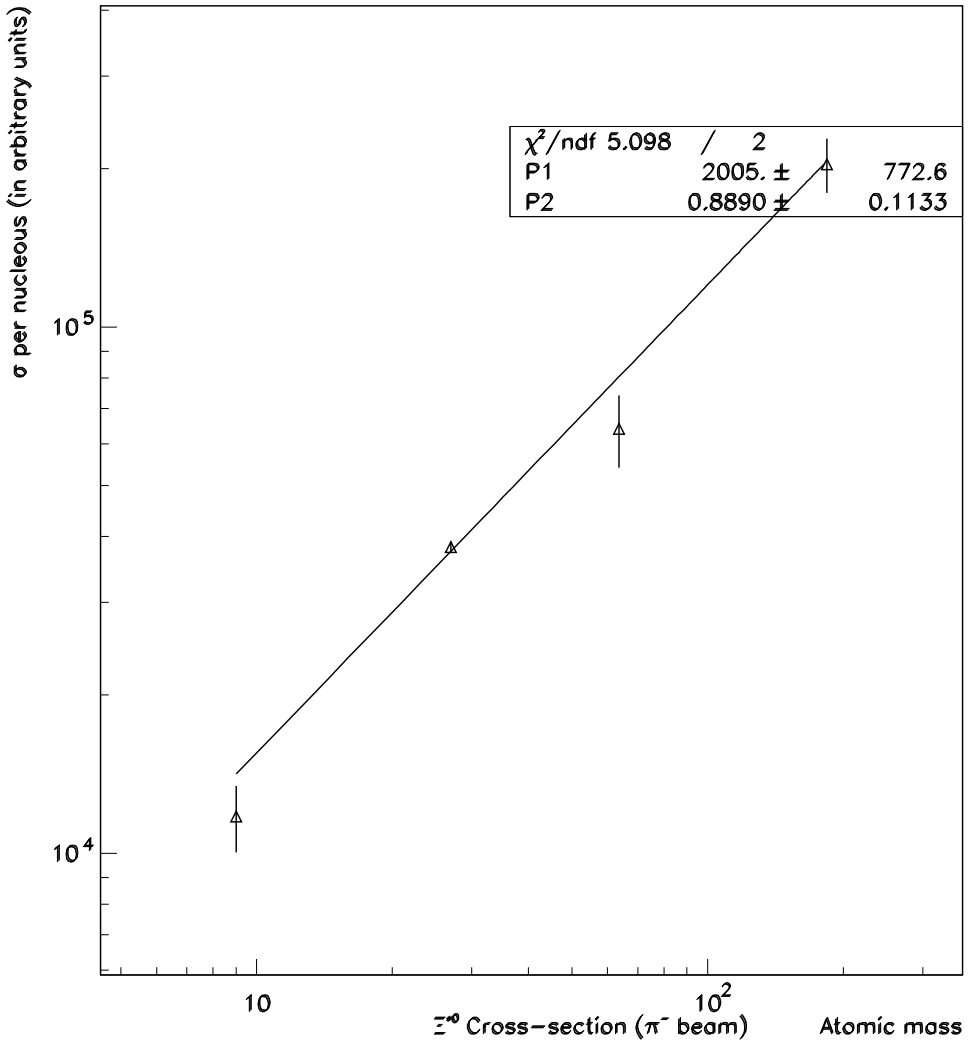

Figura 4.23: Seção de choque de Ξ^{*0} como função da massa atômica dos núcleos dos alvos para feixe de π^-. A função $\sigma_0 A^\alpha$ é utilizada para ajustar os dados. O ajuste é feito usando o MINUIT do pacote CERNLIB.

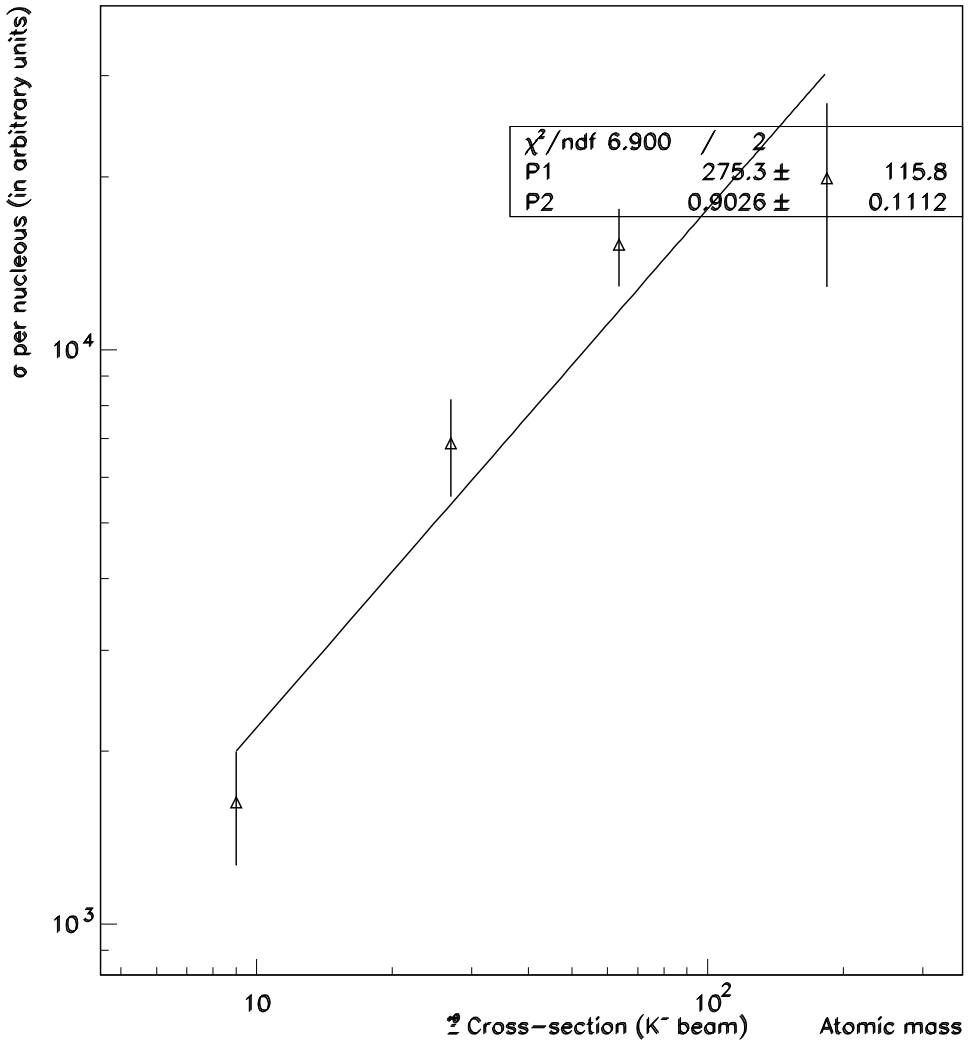

Figura 4.24: Seção de choque de Ξ^{*0} como função da massa atômica dos núcleos dos alvos para feixe de K^-. A função $\sigma_0 A^\alpha$ é utilizada para ajustar os dados. O ajuste é feito usando o MINUIT do pacote CERNLIB.

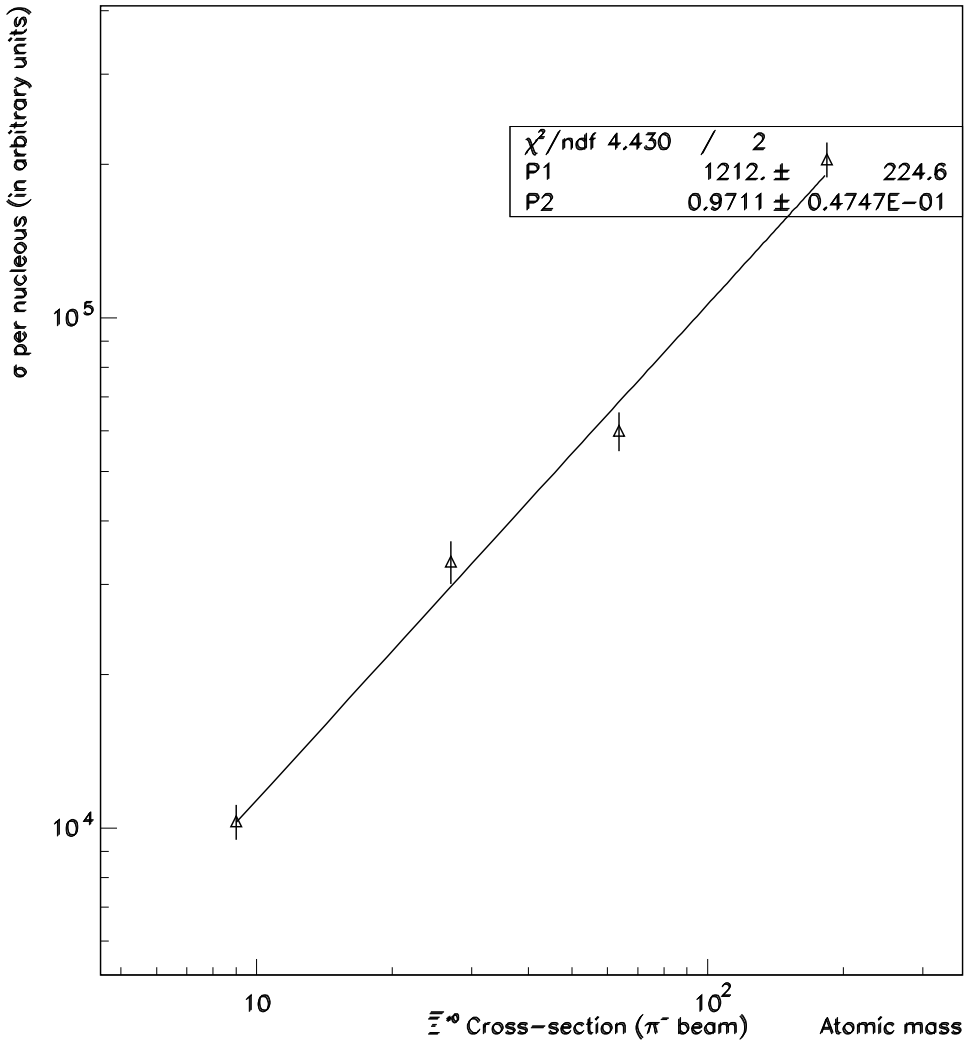

Figura 4.25: Seção de choque de Ξ^{*0} como função da massa atômica dos núcleos dos alvos para feixe de π^-. A função $\sigma_0 A^\alpha$ é utilizada para ajustar os dados. O ajuste é feito usando o MINUIT do pacote CERNLIB.

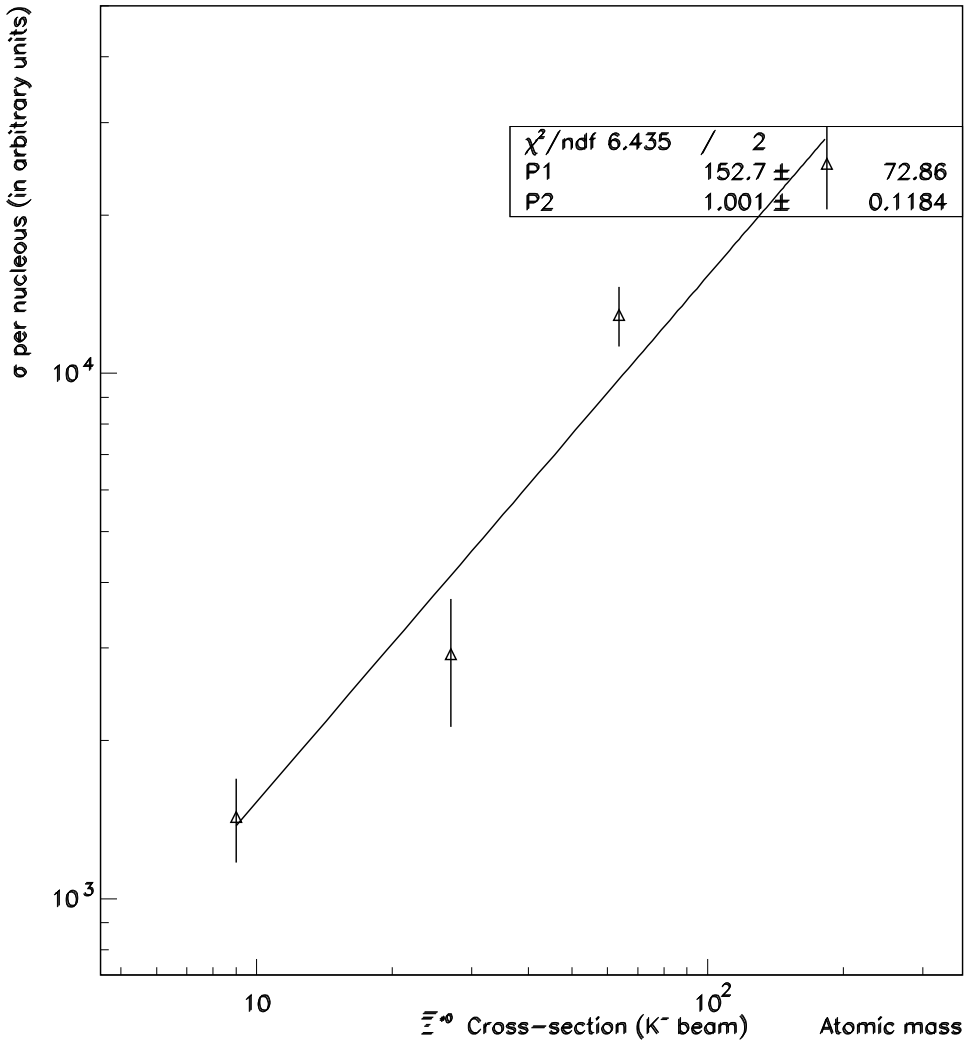

Figura 4.26: Seção de choque de Ξ^{*0} como função da massa atômica dos núcleos dos alvos para feixe de K^-. A função $\sigma_0 A^\alpha$ é utilizada para ajustar os dados. O ajuste é feito usando o MINUIT do pacote CERNLIB.

Alvo	Feixe de π^-		Feixe de K^-	
	Ξ^{*0}	$\overline{\Xi}^{*0}$	Ξ^{*0}	$\overline{\Xi}^{*0}$
Berílio	506,10±73,20	443,50±34,74	69,99±16,67	62,58±11,62
Alumínio	399,10±81,39	348,00±33,41	72,50±13,86	30,51±8,39
Cobre	527,80±82,47	493,9±42,86	125,50±19,54	106,20±13.91
Tungstênio	574,80±68,06	575,90±44,54	56,09±18,93	71,47±11,62

Tabela 4.3: Número de sinais de Ξ^{*0} e $\overline{\Xi}^{*0}$ para feixes de π^- e K^- em diferentes alvos.

Partícula-feixe	α
Ξ^{*0} - π^-	0,89 ± 0,11
Ξ^{*0} - K^-	0,90 ± 0,11
$\overline{\Xi}^{*0}$ - π^-	0,97 ± 0,05
$\overline{\Xi}^{*0}$ - K^-	1,00 ± 0,12

Tabela 4.4: Valor de α para feixes de π e K^- para Ξ^{*0} e $\overline{\Xi}^{*0}$. Cada valor de α está associado aos quatro alvos em estudo: Be, Al, Cu e W.

Alvo	Feixe de π^-		Feixe de K^-	
	Ξ^{*0}	$\overline{\Xi}^{*0}$	Ξ^{*0}	$\overline{\Xi}^{*0}$
Berílio	11744,10±1698,82	10292,23±806,21	1630,02±365,38	1431,14±260,17
Alumínio	38176,06±977,07	33287,68±3195,81	6873,79±1319,80	2920,89±796,26
Cobre	64122,30±10019,84	60007,25±5207,35	15241,85±2345,89	12912,91±1675,54
Tungstênio	203980,20±24154,57	204370,67±15851	19871,61±7003,85	25024,39±4516,69

Tabela 4.5: Seções de Choque (unidades arbitrárias) de Ξ^{*0} e $\overline{\Xi}^{*0}$ para feixes de π^- e K^- em diferentes alvos.

4.7 Cálculo da Seção de Choque com os Parâmetros Livres

Com os parâmetros mencionados na seção anterior 4.5 deixados livres, ajustamos a equação (4.2) aos histogramas para a distribuição de massa e calculamos as seções de choque de Ξ^{*0} e $\overline{\Xi}^{*0}$ como função da massa atômica do núcleo dos alvos para feixes de π^- e K^-.

Nesta parte do trabalho, todos os parâmetros dos ajustes dos sinais estão livres, pois queremos verificar como a fixação dos parâmetros influencia os resultados.

As figuras 4.27, 4.28, 4.29 e 4.30 mostram os gráficos para a distribuição de massa de Ξ^{*0}-Ξ^{-} e as figuras 4.31, 4.32, 4.33 e 4.34 mostram a distribuição de massa de $\overline{\Xi}^{*0}$-$\overline{\Xi}^{+}$, para feixe de π^{-}, para os diferentes alvos, considerando todos os parâmetros livres.

Para o feixe de K^{-}, também com os parâmetros P_2, P_6 e P_7 livres são apresentados os gráficos para a distribuição de massa de Ξ^{*0}-Ξ^{-} nas figuras 4.35, 4.36, 4.37 e 4.38, para os diferentes alvos. As figuras 4.39, 4.40, 4.41 e 4.42 mostram a distribuição de massa de $\overline{\Xi}^{*0}$-$\overline{\Xi}^{+}$ para os diferentes alvos. Os valores para estes sinais, com todos os parâmetros livres para ambos os feixes, estão mostrados na Tabela 4.6. As figuras 4.43, 4.44, 4.45 e 4.46 mostram esta seção de choque calculada. A função $\sigma_0 A^{\alpha}$ é usada para ajustar os dados. Existem dois parâmetros a serem ajustados, onde σ_0 é o $\mathcal{P}_1$ e α é o $\mathcal{P}_2$ nos histogramas da seção de choque. Novamente, o ajuste é feito usando o pacote MINUIT do CERNLIB.

Os valores calculados da seção de choque a partir a equação (4.3), utilizando-se todos os parâmetros livres, estão mostrados na Tabela 4.7, enquanto a Tabela 4.8 mostra os valores de α com os parâmetros. Por fim, apresenta-se na Tabela 4.9 uma comparação entre os valores de α no caso dos parâmetros P_2, P_6 e P_7 fixos e com todos os parâmetros livres.

As Tabelas 4.6 e 4.7, usando parâmetros livres, mostram, respectivamente, um comportamento similares aos resultados obtidos quando utilizamos os parâmetros fixos,

ver Tabelas 4.3 e 4.5. No caso dos valores de α para os parâmetros livres e para os diferentes feixes, observamos novamente que são compatíveis com 1, ver Tabela 4.8. Finalmente, na Tabela 4.9 fica evidente a compatibilidade entre os valores de α no caso dos parâmetros fixos e livres.

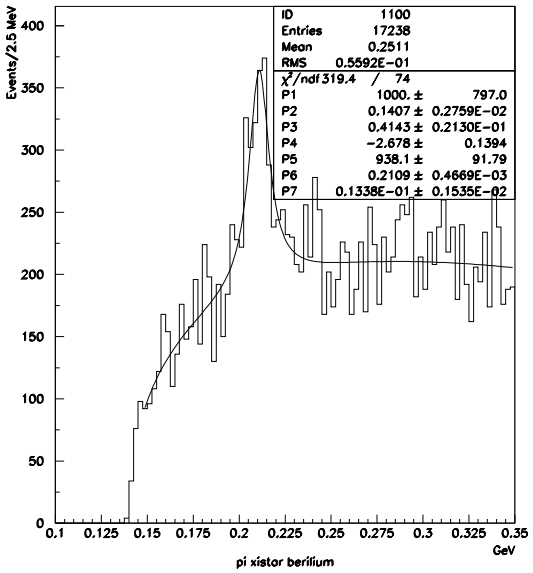

Figura 4.27: Distribuição de massa de Ξ^{*0}-Ξ^{-} em interações π^{-}- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Berílio.

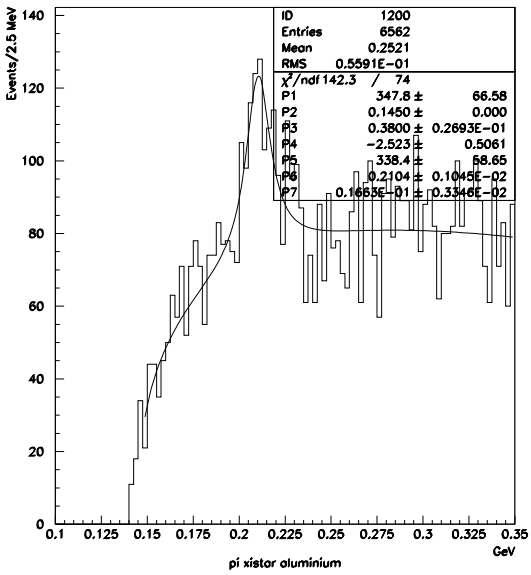

Figura 4.28: Distribuição de massa de Ξ^{*0}-Ξ^{-} em interações π^{-}- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Alumínio.

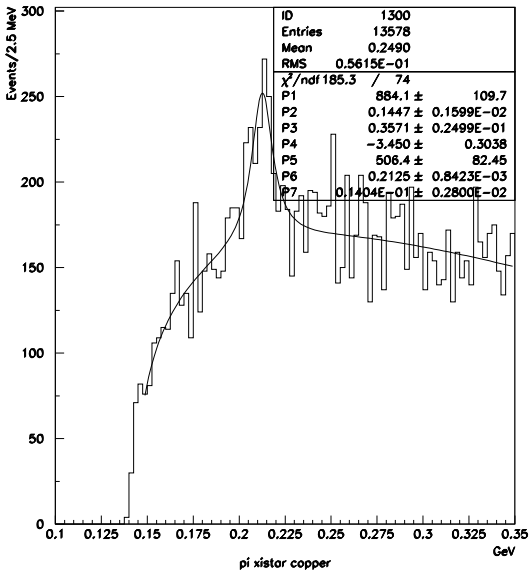

Figura 4.29: Distribuição de massa de Ξ^{*0}-Ξ^{-} em interações π^{-}- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Cobre.

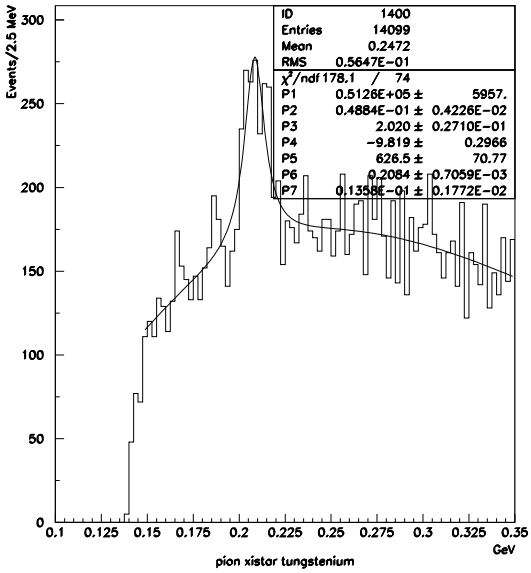

Figura 4.30: Distribuição de massa de Ξ^{*0}-Ξ^{-} em interações π^{-}- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Tungstênio.

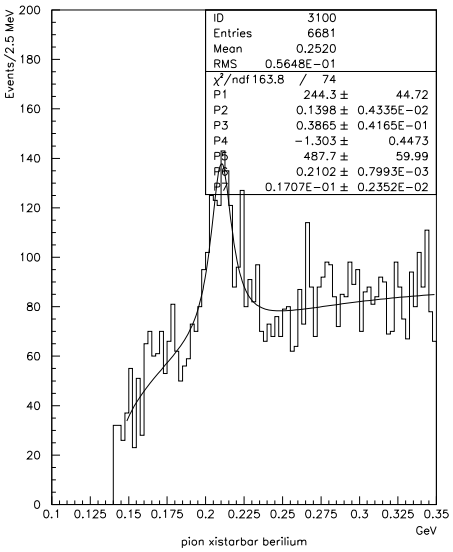

Figura 4.31: Distribuição de massa de $\overline{\Xi}^{*0}$-$\overline{\Xi}^{+}$ em interações π^-- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Berílio.

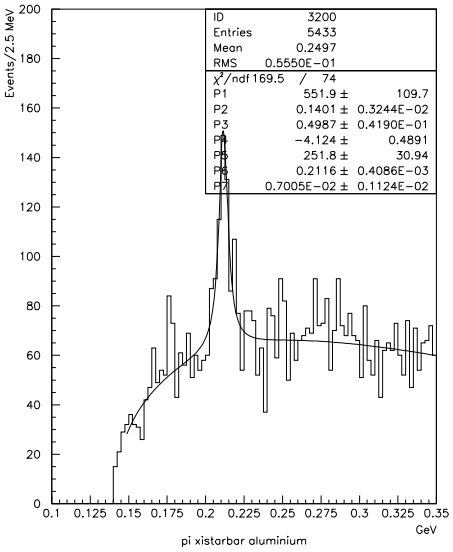

Figura 4.32: Distribuição de massa de $\overline{\Xi}^{*0}$-$\overline{\Xi}^{+}$ em interações π^-- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Alumínio.

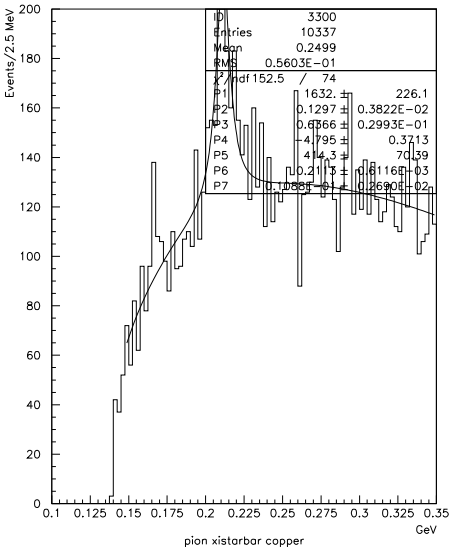

Figura 4.33: Distribuição de massa de $\overline{\Xi}^{*0}$-$\overline{\Xi}^{+}$ em interações π^-- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Cobre.

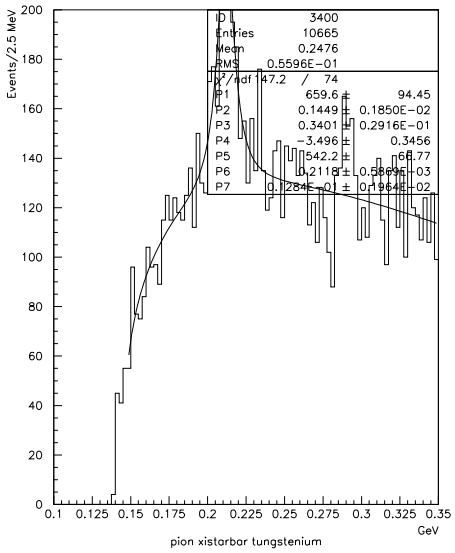

Figura 4.34: Distribuição de massa de $\overline{\Xi}^{*0}$-$\overline{\Xi}^{+}$ em interações π^-- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Tungstênio.

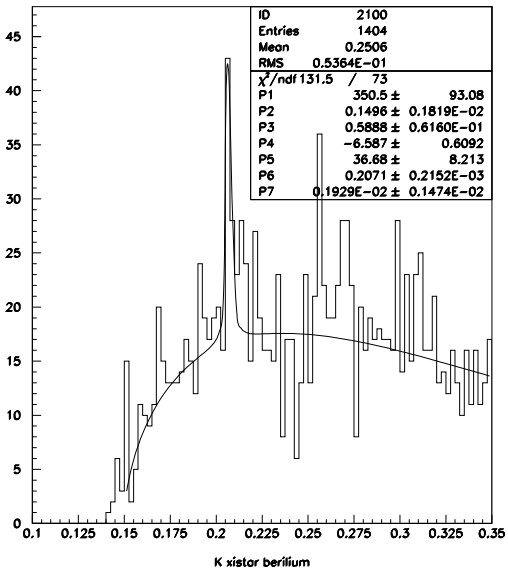

Figura 4.35: Distribuição de massa de Ξ^{*0}-Ξ^{-} em interações K^-- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Berílio.

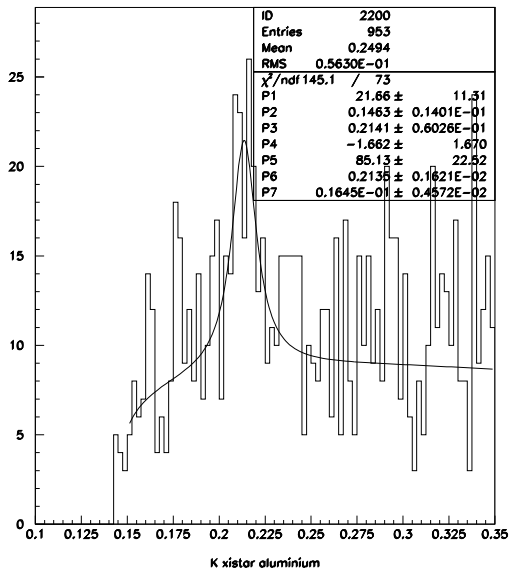

Figura 4.36: Distribuição de massa de Ξ^{*0}-Ξ^{-} em interações K^{-}- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Alumínio.

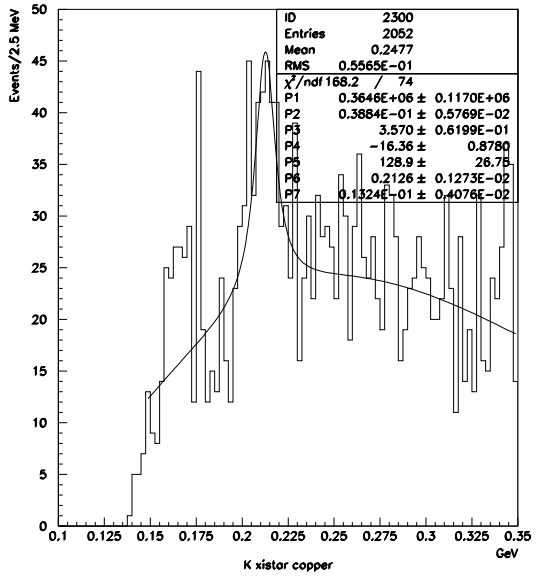

Figura 4.37: Distribuição de massa de Ξ^{*0}-Ξ^{-} em interações K^{-}- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Cobre.

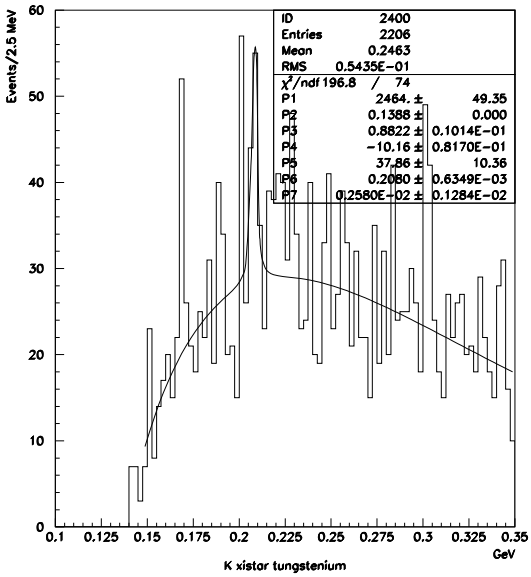

Figura 4.38: Distribuição de massa de Ξ^{*0}-Ξ^{-} em interações K^{-}- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Tungstênio.

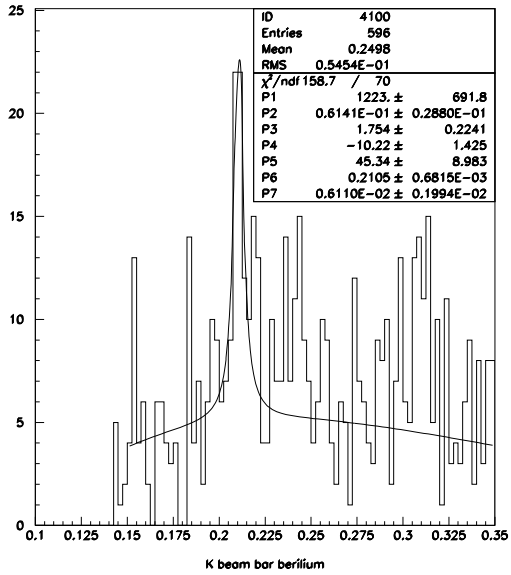

Figura 4.39: Distribuição de massa de $\overline{\Xi}^{*0}$-$\overline{\Xi}^{+}$ em interações K^{-}- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Berílio.

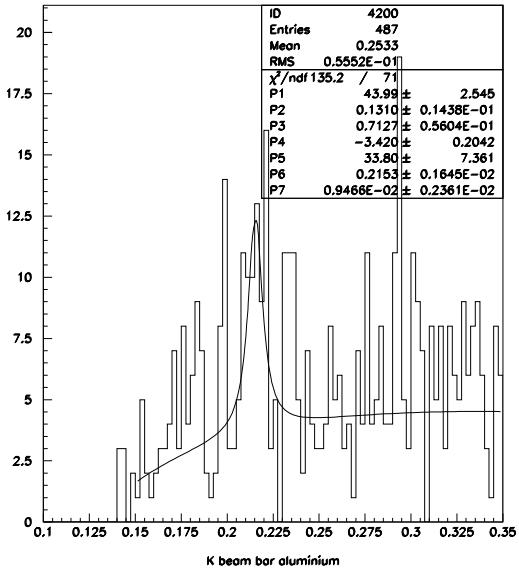

Figura 4.40: Distribuição de massa de Ξ^{*0}-Ξ^{+} em interações K^{-}- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Alumínio.

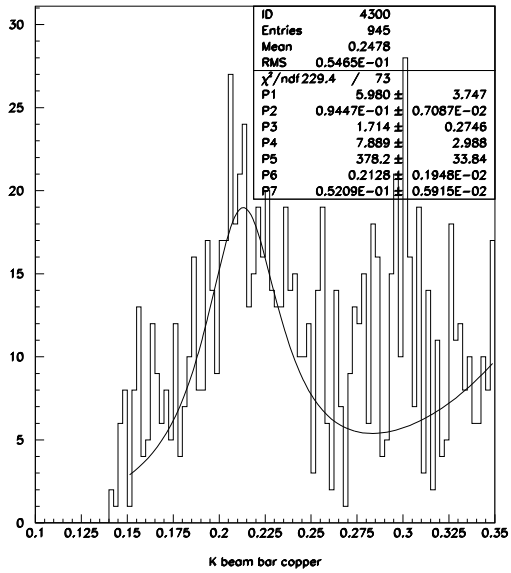

Figura 4.41: Distribuição de massa de $\overline{\Xi}^{*0}$-$\overline{\Xi}^{+}$ em interações K^-- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Cobre.

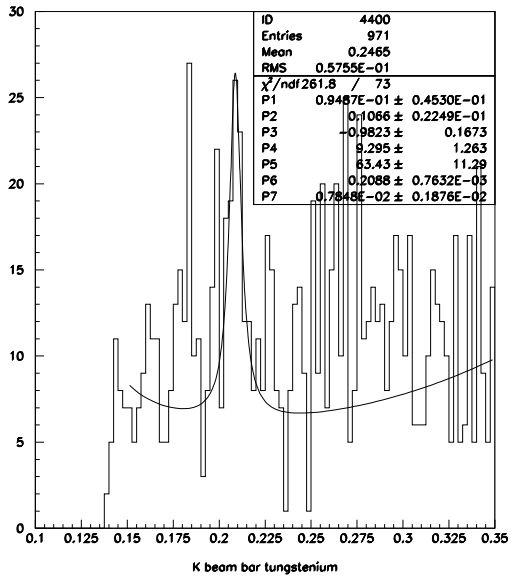

Figura 4.42: Distribuição de massa de $\overline{\Xi}^{*0}$-$\overline{\Xi}^{+}$ em interações K^-- nucleon a 250 GeV/c^2 com o alvo de Tungstênio.

Alvo	Feixe de π^-		Feixe de K^-	
	Ξ^{*0}	$\overline{\Xi}^{*0}$	Ξ^{*0}	$\overline{\Xi}^{*0}$
Berílio	938,10±91,80	487,70±59,99	36,68±8,21	45,34±8,98
Alumínio	338,40±58,65	251,80±30,94	85,13±22,52	33,80±7,37
Cobre	506,40±82,45	414,30±70,39	128,90±26,75	378,23±33,84
Tungstênio	626,50±70,77	542,20±66,77	37,86±10,36	63,43±11,29

Tabela 4.6: Número de sinais de Ξ^{*0} e $\overline{\Xi}^{*0}$ para feixes de π^- e K^- em diferentes alvos, usando todos os parâmetros livres.

Alvo	Feixe de π^-		Feixe de K^-	
	Ξ^{*0}	$\overline{\Xi}^{*0}$	Ξ^{*0}	$\overline{\Xi}^{*0}$
Berílio	21769,02±2130,27	11317,38±1392,11	851,18±190,58	1052,14±208,38
Alumínio	32369,84±5610,19	24086,04±2959,58	8143,15±2154,16	3233,15±704,24
Cobre	61518,19±10011,03	50304,04±8546,71	15650,95±3247,97	45924,44±4108,83
Tungstênio	222309,30±25112,26	192396,04±23692,88	13434,36±3676,17	22507,71±4006,18

Tabela 4.7: Seções de choque (unidades arbitrárias) de Ξ^{*0} e $\overline{\Xi}^{*0}$ para feixes de π^- e K^- em diferentes alvos, usando todos os parâmetros livres para plotar os sinais.

Partícula-feixe	α
Ξ^{*0} - π^-	0,74 ± 0,06
Ξ^{*0} - K^-	0,94 ± 0,13
$\overline{\Xi}^{*0}$ - π^-	0,94 ± 0,10
$\overline{\Xi}^{*0}$ - K^-	1,05 ± 0,14

Tabela 4.8: Valores finais do α para feixes de π^- e K$^-$ para Ξ^{*0} e $\overline{\Xi}^{*0}$.

Partícula-feixe	α (P_2, P_6, P_7 fixos)	α (parâmetros livres)
Ξ^{*0} - π^-	0,89 ± 0,11	0,74 ± 0,06
Ξ^{*0} - K^-	0,90 ± 0,11	0,94 ± 0,13
$\overline{\Xi}^{*0}$ - π^-	0,97 ± 0,05	0,94 ± 0,10
$\overline{\Xi}^{*0}$ - K^-	1,00 ± 0,12	1,05 ± 0,14

Tabela 4.9: Valores comparativos do α para feixes de π^- e K^- para Ξ^{*0} e $\overline{\Xi}^{*0}$ no caso dos parâmetros P_2, P_6, P_7 fixos e com todos os parâmetros livres.

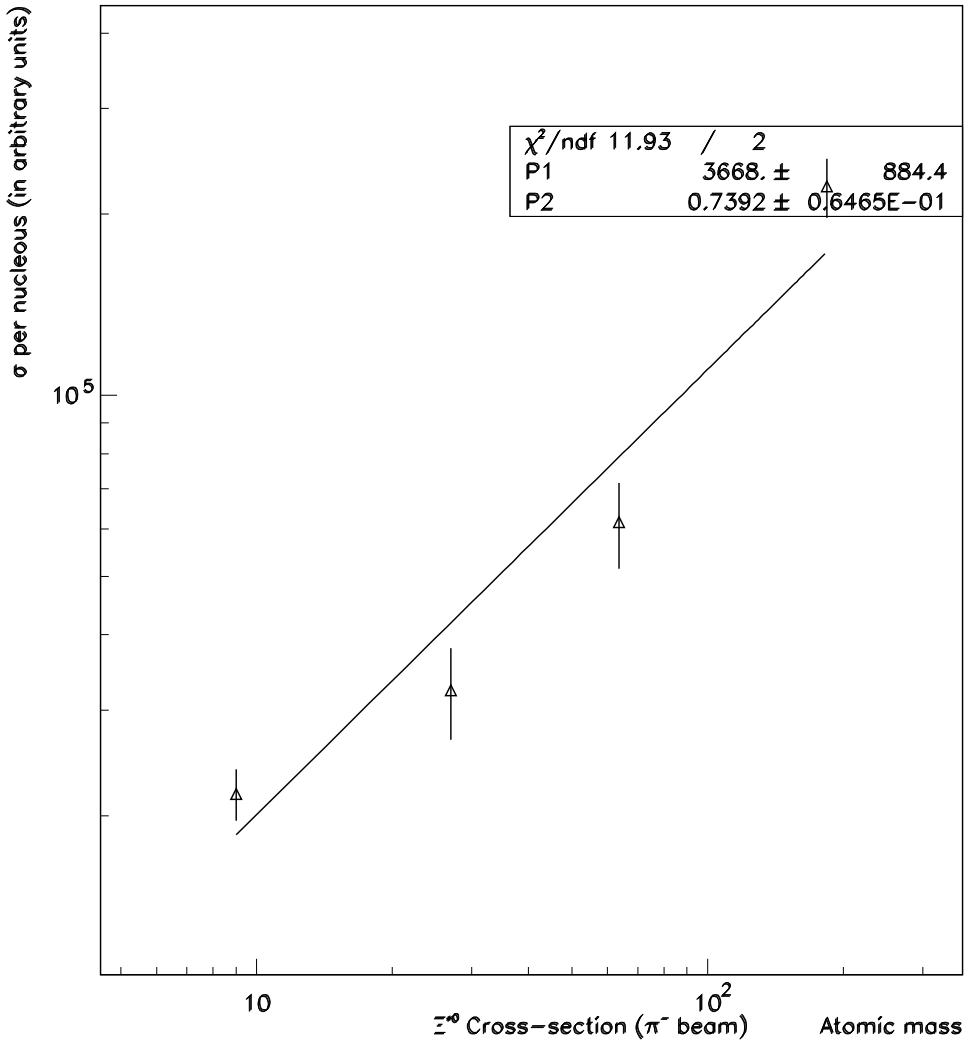

Figura 4.43: Seção de choque de Ξ^{*0} como função da massa atômica dos núcleos dos alvos para feixe de π^-. A função $\sigma_0 A^\alpha$ é utilizada para ajustar os dados. O ajuste é feito usando o MINUIT do pacote CERNLIB

.

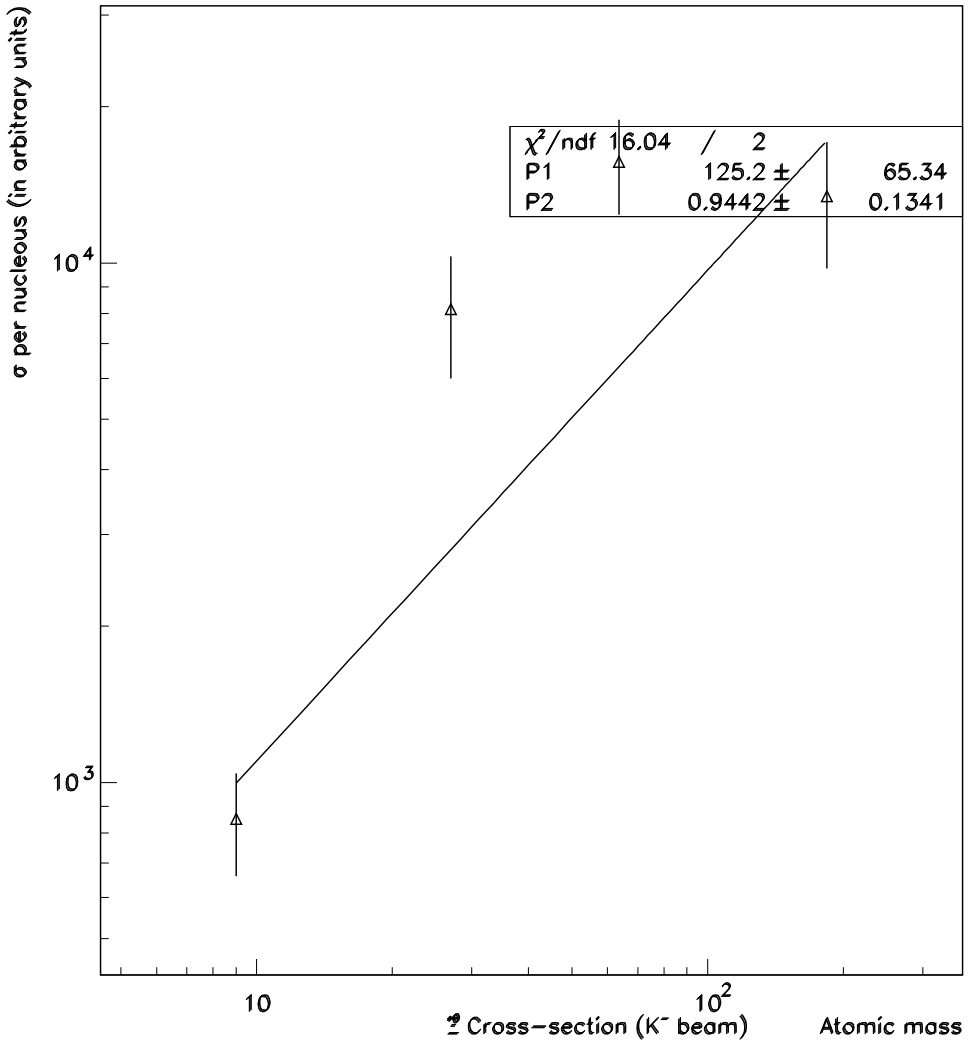

Figura 4.44: Seção de choque de Ξ^{*0} como função da massa atômica dos núcleos dos alvos para feixe de K^-. A função $\sigma_0 A^\alpha$ é utilizada para ajustar os dados. O ajuste é feito usando o MINUIT do pacote CERNLIB.

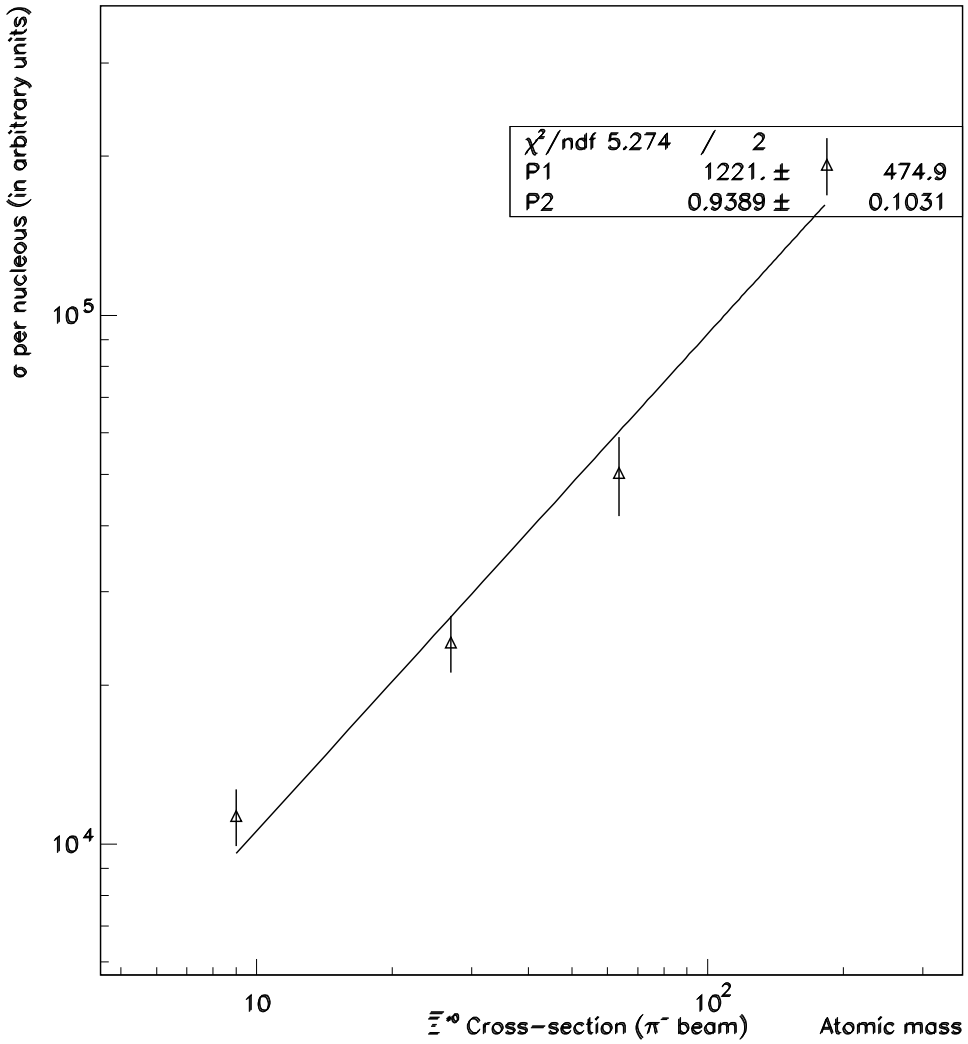

Figura 4.45: Seção de choque de Ξ^{*0} como função da massa atômica dos núcleos dos alvos para feixe de π^-. A função $\sigma_0 A^\alpha$ é utilizada para ajustar os dados. O ajuste é feito usando o MINUIT do pacote CERNLIB.

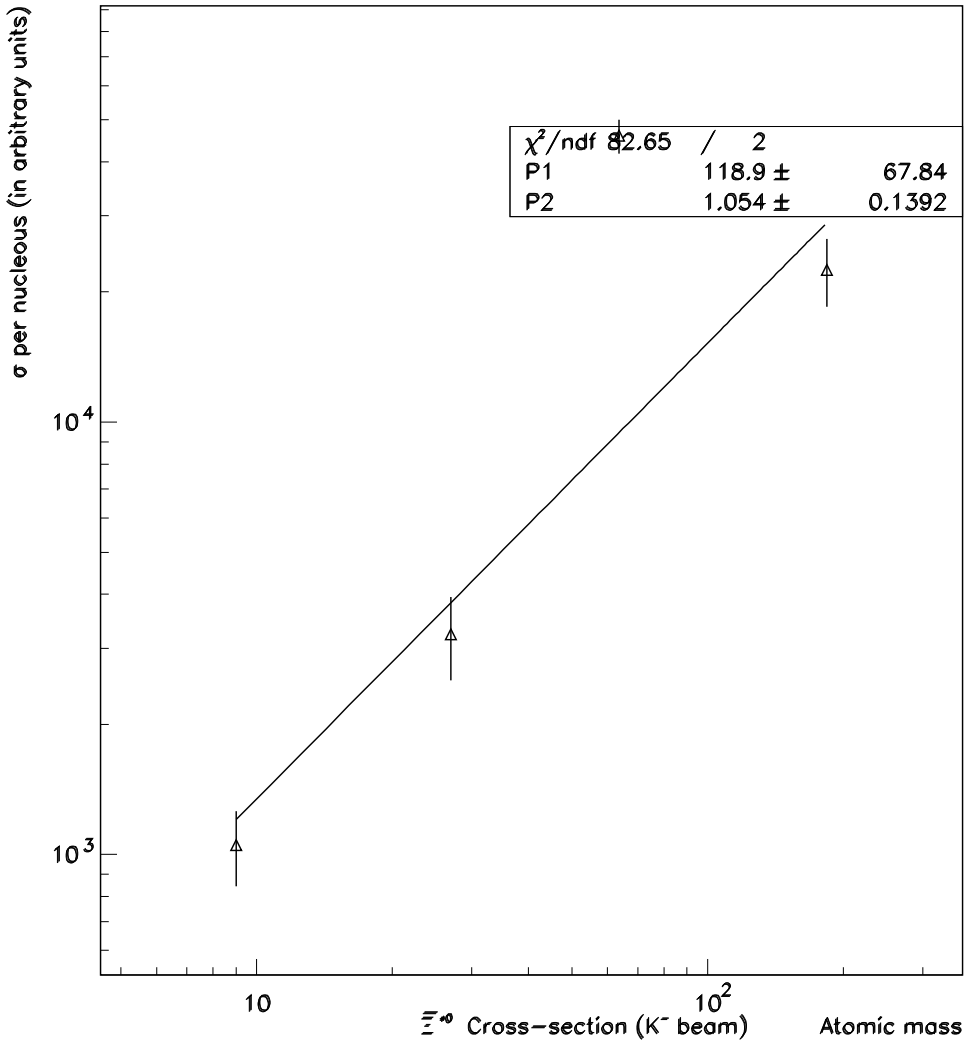

Figura 4.46: Seção de choque de $\overline{\Xi}^{*0}$ como função da massa atômica dos núcleos dos alvos para feixe de K^-. A função $\sigma_0 A^\alpha$ é utilizada para ajustar os dados. O ajuste é feito usando o MINUIT do pacote CERNLIB.

4.8 Comparação com outros resultados

Os primeiros resultados sobre a dependência em A na produção hadrônica de partículas foram obtidos em experimentos de *beam dump*, e seus resultados [72] indicam uma dependência em A com $\alpha = 0{,}75 \pm 0{,}05$. Entretanto, neste tipo de experimento, o resultado final envolve um grande número de incertezas devido à dependência do modelo utilizado para a extração das seções de choque a partir do número de eventos observado.

Uma maneira indireta de se obter a dependência em A, consiste em realizar uma comparação de resultados vindos de vários experimentos, cada um com tipo de alvo e feixe diferentes [73]. Neste tipo de abordagem existem também muitas incertezas associadas a diferenças de energia, espaço de fase acessível, feixe utilizado, entre outros.

As primeiras medições diretas vieram de experimentos de produção de J/Ψ. A maioria destes experimentos encontram $\alpha \cong 0,94$ [74]. Resultados do experimento E772 [75], indicam um valor de $\alpha \cong 0,92$, compatível com outros experimentos.

Uma outra medição direta da dependência em A, foi realizada no experimento WA82 [76], do CERN, semelhante ao nosso. Os resultados deste experimento fornecem um valor para $\alpha = 0{,}88 \pm 0{,}05$. Este resultado é compatível com a medida da dependência em A obtida no experimento E769 na produção de charme [77], cujo valor encontrado para α foi $0{,}99 \pm 0{,}03$.

Uma medida para a dependência de massa atômica para Ξ^- no experimento E769 pode ser encontrada em [78]. O valor obtido foi $\alpha = 0{,}92 \pm 0{,}02$.

Neste trabalho realizamos a medida da dependência em A para Ξ^{*0} e sua antipartícula, $\overline{\Xi}^{*0}$. Como trabalhamos com dois feixes distintos, π^- e K^-, e observamos Ξ^{*0} e $\overline{\Xi}^{*0}$, encontramos quatro valores distintos para α, são eles: 0,89±0,11 (Ξ^{*0}, feixe de π^-), 0,97±0,05 ($\overline{\Xi}^{*0}$, feixe de π^-), 0,90±0,11 (Ξ^{*0}, feixe de K^-) e 1,00±0,12 ($\overline{\Xi}^{*0}$, feixe de K^-). Nossos resultados para α são compatíveis com os obtidos em outros experimentos.

A tabela 4.10 apresenta uma comparação dos nossos resultados com outros resultados obtidos tanto pelo experimento E769 quanto com outros experimentos, para diversos feixes, energias e diferentes partículas.

Experimento	Energia (GeV)	Feixe	N^o de Eventos	Valor de α	Observação
E769	**250**	$\boldsymbol{\pi^-}$	**2.200**	$\mathbf{0,89 \pm 0,11}$	$\boldsymbol{\Xi^{*0} \rightarrow \Xi^- \pi^+}$
E769	**250**	$\boldsymbol{\pi^-}$	**2.000**	$\mathbf{0,97 \pm 0,05}$	$\boldsymbol{\overline{\Xi}^{*0} \rightarrow \Xi^+ \pi^-}$
E769	**250**	$\mathbf{K^-}$	**400**	$\mathbf{0,90 \pm 0,11}$	$\boldsymbol{\Xi^{*0} \rightarrow \Xi^- \pi^+}$
E769	**250**	$\mathbf{K^-}$	**300**	$\mathbf{1,00 \pm 0,12}$	$\boldsymbol{\overline{\Xi}^{*0} \rightarrow \Xi^- \pi^+}$
E769	250	π^-	678.000	$0,92 \pm 0.02$	$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$ $\overline{\Xi}^+ \rightarrow \overline{\Lambda}^0 \pi^+$
E769	250	$\pi^\pm, K^\pm$ p	1.500	$0,99 \pm 0,03$	$D^0 \rightarrow K\pi$ $D^+ \rightarrow K\pi\pi$
E691	10	γ	1.200	$0,94 \pm 0,03$	$J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-$
WA89	340	Σ^-	4.000	$0,68 \pm 0,11$	$\Xi^{--} \rightarrow \Xi^- \pi^-$
WA89	340	n	6.000	$0,89 \pm 0,03$	$\Xi^{--} \rightarrow \Xi^- \pi^-$
WA89	340	π^-	7.000	$0,93 \pm 0,05$	$\Xi^{--} \rightarrow \Xi^- \pi^-$
WA82	310	π^- p	1.000	$0,88 \pm 0,03$	$D^0 \rightarrow K\pi$ $D^+ \rightarrow K\pi\pi$
E613	400	p	150	$0,75 \pm 0,05$	
E772	800	p	$\approx 10^5$	$0,92 \pm 0,01$	$J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-$

Tabela 4.10: Resultados de alguns experimentos sobre a dependência em A. Os nossos resultados são apresentados em negrito.

Capítulo 5

Conclusões

Utilizando os dados do experimento E769 realizamos uma análise da dependência de produção das ressonâncias Ξ^{*0} e $\overline{\Xi}^{*0}$ em função dos alvos de Berílio, Alumínio, Cobre e Tungstênio, produzidos em interações π^-, K^- - nucleon a 250 GeV/c. Estes são os primeiros resultados da dependência em A de produção desta ressonância. Feita esta análise, chegamos a algumas conclusões e abrimos caminho para a continuação deste trabalho com as perspectivas futuras de análise de dados e de interpretação fenomenológica. Enumeramos, a seguir, as conclusões obtidas de posse dos resultados encontrados:

1. Partindo dos resultados do estudo da dependência em A da produção de Ξ^- e $\overline{\Xi}^+$, podemos observar as ressonâncias Ξ^{*0} e $\overline{\Xi}^{*0}$ e determinar a dependência em A da produção destas ressonâncias.

2. A seção de choque relativa de produção para quatro alvos de diferentes materiais (Be, Al, Cu, W) foi ajustada à função $\sigma = \sigma_0 A^\alpha$ e não foram observadas diferenças

significativas para o valor de α para os diferentes feixes e para Ξ^{*0} e $\overline{\Xi}^{*0}$ sendo o valor de α compatível com 1.

3. Refizemos a medida de α deixando livre todos os parâmetros de ajuste e obtivemos valores compatíveis ao do ítem anterior.

4. Nossos resultados são compatíveis com os de outros experimentos.

5. Nossos resultados são bastante preliminares. Uma simulação Monte Carlo não foi utilizada nesta análise.

Após essas conclusões lançamos mão de algumas possibilidades futuras que ainda devem ser desenvolvidas:

1. Gerar o Monte Carlo, com o objetivo de simular o experimento como um todo. Com o Monte Carlo, será possível obter as eficiências do experimento e procurar um melhor conjunto de cortes para a otimização dos sinais observados.

2. Fazer um estudo sistemático dos erros.

3. Selecionar uma amostra proveniente do feixe positivo da mesma forma que foi selecionada a amostra para o feixe negativo. Desta maneira poderemos obter um conjunto de dados com maior estatística para feixes de π^+, K^+ e p e ampliar os estudos para estes feixes.

4. Comparar nossos resultados com modelos fenomenológicos.

Referências

[1] Glashow, S.L., *Nucl.Phys.* **22** (1961) 579.

[2] Glashow, S.L., Iliopoulos J. and Maiani L., *Phys. Rev.* **D2** (1985) 1970.

[3] Weinberg, S., *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264.

[4] Salam, A., and Ward, J.C. *Phys. Lett.* **13** (1964) 168.

[5] Salam, A., *Elementary Particle Theory.* ed. N. Svartholm Estocolmo, Suécia (1968) p. 367.

[6] Thomnson, J. J., *Phil. Mag.* **44** (1897) 293.

[7] Rutherford, E., *Phil. Mag.* **6** (1911) 669.

[8] Chadwick, J., *Nature* **129** (1932) 312.

[9] Cowan, E.W., *Phys. Rev.* **94** (1954) 161.

[10] Hagiwara, K. *et al.*, *Phys. Rev.* **D66** (2002) 010001.

[11] Adamovich, M. *et al.*, *Eur. Phys. J.* **C5** (1998) 621.

[12] NA49 Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **92** (2004) 042003.

[13] Breit, G., Wigner, E., *Phys. Rev.*, **49** (1936) 519.

[14] Baltay, C. *et al.*, *Phys. Lett.* **42B** (1972) 129.

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

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

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

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

[19] Glauber, R.J. *et al*, *Phys. Rev.* **100** (1955) 242.

[20] Glauber, R.J., *Lect. on Theor. Phys.*, ed. W. E. Brittin e L. G. Dunham, Interscience Publishers Inc., Nova York (1959).

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

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

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

[24] Nikolaev, N. N. *et al*, *Sov. Phys. USPEKI* **24** (1981) 531.

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

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

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

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

[29] Kopeliovich, B. Z. e Nidermaier, F., *Sov. J. Nucl. Phys.* **42** (1985) 504.

[30] Kim, V., e Kopeliovich, B. Z., it preprint JINR **E2-89-727** (1989).

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

[32] Bjorken, J. D., *Phys. Rev.* **179** (1969) 1547.

[33] Feynman, R. P., *Phys. Rev. Lett.* **23** (1969) 1415.

[34] Callan, C. G. and Gross, D., *Phys. Rev. Lett.* **22** (1969) 156.

[35] Gross, D. and Wilczek, F., *Phys. Rev.* **D8** (1973) 3497.

[36] Politzer, H. D., *Phys. Rev. Lett.* **26** (1973) 1346.

[37] Particle Data Group, J.J. Hernández *et al.*, *Phys. Rev.* **D45** (2000).

[38] Tuggle, J. *Private Communication of E769 Collaboration*, 2003.

[39] Chang, C. *et al.*, , *Phys. Rev.* **D29** (1984) 1988.

[40] Aitala, E. and E791 Collaboration, *Eur. Phys. J.* **C1** (1999) 4.

[41] Summers, D. and E791 Collaboration, *XXVII Rencontre de Moriond*, Electroweak (1992) 417, hep-ex/0009015.

[42] Sjöstrand, T., *Comp. Phys. Commun.* **82** (1994) 74.

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

[44] Alves, G. A., *et al.*, (E769 Collaboration), *Phys. Lett.* **B 559** (2003) 179.

[45] Nicola, M. S., "Assimetria na produção de $\Lambda^0/\overline{\Lambda}^0$ em Colisões $\pi^{\pm}$, $K^{\pm}$, p-Nucleon a 250 GeV/c", Tese de Doutorado, Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, Brasil (2001).

[46] Appel, J., *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **42** (1992) 367.

[47] Gay, C., and Bracker, S., IEEE, *Trans. Nucl. Sci.* **34** (1987) 870; Hansen, S., Graupman, D., Bracker S., and Wickert, S., IEEE *Trans. Nucl. Sci.* **34** (1987) 1003.

[48] Alves, G. A., *et al.*, (E769 Collaboration), *Phys. Rev.* **D 69** (1992) 3147.

[49] Motta, H., "Produção de Mésons $D^{\pm}$ em Colisões $K^{\pm}$-Nucleon a 250 GeV", Tese de Doutorado - CBPF, (1993).

[50] Alves, G., "Dependência em A para Produção de Mésons Charmosos", Tese de Doutorado, CBPF (1992).

[51] Reis, A. C.,"Medida da Seção de Choque de Produção do Bárion Charmoso Λ_c em interações πN a 250 GeV", Tese de Doutorado, CBPF (1992).

[52] Mello, J. R. T.,"Estudo da Produção Hadrônica dos Mésons D^0 e $\overline{D}^0$: Distribuições em x_f e p_t", Tese de Doutorado, CBPF (1992).

[53] Amato, S.,"Produção do Méson $D^{*\pm}$ em colisões Hádron-Núcleo à 250 GeV, Observado no Modo de Decaimento $D^0\pi^\pm$, $D^0 \to K^\mp\pi^\pm\pi^0$", Tese de Doutorado, CBPF (1992).

[54] Miranda, J. M., "Características da Produção Hadrônica do D^*", Tese de Doutorado, CBPF (1992).

[55] Jedicke, R.,"Flavour Dependence of Hadroproduced Charm-Strange Mesons", Tese de Doutorado, Universidade de Toronto (1991).

[56] Gay, C., "The Charm Cross Section and Atomic Number Dependence in π^-N Collision", Tese de Doutorado, Universidade de Toronto (1991).

[57] Wu, Z., "The Feynman-x Dependence of $D^\pm$ mesons in π^--nucleon interactions", Tese de Doutorado - Universidade de Yale (1991).

[58] Alves, G. A., *et al.*, (E769 Collaboration), *Phys. Rev.* **D 49** (1994) 49.

[59] Souza, A. M., Estudo da Polarização de Λ^0 e $\overline{\Lambda}^0$ em interações K^-,π^--nucleon a 250 GeV/c-NUCLEON, Tese de Mestrado, CBPF (2001).

[60] Astorga, J., A cross-section measurement of charm hyperons Ξ_c^+ and Ξ_c^0 in 250 GeV P/K/π - nucleon interactions, Tese de Doutorado, TUFTS (1995).

[61] Passmore, D., Search for $\Sigma_c \to \Lambda_c\pi$ using $\Lambda_c \to \Sigma\pi\pi$ in 250 GeV π^- - nucleon interactions, Tese de Doutorado, TUFTS (1995).

[62] Dagenhart, D., Atomic mass dependence of Ξ^- and $\overline{\Xi}^+$ production in central 250 GeV/c π^--nucleon interactions, Tese de Doutorado, TUFTS (2000).

[63] Alves, G. A., *et al.*, (E769 Collaboration),Atomic mass dependence of Ξ^- and $\overline{\Xi}^+$ production in central 250 GeV/c π^--nucleon interactions. *Phys. Rev.* **D 56**, 9 (1997).

[64] Fernow, R.,*"Introduction to Experimental Particle Physics"*, Cambridge University Press, Cambridge (1987).

[65] Menary, S., *"A Study of the Transverse Momentum Distributions of Photoproduced Charged and Neutral D Mesons"*. M.Sc. Thesis, University of Toronto, 1986.

[66] Jackson, J,D., *"Classical Eletrodynamics"*, John Wiley and Sons, New York, 1962.

[67] Karchin, P. *et al.*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **32** (1985) 612.

[68] Karchin, P. *et al.*, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **7B** (1989) 60.

[69] Hansen, S. *et al.*, *IEEE Trans. on Nucl. Sci.* **NS-34** (1987) 1003.

[70] Stoughton, C. and Summers, D., *Comput. Phys.* **6** (1992) 371.

[71] E769 Collaboration, *Phys. Lett.* **B559** (2003) 179.

[72] Cobbaert, H. *et al.*, *Phys. Lett.* **B191** (1987) 454.

[73] Dermott, M. e Reucroft, S., *Phys. Lett.* **B184** (1987) 108.

[74] Geist, W.M., Talk at *Quark Matter* '90, Menton (França), 7-11 maio (1990).

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

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

[77] Alves, G. A., *et al.*, (E769 Collaboration), *Phys. Rev.* **D56** (1997) 9.

[78] Dagenhart, W.D., *Proceeding of the 9th Meeting of the Division of Particles and Fields of the American Physical Society*, DPF 96 The Minneapolis Meeting, 1996 editado por Heller, K. e Nelson, J.K., (University of Minnesota) e Reeder, D. (University of Wisconsin), 880 (1998).