UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

**Medida da seção de choque
diferencial
do canal de reação $\gamma p \rightarrow \Lambda^0 K^+$**

Jorge de Oliveira Echeimberg
Orientador: Prof. Dr. Airtton Deppman

Tese de doutorado apresentada ao
Instituto de Física da Universi-
dade de São Paulo (IFUSP) para
obtenção do título de Doutor em
Ciências.

Comissão examinadora
Prof. Dr. Airtton Deppman (IFUSP)
Prof.^a Dr.^a Marina Nielsen (IFUSP)
Prof. Dr. Marcelo Gameiro Munhoz (IFUSP)
Prof. Dr. Odilon A. P. Tavares (CBPF)
Prof. Dr. Sérgio J. B. Duarte (CBPF)

São Paulo, 2009

Dedicatória

Dedico este trabalho à minha querida esposa Raquel, que sempre esteve comigo nos momentos mais alegres e também nos menos alegres de nossas vidas!

Agradecimentos

Em primeiro lugar agradeço à minha esposa Raquel, aos meus filhos Markus e Lucas pela paciência, apoio e compreensão, portanto, dedico com amor, este trabalho a eles, que são a minha *Família*.

Agradeço também ao Prof. Dr. Airton Deppman pela orientação, amizade e confiança em mim depositada, não só no doutorado, mas, desde a minha iniciação científica; onde tive os primeiros contatos com o trabalho e o método científico.

À Dra. Patrizia Rossi e ao Dr. Marco Mirazita agradeço pela oportunidade que foi proporcionada a mim e a minha família, de passarmos bons e inesquecíveis momentos em Roma, pelo aprendizado em toda sua plenitude; humano e científico.

Desejo agradecer à CAPES pelo apoio financeiro, ao Laboratori Nazionali di Frascati, ao Thomas Jefferson National Accelerator Facility, ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo e a todos que de forma direta ou indireta contribuíram para o meu sucesso.

Resumo

Echeimberg, J. de O. Medida da seção de choque diferencial do canal de reação $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda^0$. 2009. 142p. Tese de Doutorado. Instituto de Física da Universidade de São Paulo, São Paulo, 2009.

Neste trabalho são analisados dados experimentais do canal de reação $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda^0$ no intervalo de energias, $1,0 \leq E_\gamma < 3,6 \text{ GeV}$ ($1,66 \leq W < 2,76 \text{ GeV}$), para o fóton incidente. Os dados foram tomados durante o experimento G10 na sala-B do Thomas Jefferson National Accelerator Facility (JLab). Na sala-B está localizado o detector espectrômetro CLAS que utiliza um sistema de fótons monitorados aumentando consideravelmente a acurácia na determinação do fóton que gerou um evento no alvo de hidrogênio líquido. Neste estudo foram utilizados dois métodos de análise diferentes, um por meio do ajuste cinemático e o outro através da subtração de fundo somente. O ajuste cinemático procura levar em conta aspectos cinemáticos da reação na seleção dos dados, usando para isso ferramentas estatísticas. Já o método de subtração de fundos separa a região de interesse através de cortes lineares de algumas grandezas relevantes. Com isso, foi obtida a seção de choque diferencial em todo intervalo de energias do fóton incidente e em ângulos $\cos(\theta_{K^+}^{CM})$ variando de -0.9 a 0.9. A seção de choque total, $\sigma_{tot}(W)$, calculada por meio da análise de ondas parciais mostrou que os resultados encontrados são compatíveis aos dados do SAPHIR, indicando que não há evidências da ressonância P_{13} .

Palavras-chave: seção de choque, ressonância bariônica, ajuste cinemático, simulação, espectroscopia nuclear.

Abstract

Echeimberg, J. de O. Differential cross section measurement for channel of reaction $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda^0$. 2009. 142p. PhD thesis. Instituto de Física da Universidade de São Paulo, São Paulo, 2009.

This work analyzed the experimental data for the reaction $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda^0$ with incident photon energy of, $1.0 \leq E_\gamma < 3.6 \text{ GeV}$ ($1,66 \leq W < 2,76 \text{ GeV}$). The data were taken during the G10 experiment in Hall-B of the Thomas Jefferson National Accelerator Facility (JLab). In Hall-B is located the CLAS detector spectrometer that uses a system of tagged photons increasing the accuracy in the determination of the photon that generated an event in the target of liquid hydrogen. This study used two different methods of analysis: the kinematic fit and the method of background subtraction.

The kinematic fit takes into account kinematic aspects of the reaction in the selection of data, using statistical tools. In the other hand, the subtraction method to separate the background in the region of interest through linear cuts of some relevant quantities.

Following it, was obtained the differential cross section in the range of energies of the incident photons and at an angles $\cos(\theta_{K^+}^{CM})$ ranging from -0.9 to 0.9. The total cross section, $\sigma_{tot}(W)$, calculated through Partial Wave analysis, shows that the results are consistent with SAPHIR data, indicating no evidences of P_{13} resonance.

Keywords: cross section, barionic resonance, kinematic fit, simulation, nuclear spectroscopy.

Lista de Figuras

- 1.1 *A figura mostra diagramas representativos, em árvore de nível, ilustrando as trocas s (no alto), t (no meio) e u (em baixo). Termos de Born (coluna da esquerda), ressonâncias bariônicas (no alto à direita) e outras trocas são possibilidades que permitem a produção do K^+Y* 3

- 1.2 *A figura mostra a comparação entre os gráficos das seções de choque totais para o canal $\gamma p \rightarrow \Lambda^0 K^+$ em diferentes experimentos e também para o modelo de Regge (linha tracejada azul)[20], Kaon-MAID (linha vermelha sólida), Kaon-MAID sem a ressonância $D_{13}(1895)$ (linha vermelha pontilhada) e Saghai(linha preta com ponto e traço). Pode-se observar uma grande discrepância entre os resultados do CLAS e do SAPHIR na região em torno de 2GeV indicando a presença de ressonância para o resultado do CLAS (Fonte: [19]).* 5

- 2.1 *Vista aérea do CEBAF. A linha vermelha indica a trajetória do feixe de elétrons até a Sala-B, onde está instalado o espectrômetro CLAS (em baixo á esquerda). Na figura são indicadas a energia máxima ($E_{\text{max}} = 6 \text{ GeV}$), do feixe de elétrons e a luminosidade máxima ($L = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$).* 7

- 2.2 *Representação esquemática do CLAS por um corte na direção do feixe incidente. A linhas pretas representam trajetórias de partículas carregadas, de cargas elétricas opostas, desviadas pelo campo magnético e uma eventual partícula com carga elétrica nula, cuja trajetória retilínea é esquematizada pela linha preta tracejada.* 8

- 2.3 *Representação esquemática do CLAS por um corte perpendicular à direção do feixe de elétrons incidentes. Neste corte estão representados seis setores independentes do CLAS, separados pelo sistema de bobinas magnéticas (em preto) supercondutoras que geram um campo com geometria toroidal.* 9

2.4	<i>Gráfico da intensidade do campo magnético do torus, em quilogauss, Z é a direção do feixe de fótons e ρ é a distância do feixe em coordenadas cilíndricas. Na figura é evidente a forte dependência da intensidade do campo na direção θ. as linhas vermelhas mostram possíveis trajetórias de partículas negativamente carregadas. A escala colorida, à direita, indica a intensidade do campo magnético em kG.</i>	10
2.5	<i>Representação esquemática do sistema de medida de tempo de voo. . . .</i>	12
2.6	<i>Representação esquemática do calorímetro eletromagnético. Em A), as estruturas das camadas de chumbo e cintilador nos três planos consecutivos: U, V e W. Na parte B) da figura, a reconstrução de um evento de deposição de energia.</i>	13
2.7	<i>Esquema do espectrômetro magnético mostrando também o espalhador de ouro e as matrizes com os 384 contadores do tipo E e os 61 contadores do tipo T.</i>	14
2.8	<i>Representação esquemática de duas possibilidades de interação de coincidência entre os contadores T e E. Os quadros mostram o resultado do status da figuração mostrada no desenho (os flags são explicados na tabela 2.1. Em a) uma configuração com status = 71 e em b) uma configuração com status = 15. Exceto os status 15 e 7, todos os outros indicam alguma ambiguidade.</i>	17
3.1	<i>Exemplo de distribuição do nível de confiança($NC \geq 0,001$) para um ajuste cinemático realizado com dados experimentais do canal $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda^0$.</i>	21
4.1	<i>A figura mostra uma representação esquemática dos passos no processo de simulação e os respectivos códigos.</i>	27
4.2	<i>No lado esquerdo da figura é mostrada a distribuição de massa versus momentum para K^-, K^+, π^-, π^+, próton (p) e deutério (d). No lado direito são mostradas as distribuições de massa para as mesmas partículas.</i>	29
4.3	<i>Na parte superior da figura é mostrada a distribuição de massa do K^+ antes da aplicação de qualquer corte. Entre as duas linhas verticais pretas está contido o intervalo de massa utilizado nesta análise. Na parte inferior da figura é mostrada a distribuição β versus o momentum do kaon. A escala colorida à direita indica o número de eventos.</i>	30
4.4	<i>Na parte superior da figura é mostrada a distribuição de massa do π^- antes da aplicação de qualquer corte. A massa do pión está compreendida no intervalo: $0 \leq m_{\pi^-} \leq 0.3 \text{ GeV}/c^2$. Na parte inferior da figura é mostrada a distribuição β versus o momentum do pion. A escala colorida à direita indica o número de eventos.</i>	31

- 4.5 Na parte superior da figura é mostrada a distribuição de massa do próton antes da aplicação de qualquer corte. A massa do próton está compreendida no intervalo: $0.8 \leq m_{\pi^-} \leq 1.2 \text{ GeV}/c^2$. Na parte inferior da figura é mostrada a distribuição β versus o momentum do próton. A escala colorida à direita indica o número de eventos. 32
- 4.6 A figura representa as distribuições de partículas(p, K^+ e π^-) ao longo dos seis setores do CLAS. Pode-se verificar os vãos bem definidos entre dois setores consecutivos devido a implementação do algoritmo fidcut. Também pode-se verificar que as distribuições são relativamente homogêneas, entetanto, hà uma baixa contagem no setor seis e algumas regiões bem definidas no setor 3 também com baixa contagem. Isso indica que existem paddles ineficientes em determinadas regiões do CLAS. A escala colorida à direita indica a frequência de contagens. 34
- 4.7 A figura representa as distribuições de partículas(p, K^+ e π^-) ao longo dos seis setores do CLAS para dados oriundos da simulação. Pode-se verificar os vãos bem definidos entre dois setores consecutivos devido a implelemtação do algoritmo fidcut. Também pode-se verificar que as distribuições são relativamente homogêneas como as experimentais, apesar da maior quantidade de eventos. Entretanto, hà uma baixa contagem no setor seis e algumas regiões bem definidas no setor 3 também com baixa contagem. Isso indica que existem paddles ineficientes em determinadas regiões do CLAS. A escala colorida à direita indica a frequência de contagens. 35
- 4.8 A figura mostra as distribuições das diferenças de tempo entre uma partícula carregada e o fóton. Em a) e c) os picos dos histogramas estão sistematicamente à esquerda e em b) o pico está à direita. Nos três casos as distribuições permanecem dentro do intervalo de $\pm 1 \text{ ns}$ 38
- 4.9 A figura mostra as distribuições das diferenças de tempo entre uma partícula carregada e o fóton para dados extraídos da simulação do canal em estudo. Em a) e c) os picos dos histogramas estão sistematicamente à esquerda e em b) o pico está à direita. Nos três casos as distribuições permanecem dentro do intervalo de $\pm 1 \text{ ns}$ 39
- 4.10 Na figura é mostrado o valor médio, ΔT , e o desvio $\sigma(\Delta T)$, das distribuições das diferenças de tempo entre o fóton e o kaon em função do momentum do kaon, P_{K^+} . O desvio, $\sigma(\Delta T)$, é igual a 3σ da distribuição normal. 40
- 4.11 Na figura é mostrado o valor médio, ΔT , e o desvio $\sigma(\Delta T)$, das distribuições das diferenças de tempo entre o fóton e o kaon em função do momentum do kaon, P_{K^+} . O desvio, $\sigma(\Delta T)$, é igual a 3σ da distribuição normal. Os dados foram extraídos da simulação. 41

- 4.12 *Representação esquemática dos vértices das duas possibilidades de canais de reação. Em a) o canal $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda^0$ e em b) o canal $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$. Em b), devido a meia-vida muito curta da Σ^0 , o vértice primário(vp) é considerado o mesmo na produção e no decaimento dessa partícula.* 42
- 4.13 *A figura mostra, no alto, a distribuição bidimensional reconstruída do vértice secundário da Λ^0 . A escala colorida à direita indica a frequência de eventos. Em baixo, o histograma da distribuição da distância, Δr , entre o vértice secundário, da Λ^0 , e vértice do K^+ . A curva preta foi ajustada por meio de uma função exponencial decrescente cujo parâmetro de valor $(0,2647 \pm 0,0014)cm^{-1}$ serviu para a determinação da meia-vida, τ , da Λ^0 (ver fig 4.14).* 43
- 4.14 *A figura mostra a distribuição da meia-vida, τ , da Λ^0 obtida por meio da equação 4.6 e do parâmetro de ajuste, $p1$, na figura 4.13. A curva preta é uma gaussiana de onde se obtém a τ média e o respectivo erro. As curvas azul e vermelha são polinômios de terceiro e sexto grau, respectivamente, e também foram ajustadas à distribuição. O resultado da meia-vida da Λ^0 é compatível com o valor do PDG.* 44
- 4.15 *A figura mostra os gráficos das distribuições de eventos no alvo. Em preto a distribuição da componente-z do vértice do kaon, $V_z(K^+)$, com a correção para o vértice do fóton e em vermelho sem a correção. As linhas azuis mostram as regiões das bordas do alvo que foram eliminadas da análise.* 45
- 4.16 *A figura mostra os gráficos das distribuições de eventos no alvo para a simulação. Em preto a distribuição da componente-z do vértice do kaon, $V_z(K^+)$, com a correção para o vértice do fóton e em vermelho sem a correção. As linhas azuis mostram as regiões das bordas do alvo que foram eliminadas da análise.* 46
- 4.17 *A figura mostra uma representação esquemática do aparato experimental utilizado para calibrar cada um dos contadores-E.* 47
- 4.18 *Na figura são mostrados os gráficos das distribuições dos níveis de confiança($NC \geq 0,005$) para os dados experimentais(vermelho) e simulados(preto), ambas normalizadas. A linha azul limita a região linear ($NC \geq 0,1$).* 49
- 4.19 *Na figura são mostrados os gráficos das distribuições pulls normalizadas para os eventos experimentais(vermelho) e simulados(preto)($NC \geq 0,005$).* 51

- 4.20 Na figura são mostradas curvas normais ajustadas aos gráficos das distribuições pulls normalizadas para E_γ , P_p , λ_p , ϕ_p , P_{π^-} , λ_{π^-} , ϕ_{π^-} , P_{K^+} , λ_{K^+} e ϕ_{K^+} . Pode-se observar sempre o mesmo comportamento, isto é, médias em torno de 0 e desvios-padrão próximo a 1 (dados experimentais com $NC \geq 0,005$). 52
- 4.21 Na figura são mostradas curvas normais ajustadas ao gráfico das distribuições pulls normalizadas para E_γ , P_p , λ_p , ϕ_p , P_{π^-} , λ_{π^-} , ϕ_{π^-} , P_{K^+} , λ_{K^+} e ϕ_{K^+} . Pode-se observar sempre o mesmo comportamento, isto é, médias em torno de 0 e desvios-padrão próximo a 1 (Simulação com $NC \geq 0,005$). 53
- 4.22 Na figura são mostrados os gráficos com as médias e os desvios-padrão para dados experimentais para os níveis de confiança $NC \geq : 0,003, 0,005, 0,1, 0,2$ e $0,4$ (eixo das abscissas: $1=E_\gamma$; $2=P_p$; $3=\lambda_p$; $4=\phi_p$...). . . 54
- 4.23 Na figura são mostrados os gráficos com as médias e os desvios-padrão para dados simulados para os níveis de confiança, $NC \geq : 0,003, 0,005, 0,1, 0,2$ e $0,4$ (eixo das abscissas: $1=E_\gamma$; $2=P_p$; $3=\lambda_p$; $4=\phi_p$...). 55
- 4.24 Na figura são mostrados os histogramas da massa invariante da Λ antes e depois da correção para momento e energia (CME) para dois níveis de confiança. Os ajustes foram realizados por meio de uma gaussiana e um polinômio de segundo grau para delimitação do fundo. A linha preta é suporte para evidenciar o polinômio. 57
- 4.25 Na figura são mostrados os histogramas da massa invariante da Λ antes e depois da correção para momentum e energia (CME) para dois níveis de confiança. Os ajustes foram realizados por meio de uma gaussiana e um polinômio de segundo grau para delimitação do fundo. A linha preta é suporte para evidenciar o polinômio. Resultados da simulação. 58
- 4.26 A figura mostra as distribuições do quadrado da massa faltante $X(MF^2(X))$ em termos do NC para os dados experimentais. Pode-se observar a proximidade da $MF^2(X)$ ao valor zero com NC se aproximando de 1. 59
- 4.27 A figura mostra as distribuições da massa faltante da $X(MF^2(X))$ em termos do NC para os dados simulados. Pode-se observar a proximidade de $MF^2(X)$ com NC se aproximando de 1, em concordância com os resultados da figura 4.26. 60
- 4.28 A figura mostra as distribuições da massa faltante do sistema $MF(K^+X)$ e do sistema $MF(K^+\Lambda^0 X)$, para os dados experimentais. O pico da Σ^0 é evidente. 62

- 4.29 A figura mostra a distribuição de $\sqrt{MI^2(\Lambda^0)}$ para todo espectro de energia do fóton incidente e para vários cortes: $NC \geq 0$ (preto), $NC < 0,005$ (vermelho), $NC < 0,005$ e $1,11 < MI(\Lambda^0) < 1,12\text{GeV}/c^2$ (verde) e $NC < 0,005$ com $1,11 < MI(\Lambda^0) < 1,12\text{GeV}/c^2$ e $\sqrt{ME^2} < 0,05\text{GeV}/c^2$ (azul claro)(dados experimentais). 63
- 4.30 A figura mostra a distribuição de $MF(K^+\Lambda^0 X)$ referentes a região da Σ^0 . A distribuição foi ajustada por uma gaussiana mais um polinômio de terceiro grau. O resultado é compatível a massa da Σ^0 do PDG (dados experimentais). 64
- 4.31 A figura mostra a distribuição de $\sqrt{MI^2(\Lambda^0)}$ para todo intervalo de energia do fóton incidente em duas situações distintas: i) para $NC \geq 0$ (em preto) e ii) $NC \geq 0,005$ (em vermelho) . Devido ao corte para $NC \geq 0,005$, observa-se apenas o pico da Λ^0 ajustado por uma gaussiana. O valor da massa invariante da lambda é compatível com o valor do PDG para esta partícula (dados experimentais). 64
- 4.32 A figura mostra as distribuições da massa faltante do sistema $MF(K^+ X)$ e do sistema $MF(K^+\Lambda^0 X)$, para os dados simulados. O pico da Σ^0 é evidente. A escala colorida à direita indica a frequência de eventos. . . 65
- 4.33 Na figura são mostrados os histogramas das distribuições normalizadas para o número de eventos gerados, N_{ev}^G (preto) e reconstruídos, N_{ev}^R (azul); para o intervalo $1,543 \leq W < 1,970\text{GeV}$ com $NC \geq 0,005$ 67
- 4.34 Na figura são mostrados os histogramas das distribuições normalizadas para o número de eventos gerados, N_{ev}^G (preto), e reconstruídos, N_{ev}^R (azul); para o intervalo $1,970 \leq W < 2,320\text{GeV}$ com $NC \geq 0,005$ 68
- 4.35 Na figura são mostrados os histogramas das distribuições normalizadas para o número de eventos gerados, N_{ev}^G (preto), e reconstruídos, N_{ev}^R (azul); para o intervalo $2,320 \leq W < 2,624\text{GeV}$ com $NC \geq 0,005$ 69
- 4.36 Na figura são mostrados os histogramas das distribuições normalizadas para o número de eventos gerados, N_{ev}^G (preto), e reconstruídos, N_{ev}^R (azul); para o intervalo $2,624 \leq W < 2,695\text{GeV}$ com $NC \geq 0,005$. Existe apenas um evento reconstruído no intervalo de energia, W , mais alta. . . . 71
- 4.37 Na figura são mostrados os gráficos das distribuições $\epsilon(E_\gamma, \cos(\theta_{K^+}^{CM})) = N_{ev}^R/N_{ev}^G$; para o intervalo $1,543 \leq W < 1,970\text{GeV}$ com $NC \geq 0,005$. Existem somente dois pontos no primeiro intervalo de W 72
- 4.38 Na figura são mostrados os gráficos das distribuições $\epsilon(E_\gamma, \cos(\theta_{K^+}^{CM})) = N_{ev}^R/N_{ev}^G$; para o intervalo $1,970 \leq W < 2,320\text{GeV}$ com $NC \geq 0,005$. . 73
- 4.39 Na figura são mostrados os gráficos das distribuições $\epsilon(E_\gamma, \cos(\theta_{K^+}^{CM})) = N_{ev}^R/N_{ev}^G$; para o intervalo $2,320 \leq W < 2,624\text{GeV}$ com $NC \geq 0,005$. 74
- 4.40 Na figura são mostrados os gráficos das distribuições $\epsilon(E_\gamma, \cos(\theta_{K^+}^{CM})) = N_{ev}^R/N_{ev}^G$; para o intervalo $2,624 \leq W < 2,695\text{GeV}$ com $NC \geq 0,005$. 75

4.41	A figura mostra o gráfico do número de fótons corrigido, N_γ , que interagiu com o alvo de hidrogênio em função da energia, E_γ , desses fótons.	77
4.42	A figura mostra os gráficos da seção de choque diferencial para o canal $\gamma p \rightarrow p\pi^- K^+$ no intervalo $1,530 \leq W < 1,970\text{GeV}$, no referencial do centro de massa do sistema (γp).	79
4.43	A figura mostra os gráficos da seção de choque diferencial para o canal $\gamma p \rightarrow p\pi^- K^+$ no intervalo $1,970 \leq W < 2,320\text{GeV}$, no referencial do centro de massa do sistema (γp).	80
4.44	A figura mostra os gráficos da seção de choque diferencial para o canal $\gamma p \rightarrow p\pi^- K^+$ no intervalo $2,320 \leq W < 2,624\text{GeV}$, no referencial do centro de massa do sistema (γp).	81
4.45	A figura mostra os gráficos da seção de choque diferencial para o canal $\gamma p \rightarrow p\pi^- K^+$ no intervalo $2,624 \leq W < 2,763\text{GeV}$, no referencial do centro de massa do sistema (γp).	82
5.1	A figura mostra os gráficos da seção de choque diferencial ajustada pelo polinômio de Legendre da fórmula 3.12 para vários intervalos de energia no sistema do centro de massa ($1,660 \leq W < 2,064\text{GeV}$). Seções de choque de Echeimberg.	83
5.2	A figura mostra os gráficos da seção de choque diferencial ajustada pelo polinômio de Legendre da fórmula 3.12 para vários intervalos de energia no sistema do centro de massa ($2,064 \leq W < 2,400\text{GeV}$). Seções de choque de Echeimberg.	84
5.3	A figura mostra os gráficos da seção de choque diferencial ajustada pelo polinômio de Legendre da fórmula 3.12 para vários intervalos de energia no sistema do centro de massa ($2,400 \leq W < 2,695\text{GeV}$). Seções de choque de Echeimberg.	85
5.4	A figura mostra os gráficos da seção de choque diferencial ajustada pelo polinômio de Legendre da fórmula 3.12 para vários intervalos de energia no sistema do centro de massa ($2,695 \leq W < 2,763\text{GeV}$). Seções de choque de Echeimberg.	86
5.5	A figura mostra os gráficos da seção de choque diferencial ajustada pelo polinômio de Legendre da fórmula 3.12 para vários intervalos de energia no sistema do centro de massa ($1,543 \leq W < 1,970\text{GeV}$). Seções de choque de SAPHIR.	87
5.6	A figura mostra os gráficos da seção de choque diferencial ajustada pelo polinômio de Legendre da fórmula 3.12 para vários intervalos de energia no sistema do centro de massa ($1,970 \leq W < 2,320\text{GeV}$). Seções de choque de SAPHIR.	88

5.7	<i>A figura mostra os gráficos da seção de choque diferencial ajustada pelo polinômio de Lendendre da fórmula 3.12 para vários intervalos de energia no sistema do centro de massa ($2,320 \leq W < 2,400\text{GeV}$). Seções de choque de SAPHIR.</i>	89
5.8	<i>A figura mostra os gráficos da seção de choque diferencial ajustada pelo polinômio de Lendendre da fórmula 3.12 para vários intervalos de energia no sistema do centro de massa ($1,543 \leq W < 1,970\text{GeV}$). Seções de choque de Shumacher(CLAS).</i>	90
5.9	<i>A figura mostra os gráficos da seção de choque diferencial ajustada pelo polinômio de Lendendre da fórmula 3.12 para vários intervalos de energia no sistema do centro de massa ($1,970 \leq W < 2,320\text{GeV}$). Seções de choque de Shumacher(CLAS).</i>	91
5.10	<i>A figura mostra os gráficos da seção de choque diferencial ajustada pelo polinômio de Lendendre da fórmula 3.12 para vários intervalos de energia no sistema do centro de massa ($2,320 \leq W < 2,551\text{GeV}$). Seções de choque de Shumacher(CLAS).</i>	92
5.11	<i>A figura mostra os gráficos da seção de choque total obtida da da equação 3.13.</i>	94
5.12	<i>A figura mostra os gráficos da seção de choque total obtida da da equação 3.13 com uma mudança de escala para facilitar a vizualização da presença da ressonância bariônica para energias na região de 2 GeV, particularmente para o CLAS.</i>	96
A.1	<i>A figura ilustra o sistema de coordenadas do laboratório (índice L) e do novo sistema de coordenadas(índice t).</i>	101
A.2	<i>A figura ilustra um exemplo de como se obter as projeções de um momentum hipotético, P(em azul), por meio da transformação de coordenadas do sistema t para o sistema do laboratório, L.</i>	102
B.1	<i>A figura mostra o a distribuição do nível de confiança para dados experimentais(vermelho) e simulados(preto), para $NC \geq 0,003$.</i>	106
B.2	<i>A figura mostra o a distribuição do nível de confiança para dados experimentais(vermelho) e simulados(preto), para $NC \geq 0,1$.</i>	107
B.3	<i>A figura mostra o a distribuição do nível de confiança para dados experimentais(vermelho) e simulados(preto), para $NC \geq 0,02$.</i>	108
B.4	<i>A figura mostra o a distribuição do nível de confiança para dados experimentais(vermelho) e simulados(preto), para $NC \geq 0,4$.</i>	109
B.5	<i>A figura mostra o as distribuições reduzidas da energia do fóton, E_γ, o momemtum, P_i, da partícula i; o ângulos diretores, λ_i e ϕ_i; para dados experimentais(vermelho) e simulados(preto), para $NC \geq 0,003$.</i>	110

- B.6 *A figura mostra as distribuições reduzidas da energia do fóton, E_γ , o momentum, P_i , da partícula i ; os ângulos diretores, λ_i e ϕ_i ; para dados experimentais(vermelho) e simulados(preto), para $NC \geq 0,1$ 111*
- B.7 *A figura mostra as distribuições reduzidas da energia do fóton, E_γ , o momentum, P_i , da partícula i ; o ângulos diretores, λ_i e ϕ_i ; para dados experimentais(vermelho) e simulados(preto), para $NC \geq 0,2$ 112*
- B.8 *A figura mostra as distribuições reduzidas da energia do fóton, E_γ , o momentum, P_i , da partícula i ; o ângulos diretores, λ_i e ϕ_i ; para dados experimentais(vermelho) e simulados(preto), para $NC \geq 0,4$ 113*

Lista de Tabelas

2.1	Lista dos flags (símbolos e significados).	16
4.1	Lista dos setores do CLAS e dos respectivos <i>paddles</i> com defeito e que foram eliminados desta análise.	36
4.2	Lista dos contadores-E do sistema de fótons monitorados com defeito e que foram eliminados desta análise.	36
4.3	Comparação entre a massa invariante da Λ^0 independentemente do nível de confiança e o valor dado pelo PDG[49].	59
4.4	Valores e unidades físicas das grandezas relacionadas ao alvo de hidrogênio líquido.	78

Sumário

1	Motivação	1
1.1	Introdução	1
1.2	Motivação física e objetivos	4
2	Materiais	7
2.1	O acelerador CEBAF	7
2.2	O espectrômetro CLAS	8
2.2.1	O <i>torus</i> magnético	9
2.2.2	As câmaras de fios	10
2.2.3	Os contadores Cherenkov	11
2.2.4	O contador de início de vôo	11
2.2.5	Os contadores de tempo de vôo	12
2.2.6	O calorímetro eletromagnético	12
2.2.7	O calorímetro para ângulos grandes	14
2.3	O Sistema de Fótons Monitorados(<i>Tagging</i>)	14
3	Metodologia	19
3.1	O Ajuste Cinemático	19
3.2	Decomposição em ondas parciais	22
4	Medida da seção de choque diferencial do canal de reação $\gamma p \rightarrow \Lambda^0 K^+$	25
4.1	O experimento G10	25
4.2	Simulação do experimento G10	26
4.2.1	A geração de eventos (GENBOS)	26
4.2.2	A simulação do CLAS (GSIM)	27
4.2.3	O pós-processamento (GPP)	27
4.2.4	A reconstrução dos eventos (RECSIS)	28
4.3	Identificação do canal $\gamma p \rightarrow \Lambda^0 K^+$	29
4.4	Cortes fiduciais	32
4.4.1	Ineficiência dos contadores de tempo de vôo (<i>paddles</i>)	36
4.4.2	Contadores E com defeito	36

4.5	Cortes temporal e dos vértices	36
4.5.1	Coincidência temporal entre γ e K^+	36
4.5.2	Vértices primário e secundário	41
4.5.3	Corte para a componente z do vértice do K^+	45
4.6	Correções	46
4.6.1	Correção para a energia do fóton (E_γ)	46
4.6.2	Correções para perda de energia e <i>momentum</i> do p , π^- e K^+ . .	47
4.7	Ajuste cinemático para o canal $\gamma p \rightarrow p\pi^- K^+ X$	48
4.7.1	Avaliação das distribuições <i>pulls</i> e níveis de confiança	50
4.8	Estudo do fundo	55
4.8.1	Cortes e correções para a massa da Λ^0	55
4.8.2	Corte do fundo sob o pico da Λ^0	60
4.9	Eficiência (ϵ)	66
4.9.1	Intervalos de E_γ e $\cos(\theta_{K^+}^{CM})$	66
4.9.2	Cálculo da eficiência	66
4.10	Normalização	75
4.10.1	O algoritmo G-flux	75
4.10.2	Os arquivos <i>trip</i>	77
4.11	Cáculo da seção de choque diferencial	78
5	Análise por ondas parciais e seção de choque total	83
6	conclusão	97
A	Sistemas de coordenadas	101
B	Gráficos das distribuições reduzidas e de nível de confiança	105

Capítulo 1

Motivação

1.1 Introdução

"De que é feita a matéria?" talvez seja uma questão tão antiga quanto a própria existência do ser humano, e a resposta a essa pergunta, vem sendo cuidadosamente tecida desde tempos remotos [1]. Ao longo da história da humanidade a Física vem desempenhando um papel cada vez mais importante na resposta dessa questão, e a cada novo resultado os físicos vêm encontrando novos problemas. Em 1808, a teoria atômica da matéria considerava o átomo como o menor constituinte indivisível da matéria, isto é, uma partícula elementar. Depois, em 1897, Thomson descobriu o elétron [2]. Em 1932, com a descoberta do nêutron por J. Chadwick [3] percebeu-se que os núcleos atômicos têm estruturas complexas. Em 1947, os físicos C.F Powell, César Lattes e outros participaram de um experimento onde foram detectados os mésons π (píons). Depois dessa descoberta, as técnicas de observação foram aprimoradas e mais e mais partículas foram detectadas por observação de raios cósmicos ou em laboratórios [4]. Mas só em 1964, Murray Gell-Mann e George Zweig propuseram, independentemente, um modelo onde os formadores mais elementares da matéria seriam os *quarks* e então, com o uso da *teoria eletrofraca* e da *cromodinâmica quântica* foi possível estabelecer o *modelo padrão* [5, 6]. Por meio desse modelo, toda matéria na natureza seria composta apenas por quarks e léptons. Porém, o problema seria como constatar e mensurar esse fato.

Desde 1950, graças ao grande investimento financeiro, empenho científico e tecnológico direcionado à construção de aceleradores de partículas cada vez maiores e de detectores especiais é possível desvendar a intimidade da matéria. Muitas partículas, previstas pelo modelo padrão, já foram encontradas em grandes laboratórios de física espalhados pelo mundo. Em 1995, no Fermilab foi descoberto nos detectores D0 e CDF o quark *top*, cujo tempo de vida foi estimado pelo modelo padrão em $1 \times 10^{-25} s$ [7].

Em março de 2003 foi desenvolvido o experimento G10 no Thomas Jefferson Nati-

onal Accelerator Facility(JLab) com o propósito de investigar a existência ou não do estado de pentaquark Θ^+ [8]. Tanto o aparato experimental quanto o arcabouço teórico devem trabalhar em conjunto para desvendar os fenômenos naturais.

Uma das teorias mais bem aceitas para explicar a interação forte é a *Cromodinâmica Quântica* (QCD). Ela é capaz de explicar toda interação forte entre as partículas subatômicas por meio de um sistema simples que envolve apenas uma estrutura de quarks e gluons[9][10]. A interação forte é mais fraca(liberdade assintótica) e mais fácil de descrever em altas energias do que em energias intermediárias (tipicamente poucos GeV). Nesta região de energia são utilizadas teorias de campo efetivo, que incluem graus de liberdade apropriados para descrever um fenômeno físico. Esta é uma aproximação utilizada para descrever o rico padrão de ressonâncias bariônicas que reflete a estrutura interna do nucleon. Modelos a quark com simetria aproximada(ou quebrada) $SU(6) \otimes O(3)$ [11][12], prevêem mais estados do que tem sido encontrado experimentalmente [13] [14] [15]. Esse problema é conhecido como o *problema da ressonância faltante*[19]. Efetivamente, as ressonâncias são largas e podem ocorrer superposições, dificultando a análise por ondas parciais, todavia é possível que algum aspecto dinâmico da estrutura hadrônica possa restringir o espectro de possibilidades de estados de modelos a quark. De fato,o aparecimento de estruturas diferenciadas nas distribuições $\sigma_{tot}(W)$ (secção de choque total, σ_{tot} , em função da energia do centro de massa W) motiva o desenvolvimento de modelos, que se tornam complexos na tentativa de explicá-las. Resultados experimentais de canais com estado final KY são de grande valia no estudo das estruturas ressonantes. Embora as secções de choque da ordem de $1 \mu b$ para o estado final KY sejam baixas em relação à $100 \mu b$ para o estado final $\pi\pi N$, a análise de um sistema de dois corpos é facilitada em relação a um sistema de três corpos. A figura 1.1 mostra diagramas em árvore de nível ilustrando várias possibilidades the interações que produzem um estado final K^+Y estudado neste trabalho.

Alguns modelos, baseados em aproximação isobárica, obtiveram algum sucesso em altas energias quando combinados com uma análise de Regge e assumindo um mecanismo de canal direto para o processo [16]. Entretanto, o efeito de canais acoplados não deve ser ignorado, particularmente para processos com muitos passos [17]. Alguns autores, por exemplo, exploram o fato que o acoplamento entre os canais KY e πN mostra que a fotoprodução do kaon é mais fraca do que a fotoprodução do π , portanto, a transição $\gamma N \rightarrow \pi N \rightarrow KY$, seria comparável ao processo direto $\gamma N \rightarrow KY$ e, com o propósito de explicar a influência do canal πN , desenvolvem formalismos fundamentados no modelo de quark constituinte. Porém, esses modelos são complexos e necessitam de muitos parâmetros ajustáveis sendo, em geral, necessário adicionar novos estados na tentativa de reproduzir os dados experimentais. A dificuldade, tanto experimental quanto teórica, que envolve a determinação das ressonâncias bariônicas é bem conhecida. Resultados de fotoprodução de híperons, no CLAS, com feixe de

Figura 1.1: A figura mostra diagramas representativos, em árvore de nível, ilustrando as trocas s (no alto), t (no meio) e u (em baixo). Termos de Born (coluna da esquerda), ressonâncias bariônicas (no alto à direita) e outras trocas são possibilidades que permitem a produção do K^+Y .

fótons circularmente polarizado foram publicados por [18]. Naquele trabalho, os canais $\gamma p \rightarrow \Lambda K^+$ e $\gamma p \rightarrow \Sigma K^+$ mostraram significativa probabilidade de transferência de spin. Para um fóton com helicidade $h_\gamma = 1$ as magnitudes dos vetores de polarização foram, $(1,01 \pm 0,02)$ para a Λ e $(0,82 \pm 0,03)$ para a Σ , integrada sobre todos os ângulos e todo espectro de energia, W . Sabe-se que a Λ^0 ou a Σ^0 é formada por quarks uds , que são os quarks constituintes dessas partículas; porém, o par ud da Λ é antisimétrico para spin e sabor, portanto, o vetor de polarização da lambda é dado pela direção do spin do quark estranho. No caso da Σ o par ud tem um estado de spin 1 e aponta no sentido oposto ao spin do quark estranho. Entretanto, verifica-se dos dados experimentais que os spins da Λ e da Σ estão ambos alinhados ao spin do fóton polarizado. Isso parece contraditório, pois, é esperado que as polarizações da Λ e da Σ sejam orientadas paralelas ou antiparalelas à normal ao plano de espalhamento. Todavia, a grande polarização vai contra o papel dominante da N^* e Δ^* , particularmente no canal da Λ . Por meio de um modelo isobárico foi determinado que a introdução de uma ressonância $N(1900)P_{13}$ descrevia bem o conjunto de dados, mas, o fato é que

foram encontradas duas soluções para a matriz-K: um pólo na posição $1870 - i85\text{MeV}$ e outro pólo na posição $1960 - i88\text{MeV}$. Essa ambiguidade está relacionada com um estado P_{11} com massa e largura similares ao P_{13} . Essas soluções estão diretamente relacionadas à polarização. Para a primeira solução poder-se-ia adicionar um estado na região de 1800 MeV, que poderia ser uma S_{11} , uma D_{15} ou uma ressonância P_{33} .

Portanto, do exposto, urge a necessidade de novas medidas de seções de choque para canais com estado final KY , que possam corroborar ou discordar dos resultados existentes para a existência de determinadas ressonâncias bariônicas como a P_{13} no canal $\gamma p \rightarrow \Lambda^0 K^+$.

O objetivo deste trabalho é medir a seção de choque diferencial do canal de reação $\gamma p \rightarrow \Lambda^0 K^+$ e fornecer dados confiáveis para estudos posteriores como, por exemplo, serem utilizados no estudo da ressonância faltante ou, na interação de partículas do estado final de canais de reação mais complexos como o $\gamma D \rightarrow \Lambda^0 K^+ n$.

1.2 Motivação física e objetivos

A maior parte do conhecimento atual das ressonâncias bariônicas vêm de reações envolvendo píons no estado inicial e/ou final. Então, uma possível explicação para o problema da ressonância faltante seria que o acoplamento para os estados intermediários N^* e Δ^* é fraco. Isso sugere uma pesquisa para esses estados hadrônicos, conforme exposto anteriormente, nas reações de produção de estranheza, onde diferentes constantes de acoplamento, isto é, γ_{KNY} versus $\gamma_{\pi NN}$, podem ser investigadas. Por outro lado, alguns dos estados esperados preditos pelos modelos a quark simétricos não são previstos por modelos simétricos alternativos. O decaimento de estados excitados em partículas KY é crucial para o entendimento mais profundo e a discriminação dos graus de liberdade do nucleon pelas diferentes teorias. Além disso, as elevadas massas de kaon e híperons, comparadas às suas contrapartidas sem estranheza, favorece cinematicamente um modo de decaimento de dois-corpos, como por exemplo $K\Lambda$ ou $K\Sigma$, para ressonâncias com massas em torno de 2GeV[19], tornando mais fácil o estudo experimental. Recentemente, novas medidas de seção de choque diferencial e total de fotoprodução de híperons, incluindo Λ e Σ , no alvo de próton tem sido relatadas por SAPHIR[35] e CLAS[19] entre outras colaborações, no limiar de até 2.9 GeV e numa grande região angular. A figura 1.2 mostra os resultados da seção de choque total entre SAPHIR, CLAS e outros experimentos. A figura também mostra alguns modelos teóricos.

Figura 1.2: A figura mostra a comparação entre os gráficos das seções de choque totais para o canal $\gamma p \rightarrow \Lambda^0 K^+$ em diferentes experimentos e também para o modelo de Regge (linha tracejada azul)[20], Kaon-MAID (linha vermelha sólida), Kaon-MAID sem a ressonância $D_{13}(1895)$ (linha vermelha pontilhada) e Sanghai (linha preta com ponto e traço). Pode-se observar uma grande discrepância entre os resultados do CLAS e do SAPHIR na região em torno de 2 GeV indicando a presença de ressonância para o resultado do CLAS (Fonte: [19]).

Na figura 1.2 os resultados da seção de choque total para o CLAS foram obtidos por meio do método das ondas parciais. A análise por meio de ondas parciais fornece uma boa descrição desses dados pela introdução de um novo estado de números quânticos, P_{13} , e duas soluções para a massa: uma em 1885 MeV e a outra em 1970 MeV. Dados para estudo dos canais $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda^0$ e $\gamma D \rightarrow K^+ \Lambda^0 n$ foram obtidos do experimento G10 realizado na sala-B do Thomas Jefferson National Accelerator Facility (JLab) realizado em 2004.

Os objetivos deste trabalho são divididos em específicos e gerais. Dentro do contexto geral, o presente estudo servirá como validação da metodologia a ser implementada para a análise do canal de reação $\gamma d \rightarrow K^+ \Lambda^0 n$.

- Objetivos gerais:

- Estudar o canal de reação $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda^0$ a fim de verificar a existência ou não-existência da ressonância bariônica, visto que os dois conjuntos de dados experimentais existentes estão em completo desacordo a este respeito.
- Prover dados precisos para estudos em sistemas mais complexos, como por exemplo, o canal $\gamma D \rightarrow K^+ \Lambda^0 n$.
- Objetivos específicos:
 - Redução de dados e reconstrução de eventos a partir dos resultados experimentais obtidos no experimento G10[21] no CLAS.
 - Análise dos dados e extração da seção de choque diferencial do canal $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda^0$.
 - Estudar os resultados utilizando dois métodos diferentes de análise: o Ajuste Cinemático e a Subtração de Fundo.
 - Comparar a seção de choque obtida com os conjuntos de dados existentes.

Capítulo 2

Materiais

2.1 O acelerador CEBAF

O *Continuous Electron Beam Accelerator Facility*(CEBAF) é um acelerador de partículas que fornece um feixe de elétrons de até 6 GeV para três salas experimentais, sala-A, sala-B e sala-C do JLab. De fato, o CEBAF é o único acelerador no mundo que pode fornecer energias diferentes em salas diferentes ao mesmo tempo. A figura 2.1 mostra uma fotografia aérea do CEBAF.

Figura 2.1: Vista aérea do CEBAF. A linha vermelha indica a trajetória do feixe de elétrons até a Sala-B, onde está instalado o espectrômetro CLAS (em baixo á esquerda). Na figura são indicadas a energia máxima ($E_{\text{max}} = 6 \text{ GeV}$), do feixe de elétrons e a luminosidade máxima ($L = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$).

Na sala-B está localizado o CEBAF *Large Acceptance Spectrometer*(CLAS),(figura 2.2), que é um espectrômetro de alta aceitação, projetado para estudo de reações, induzidas por fótons ou elétrons, de estado final com múltiplas partículas e cuja luminosidade pode chegar até $10^{34}cm^{-2}s^{-1}$ [22].

2.2 O espectrômetro CLAS

O CLAS é composto, basicamente, por um sistema de detecção de partículas formado por câmaras de fios(*drift chambers*), para determinar a trajetória das partículas carregadas; contadores Cherenkov para identificação de elétrons; contadores cintiladores para medidas de tempo de voo(*Time of Flight*(TOF)) e calorímetros eletromagnéticos para detectar chuviscos de partículas (fótons e elétrons) e nêutrons[23].

Figura 2.2: Representação esquemática do CLAS por um corte na direção do feixe incidente. As linhas pretas representam trajetórias de partículas carregadas, de cargas elétricas opostas, desviadas pelo campo magnético e uma eventual partícula com carga elétrica nula, cuja trajetória retilínea é esquematizada pela linha preta tracejada.

O campo magnético do CLAS é formado por seis bobinas supercondutoras distribuídas simetricamente em torno da linha do feixe de elétrons. As linhas do campo magnético geradas pelas bobinas apontam na direção perpendicular à de incidência do feixe de elétrons, isto é, na direção do ângulo azimutal ϕ , de acordo com a figura 2.3.

Figura 2.3: *Representação esquemática do CLAS por um corte perpendicular à direção do feixe de elétrons incidentes. Neste corte estão representados seis setores independentes do CLAS, separados pelo sistema de bobinas magnéticas (em preto) supercondutoras que geram um campo com geometria toroidal.*

2.2.1 O torus magnético

O campo magnético gerado pelas bobinas supercondutoras é utilizado na análise do momentum das partículas carregadas, entretanto, as trajetórias dessas partículas poderiam sofrer desvios se não fosse a forma em anel circular das bobinas, que minimiza o efeito desses desvios no vetor campo magnético fora da direção ϕ . O módulo do vetor $\vec{B}$ é calculado diretamente da corrente que circula nas bobinas. A corrente máxima de operação do sistema de bobinas é de 3860A, mas esse valor tem sido limitado em 87%, isto é, 3375A devido às tensões mecânicas.

A figura 2.4 mostra a intensidade do campo magnético, em kG, do torus em termos de ρ , que é a distância da linha do feixe e Z, a direção da linha do feixe. Da figura observa-se um forte gradiente de campo na direção θ . Também são mostradas, na figura, duas possibilidades de trajetórias de partículas negativamente carregadas. Partículas com carga negativa, como o π^- , e pequeno ângulo, θ , de espalhamento po-

dem não ser detectadas pelo CLAS devido à alta intensidade do campo magnético nessa região de espelhamento, que desvia a trajetória da partícula para regiões do CLAS de baixa ou nenhuma aceitação. Os eventos que contêm esses π^- não detectados foram eliminados desta análise, como será explicado mais adiante.

Figura 2.4: Gráfico da intensidade do campo magnético do torus, em quilogauss, Z é a direção do feixe de fótons e ρ é a distância do feixe em coordenadas cilíndricas. Na figura é evidente a forte dependência da intensidade do campo na direção θ . as linhas vermelhas mostram possíveis trajetórias de partículas negativamente carregadas. A escala colorida, à direita, indica a intensidade do campo magnético em kG.

2.2.2 As câmaras de fios

O CLAS é radialmente dividido em três regiões, R1, R2 e R3 sendo a R3 a mais próxima do eixo-z, que é a trajetória do feixe de elétrons incidentes e a R1 a mais distante desse eixo de incidência. Essas regiões são separadas por setores circulares com ângulo $\Delta\phi = 60^\circ$. Portanto, em cada setor existem sempre três regiões compostas por três câmaras de fios posicionadas em diferentes ângulos polares θ . De fato, as três regiões envolvem completamente o alvo num ângulo de 360° na direção azimutal. Cada uma das três regiões de câmaras está imersa num campo magnético de intensidade variável na direção radial, sendo a R3 de menor intensidade de campo. As câmaras contidas nessas regiões contêm fileiras de fios paralelos, tensionados entre duas placas de uma câmara e paralelos ao plano de uma bobina. Sendo assim, esses fios permanecem aproximadamente perpendiculares à direção de curvatura de uma partícula carregada desviada pelo *torus* magnético. As câmaras na região R1 são formadas por 10 camadas de fios enquanto que as demais, isto é, contidas nas regiões R2 e R3, são compostas por 12 camadas de fios. Os fios são deslocados de $\pm 300 \mu\text{m}$ de sua posição nominal de uma camada em relação à próxima.

2.2.3 Os contadores Cherenkov

Os contadores Cherenkov (CC) têm função dual, isto é, servem tanto para detectar elétrons quanto separar elétrons de píons, por isso, são compostos basicamente de fotomultiplicadoras e radiadores à gás, respectivamente. Os CC ajudam a maximizar o ângulo sólido de cobertura dos seis setores em $\theta = 45^\circ$. Isso é necessário porque existem regiões de sombra para o campo magnético num certo ϕ constante[24]. Então, tubos fotomultiplicadores são localizados nessas regiões. O ângulo total de espalhamento, θ , foi dividido em dezoito regiões contendo doze subsectores em torno do ângulo ϕ , perfazendo um total de 216 módulos coletores de luz. Um elétron atravessando a região ativa do detector produz tipicamente 4 a 5 fotoelétrons, ver figura 2.2. O radiador à gás Cherenkov tem alto rendimento na produção de fótons e um limiar de momentum de pión de 2,5 GeV/c. Cada um dos setores do detector mantém aproximadamente seis metros cúbicos de perfluorobutano (C_4F_{10}).

2.2.4 O contador de início de voo

Para identificar partículas no CLAS é necessário determinar os tempos de voo, desde que os *momenta* e trajetórias sejam conhecidos. O tempo de voo é a diferença entre o instante de detecção do elétron no sistema de monitoração e o instante de detecção do evento nos cintiladores de tempo de voo (TOF), isto é, no final da trajetória das partículas. O contador de início de voo (*start counter*) foi construído para correlacionar o exato instante da interação do fóton no alvo com seu instante de detecção. O *start counter* é um sistema construído de três contadores cintiladores localizados muito próximos ao alvo envolvendo-o[25]. O start-counter opera em coincidência com os contadores-T para reduzir o efeito de disparos não desejados. O intervalo de tempo entre uma interação ocorrendo no alvo e seu instante de detecção no start-counter é de 120 ps. O contador de início de voo opera em conjunto com o contador de tempo de voo, a diferença de tempo entre os dois contadores é fornece o tempo de voo da partícula no CLAS. A figura 2.5 mostra esquematicamente a trajetória de uma partícula carregada hipotética atravessando o *start counter* e produzindo uma cintilação que gera um sinal na saída da fotomultiplicadora. Esse sinal dispara o início da contagem de tempo no conversor digital de tempo (TDC). No instante que a partícula carregada atinge o TOF é gerado um novo sinal, de término da contagem de tempo, que é processado no TDC. A diferença de tempo entre os dois sinais no TDC fornece um valor numérico proporcional ao tempo consumido pela partícula ao percorrer uma dada trajetória.

Figura 2.5: Representação esquemática do sistema de medida de tempo de voo.

2.2.5 Os contadores de tempo de voo

Os contadores de tempo de voo (TOF) cobrem uma faixa de 8° a 142° em θ e toda faixa, isto é, 360° em ϕ . Os cintiladores são localizados entre o sistema de *tracking* (regiões R1 a R3) mais contadores Cherenkov e os calorímetros eletromagnéticos (ver figura 2.2). Os TOF têm espessura de 5,08 cm, suficiente para reduzir os efeitos de ionizações detectáveis das partículas carregadas que os atravessam. Cada cintilador é posicionado aproximadamente perpendicular às trajetórias das partículas carregadas. O comprimento de cada contador, na direção θ , é de $1,5^\circ$. Os contadores localizados em $\theta < 45^\circ$ têm comprimento de 15 cm e os TOF localizados em regiões de ângulos grandes têm comprimento de 22 cm. Cada um dos TOF consiste de um cintilador e duas fotomultiplicadoras, uma em cada ponta do contador. O conjunto formado por 48 desses contadores é denominado *paddle* e cada um deles cobre uma região de 360° em ϕ . A figura 2.5 mostra um esquema de funcionamento do TOF em conjunto com o *start counter* na medida do tempo de voo de uma partícula carregada.

2.2.6 O calorímetro eletromagnético

As principais funções do calorímetro eletromagnético (EC) são a de detecção de elétrons de energias acima de 0,5 GeV, fótons de energia superior a 0,2 GeV e nêutrons. O detector cobre um intervalo de 45° em θ . Cada um dos módulos EC é composto por sanduíches cintilador-chumbo de 39 camadas, cada uma contendo um cintilador de 10 mm de espessura seguido de uma folha de chumbo de 2,2 mm de espessura, com forma

aproximada de um triângulo equilátero, de acordo com a figura 2.6. Dessa forma, o start-counter em conjunto com o contadores-T fornecem uma boa identificação dos fótons relacionados à interação hadrônica produzida no alvo.

Figura 2.6: Representação esquemática do calorímetro eletromagnético. Em A), as estruturas das camadas de chumbo e cintilador nos três planos consecutivos: U, V e W. Na parte B) da figura, a reconstrução de um evento de deposição de energia.

Reconstrução de um evento

O algoritmo para reconstruir um evento de deposição de energia no EC identifica grupos de tiras nas três camadas (U,V e W), essa identificação depende se o sinal das fotomultiplicadoras está acima de um limiar definido via um *software*. Assim, para cada grupo, a posição do centróide e o seu respectivo valor médio quadrático são calculados. Depois que todos os grupos são encontrados, os pontos de intersecção de cada camada

são reconstruídos. Cada intersecção correspondente a um evento. O tamanho da região que define o evento descreve a energia transversa espalhada no mostrador, ver figura 2.6.

2.2.7 O calorímetro para ângulos grandes

O calorímetro para ângulos grandes (LAC) detecta elétrons e partículas nêutras como fótons e nêutrons. O LAC cobre somente dois dos seis setores do CLAS, correspondendo a um intervalo de 120° na direção ϕ e, de 45° a 75° , na direção do ângulo de espalhamento, θ .

2.3 O Sistema de Fótons Monitorados(*Tagging*)

Durante as tomadas de dados um feixe de elétrons de 6,1 GeV atinge um espalhador de ouro de $5 \cdot 10^{-5}$ a $3 \cdot 10^{-4}$ comprimentos de radiação e produz, via *bremsstrahlung*, um feixe de raios- γ e um feixe de elétrons espalhados com energia na faixa de 20% a 95% da energia de incidência no radiador de ouro, ver figura 2.7.

Figura 2.7: Esquema do espectrômetro magnético mostrando também o espalhador de ouro e as matrizes com os 384 contadores do tipo E e os 61 contadores do tipo T.

Um dipolo magnético combinado com um hodoscópio (sistema de contadores T e E) desvia os elétrons emergentes do espalhador na direção de dois planos contendo as

matrizes de cintiladores plásticos, que detectam os elétrons desviados pelo magneto e servem, portanto, para medir a energia dessas partículas. A energia dos raios- γ , E_γ , é calculada por meio de:

$$E_\gamma = E_0 - k, \quad (2.1)$$

onde, E_0 , é a energia do elétron incidente e k é a energia do elétron espalhado. A resolução em energia para cada um dos contadores E é dada por:

$$\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} \cong 0,001, \quad (2.2)$$

Os sinais eletrônicos originados nos detectores são digitalizados e enviados a um sistema de aquisição de dados, onde são processados e armazenados em bancos de dados denominados *BOS banks*[26].

Durante o experimento, o monitorador do feixe de fótons é utilizado para determinar o tempo de interação no vértice primário do canal de reação em estudo. Este procedimento visa identificar o agrupamento de elétrons relacionado ao fóton no radiador e melhorar o tempo de resolução. Os conversores digitais de tempo (TDC) e o tempo devem estar calibrados com respeito à radiofrequência (RF). Esta calibração afeta diretamente a identificação das partículas no CLAS, já que o tempo do monitorador é utilizado como referência na reconstrução dos eventos para o detector inteiro. A figura 2.7 mostra o conjunto de contadores tipo E e tipo T, respectivamente projetados para medir a energia e o instante do evento. Existem 61 contadores tipo T superpostos de forma que configuram 121 canais de medidas de tempo. Cada um desses contadores é formado por um cintilador e uma fotomultiplicadora em cada ponta. Os contadores tipo T são capazes de discriminar dois agrupamentos distintos de elétrons separados por uma diferença de tempo de 2 ns. Já os contadores E são formados, cada um, por um cintilador e uma única fotomultiplicadora, porém, também devido à superposição; tem-se 767 canais de energia. O conjunto de contadores E e T foram construídos em filas paralelas e mantidas num determinado ângulo em relação ao eixo-z do sistema de coordenadas. Portanto, um elétron espalhado no radiador atravessa perpendicularmente a superfície desses contadores (E e T) devido ao campo magnético do dipólo, que define sua trajetória e como consequência sua energia pode ser determinada. Em geral, os eventuais elétrons originados dos raios cósmicos ou espalhados por outras regiões do CLAS atravessarão os contadores em trajetórias diferentes daquelas originadas no radiador. Essa informação é importante na seleção de bons eventos, isto é, eventos com fótons monitorados. A reconstrução de um evento exige alguns requerimentos para um dado elétron:

1. a interação deve ser medida nos dois lados do contador-T, isto é, nas duas fotomultiplicadoras;

2. o elétron deve estar associado com uma interação num contador-E;
3. os dois detectores, T e E, devem estar posicionados numa trajetória do elétron permitida pelo campo magnético no hodoscópio;
4. devido a superposição entre os contadores, interações ocorrendo em dois contadores adjacentes são reconstruídas como uma única interação, portanto, associada a um fóton; desde que seus tempos sejam próximos o suficiente;
5. podem existir situações ambíguas onde, por exemplo, as interações ocorram em dois ou mais contadores-T, ou, várias interações distintas ocorrendo num mesmo contador-E e associadas ao mesmo contador-T.

A figura 2.8 mostra algumas possibilidades de interações possíveis e os respectivos *status*.

Na tabela 2.1 são listados os símbolos dos flags encontrados na figura 2.8 e seus respectivos significados.

<i>flag</i>	significado
L	fotomultiplicadora esquerda do contador T ativada
R	fotomultiplicadora direita do contador T ativada
E	contador E ativado
MultT	múltiplos contadores T ativados
AdjT	mais do que dois contadores T adjacentes ativados
AdjE	mais do que dois contadores E adjacentes ativados ou, várias interações ocorrendo do mesmo contador E
MultE	vários contadores E não adjacentes em coincidência com o mesmo contador T

Tabela 2.1: Lista dos flags (símbolos e significados).

Da figura 2.8 verifica-se que o *status*, definido pelo valor do *flag*, depende da configuração de coincidência nos contadores E e T sendo que o *status* = 15 ou 7 implicam em bons eventos, que foram utilizados nesta análise. Na mesma figura, parte *a*), observa-se um elétron cuja trajetória é perpendicular ao contadores E e T, portanto, uma trajetória permitida pelo campo magnético do dipólo. Para esse elétron o *status* deveria ser igual a 7, isto é, apenas os *flags* L, R e E estariam ativados. Porém,

Figura 2.8: Representação esquemática de duas possibilidades de interação de coincidência entre os contadores *T* e *E*. Os quadros mostram o resultado do status da figuração mostrada no desenho (os flags são explicados na tabela 2.1. Em a) uma configuração com status = 71 e em b) uma configuração com status = 15. Exceto os status 15 e 7, todos os outros indicam alguma ambiguidade.

ainda na parte a) da figura, um outro elétron segue uma trajetória não permitida, interagindo no mesmo contador *T* e num contador *E* distante da trajetória do outro elétron. Esse elétron poderia ser gerado por raios cósmicos ou espalhado em alguma região do CLAS. Todavia, por causa desse elétron o evento seria mostrado com status = 71 indicando uma trajetória permitida e uma não permitida para o mesmo evento, ou seja, uma ambiguidade. Os eventos com status diferentes (ambiguidades) de 7 ou 15 foram eliminados desta análise.

Capítulo 3

Metodologia

3.1 O Ajuste Cinemático

O Ajuste Cinemático é um processo matemático que utiliza restrições físicas, tais como conservação de energia e momentum, para melhorar a seleção dos dados experimentais[27, 28, 29, 30, 31]. Em geral, o que se faz no Ajuste Cinemático é ajustar, pelo Método dos Mínimos Quadrados, os dados experimentais de tal forma que, numa reação todos os eventos se originem no mesmo vértice mantendo a conservação de energia e momentum. Para que isso seja possível é necessário que o ajuste contenha, portanto, restrições físicas.

A qualidade de um ajuste pode ser medida por meio do χ^2 [19, 35], que deve ser mínimo para que o ajuste seja significativo. No caso de um ajuste com restrições, cada uma das equações de restrição serve para eliminar uma das quantidades observadas. Isso é possível através do Método dos Multiplicadores de Lagrange onde o χ^2 é dado por

$$\chi^2 = \delta^T \mathbf{C}_\eta^{-1} \delta + 2\mu^T (A\xi + B\delta + \mathbf{c}), \quad (3.1)$$

onde, $\delta = \mathbf{y} - \mathbf{y}_0$, $\xi = \mathbf{x} - \mathbf{x}_0$, μ é o vetor dos r multiplicadores de Lagrange, $\mathbf{C}_\eta$ é a matriz de covariância das quantidades medidas. Nesse caso, a hipótese é que as n quantidades medidas y_l são iguais a uma função de m parâmetros desconhecidos, x_i . Para minimizar o χ^2 calcula-se

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial \delta} = \frac{\partial \chi^2}{\partial \xi} = 0. \quad (3.2)$$

Por meio da equação 3.2 pode-se encontrar δ e ξ e substituí-los na equação de restrição

$$A\xi + B\delta + \mathbf{c} = 0, \quad (3.3)$$

portanto, os mínimos quadrados estimados para os parâmetros $\mathbf{x}$ e $\mathbf{y}$ melhorados são dados por

$$\mathbf{x} = \mathbf{x}_0 + \xi, \quad (3.4)$$

e

$$\mathbf{y} = \mathbf{y}_0 + \delta. \quad (3.5)$$

Se as equações de restrição são não lineares o resultado acima deve ser considerado como uma boa aproximação e o processo deve ser iterado, por meio de substituições sucessivas de $\mathbf{x}_0$ e $\mathbf{y}_0$ por $\mathbf{x}$ e $\mathbf{y}$, respectivamente, até que a solução se torne satisfatória.

A qualidade do ajuste depende também de outros fatores como o efeito de múltiplo espalhamento e perda de energia das partículas ao atravessarem o alvo. Esses efeitos são levados em conta no cálculo da matriz de covariância total, isto é, os erros devido a esses efeitos são estimados e adicionados aos elementos diagonais da matriz de covariância dos traços das partículas. A medida da qualidade do ajuste é obtida através do nível de confiança NC , que é a probabilidade de que a distribuição teórica terá um χ^2 maior ou igual àquele encontrado na distribuição ajustada, e é dado por

$$NC = \int_{\chi^2}^{\infty} f(x) dx, \quad (3.6)$$

onde, $f(\chi^2)$ é a função densidade de probabilidade do χ^2 . Pode ser demonstrado que a $f(\chi^2)$ é dada por [37, 38]

$$f(\chi^2) = \frac{(\chi^2)^{\frac{\nu-2}{2}} e^{-\frac{1}{2}\chi^2}}{2^{\frac{\nu}{2}} \left(\frac{\nu}{2}\right)}, \quad (3.7)$$

onde, ν é o número de graus de liberdade do ajuste.

O nível de confiança mostra uma distribuição não homogênea na ausência de fundo, caindo rapidamente para zero quando o NC se aproxima de 1. A figura 6 ilustra um exemplo de distribuição do nível de confiança.

Figura 3.1: *Exemplo de distribuição do nível de confiança ($NC \geq 0,001$) para um ajuste cinemático realizado com dados experimentais do canal $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda^0$.*

Na figura 3.1 pode-se verificar que, para um nível de confiança maior do que 0,1, a distribuição é aproximadamente homogênea. Entretanto, a quantidade de eventos diminui com o aumento do NC . Portanto, existe uma relação entre NC e quantidade de bons eventos, isto é, eventos eleitos como bons pelo ajuste cinemático. Essa relação deve ter um ponto de equilíbrio ótimo que deve ser avaliado pelo pesquisador. Além desses fatores podem ocorrer problemas de assimetria em algumas distribuições, como por exemplo no espectro de massa faltante de alguma partícula estudada. Essa assimetria pode ser oriunda de massas de outras partículas que não aquela esperada. Essa assimetria pode, por exemplo, servir para indicar o intervalo de massas e a busca por outros tipos possíveis de decaimento, obedecendo às leis de conservação de energia e momentum.

Todavia, não basta apenas avaliar o nível de confiança para constatar que o ajuste foi satisfatório, também deve ser avaliada as *Pull Distributions* ou funções de redução, que medem a qualidade da estimativa do erro da i -ésima quantidade ajustada e é dado por

$$\epsilon_i = \eta_i - y_i. \quad (3.8)$$

Cabe aqui lembrar que o realizado é válido desde que a distribuição dos erros das medidas seja aproximadamente normal. Dessa forma, pode-se transformar a distribuição normal dos valores η_i numa distribuição normal reduzida de média zero e desvio-padrão igual a 1, dada por

$$z_i = \frac{\eta_i - y_i}{\sqrt{\sigma^2(\eta_i) - \sigma^2(y_i)}}. \quad (3.9)$$

O significado da equação 3.9 é que cada um dos componentes η_i deve se distribuir

normalmente com média zero e desvio-padrão um, caso isso não ocorra o ajuste não será satisfatório[37]. Os parâmetros η_i de entrada no ajustador cinemático são dados pelo vetor η :

$$\eta = \begin{bmatrix} E_\gamma \\ p_p \\ \lambda_p \\ \phi_p \\ p_{\pi^-} \\ \lambda_{\pi^-} \\ \phi_{\pi^-} \\ p_{K^+} \\ \lambda_{K^+} \\ \phi_{K^+} \end{bmatrix},$$

onde, E_γ , é a energia do fóton incidente, p_i , é o momentum para cada uma das i partículas(próton, π^- e K^+) do estado final; λ_i e ϕ_i são ângulos diretores para o momentum da partícula i (ver Apêndice A).

3.2 Decomposição em ondas parciais

Do ponto de vista da dispersão elástica, o estudo da interação entre um projétil e um núcleo alvo mostra desvios importantes devido à ação das forças nucleares [39, 40, 41]. Então, estudando esses processos de dispersão elástica pode-se obter conclusões sobre o potencial entre um núcleo alvo e um projétil [42]. Um método muito utilizado no estudo da dispersão elástica é a *decomposição em ondas parciais*, que tem por objetivo calcular uma amplitude de dispersão, cujo quadrado é igual à seção de choque diferencial, $d\sigma/d\Omega$, [43]. Para se obter a seção de choque total, σ_{tot} , basta calcular a seguinte intergral:

$$\sigma_{tot} = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega. \quad (3.10)$$

De fato, não se está interessado no potencial dispersor propriamente dito, mas sim, na seção de choque total; que foi utilizada no estudo da ressonância P_{13} (ver capítulo 5).

Antes de calcular a seção de choque total, σ_{tot} , deve-se levar em conta que no presente estudo existe simetria azimutal, isto é, na direção do ângulo ϕ devido à simetria do CLAS. Portanto, a seção de choque diferencial pôde ser mais facilmente calculada considerando variações angulares somente em $\cos(\theta_{K^+}^{CM})$. Para se obter a seção de choque diferencial em Ω basta utilizar a seguinte fórmula:

$$\frac{d\sigma}{d\cos(\theta_{K^+}^{CM})} = 2\pi \frac{d\sigma}{d\Omega}. \quad (3.11)$$

A seção de choque total, σ_{tot} , pode ser calculada utilizando-se análise por ondas parciais. De fato, esse cálculo também é facilitado neste trabalho devido à simetria azimutal.

A seção de choque diferencial pode ser dada como uma expansão em polinômios de Legendre,

$$\frac{d\sigma}{d\cos(\theta_{K^+}^{CM})} = \frac{q}{k} \left\{ \sum_{i=0}^4 a_i P_i \cos \theta_{K^+}^{CM} \right\}^2, \quad (3.12)$$

onde, os P_i são os polinômios de Legendre de ordem i , a_i são os coeficientes do ajuste e representam as amplitudes das ondas S , P , D , F e G ($L=0,1,2,3,4$) das distribuições de Legendre. k e q são os momentos no estado inicial e final da reação no referencial do centro de massa do sistema (γp). Para que a seção de choque total apareça explicitamente a equação 3.12 pode ser reescrita como

$$\frac{d\sigma}{d\cos(\theta_{K^+}^{CM})} = \frac{\sigma_{tot}}{2} \left\{ 1 + \sum_{i=0}^4 C_i P_i \cos \theta_{K^+}^{CM} \right\}, \quad (3.13)$$

onde, os C_i são coeficientes adimensionais.

Capítulo 4

Medida da seção de choque diferencial do canal de reação

$$\gamma p \rightarrow \Lambda^0 K^+$$

4.1 O experimento G10

Entre março e maio de 2004, o experimento G10 foi colocado em funcionamento. Esse experimento foi principalmente desenvolvido para o estudo da foto-produção de estados exóticos de pentaquarks no deutério (um artigo com os resultados do estudo do estado Θ^+ , no canal $\gamma D \rightarrow K^+ \Lambda^0 n$, já foi publicado[8]). A motivação para o projeto do experimento G10 foram os resultados não conclusivos, obtidos em vários experimentos espalhados pelo mundo (LEPS, DIANA, CLAS, SAPHIR, ZEUS, HERMES, etc) do sinal do bárion exótico. Portanto, o G10 deveria ser capaz de fornecer uma estatística suficiente e excelente performance experimental (*hardware* e *software*) para dirimir qualquer sombra de dúvida sobre o resultado final. Foi essa a condição experimental utilizada neste trabalho, ou seja, a garantia de dados de boa qualidade para reconstrução e análise dos eventos. De fato, para o alvo de hidrogênio líquido as condições experimentais foram as seguintes:

- Energia do feixe de elétrons incidentes no radiador de ouro (10^{-4} comprimentos de radiação): $E_0=3,767 \text{ GeV}$;
- Corrente do feixe de elétrons: 20 a 25 nA na produção;
- Campo no torus magnético: 2250 A de corrente no torus com partículas positivas fora do *bending* magnético;
- Alvo: um cilindro de mylar de 4cm de diâmetro e 24cm de comprimento, preenchido com hidrogênio líquido e localizado a 25cm do centro do detector CLAS,

no sentido contrário à direção do feixe de raios- γ , para aumentar a aceitação em ângulos frontais de partículas negativamente carregadas.

- Região de energia dos fótons: 0,8 a 3,58 GeV ;
- Luminosidade integrada: aproximadamente $1,59 \text{ pb}^{-1}$ (picobarn^{-1}) na configuração do torus de 2250 A;
- Primeiro nível do disparador: duas interações no *start counter* detectadas em coincidência com um fóton monitorado.

4.2 Simulação do experimento G10

A simulação, utilizando algoritmo de Monte Carlo[44], é utilizada para calcular a aceitação do CLAS e a eficiência de reconstrução de eventos, que será explicada no capítulo seguinte. A simulação foi realizada para dois canais de reação:

- canal $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda^0$: este é o canal em estudo, portanto, a simulação servirá para calcular a eficiência de reconstrução dos eventos deste canal.
- canal $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$: devido ao decaimento da $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 \gamma$ este canal é utilizado no estudo da subtração de fundo.

A simulação do experimento G10 é um processo de quatro estágios: a geração de eventos, a detecção de eventos, a geração das distribuições normais dos eventos detectados e, finalmente a reconstrução dos eventos. A figura 4.1 mostra um diagrama esquemático dos passos no processo da simulação e os respectivos códigos envolvidos.

4.2.1 A geração de eventos (GENBOS)

Para a geração dos eventos foi utilizado o pacote GENBOS[32], que contém 28 canais elementares de reação com proton ou nêutron livres e foi modificado nos Laboratori Nazionali di Frascati(LNF) onde dois canais de reação, um com Λ^0 e outro com Σ^0 , foram implementados utilizando as seções de choque total e diferencial do experimento G1C[19] também realizado no CLAS. O GENBOS utiliza o método de Monte Carlo para simular reações de fotoprodução em nucleons livres para fótons com energia até 10 GeV . O código gera eventos hadrônicos, píons e mésons leves no estado final. Também são consideradas as contribuições ressonantes de canais de *dois-corpos* e estatísticas não ressonantes para canais de *muitos-corpos* como $\gamma N \rightarrow i\pi N (2 \leq i \leq 8)$. Na interação γN a produção de ressonâncias bariônicas (Δ) e mésons escalares (η) ou vetoriais (ρ e ω) são possibilidades implementadas no código e, devido ao curto tempo de vida, a Δ e a ρ decaem nos canais $N\pi$ e $\pi\pi$, respectivamente. O reespalhamento e absorção de píons,

Diagrama esquemático da simulação

Figura 4.1: A figura mostra uma representação esquemática dos passos no processo de simulação e os respectivos códigos.

nucleons e mésons produzidos numa interação no núcleo, são processos implementados no código.

4.2.2 A simulação do CLAS (GSIM)

O GSIM[33] é um pacote baseado no GEANT[44] que simula o espectrômetro CLAS na configuração do G10, isto é, com um alvo de hidrogênio ou deutério líquidos. Sendo um sistema modular, o GSIM, é composto por detectores implementados como pacotes, que podem ser manipulados independentemente pelo usuário favorecendo a customização do tempo de processamento. O GSIM contém um mapa do campo magnético toroidal formado pelas bobinas primárias e secundárias e toda geometria dos detectores CLAS. Na simulação para o alvo de hidrogênio foram desligadas as fontes de partículas secundárias do radiador (no sistema de monitoração de fótons) ,foi configurada uma corrente de 2250 A (campo de baixa intensidade), somente a bobina principal ligada, alvo não polarizado, energia do feixe de elétrons incidente igual a 3,778 GeV, tamanho do alvo igual a 24 cm posicionado em -25 cm (eixo-z)em relação ao centro dos sistema de coordenadas do laboratório.

4.2.3 O pós-processamento (GPP)

Os eventos registrados pelo GSIM precisam ser normalmente distribuidos, por isso, utiliza-se o pacote GPP (GSIM Post-Processor)[34], que distribui normalmente as me-

didadas das grandezas físicas obtidas a partir do GSIM e adiciona ruído (fundo) aos elementos detectores. O GPP distribui uma interação ocorrida numa câmara de fios numa vizinhança muito próxima desta, de acordo com uma tabela de resolução baseada na distância entre a trajetória da partícula e o fio mais próximo de uma câmara. De fato, a resolução média depende da região onde se encontra a câmara de fios; sendo igual a 310, 315 e 380 μm para as regiões 1, 2 e 3, respectivamente. Também as informações sobre *hardware* com defeito, como um fio danificado numa câmara de fios ou uma fotomultiplicadora que não funciona, devem ser configuradas no GPP.

4.2.4 A reconstrução dos eventos (RECSIS)

A reconstrução dos eventos é realizada pelo pacote RECSIS[45], que reconstrói as trajetórias das partículas carregadas em dois estágios [46]:

- **Baseado na interação:** nesse estágio as trajetórias das partículas carregadas são ajustadas aos fios mais próximos. Para isso, uma trajetória é reconstruída como a combinação de segmentos de trajetória individuais correspondentes a cada uma das três regiões do CLAS (R1, R2 e R3), que são conectados para formar um única trajetória num determinado setor do CLAS. A informação adicional dos contadores Cherenkov, TOF e calorímetros eletromagnéticos permite identificar as partículas carregadas e determinar suas velocidades. Nesse estágio os *momenta* da partículas carregadas podem ser determinados com uma resolução de 3% a 5%.
- **Baseado no tempo:** nessa etapa a informação do tempo de vôo das partículas carregadas, isto é, desde o alvo até os cintiladores mais externos do CLAS é utilizada para corrigir os tempos de detecção nas câmaras de fios. Por meio de uma tabela pré-determinada é possível converter os tempos corrigidos em distâncias e finalmente ajustar a posição de uma trajetória numa dada câmara de fios.

De todos os eventos gerados, somente uma parte é realmente reconstruída pelo RECSIS e fará parte do banco de dados *BOS*.

Durante a simulação foram gerados 2.838.127 eventos para o canal $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda^0$ e a mesma quantidade de eventos para o canal $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$. O conjunto de dados simulados foi analisado com os mesmos códigos e com o mesmo procedimento adotados para a análise dos dados experimentais, entretanto, os cortes e correções são, em geral, diferentes entre os dois conjuntos de dados, como será explicado no capítulo 4.

4.3 Identificação do canal $\gamma p \rightarrow \Lambda^0 K^+$

A identificação do canal em estudo foi realizada detectando um estado final somente com um K^+ , um próton e um π^- sendo que, as duas últimas partículas são originadas no decaimento da Λ^0 . Os dados relativos à essas partículas são previamente filtrados por meio de critérios de seleção padronizados como, por exemplo, o intervalo de distribuição de massa para cada tipo de partícula. De fato, as partículas carregadas armazenadas nos bancos de dados (BOS) sofreram algum corte padrão em suas massas, na figura 4.3 é mostrada a distribuição de massa do kaon como se encontra nos bancos de dados. Na figura pode-se observar duas linhas pretas verticais que indicam a região do corte na massa do kaon ($0,35 \leq m_{K^+} \leq 0,65 \text{ GeV}/c^2$). Na parte inferior da mesma figura é mostrada a distribuição β versus momentum do kaon. O β^i para uma determinada partícula i ($i = \text{próton}, \pi^- \text{ ou } K^+$) é dado por:

$$\beta^i = \frac{PL^i}{c.T_v^i}, \quad (4.1)$$

onde, PL^i é o comprimento de caminho (em cm) percorrido pela partícula i durante o tempo de voo, T_v^i (em ns), e c é a velocidade da luz no vácuo (30 cm/ns).

Na figura 4.2 são mostradas as massas de várias partículas identificadas no CLAS. As massas foram reconstruídas por meio da fórmula 4.1. Deve-se atentar para o fato que a reconstrução das trajetórias é determinante na reconstrução dos β^i e, por conseguinte, na reconstrução da massa da partícula i .

Figura 4.2: No lado esquerdo da figura é mostrada a distribuição de massa versus momentum para K^- , K^+ , π^- , π^+ , próton (p) e deutério (d). No lado direito são mostradas as distribuições de massa para as mesmas partículas.

As figuras 4.3, 4.4 e 4.5 mostram as distribuições das massas do K^+ , do π^- e do próton, respectivamente, para que se possa observar os cortes padronizados nas massas de cada uma dessas partículas em particular.

Figura 4.3: Na parte superior da figura é mostrada a distribuição de massa do K^+ antes da aplicação de qualquer corte. Entre as duas linhas verticais pretas está contido o intervalo de massa utilizado nesta análise. Na parte inferior da figura é mostrada a distribuição β versus o momentum do kaon. A escala colorida à direita indica o número de eventos.

As distribuições de massa e β versus momentum para o pión e próton são mostradas nas figuras 4.4 e 4.5, respectivamente. Deve-se considerar que existem cortes padronizados para as distribuições de massa do pión ($0 \leq m_{\pi^-} \leq 0.3 \text{ GeV}/c^2$) e do próton ($0.8 \leq m_p \leq 1.2 \text{ GeV}/c^2$).

Figura 4.4: Na parte superior da figura é mostrada a distribuição de massa do π^- antes da aplicação de qualquer corte. A massa do pión está compreendida no intervalo: $0 \leq m_{\pi^-} \leq 0.3 \text{ GeV}/c^2$. Na parte inferior da figura é mostrada a distribuição β versus o momentum do pion. A escala colorida à direita indica o número de eventos.

Figura 4.5: Na parte superior da figura é mostrada a distribuição de massa do próton antes da aplicação de qualquer corte. A massa do próton está compreendida no intervalo: $0.8 \leq m_p \leq 1.2 \text{ GeV}/c^2$. Na parte inferior da figura é mostrada a distribuição β versus o momentum do próton. A escala colorida à direita indica o número de eventos.

4.4 Cortes fiduciais

Na figura 2.3 pode-se verificar que cada dois setores consecutivos do CLAS são separados por um vão, que é quase preenchido pelas bobinas do *torus* magnético. Essas são regiões de baixa eficiência de detecção, portanto, partículas detectadas nessas regiões

devem ser eliminadas da análise. Um método simples seria simplesmente eliminar as partículas cujos ângulos azimutais, ϕ , estivessem nessas regiões, então poder-se-ia fazer um corte de $\pm\Delta\phi = 5^\circ$ em torno da bissetriz do vão e rejeitar todas as partículas nessas regiões. Entretanto, isso não é possível, pois, a trajetória da partícula, na direção ϕ , também depende do deslocamento na direção polar, isto é, θ , e do momentum, $|p|$, da partícula [47]. De fato, a eficiência na reconstrução das trajetórias das partículas carregadas é baixa nas regiões próximas às bobinas magnéticas devido ao campo magnético não uniforme. Portanto, um corte baseado no ângulo azimutal ϕ foi definido para rejeitar trajetórias próximas às bobinas. Então, para um dado setor foram definidos os ângulos ϕ mínimo e máximo permitidos como função do ângulo de espalhamento θ da partícula carregada, positiva ou negativa. Esses ângulos são dados pelas fórmulas:

$$\phi_{min}(\theta, \phi) = \phi_{min}(\theta)(1 - e^{\alpha p}), \quad (4.2)$$

$$\phi_{max.}(\theta, \phi) = \phi_{max.}(\theta)(1 - e^{\alpha p}), \quad (4.3)$$

onde, $\phi_{min.}(\theta)$ ou $\phi_{max.}(\theta)$ é um polinômio de quinta ordem e o parâmetro α foi medido como sendo -9.0 GeV^{-1} para campo magnético baixo (2250 A).

Uma versão modificada e traduzida para a linguagem C^{++} do código *fidcut.f*, que implementa a dependência entre ϕ e θ , foi utilizado nesta análise; entretanto, foram excluídos os cortes para ângulos de retro-espalhamento nos setores 1 e 3.

A figura 4.6 mostra a distribuição de prótons, píons e kaons ao longo dos seis setores do CLAS. Pode-se verificar o vão entre cada um dos setores, depois do corte de partículas por meio do algoritmo *fidcut*.

Figura 4.6: A figura representa as distribuições de partículas(p , K^+ e π^-) ao longo dos seis setores do CLAS. Pode-se verificar os vãos bem definidos entre dois setores consecutivos devido a implementação do algoritmo fidcut. Também pode-se verificar que as distribuições são relativamente homogêneas, entetanto, hà uma baixa contagem no setor seis e algumas regiões bem definidas no setor 3 também com baixa contagem. Isso indica que existem paddles ineficientes em determinadas regiões do CLAS. A escala colorida à direita indica a frequência de contagens.

Figura 4.7: A figura representa as distribuições de partículas(p , K^+ e π^-) ao longo dos seis setores do CLAS para dados oriundos da simulação. Pode-se verificar os vãos bem definidos entre dois setores consecutivos devido a implementação do algoritmo fidcut. Também pode-se verificar que as distribuições são relativamente homogêneas como as experimentais, apesar da maior quantidade de eventos. Entretanto, há uma baixa contagem no setor seis e algumas regiões bem definidas no setor 3 também com baixa contagem. Isso indica que existem paddles ineficientes em determinadas regiões do CLAS. A escala colorida à direita indica a frequência de contagens.

Pode-se verificar da figura 4.6 que as distribuições de partículas são relativamente homogêneas para os seis setores, a menos de regiões específicas do CLAS com problemas nos detectores de tempo de voo (*paddles*). A mesma análise foi realizada utilizando dados simulados para o canal de reação em estudo, os resultados são similares apesar da menor quantidade de eventos na simulação. Todavia, é interessante notar que a simulação reproduz muito bem o cenário experimental, isto é, a menor contagem de eventos no setor 6, a frequência de contagens semelhantes e homogêneas nos setores 1, 2, 4 e 5 e as baixas contagens nas mesmas regiões do setor 3.

4.4.1 Ineficiência dos contadores de tempo de voo (*paddles*)

A ineficiência dos *paddles* ocorre tanto para partículas carregadas negativamente quanto positivamente e pode ser originada de um defeito no *paddle* e/ou devido ao intenso gradiente do campo magnético em determinadas regiões do CLAS, que altera a trajetória das partículas carregadas para regiões de baixa ou nenhuma aceitação. A tabela 4.1 identifica o setor e o(s) respectivo(s) *paddles* com defeito [47] e que foram eliminados desta análise.

Setor	<i>paddle</i>
1	27
2	nenhum
3	11, 12, 23 e 31
4	nenhum
5	23, 29 e 41
6	45

Tabela 4.1: Lista dos setores do CLAS e dos respectivos *paddles* com defeito e que foram eliminados desta análise.

4.4.2 Contadores E com defeito

Eventualmente, alguns contadores-E podem estar danificados durante um run de tomada de dados, no caso do experimento com alvo de hidrogênio os contadores com defeito eliminados desta análise estão listados na tabela 4.2.

41 a 45	254 a 257	313 a 332	409 a 413
450 a 455	461 a 464	651 a 661	725 a 731

Tabela 4.2: Lista dos contadores-E do sistema de fótons monitorados com defeito e que foram eliminados desta análise.

4.5 Cortes temporal e dos vértices

4.5.1 Coincidência temporal entre γ e K^+

O kaon é produzido no vértice primário do canal de reação $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda^0$ devido a interação do próton livre com o fóton (ver fig.4.12), portanto, ele deve estar em coincidência temporal com o fóton. Todavia, deve-se levar em consideração que o vértice

temporal do fóton é calculado para um fóton no centro do alvo e que o vértice temporal de uma partícula carregada deve ser calculado para uma partícula com seu vértice primário, localizado no start-counter. De fato, o tempo de vôo de uma partícula é calculado como a diferença entre o instante de detecção no start-counter e o instante de detecção da partícula nos contadores de tempo de vôo. Caso uma partícula tenha seu vértice temporal igual a zero, ela é eliminada da análise, pois, isso significaria que a partícula não foi detectada no start-counter mas, no centro do alvo. A equação 4.4 retorna o valor da diferença de tempo entre a detecção do fóton e do kaon.

$$\Delta T = T_\gamma - VT_{K^+}, \quad (4.4)$$

onde, o ΔT é a diferença de tempo entre a detecção do fóton e do kaon, T_γ é o vértice temporal do fóton e VT_{K^+} é o vértice temporal do kaon, que é calculado a partir do tempo de vôo, como explicado acima.

As figuras 4.8 e 4.10 mostram as diferenças de tempo entre o próton e o fóton, o pión e o fóton e o kaon e o fóton, para um nível de confiança, $NC \geq 0.005$, que é o nível de confiança escolhido para esta análise, como será esclarecido adiante.

Figura 4.8: A figura mostra as distribuições das diferenças de tempo entre uma partícula carregada e o fóton. Em a) e c) os picos dos histogramas estão sistematicamente à esquerda e em b) o pico está à direita. Nos três casos as distribuições permanecem dentro do intervalo de $\pm 1\text{ns}$.

Figura 4.9: A figura mostra as distribuições das diferenças de tempo entre uma partícula carregada e o fóton para dados extraídos da simulação do canal em estudo. Em a) e c) os picos dos histogramas estão sistematicamente à esquerda e em b) o pico está à direita. Nos três casos as distribuições permanecem dentro do intervalo de ± 1 ns.

Devido aos desvios sistemáticos das diferenças de tempo entre as partículas carregadas e o fóton, não foi possível considerar uma diferença com o centróide em zero,

particularmente, entre o kaon e o fóton. Como o kaon e o fóton interagem no vértice primário seria razoável esperar uma distribuição normal para a diferença de tempo entre eles, mas, essa distribuição pode não ser normal devido as possibilidades do espaço de fase do kaon ao atingir o start-counter. Um estudo do valor médio da diferença de tempo para vários intervalos de momentum do kaon foi realizado, o resultado é mostrado na figura 4.10. Na mesma figura observa-se que para as partículas positivamente carregadas os picos das respectivas distribuições tendem à esquerda enquanto que para o π^- o pico da distribuição tende à direita. Esse resultado também ocorre na simulação (ver fig. 4.9), isso fortalece a hipótese de que o campo magnético do tuos desvia as partículas carregadas da trajetória retilínea e dessa forma as partículas carregadas gastam, em módulo, mais tempo para atingirem o start-counter.

Figura 4.10: Na figura é mostrado o valor médio, ΔT , e o desvio $\sigma(\Delta T)$, das distribuições das diferenças de tempo entre o fóton e o kaon em função do momentum do kaon, P_{K^+} . O desvio, $\sigma(\Delta T)$, é igual a 3σ da distribuição normal.

Figura 4.11: Na figura é mostrado o valor médio, ΔT , e o desvio $\sigma(\Delta T)$, das distribuições das diferenças de tempo entre o fóton e o kaon em função do momentum do kaon, P_{K^+} . O desvio, $\sigma(\Delta T)$, é igual a 3σ da distribuição normal. Os dados foram extraídos da simulação.

Nas figuras 4.10 e 4.11, os valores médios das diferenças de tempo, ΔT , e os respectivos desvios de $\pm 3\sigma(\Delta T)$ foram obtidos por meio dos histogramas dessas distribuições para vários intervalos de momentum do kaon e uma função do tipo:

$$f(P_{K^+}) = c_1 + c_2 P_{K^+} + c_3 P_{K^+}^2 + \frac{c_4}{P_{K^+}} + \frac{c_5}{P_{K^+}^5}, \quad (4.5)$$

onde, os C_i são parâmetros ajustáveis e P_{K^+} é o momentum do kaon, foi ajustada tando para ΔT quanto para $\sigma(\Delta T)$. Portanto, se um kaon a diferença de tempo entre o vértice temporal do kaon e o do fóton fosse maior do que a média mais o módulo do desvio, esse evento seria eliminado da análise.

4.5.2 Vértices primário e secundário

As rotinas de reconstrução do vértice implementam duas fases de operação:

- **primeiro:** definem o melhor vértice possível para todas as trajetórias de partículas;
- **segundo:** identificam os vértices secundários.

As rotinas assumem que o campo magnético na vizinhança do alvo é desprezível e que trajetórias retilíneas são mais adequadas[54];

A identificação do vértice secundário depende da precisão e acurácia na determinação do vértice primário. Essa identificação do vértice primário consiste na extração das trajetórias reconstruídas para a linha do feixe, que devem coincidir num mesmo ponto. Porém, esse fato não procede, pois existe uma dispersão entre essas trajetórias. Todavia, esse problema pode ser resolvido utilizando, por exemplo, o método dos mínimos quadrados para minimizar a soma das distâncias de máxima aproximação das trajetórias às coordenadas do vértice primário.

No vértice primário ocorre a produção das partículas K^+ e Λ^0 devido à interação do fóton com o próton livre. A Λ^0 tem meia-vida de $2,631 \times 10^{-10}$ s[49], portanto pode percorrer uma distância menor do que 8 cm antes de decair num próton e num π^- . De fato, o modo de decaimento mais provável é $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ com uma fração de ramificação de aproximadamente 64,2 % [49]. Como na análise é exigido apenas um estado final com, no mínimo, um próton, um pión e um kaon no estado final, surge então uma outra possibilidade que é o canal $\gamma p \rightarrow K^+\Sigma^0$, cujo modo de decaimento mais provável é $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0\gamma$ com uma fração de ramificação de 100% [49] (ver fig. 4.12).

Figura 4.12: Representação esquemática dos vértices das duas possibilidades de canais de reação. Em a) o canal $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda^0$ e em b) o canal $\gamma p \rightarrow K^+\Sigma^0$. Em b), devido a meia-vida muito curta da Σ^0 , o vértice primário(vp) é considerado o mesmo na produção e no decaimento dessa partícula.

Porém, devido a sua meia-vida muito curta, isto é, $7,4 \cdot 10^{-20} \text{s}$ [49], a partícula Σ^0 ou os prótons e píons de sua reconstrução, deveriam ser encontrados no vértice primário do canal de reação. A reconstrução do vértice é realizada por meio da intersecção entre as trajetórias do próton e do pión. A figura 4.13 mostra a distribuição reconstruída das distâncias percorridas, Δr , pela Λ^0 antes do decaimento num próton e num pión. Essa distância é dada pela diferença entre a posição (x_K, y_K, z_K) do K^+ no vértice primário e a posição $(x_\Lambda, y_\Lambda, z_\Lambda)$ da Λ^0 no vértice secundário, isto é, no momento do decaimento.

Figura 4.13: A figura mostra, no alto, a distribuição bidimensional reconstruída do vértice secundário da Λ^0 . A escala colorida à direita indica a frequência de eventos. Em baixo, o histograma da distribuição da distância, Δr , entre o vértice secundário, da Λ^0 , e vértice do K^+ . A curva preta foi ajustada por meio de uma função exponencial decrescente cujo parâmetro de valor $(0,2647 \pm 0,0014) \text{cm}^{-1}$ serviu para a determinação da meia-vida, τ , da Λ^0 (ver fig 4.14).

Da figura 4.13 verifica-se que a Λ^0 percorre uma distância média de 2 cm, portanto, decai num próton e num pión na região do alvo. O conhecimento da posição onde ocorreu o decaimento é muito importante para que se possa fazer a correção para perda de energia e *momentum* dessas partículas. Portanto, a determinação precisa do vértice secundário deve ser checada e para tal foi utilizada a distribuição do Δr na estimativa da meia-vida da Λ^0 por meio da fórmula 4.6 e do parâmetro de ajuste exponencial na figura 4.13.

$$P(r \geq r_0) = e^{-\frac{M_{\Lambda^0} r_0 \Gamma_{\Lambda^0}}{|P_{\Lambda^0}|}}, \quad (4.6)$$

onde, $P(r \geq r_0)$ é a probabilidade de uma lambda decair a uma distância r maior do que um dado r_0 , M_{Λ^0} é a massa da Λ^0 cujo valor assumido foi $1,115 \text{ GeV}/c^2$, $|P_{\Lambda^0}|$ é módulo do *momentum* da lambda e $\Gamma_{\Lambda^0} = 1/\tau_{\Lambda^0}$.

Figura 4.14: A figura mostra a distribuição da meia-vida, τ , da Λ^0 obtida por meio da equação 4.6 e do parâmetro de ajuste, $p1$, na figura 4.13. A curva preta é uma gaussiana de onde se obtém a τ média e o respectivo erro. As curvas azul e vermelha são polinômios de terceiro e sexto grau, respectivamente, e também foram ajustadas à distribuição. O resultado da meia-vida da Λ^0 é compatível com o valor do PDG.

Na figura 4.14 é mostrada a distribuição da meia-vida, τ , da Λ^0 obtida por meio da equação 4.6 e do parâmetro de ajuste da figura 4.13 cujo valor é $(0,2647 \pm 0,0014) \text{ cm}^{-1}$.

Com esses resultados, mais o ajuste da gaussiana realizado na distribuição, foi possível determinar a meia-vida, τ , da Λ^0 que é compatível com o valor da τ para a Λ^0 do PDG [49], dentro da incerteza obtido. Esse resultado é importante porque serviu para checar se a distribuição da posição de decaimento da lambda está, de fato, dentro do esperado como pôde ser demonstrado.

4.5.3 Corte para a componente z do vértice do K^+

Durante uma parte do experimento G10 foi utilizado um alvo de hidrogênio líquido com 24 cm de comprimento. Sendo o K^+ produzido na interação primária (ver fig. 4.12) sua componente na direção z , isto é $V_z(K^+)$, pôde ser utilizada na determinação do comprimento do alvo por meio da equação 4.7:

$$|V_z(K^+) - P_z| < L/2, \quad (4.7)$$

onde, $P_z = -25\text{cm}$ e $L = 24\text{cm}$, são a posição central e o comprimento do alvo, respectivamente. A figura 4.15 mostra a distribuição de eventos ao longo do comprimento do alvo.

Figura 4.15: A figura mostra os gráficos das distribuições de eventos no alvo. Em preto a distribuição da componente- z do vértice do kaon, $V_z(K^+)$, com a correção para o vértice do fóton e em vermelho sem a correção. As linhas azuis mostram as regiões das bordas do alvo que foram eliminadas da análise.

Figura 4.16: A figura mostra os gráficos das distribuições de eventos no alvo para a simulação. Em preto a distribuição da componente- z do vértice do kaon, $V_z(K^+)$, com a correção para o vértice do fóton e em vermelho sem a correção. As linhas azuis mostram as regiões das bordas do alvo que foram eliminadas da análise.

Essas distribuições foram reconstruídas utilizando-se a coordenada z do vértice do kaon, $V_z(K^+)$ mostrando duas situações distintas:

- **preto:** com correção para o vértice do fóton (considerado na direção da linha do feixe de γ , no centro do alvo!), isto é, o vértice do fóton primário foi associado ao vértice do kaon;
- **vermelho:** sem a correção para associação do vértice do fóton ao vértice do kaon.

As linhas azuis mostram a região do alvo aceita na análise, isto é, de -37 a -13 cm, de acordo com o gráfico corrigido.

4.6 Correções

4.6.1 Correção para a energia do fóton (E_γ)

A medida de energia dos raios- γ foi corrigida para cada um dos 767 canais associados aos contadores-E. Essa correção foi necessária pois durante as tomadas de dados no experimento G2a constatou-se falta de acurácia na determinação da energia dos fótons devido a problemas de deslocamento dos contadores-E em relação à posição definida no projeto. A figura 4.17 mostra a metodologia utilizada para calibrar cada um dos contadores-E, um em relação ao outro, antes das tomadas de dados do G10.

Figura 4.17: A figura mostra uma representação esquemática do aparato experimental utilizado para calibrar cada um dos contadores-E.

Na figura 4.17, um fóton originado no tagger atinge um radiador onde, eventualmente, um par elétron-pósitron é criado e suas trajetórias são desviadas tal que, cada uma das partículas atinge um detector micro-strip e, mais adiante, atinge também dois detectores cintiladores, PS1 e PS2, formando um circuito de coincidência. A medida da taxa de coincidência e^+e^- em função do campo B (proporcional a energia do par e^+e^-) do dipolo, que foi variado durante o experimento, permitiu relacionar o fóton com a energia do feixe de elétrons. Os coeficientes de correção, C_{cor} , para cada um dos 767 canais-E, encontrados por esse método[50] melhoram a acurácia nas medidas de energia, que foram de $\pm 0,1\%$ para todo o intervalo de energia do fótons. Portanto, a energia do fóton foi corrigida como:

$$E_{\gamma}^{cor} = E_{\gamma} \cdot C_{cor}^i, \quad (4.8)$$

onde, E_{γ}^{cor} , é a energia do fóton corrigida, E_{γ} , é a energia do fóton sem a correção, e C_{cor}^i é o coeficiente de correção para cada um dos i canais-E (1 a 767).

4.6.2 Correções para perda de energia e momentum do p , π^- e K^+

Ao atravessar o alvo ou o contador de início de voo, as partículas carregadas depositam parte de sua energia devido, principalmente, às colisões com os elétrons ligados do material do alvo e do start-counter, portanto, tanto a energia quanto o momentum

das partículas carregadas devem ser corrigidos. Por isso foi implementada a rotina, *eloss*[51], que foi desenvolvida para corrigir a energia e momentum de qualquer partícula com carga igual a 1 e que seja mais pesada do que um elétron. Essa correção só é realizada se a razão entre o momentum e a massa da partícula carregada obedecer a seguinte regra: $0,05 < p/m < 50$. Essa correção deve ser realizada antes da correção de *momentum* para partículas fora da região do alvo e contador de início de vôo. A correção para energia e *momentum* deve ser realizada, pois, as partículas carregadas ao atravessarem o meio material (alvo e contador de início de vôo) perdem parte de sua energia cinética e podem sofrer mudança em seus *momenta* principalmente nos processos de interações colisionais com os átomos do material, ionizando-o. A correção para perda de energia e *momentum* também foi implementada na simulação, do mesmo modo como foi para o experimento.

Fora da região do alvo e contador de início de vôo, as partículas carregadas sofrem a influência do campo magnético do *torus* e, dependendo do valor da carga elétrica, são desviadas de sua trajetória retilínea atingindo os detectores do CLAS em regiões diferentes. Essas trajetórias seriam facilmente reconstruídas não fosse devido a não uniformidade do campo magnético e possivelmente a baixa acurácia relativa na medida de posição nas câmaras de fios, que alteram significativamente a medida do *momentum* das partículas. A não uniformidade do campo magnético é devida a vários fatores, entre eles a variação na corrente do *torus* e qualidade das calibrações, causando gradientes na direção azimutal. Isso aumenta a incerteza na reconstrução das trajetórias e *momenta*, por isso, foi desenvolvida uma rotina que faz a correção dos *momenta* das partículas carregadas, o *g10pcor*[52]. Os dados de entrada dessa rotina são os *momenta* corrigidos pela rotina de correção para perda de energia (*eloss*), depois das partículas saírem da região do alvo e start-counter. A correção para momentum, *g10pcor*, não foi utilizada na simulação visto que na simulação o campo magnético é sempre homogêneo na direção azimutal.

4.7 Ajuste cinemático para o canal $\gamma p \rightarrow p\pi^- K^+ X$

O ajuste cinemático realizado neste trabalho é do tipo 1C [31], isto é, a única restrição é que não houvesse partícula faltante no estado final. De fato, o canal de reação estudado neste trabalho é $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda^0$, porém, a restrição para eventos cujo estado final seja composto por um próton, um pion negativo e um kaon positivo, foi a condição de entrada para o ajustador cinemático. Desse modo, eventos do canal $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ também poderiam não ser filtrados pelo ajustador cinemático, já que o critério de seleção dos bons eventos está fortemente fundamentado na conservação de energia e momentum das partículas detectadas. Porém, esse critério poderia não ser suficiente para eliminar o canal com o Σ^0 . De acordo com a figura 4.12, na parte b) da figura, tem-se o canal do Σ^0 , cujo processo de decaimento é dado por:

$$\Sigma^0 \rightarrow \gamma \Lambda^0 \quad (4.9)$$

$$\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-. \quad (4.10)$$

De fato, o ajuste cinemático foi realizado para o canal $\gamma p \rightarrow p\pi^- k^+ X$. O X deveria ser igual a nenhuma partícula faltante além do próton, pión negativo e kaon positivo. Dessa forma, o fóton do decaimento da sigma não está incluído no cálculo do ajuste e isso seria bem vindo visto que não há conservação de energia e momentum já que o fóton não foi considerado no cálculo do 4-vetor momento-energia. Portanto, esses eventos seriam eliminados da análise mesmo levando em consideração o fato que a sigma decai, muito aproximadamente, no vértice primário da reação(ver fig.4.12), pois a partícula lambda desse decaimento seria confundida com a Λ^0 do canal de interesse. Entretanto, isso seria verdade se o nível de confiança fosse 1, porém, a população de eventos para a análise seria reduzida a zero. Em geral, o que se faz é selecionar como bons eventos aqueles contidos na região linear da distribuição do NC . Esse procedimento não elimina completamente a contaminação de eventos do canal indesejado($\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$), porém reduz significativamente seu efeito sobre o canal de interesse. Na seção 4.8.2 esse assunto será retomado. A figura 4.18 mostra as distribuições dos níveis de confiança para os dados experimentais e simulados do canal $\gamma p \rightarrow p\pi^- k^+ X$.

Figura 4.18: Na figura são mostrados os gráficos das distribuições dos níveis de confiança($NC \geq 0,005$) para os dados experimentais(vermelho) e simulados(preto), ambas normalizadas. A linha azul limita a região linear ($NC \geq 0,1$).

Ainda da figura 4.18 observa-se um comportamento diferente entre os dados experimentais e simulados, particularmente para NC próximo a zero e a um. A distribuição do nível de confiança fornece informação a respeito da qualidade do ajuste realizado, espera-se que a distribuição caia rapidamente para valores de NC muito próximos ao zero e permaneça constante para os outros valores, até atingir o valor 1. Existe alguma divergência entre a curva para dados experimentais e simulados, mais especificamente, observa-se uma inclinação mais acentuada para a distribuição simulada; portanto, um estudo mais detalhado deve ser realizado, isto é, deve-se investigar se o motivo da inclinação é, depois, encontrar o melhor valor do NC para o restante da análise.

4.7.1 Avaliação das distribuições *pulls* e níveis de confiança

Para que o ajuste cinemático seja aplicado corretamente é necessário que os erros, na matrix de covariância, obedeçam às distribuições aproximadamente normais (gaussianas)(ver cap. 3). O método utilizado neste estudo, para avaliar as distribuições dos erros, foi por meio das distribuições reduzidas (*Pulls distributions*) das seguintes grandezas: E_γ , P_p , λ_p , ϕ_p , P_{π^-} , λ_{π^-} , ϕ_{π^-} , P_{K^+} , λ_{K^+} , ϕ_{K^+} , que são a distribuição reduzida da energia do fóton, E_γ , os momentum, P_i , da partícula i ; os ângulos diretores, λ_i e ϕ_i (ver apêndice: Sistemas de coordenadas), respectivamente. Na figura 4.19 pode-se comparar as *pulls* entre os eventos experimentais e simulados.

Como a seção de choque foi dada em termos da energia do fóton, essa grandeza foi utilizada como parâmetro no estudo do NC e das distribuições *pulls*.

Figura 4.19: Na figura são mostrados os gráficos das distribuições pulls normalizadas para os eventos experimentais(vermelho) e simulados(preto)($NC \geq 0,005$).

Na figura 4.19 pode-se observar uma boa similaridade entre as pulls experimentais e simuladas, porém, para uma melhor avaliação dos valores das médias e desvios-padrão deve-se atentar para os gráficos das figuras 4.20 e 4.21, onde são mostradas as pulls experimentais e simuladas com as respectivas curvas normais ajustadas.

Figura 4.20: Na figura são mostradas curvas normais ajustadas aos gráficos das distribuições pulls normalizadas para E_γ , P_p , λ_p , ϕ_p , P_{π^-} , λ_{π^-} , ϕ_{π^-} , P_{K^+} , λ_{K^+} e ϕ_{K^+} . Pode-se observar sempre o mesmo comportamento, isto é, médias em torno de 0 e desvios-padrão próximo a 1 (dados experimentais com $NC \geq 0,005$).

Figura 4.21: Na figura são mostradas curvas normais ajustadas ao gráfico das distribuições pulls normalizadas para E_γ , P_p , λ_p , ϕ_p , P_{π^-} , λ_{π^-} , ϕ_{π^-} , P_{K^+} , λ_{K^+} e ϕ_{K^+} . Pode-se observar sempre o mesmo comportamento, isto é, médias em torno de 0 e desvios-padrão próximo a 1 (Simulação com $NC \geq 0,005$).

Ainda, as figuras 4.22 e 4.23, mostram os valores das médias e desvios-padrão obtidas dos ajustes dos gráficos das figuras 4.20 e 4.21. Também são mostrados os resultados das médias e desvios-padrão para outros níveis de confiança diferentes de

0,005. As distribuições para esses outros níveis de confiança, encontram-se no apêndice B.

Figura 4.22: Na figura são mostrados os gráficos com as médias e os desvios-padrão para dados experimentais para os níveis de confiança $NC \geq : 0,003, 0,005, 0,1, 0,2$ e $0,4$ (eixo das abscissas: $1=E_\gamma$; $2=P_p$; $3=\lambda_p$; $4=\phi_p \dots$).

Figura 4.23: Na figura são mostrados os gráficos com as médias e os desvios-padrão para dados simulados para os níveis de confiança, $NC \geq : 0,003, 0,005, 0,1, 0,2$ e $0,4$ (eixo das abscissas: $1=E_\gamma$; $2=P_p$; $3=\lambda_p$; $4=\phi_p \dots$).

Dos gráficos das figuras 4.22 e 4.23 pode-se concluir que para $NC \geq 0,1$ as médias e os desvios-padrão se aproximam mais, em geral, de 0 e 1, respectivamente. Para valores de $NC \geq 0,2$ os valores das médias não se alteram tanto quanto os desvios-padrão, que começam a se tornar menores do que 1. Esse resultado, isto é, $\sigma < 1$, indica que a estatística de eventos está sendo subestimada, portanto, seria melhor utilizar um limite inferior para NC , no máximo, $\geq 0,1$. O NC utilizado nesta análise foi $NC \geq 0,005$ pelo motivo da baixa estatística de dados para o canal em estudo.

4.8 Estudo do fundo

4.8.1 Cortes e correções para a massa da Λ^0

A identificação do canal em estudo depende da reconstrução da massa invariante da Λ^0 . De fato, foi possível reconstruir a massa invariante da Λ^0 por meio da massa invariante do próton e do π^- , que são as partículas do estado final, tanto para os eventos experimentais quanto para os simulados. Até o momento os seguintes cortes e correções foram aplicados nesta análise:

1. seleção de eventos com, no mínimo, um próton, π^- e um K^+ no estado final;
2. correção para energia do fóton incidente (somente para dados experimentais);
3. correção para perda de energia e *momentum* no alvo e no contador de início de voo;
4. correção para os *momenta* das partículas carregadas fora da região do alvo e contador de início de voo (somente para dados experimentais);
5. corte fiducial nos seis setores do CLAS;
6. corte para contadores-E com defeito;
7. ajuste cinemático sem restrição para massa invariante do sistema próton- π^- e sem partícula faltante no estado final;
8. corte para os eventos de períodos de tomada de dados interrompidos (ver seção 4.10);
9. corte para coincidência de tempo entre o fóton e o kaon;
10. corte para *paddles* com defeito.

As figuras 4.24 e 4.26 mostram as massas invariantes da Λ^0 , os detalhes das regiões dos fundos e massas faltantes para o canal de reação $\gamma p \rightarrow p\pi^- K^+ X$ para os dados experimentais, respectivamente. O mesmo pode ser observado nas figuras de 4.25 e 4.27, porém para os dados da simulação. Em todas as figuras são mostradas as situações, antes e depois, da correção para momento e energia(CME). De fato, o ajustador cinemático corrige os valores das medidas de energia e *momentum* das partículas[27].

A figura 4.24 mostra a massa reconstruída da Λ antes e depois da correção para energia e momentum (CME) do ajuste cinemático e para vários cortes do nível de confiança. As distribuições foram ajustadas por meio de uma curva gaussiana, para o pico da Λ , e um polinômio de segundo grau para limitar o fundo. A curva preta define a região do fundo. Pode-se observar na figura que o fundo é reduzido conforme o nível de confiança se aproxima de 1, como seria esperado.

Figura 4.24: Na figura são mostrados os histogramas da massa invariante da Λ antes e depois da correção para momento e energia (CME) para dois níveis de confiança. Os ajustes foram realizados por meio de uma gaussiana e um polinômio de segundo grau para delimitação do fundo. A linha preta é suporte para evidenciar o polinômio.

Os resultados das massas invariantes da Λ^0 e os detalhes das regiões dos fundo podem ser observados na figura 4.25.

Figura 4.25: Na figura são mostrados os histogramas da massa invariante da Λ antes e depois da correção para momentum e energia(CME) para dois níveis de confiança. Os ajustes foram realizados por meio de uma gaussiana e um polinômio de segundo grau para delimitação do fundo. A linha preta é suporte para evidenciar o polinômio. Resultados da simulação.

Na tabela 4.3 são mostrados os resultados obtidos para a massa invariante da Λ em confronto com os dados do *Particle Data Group*(PDG) para a mesma partícula:

Os resultados da tabela 4.3 mostram que, dentro das incertezas estatísticas, há boa concordância entre os valores experimental da Λ^0 e o valor do PDG, assim como entre o valor simulado da Λ^0 e o valor do PDG.

Como o ajuste cinemático restringe a seleção de dados para eventos onde haja conservação de energia e momentum, o estudo da massa faltante da X em termos do

Tabela 4.3: Comparação entre a massa invariante da Λ^0 independentemente do nível de confiança e o valor dado pelo PDG[49].

NC	$\Lambda^0[MeV/c^2]$	$\Lambda^0[MeV/c^2](PDG)$
EXP.	$1116,0 \pm 1,6$	$1115,683 \pm 0,006$
SIM.	$1116,0 \pm 1,4$	$1115,683 \pm 0,006$

nível de confiança deveria indicar a aproximação da massa faltante em torno de zero com o incremento do NC. As figuras 4.26 e 4.27 mostram os quadrados das massas faltantes de X em termos de NC para os dados experimentais e simulados, respectivamente.

Figura 4.26: A figura mostra as distribuições do quadrado da massa faltante X ($MF^2(X)$) em termos do NC para os dados experimentais. Pode-se observar a proximidade da $MF^2(X)$ ao valor zero com NC se aproximando de 1.

Figura 4.27: A figura mostra as distribuições da massa falante da X ($MF^2(X)$) em termos do NC para os dados simulados. Pode-se observar a proximidade de $MF^2(X)$ com NC se aproximando de 1, em concordância com os resultados da figura 4.26.

Nas figuras 4.25 e 4.27, pode-se observar que depois da correção para momentum e energia os valores das massas invariantes da Λ e da massa faltante da X tornaram-se exatos, isto é, $MI(\Lambda^0) = 1,115 \text{ GeV}/c^2$, de acordo com o PDG(ver tabela 4.3) e a $MF^2(X) = 0$, como seria esperado para a simulação.

Os resultados acima mostram que o ajuste cinemático é realmente capaz de reduzir o fundo, porém, um estudo mais aprofundado será realizado na próxima seção.

4.8.2 Corte do fundo sob o pico da Λ^0

Uma análise dos dados deste canal de reação já foi realizada por nosso grupo de pesquisa no JLab[53]. Naquele estudo foi implementado o método de subtração de fundo para a identificação do canal $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda^0$ e posterior cálculo da seção de choque diferencial. Porém, no presente estudo foi implementado o método do ajuste cinemático. Na seção anterior o ajuste cinemático mostrou-se capaz de eliminar o fundo sob o pico da Λ^0 . De fato, o fundo foi definido como a área debaixo da curva polinomial de segundo grau, de acordo com as figuras 4.24 e 4.25, por exemplo. Entretanto, a existência do canal $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ pode alterar a forma do fundo, isto é, a curva polinomial de segundo

grau pode não reproduzir exatamente a distribuição do fundo na região sob o pico da Λ^0 , isso é devido a contaminação de prótons e píons reconstruídos como se fossem oriundos do decaimento Λ^0 em vez de se considerar originadas do decaimento da Σ^0 . Por isso, espera-se um fundo com a forma aproximada de um pico sob o pico da Λ^0 . A reconstrução do pico da Σ^0 foi de suma importância para que se pudesse explicar o fundo. A figura 4.28 mostra os gráficos das massas faltantes dos seguintes sistemas: $MF(K^+\Lambda^0 X)$ e $MF(K^+ X)$, que são dadas por:

$$MF(K^+ X) = \sqrt{(E_\gamma + E_h)^2 - |\vec{P}_{K^+}|^2}, \quad (4.11)$$

e

$$MF(K^+\Lambda^0 X) = \sqrt{[(E_\gamma + E_h) - (E_{K^+} + E_p + E_{\pi^-})]^2 - |\vec{P}_\gamma + \vec{P}_h - (\vec{P}_{K^+} + \vec{P}_p + \vec{P}_{\pi^-})|^2}, \quad (4.12)$$

onde, E_h é a energia do próton livre no alvo de hidrogênio, $\vec{P}_i$ é o vetor momentum para cada uma das partículas i ($i = \gamma$, próton livre, próton, π^- e K^+).

Na figura 4.28 pode-se identificar o pico reconstruído da Λ^0 e da Σ^0 (entre as linhas vermelhas). Deve ser observado que:

$$MF(K^+ X) = -\sqrt{|MF(K^+ X)|^2} \quad se, \quad MF^2(K^+ X) < 0$$

e

$$MF(K^+ X) = \sqrt{|MF(K^+ X)|^2} \quad se, \quad MF^2(K^+ X) \geq 0;$$

A figura 4.29 mostra a distribuição de $\sqrt{MI^2(\Lambda^0)}$ para todo espectro de energia, E_γ , do fóton incidente. Para esse intervalo de energia observa-se três picos em cores diferentes e superpostos sobre um fundo, em vermelho. O pico maior, em preto, foi reconstruído utilizando-se o nível de confiança, $NC \geq 0$, o pico vermelho foi obtido com $NC < 0,005$. Portanto, o efeito do corte na massa invariante da Λ^0 já havia sido levado em consideração pelo ajustador cinemático ao serem selecionados eventos com nível de confiança, $NC \geq 0,005$. Finalmente, o pico azul claro refere-se a um $NC < 0,005$ com $1,11 < MI(\Lambda^0) < 1,12 GeV/c^2$ e, além disso, considerando a massa faltante $\sqrt{ME^2} < 0,05 GeV/c^2$. Este último valor foi estimado com base na análise dos gráficos da figura 4.26 e reduziu significativamente a altura do pico.

Figura 4.28: A figura mostra as distribuições da massa faltante do sistema $MF(K^+X)$ e do sistema $MF(K^+\Lambda^0X)$, para os dados experimentais. O pico da Σ^0 é evidente.

Figura 4.29: A figura mostra a distribuição de $\sqrt{MI^2(\Lambda^0)}$ para todo espectro de energia do fóton incidente e para vários cortes: $NC \geq 0$ (preto), $NC < 0,005$ (vermelho), $NC < 0,005$ e $1,11 < MI(\Lambda^0) < 1,12 \text{ GeV}/c^2$ (verde) e $NC < 0,005$ com $1,11 < MI(\Lambda^0) < 1,12 \text{ GeV}/c^2$ e $\sqrt{ME^2} < 0,05 \text{ GeV}/c^2$ (azul claro) (dados experimentais).

Um corte foi realizado para os eventos dos gráficos da figura 4.29 utilizando os eventos na região da Σ^0 (ver figura 4.30), isto é, entre as linhas vermelhas no gráfico da figura 4.28. A figura 4.31 mostra o resultado da aplicação desse corte.

Da figura 4.30 verifica-se que a massa reconstruída da Σ^0 está, dentro da incerteza obtida, de acordo com o valor do PDG para a massa da mesma partícula. Esse resultado mostra que o método da subtração de fundo foi capaz de identificar a Σ^0 , para em seguida, fazer a subtração desses eventos e limpar o fundo sob o pico da Λ^0 , mesmo sem saber a forma e/ou a contribuição da Σ^0 no fundo. O ajuste cinemático, em contraposição à subtração de fundo, se mostrou capaz de identificar a forma do fundo sob o pico da Λ^0 , avaliar a contribuição da Σ^0 e, além disso, eliminar todos os eventos relativos à sigma. De fato, os eventos da Σ^0 (fig.4.30) têm nível de confiança, $NC \ll 0,005$, portanto, todo fundo (incluindo os eventos da sigma) é eliminado ao se escolher $NC \geq 0,005$.

Os resultados da figura 4.31 mostram que o corte para os eventos contidos na região da Σ^0 , região entre as linhas vermelhas no gráfico da figura 4.29, foi efetivo e comprovou que o fundo sob o pico da Λ^0 foi, em grande parte, devido a prótons e píons negativos originados no decaimento da Σ^0 e não do decaimento da Λ^0 . Como consequência, este resultado mostrou também que o fundo sob o pico da Λ^0 não poderia ser cortado simplesmente por meio de um ajuste linear ou, polinomial de baixa ordem. De fato, o

Figura 4.30: A figura mostra a distribuição de $MF(K^+\Lambda^0 X)$ referentes a região da Σ^0 . A distribuição foi ajustada por uma gaussiana mais um polinômio de terceiro grau. O resultado é compatível a massa da Σ^0 do PDG (dados experimentais).

Figura 4.31: A figura mostra a distribuição de $\sqrt{MI^2(\Lambda^0)}$ para todo intervalo de energia do fóton incidente em duas situações distintas: i) para $NC \geq 0$ (em preto) e ii) $NC \geq 0,005$ (em vermelho). Devido ao corte para $NC \geq 0,005$, observa-se apenas o pico da Λ^0 ajustado por uma gaussiana. O valor da massa invariante da lambda é compatível com o valor do PDG para esta partícula (dados experimentais).

ajuste cinemático já implementou o melhor corte ao ser definido o nível de confiança ($NC \geq 0,005$) do ajuste. Por meio deste último corte foi possível mostrar que o ajuste cinemático elimina todos os eventos da sigma mais o resto do fundo. Isso foi possível porque o ajuste cinemático foi realizado para um estado final com um próton, um π^-

e um K^+ mais a imposição da conservação de energia e momento, que garantiu a eliminação dos eventos do canal da sigma. Neste ponto deve ser lembrado que o fóton, produzido no decaimento da Σ^0 , não foi detectado no CLAS, portanto, não houve conservação de energia e momento para esses eventos relativos à sigma, que foram eliminados pelo ajuste cinemático. Cabe lembrar também que os eventos utilizados na análise são dados por:

$$N_{ev}^{\geq} = N_{ev}^{\geq 0} - N_{ev}^{<}, \quad (4.13)$$

onde, $N_{ev}^{\geq}$ é o número de eventos com nível de confiança maior o igual a um valor de referência, em geral, muito menor do que 1; $N_{ev}^{\geq 0}$ é o número total de eventos que passaram pelo ajuste cinemático e $N_{ev}^{<}$ é número de eventos com nível de confiança menor do que o valor de referência, isto é, o conjunto de eventos considerados como fundo.

A mesma análise foi implementada para os dados da simulação e os resultados são semelhantes. A figura 4.32 mostra as distribuições de massa faltante do sistema $MF(K^+X)$ e do sistema $MF(K^+\Lambda^0 X)$, o pico da Λ^0 e da Σ^0 têm menos fundo do que o análogo experimental, .

Figura 4.32: A figura mostra as distribuições da massa faltante do sistema $MF(K^+X)$ e do sistema $MF(K^+\Lambda^0 X)$, para os dados simulados. O pico da Σ^0 é evidente. A escala colorida à direita indica a frequência de eventos.

4.9 Eficiência (ϵ)

4.9.1 Intervalos de E_γ e $\cos(\theta_{K^+}^{CM})$

O limiar de energia do fóton para o canal de reação em estudo é de 0,911 GeV, sendo assim, foi definido um intervalo de 200 MeV, de 0.9 a 3.7 GeV, perfazendo um total de 15 intervalos de energia. Do mesmo modo, a distribuição do ângulo de espalhamento do kaon no sistema do centro de massa, $\cos(\theta_{K^+}^{CM})$, foi dividida em 10 intervalos de largura igual a 0,2. De fato, foi utilizado o $\cos(\theta_{K^+}^{CM})$ distribuído em intervalos, $\Delta\cos(\theta_{K^+}^{CM}) = 0,2$, na região entre -0,9 a 0,9.

4.9.2 Cálculo da eficiência

A eficiência de detecção de partículas do CLAS, ϵ , é um dos aspectos mais importantes no cálculo da seção de choque. A eficiência foi calculada por meio da simulação e é dada por 4.14:

$$\epsilon = \frac{N_{ev}^R}{N_{ev}^G}, \quad (4.14)$$

onde, N_{ev}^R , é o número de eventos reconstruídos e N_{ev}^G é o número de eventos gerados na simulação. A eficiência depende da energia do fóton, E_γ , e da distribuição angular dos eventos para uma dada partícula. No caso do kaon a eficiência pode ser expressa por uma função dessas grandezas, $\epsilon = \epsilon(E_\gamma, \cos(\theta_{K^+}^{CM}))$.

As distribuições normalizadas dos N_{ev}^G e N_{ev}^R para o kaon, são funções do $\cos(\theta_{K^+}^{CM})$ e do intervalo de energia no centro de massa, W , do sistema $K^+\Lambda^0$ e são dadas por:

$$\frac{N_{ev}}{N_{tot}}, \quad (4.15)$$

onde, para um dado intervalo de W , N_{ev} é o número de eventos, reconstruídos ou gerados e, N_{tot} é o número total de eventos, reconstruídos ou gerados, respectivamente. A normalização foi necessária, pois, o número de eventos reconstruídos é muito menor do que o número de eventos gerados em todos os intervalos de energia. Este procedimento serve para facilitar a visualização e comparação das duas distribuições no mesmo plano cartesiano. As figuras de 4.33 a 4.36 mostram esses resultados.

Figura 4.33: Na figura são mostrados os histogramas das distribuições normalizadas para o número de eventos gerados, N_{ev}^G (preto) e reconstruídos, N_{ev}^R (azul); para o intervalo $1,543 \leq W < 1,970$ GeV com $NC \geq 0,005$.

Figura 4.34: Na figura são mostrados os histogramas das distribuições normalizadas para o número de eventos gerados, N_{ev}^G (preto), e reconstruídos, N_{ev}^R (azul); para o intervalo $1,970 \leq W < 2,320 \text{ GeV}$ com $NC \geq 0,005$.

Figura 4.35: Na figura são mostrados os histogramas das distribuições normalizadas para o número de eventos gerados, N_{ev}^G (preto), e reconstruídos, N_{ev}^R (azul); para o intervalo $2,320 \leq W < 2,624 \text{ GeV}$ com $NC \geq 0,005$.

Os resultados anteriores foram obtidos utilizando o ajuste cinemático com nível de confiança $\geq 0,005$ somente para os eventos reconstruídos do canal de reação em estudo. Pode-se observar que não há contagens de eventos reconstruídos para o intervalo de energia $1,543 \leq W < 1,970 GeV$, pois, o limiar do canal de reação está definido para o limite superior desse intervalo, isto é, $1,970 GeV$. Também para o intervalo $2,624 \leq W < 2,695 GeV$ não se observam eventos reconstruídos.

A partir dos histogramas anteriores foi possível calcular a eficiência de reconstrução, ϵ , conforme a definição dada pela equação 4.14. As figuras de 4.37 a 4.40 mostram esses resultados.

Figura 4.36: Na figura são mostrados os histogramas das distribuições normalizadas para o número de eventos gerados, N_{ev}^G (preto), e reconstruídos, N_{ev}^R (azul); para o intervalo $2,624 \leq W < 2,695 \text{ GeV}$ com $NC \geq 0,005$. Existe apenas um evento reconstruído no intervalo de energia, W , mais alta. 71

Figura 4.37: Na figura são mostrados os gráficos das distribuições $\epsilon(E_\gamma, \cos(\theta_{K^+}^{CM})) = N_{ev}^R / N_{ev}^G$; para o intervalo $1,543 \leq W < 1,970 \text{ GeV}$ com $NC \geq 0,005$. Existem somente dois pontos no primeiro intervalo de W .

Figura 4.38: Na figura são mostrados os gráficos das distribuições $\epsilon(E_\gamma, \cos(\theta_{K^+}^{CM})) = N_{ev}^R / N_{ev}^G$; para o intervalo $1,970 \leq W < 2,320 \text{ GeV}$ com $NC \geq 0,005$.

Figura 4.39: Na figura são mostrados os gráficos das distribuições $\epsilon(E_\gamma, \cos(\theta_{K^+}^{CM})) = N_{ev}^R/N_{ev}^G$; para o intervalo $2,320 \leq W < 2,624 \text{ GeV}$ com $NC \geq 0,005$

Figura 4.40: Na figura são mostrados os gráficos das distribuições $\epsilon(E_\gamma, \cos(\theta_{K^+}^{CM})) = N_{ev}^R/N_{ev}^G$; para o intervalo $2,624 \leq W < 2,695 \text{ GeV}$ com $NC \geq 0,005$

4.10 Normalização

Um dos aspectos mais críticos na determinação da secção de choque diferencial é a medida do fluxo de fótons incidente sobre o alvo em cada intervalo de E_γ . A medida do fluxo de fótons é chamada normalização. Para a normalização foram utilizados os arquivos de saída do código *G-flux*[48], que contém os números de fótons contados e os respectivos erros para cada um dos 767 canais dos contadores-E e, para cada período de tomada de dados no G10.

4.10.1 O algoritmo G-flux

A idéia fundamental do G-flux esta alicerçada na taxa de interações versus tempo, que é dada pela equação 4.16:

$$N_\gamma^i = \lambda^i \cdot \Delta T_p, \quad (4.16)$$

onde, N_γ^i , é o número total de fótons num instante de tempo medido por um canal-T, λ^i é a taxa de interações naquele canal, e ΔT_p é o intervalo de tempo no qual os dados

foram tomados. Apesar da simplicidade teórica, a equação 4.16 é de difícil resolução em termos experimentais, pois, determinar a λ^i e o ΔT_p com boa precisão e acurácia é um trabalho árduo.

O G-flux coletou eventos ocorrendo entre 30ns a 180ns depois da interação satisfazer o nível I disparador do CLAS, portanto, os eventos foram coletados numa janela de tempo de 150ns. Assim, a probabilidade de ocorrer múltiplas interações fora da janela de tempo de 150ns, num mesmo contador-T, é dada pela estatística de Poisson:

$$P(N_f^i \geq 1) = 1 - e^{-\lambda^i \Delta T_f}, \quad (4.17)$$

onde, N_f^i é o número de interações fora da janela de tempo, $\Delta T_f = 150\text{ns}$, para o i -ésimo contador-T. O número de interações na janela de tempo pode ser calculado para um dado contador-T,

$$N_f^i = P(N_f^i \geq 1) N_d^i = (1 - e^{-\lambda^i \Delta T_f}) \cdot N_d^i, \quad (4.18)$$

onde, N_d^i é o número total de interações aleatórias na janela de tempo, que ocorreram no i -ésimo contador-T. Finalmente, a taxa de interações para o i -ésimo contador-T pode ser determinada e é dada por:

$$\lambda^i = -\frac{1}{\Delta T_f} \ln \left(1 - \frac{N_f^i}{N_d^i} \right). \quad (4.19)$$

O N_d^i poderia ser estimado do número total, N_{tot} , de interações para todo o monitorador, isto é, em qualquer contador-T. Porém, durante a janela de tempo, algum contador-T poderia permanecer desativado se nele já houvesse ocorrido uma interação única. De fato, um contador é auto-disparável. Desse modo, deve-se levar em consideração as interações adiantadas na estimativa do N_d^i , portanto:

$$N_d^i = N_{tot} - N_{ad}^i, \quad (4.20)$$

onde, N_{ad} é o número de interações adiantadas no i -ésimo contador-T, isto é, que ocorreram antes do início da janela de tempo, ΔT_f , em $T = 30\text{ns}$.

Até este ponto foi possível estimar a taxa de interações para o i -ésimo contador-T, λ^i , a partir da equação 4.19, entretanto, é necessário estimar o número de fótons que realmente interagiram com o alvo de hidrogênio. Para esta tarefa deve-se avaliar o número de fótons monitorados que foram perdidos entre o monitorador e o alvo. Isso foi possível por meio do aparato experimental da figura 4.17 (ver seção 4.6), portanto, a perda de fótons foi mensurada em $\zeta = 0,039 \pm 0,002$ [48], independente do contador-T. Então, a correção para a perda de fótons do feixe para um dado contador-T, v^i , é dada por:

$$v^i = \left(\frac{N_{coin}^i}{N_{mon}^i} \right) \cdot (1 + \zeta), \quad (4.21)$$

onde, N_{mon}^i é o número de interações ocorridas no i -ésimo contador-T, e N_{coin}^i é o número de interações coincidentes entre PS1 e PS2 na figura 4.17. A próxima correção refere-se ao intervalo de tempo de tomada de dados, ΔT_p devido ao fato que os sistemas do detector podem parar durante uma leitura de eventos, portanto, o tempo de relógio, ΔT_{rel} deve ser corrigido para se obter o intervalo de tempo de tomada de dados efetivo. Isso é dado por:

$$\Delta T_p = \Delta T_{rel} \cdot f_{tv}, \quad (4.22)$$

onde, f_{tv} é a fração do tempo de vida[48].

Finalmente, pode-se calcular o número de fótons da normalização corrigido para o i -ésimo contador-T, dado por:

$$N_\gamma^i = \lambda^i \Delta T_p v^i. \quad (4.23)$$

A figura 4.41 mostra a distribuição do número de fótons por intervalo de energia do fóton, E_γ .

Figura 4.41: A figura mostra o gráfico do número de fótons corrigido, N_γ , que interagiu com o alvo de hidrogênio em função da energia, E_γ , desses fótons.

4.10.2 Os arquivos *trip*

O G-flux calcula a normalização para grupos de eventos ocorrendo durante a tomada de dados, porém, problemas de lapsos momentâneos devidos a transientes da eletrônica podem ocorrer durante as tomadas de dados no JLab. Por isso, os agrupamentos de

eventos relacionados a esses feixes são registrados em arquivos especiais, chamados arquivos *trip*. Por meio desses arquivos foi possível eliminar os respectivos agrupamentos deste estudo, evento por evento. Caso houvesse algum evento que não estava contido nesses arquivos, este também estivesse eliminado desta análise.

4.11 Cálculo da seção de choque diferencial

O cálculo da seção de choque diferencial para o canal $\gamma p \rightarrow p\pi^- K^+ X$ pode ser implementado com base nas seguintes grandezas medidas: eventos reconstruídos, aceitação e fluxo de fótons. Todos estes elementos foram analisados e corrigidos nas seções anteriores, portanto, a seção de choque diferencial é dada por:

$$\frac{d\sigma(E_\gamma, \theta_{K^+}^{CM})}{d\cos(\theta_{K^+}^{CM})} = \frac{f_c M_{MOL}}{N_A \rho L} \cdot \frac{N_{ev}^R(E_\gamma, \theta_{K^+}^{CM})}{N_\gamma(E_\gamma) \epsilon(E_\gamma, \theta_{K^+}^{CM}) \Delta\cos(\theta_{K^+}^{CM}) B_r}, \quad (4.24)$$

onde, existem fatores relacionados ao alvo como M_{MOL} , que é a massa molar do hidrogênio, o N_A , que é o número de Avogadro, ρ , que é a densidade do hidrogênio, e L , que é o comprimento do alvo. N_{ev}^R é o número de eventos reconstruídos e corrigidos, que depende da energia do fóton incidente no alvo, E_γ , e da distribuição angular de espalhamento do K^+ . $\Delta\cos(\theta_{K^+}^{CM})$ é a diferencial do ângulo de espalhamento do kaon. $\epsilon(E_\gamma, \theta_{K^+}^{CM})$ é a eficiência de reconstrução dos eventos e também depende de E_γ e $\theta_{K^+}^{CM}$. N_γ é o fluxo de fótons corrigido pelo algoritmo G-flux, este também depende da energia do fóton, E_γ . B_r é a razão de ramificação, que para o canal em estudo vale 0,643[49]. Finalmente, f_c ($f_c = 10^{30}$) é um fator de transformação para microbarns (μb).

A tabela 4.4 mostra os valores e as unidades das grandezas físicas relacionadas ao alvo.

Tabela 4.4: Valores e unidades físicas das grandezas relacionadas ao alvo de hidrogênio líquido.

grandezas	valor	unidade
M_{MOL}	1,00794	g/MOL
A_o	$6,022 \cdot 10^{23}$	<i>adimensional</i>
ρ	0,0708	$\frac{g}{cm^3}$
L	24	cm

As figuras de 4.42 a 4.45 mostram a seção de choque diferencial do canal $\gamma p \rightarrow p\pi^- K^+ X$ para vários intervalos de energia no sistema do centro de massa $K^+ \Lambda^0$. Outros resultados onde não foi utilizado o método do ajuste cinemático, como os do experimento SAPHIR[35, 36], do Schumacher(CLAS)[19] do Mirazita e Echeimberg[53], estão sendo comparados.

Figura 4.42: A figura mostra os gráficos da seção de choque diferencial para o canal $\gamma p \rightarrow p\pi^- K^+$ no intervalo $1,530 \leq W < 1,970 \text{ GeV}$, no referencial do centro de massa do sistema (γp).

Figura 4.43: A figura mostra os gráficos da seção de choque diferencial para o canal $\gamma p \rightarrow p\pi^- K^+$ no intervalo $1,970 \leq W < 2,320 \text{ GeV}$, no referencial do centro de massa do sistema (γp).

Figura 4.44: A figura mostra os gráficos da seção de choque diferencial para o canal $\gamma p \rightarrow p\pi^- K^+$ no intervalo $2,320 \leq W < 2,624 \text{ GeV}$, no referencial do centro de massa do sistema (γp).

Figura 4.45: A figura mostra os gráficos da seção de choque diferencial para o canal $\gamma p \rightarrow p \pi^- K^+$ no intervalo $2,624 \leq W < 2,763 \text{ GeV}$, no referencial do centro de massa (γp).

Capítulo 5

Análise por ondas parciais e seção de choque total

As figuras de 5.1 a 5.10 mostram os ajustes dos polinômios de Legendre para as seções de choque diferenciais de Echeimberg (este trabalho), SAPHIR, Schumacher(CLAS). O ajuste para a seção de choque de Mirazita e Echeimberg não foi efetuado porque interessa apenas a comparação entre Echeimberg, SAPHIR e Schumacher para a região da ressonância P_{13} .

Figura 5.1: A figura mostra os gráficos da seção de choque diferencial ajustada pelo polinômio de Legendre da fórmula 3.12 para vários intervalos de energia no sistema do centro de massa ($1,660 \leq W < 2,064 \text{ GeV}$). Seções de choque de Echeimberg.

Figura 5.2: A figura mostra os gráficos da seção de choque diferencial ajustada pelo polinômio de Legendre da fórmula 3.12 para vários intervalos de energia no sistema do centro de massa ($2,064 \leq W < 2,400 \text{ GeV}$). Seções de choque de Echeimberg.

Figura 5.3: A figura mostra os gráficos da seção de choque diferencial ajustada pelo polinômio de Legendre da fórmula 3.12 para vários intervalos de energia no sistema do centro de massa ($2,400 \leq W < 2,695 \text{ GeV}$). Seções de choque de Echeimberg.

Figura 5.4: A figura mostra os gráficos da seção de choque diferencial ajustada pelo polinômio de Legendre da fórmula 3.12 para vários intervalos de energia no sistema do centro de massa ($2,695 \leq W < 2,763 \text{ GeV}$). Seções de choque de Echeimberg.

Das figuras 5.1 a 5.4 verifica-se que, em geral, não há eventos para $\cos(\theta_{K^+}^{CM})$ menor do que -0.4.

Figura 5.5: A figura mostra os gráficos da seção de choque diferencial ajustada pelo polinômio de Legendre da fórmula 3.12 para vários intervalos de energia no sistema do centro de massa ($1,543 \leq W < 1,970$ GeV). Seções de choque de SAPHIR.

Figura 5.6: A figura mostra os gráficos da seção de choque diferencial ajustada pelo polinômio de Legendre da fórmula 3.12 para vários intervalos de energia no sistema do centro de massa ($1,970 \leq W < 2,320 \text{ GeV}$). Seções de choque de SAPHIR.

Figura 5.7: A figura mostra os gráficos da seção de choque diferencial ajustada pelo polinômio de Legendre da fórmula 3.12 para vários intervalos de energia no sistema do centro de massa ($2,320 \leq W < 2,400 \text{ GeV}$). Seções de choque de SAPHIR.

Figura 5.8: A figura mostra os gráficos da seção de choque diferencial ajustada pelo polinômio de Legendre da fórmula 3.12 para vários intervalos de energia no sistema do centro de massa ($1,543 \leq W < 1,970$ GeV). Seções de choque de Shumacher(CLAS).

Figura 5.9: A figura mostra os gráficos da seção de choque diferencial ajustada pelo polinômio de Legendre da fórmula 3.12 para vários intervalos de energia no sistema do centro de massa ($1,970 \leq W < 2,320\text{GeV}$). Seções de choque de Shumacher(CLAS).

Figura 5.10: A figura mostra os gráficos da seção de choque diferencial ajustada pelo polinômio de Legendre da fórmula 3.12 para vários intervalos de energia no sistema do centro de massa ($2,320 \leq W < 2,551 \text{ GeV}$). Seções de choque de Shumacher(CLAS).

Por meio dos coeficientes dos ajustes polinomiais realizados nos gráficos das figuras 5.1 a 5.10 foi possível calcular a seção de choque total para Echeimberg (este trabalho), SAPHIR e Schumacher(CLAS). Para facilitar os cálculos foi utilizada a equação 3.13. Porém, neste trabalho não houve, em geral, eventos para $\cos(\theta_{K^+}^{CM}) \leq -0,4$. De fato, para a extração da seção de choque total por meio de ondas parciais é necessário que a seção de choque diferencial esteja compreendida no intervalo $[-1,1]$. Então, foram definidas as seguintes razões:

$$R_{ES} = \frac{[\int_{-0,4}^1 \frac{d\sigma}{d\cos(\theta_{K^+}^{CM})} d\cos(\theta_{K^+}^{CM})]_E}{[\int_{-0,4}^1 \frac{d\sigma}{d\cos(\theta_{K^+}^{CM})} d\cos(\theta_{K^+}^{CM})]_S} \quad (5.1)$$

e

$$R_{ESa} = \frac{[\int_{-0,4}^1 \frac{d\sigma}{d\cos(\theta_{K^+}^{CM})} d\cos(\theta_{K^+}^{CM})]_E}{[\int_{-0,4}^1 \frac{d\sigma}{d\cos(\theta_{K^+}^{CM})} d\cos(\theta_{K^+}^{CM})]_{Sa}}, \quad (5.2)$$

onde, R_{ES} é a razão entre as integrais dos polinômios de Legendre, definidas no intervalo de -0,4 a 1, para seções de choque diferenciais de Echeimberg (E) e Schumacher (S). O mesmo raciocínio se aplica à R_{ESa} , exceto que neste caso o denominador é dado pela integral da seção de choque diferencial ajustada de SAPHIR (Sa). Portanto, pode-se definir a seção de choque total de Echeimberg, σ_{tot}^E , por meio de:

$$\sigma_{tot}^E = \frac{\sigma_{tot}^{ES} + \sigma_{tot}^{ESa}}{2}, \quad (5.3)$$

onde, σ_{tot}^{ES} e σ_{tot}^{ESa} são as seções de choque totais obtidas por meio de:

$$\sigma_{tot}^{ES} = \sigma_{tot}^S \cdot R_{ES} \quad (5.4)$$

e

$$\sigma_{tot}^{ESa} = \sigma_{tot}^{Sa} \cdot R_{ESa}, \quad (5.5)$$

sendo, σ_{tot}^S e σ_{tot}^{Sa} as seções de choque totais no intervalo [-1,1] para Shumacher e SAPHIR, respectivamente.

Com este procedimento pode-se obter uma estimativa da seção de choque total de Echeimberg no intervalo [-1,1], cujo erro sistemático pode ser definido por:

$$\Delta\sigma_{tot}^E = \left| \frac{\sigma_{tot}^{ES} - \sigma_{tot}^{ESa}}{2} \right|. \quad (5.6)$$

Finalmente, as seções de choque total, σ_{tot} , podem ser vista nos gráficos das figuras 5.11 e 5.12. Neste ponto é importante lembrar que o procedimento acima foi utilizado somente para o cálculo da σ_{tot} no intervalo $1,6 \leq W < 2,25 GeV$ e, para $W \geq 2,25 GeV$, a seção de choque total foi calculada a partir do termo a_0 da expansão em polinômios de Legendre para $\cos(\theta_{K^+}^{CM}) \in [-1,1]$.

Figura 5.11: A figura mostra os gráficos da seção de choque total obtida da equação 3.13.

Na região de energias, entre $1,7\text{ GeV}$ a $2,0\text{ GeV}$, verifica-se a presença de uma estrutura na seção de choque total do CLAS. Esse efeito indica a presença de uma ressonância bariônica, a P_{13} . Entretanto, os resultados de SAPHIR e Echeimberg (este trabalho) não mostram qualquer evidência da ressonância P_{13} . Para valores de energia W menores do que $1,7\text{ GeV}$ nota-se na figura, que existem discrepâncias, em particular, para os resultados de Echeimberg, isto é, a σ_{tot} é mais alta do que para os outros trabalhos. Já para energias mais altas, entre $2,4\text{ GeV}$ e $2,8\text{ GeV}$ os resultados de Echeimberg mostram uma estrutura diferenciada, mais característica da predominância de uma possível onda D . Na região entre $1,8\text{ GeV}$ e $1,9\text{ GeV}$ a σ_{tot} de Echeimberg está em conformidade com os resultados de SAPHIR. Nessa região de energia há grande discordância entre os resultados de Schumacher (CLAS) e os outros experimentos. Na região entre $1,9\text{ GeV}$ e $2,3\text{ GeV}$ todos os experimentos estão em concordância, dentro das incertezas obtidas. Não há resultados de SAPHIR e CLAS para energias maiores do que $2,55\text{ GeV}$, somente Echeimberg tem resultados nessa região de energia.

Figura 5.12: A figura mostra os gráficos da seção de choque total obtida da da equação 3.13 com uma mudança de escala para facilitar a visualização da presença da ressonância bariônica para energias na região de 2 GeV, particularmente para o CLAS.

Capítulo 6

conclusão

Nos capítulos anteriores foi proposta uma análise de dados para o canal $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda^0$ com o objetivo de fornecer dados suficientemente confiáveis para o estudo do *problema da ressonância faltante* entre outros relacionados à sistemas mais complexos, como por exemplo o canal $\gamma D \rightarrow K^+ \Lambda^0 n$, que já está sendo estudado por nosso grupo de pesquisa.

De fato, foram realizadas análises por dois métodos diferentes: *o ajuste cinemático* e a *subtração de fundo*, este último realizado por Mirazita e Echeimberg. O ajuste cinemático mostrou-se capaz de reduzir o fundo, como foi demonstrado no capítulo 4.7. No canal em estudo havia uma contaminação de prótons e píons oriundos do decaimento da Σ^0 e não somente do decaimento da Λ^0 como era esperado. Por meio do ajuste cinemático foi possível identificar a forma do fundo sob o pico da Λ^0 e constatar que um corte linear ou por meio de um polinômio de baixa ordem não seria suficiente para reduzir os eventos relacionados com a Σ^0 , entretanto, o ajuste cinemático também mostrou-se capaz de fazer essa discriminação. Na implementação do ajuste cinemático é necessário que as distribuições do nível de confiança caiam rapidamente tornando-se lineares, isto é, para valores de NC maiores de 0,1 espera-se que a distribuição do NC torne-se uniforme. Isso indica que a qualidade do ajuste foi boa. Também as distribuições reduzidas devem ter média zero e desvio-padrão igual 1, indicando que a matriz de covariância foi bem estimada para as grandezas físicas envolvidas na análise. Os resultados mostrados na seção 4.7 mostraram boa concordância na qualidade do ajuste cinemático para os dados experimentais e simulados. Portanto, o ajuste cinemático é uma metodologia que melhora a qualidade dos eventos selecionados na análise de dados.

A reconstrução da massa invariante da $MI(\Lambda^0)$, em conformidade com o resultado do Particle Data Group, e a reconstrução da massa faltante $MF(X)$ indicam mais uma vez que os dados que passaram pelo ajustador cinemático são confiáveis. O ajuste cinemático filtra os eventos obedecendo a conservação de energia e momentum, portanto, a massa faltante X deveria ser igual a zero. De fato, os resultados mostraram uma

massa faltante menor do $0,05 \text{ GeV}/c^2$.

O cálculo da seção de choque diferencial, $d\sigma/d\cos(\theta_{K^+}^{CM})$, depende fortemente do fluxo de fótons e da eficiência de reconstrução de eventos. O fluxo de fótons foi determinado pelo algoritmo G-flux, que implementa o cálculo do número de fótons corrigidos para cada um dos 767 canais-E independentemente. Este algoritmo calcula com precisão o instante em que ocorreu um evento, melhorando assim a resolução na medida da energia. Isso é possível porque o CLAS tem um sistema de monitoramento de fótons.

A eficiência de reconstrução de eventos foi obtida por meio da simulação do CLAS. Para isto foram utilizados os pacotes GENBOS, que é o gerador de eventos, GSIM, que simula o CLAS, GPP, que gera as distribuições normais para os resultados do GSIM e o RECSIS, que reconstrói as trajetórias das partículas. Os resultados da simulação mostraram-se compatíveis com os resultados experimentais. A reconstrução da massa invariante da Λ^0 e a massa faltante X foram consistentes com os resultados experimentais. Também as distribuições reduzidas e do nível de confiança estavam em boa concordância. Os resultados da análise do fundo foram semelhantes entre os dados simulados e experimentais.

Os resultados da seção de choque diferencial mostraram-se totalmente compatíveis para todos os intervalos de energia, W , do sistema do centro de massa e para todos os intervalos angulares, $\Delta\cos(\theta_{K^2}^{CM}) = 0, 2$. Os intervalos de energia estão compreendidos entre $1,660 \text{ GeV}$ e $2,763 \text{ GeV}$. Porém, não há resultados de SAPHIR e CLAS para energias acima de $2,6 \text{ GeV}$. Por meio da análise de ondas parciais foi possível ajustar todas as seções de choque de todos os experimentos disponíveis a polinômios de Legendre, tal que, o termo $a_0 = \sigma_{tot}/2$, da expansão foi utilizado para calcular a seção de choque total, σ_{tot} . Do gráfico da figura 5.12 nota-se que não há evidências da ressonância bariônica, P_{13} , para este estudo (Echeimberg) e também para o experimento SAPHIR, mas existe uma estrutura na região entre $1,7 \text{ GeV}$ e 2 GeV para Schumacher (CLAS). Para a região compreendida entre $2,0 \text{ GeV}$ e $2,3 \text{ GeV}$ todos os resultados são compatíveis entre si. Já para energias maiores do que $2,55 \text{ GeV}$ só existem resultados para Echeimberg, entretanto, entre $2,25$ e $2,45$ existe uma discrepância entre esses resultados, porém os resultados de Echeimberg parecem seguir a tendência dos resultados do CLAS para energias maiores do que $2,45 \text{ GeV}$, enquanto que nessa mesma região de energia, a análise de ondas parciais indica a presença de uma possível componente de onda D nos resultados de Echeimberg. Na região de $1,7 \text{ GeV}$ o resultado de Echeimberg é mais alto do que o dos outros trabalhos. Isso pode ser devido a problemas no cálculo da eficiência, pois, tanto para Echeimberg quanto para Mirazita e Echeimberg foram utilizados os mesmos resultados da simulação do canal em estudo.

Portanto, na região compreendida entre $1,7 \text{ GeV}$ e $2,0 \text{ GeV}$ não foram encontradas evidências da ressonância bariônica P_{13} . Esse resultado é corroborado pelos dados de SAPHIR, que são compatíveis com este trabalho para uma larga faixa de energia, isto é, de $1,75$ a $2,25 \text{ GeV}$.

Finalmente, os métodos empregados neste estudo mostraram ser eficientes para extrair a seção de choque diferencial do canal $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda^0$, tanto os resultados da simulação quanto os resultados experimentais foram compatíveis entre si e o ajuste cinemático mostrou-se capaz de reduzir o fundo. Isto serve como motivação para se estudar canais mais complexos como o $\gamma D \rightarrow K^+ \Lambda^0 n$. De fato, a metodologia empregada nesta pesquisa já está sendo implementada no estudo deste último canal de reação.

Apêndice A

Sistemas de coordenadas

Com o objetivo de melhorar a estimativa dos erros na matrix de covariância foi necessário encontrar as várias correlações entre os parâmetros de entrada do ajustador cinemático. Para isto, foi criado um sistema de coordenadas diferente do sistema de coordenadas do laboratório do CLAS. Nesse novo sistema as coordenadas são correlacionadas, portanto, pode-se estimar a covariância entre elas, melhorando assim a estimativa dos erros na matrix de covariância[28], na figura A.1 são mostrados os dois sistemas de coordenadas, o do laboratório(L) e o do novo sistema de coordenadas(t), rotacionado de um ângulo α em relação ao eixo x_L . A coordenada y_t aponta sempre na direção central de cada um dos seis setores do CLAS e a coordenada z_t aponta sempre na direção do valor médio do campo magnético $\vec{B}$ do torus, naquele mesmo setor.

Figura A.1: A figura ilustra o sistema de coordenadas do laboratório (índice L) e do novo sistema de coordenadas(índice t).

O ângulo α , na figura A.1, orienta a coordenada y_t para apontar sempre na direção central do setor, portanto, ele só pode assumir valores discretos dados por:

$$\alpha = \frac{\pi}{3}(N_{sec.} - 1), \quad (A.1)$$

onde, $N_{sec.}$ é o número do setor do CLAS(1... ..6). Sendo assim, pode-se obter as coordenadas do sistema t em termos das coordenadas do laboratório por meio da transformação:

$$\begin{bmatrix} x_t \\ y_t \\ z_t \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} x_L \\ y_L \\ z_L \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos(\alpha) & -\sin(\alpha) & 0 \\ \sin(\alpha) & \cos(\alpha) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

Como um exemplo, considere uma partícula com momentum P , na figura A.2.

Figura A.2: A figura ilustra um exemplo de como se obter as projeções de um momentum hipotético, P (em azul), por meio da transformação de coordenadas do sistema t para o sistema do laboratório, L .

No sistema de coordenadas t as projeções do momentum P são dadas, de acordo com a figura A.2, por:

$$\begin{pmatrix} P_{X_t} \\ P_{Y_t} \\ P_{Z_t} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P \cos(\lambda) \cos(\phi) \\ P \cos(\lambda) \sin(\phi) \\ -P \sin(\lambda) \end{pmatrix}$$

,portanto, por meio de simples álgebra obtém-se as relações entre as projeções do momentum no sistema do laboratório em termos dos ângulos, λ , ϕ e α .

$$\begin{pmatrix} P_{X_L} \\ P_{Y_L} \\ P_{Z_L} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P[\cos(\lambda)\sin(\phi)\cos(\alpha) - \sin(\lambda)\sin(\alpha)] \\ P[\cos(\lambda)\sin(\phi)\sin(\alpha) + \sin(\lambda)\cos(\alpha)] \\ P\cos(\lambda)\cos(\phi) \end{pmatrix}$$

Cabe aqui lembrar que, depois de definido o ângulo α , pode-se definir o ângulo λ , tal que, $\lambda \in [-\frac{\pi}{6}, \frac{\pi}{6}]$, que é a região definida para um setor do CLAS.

Apêndice B

Gráficos das distribuições reduzidas e de nível de confiança

As figuras de B.1 a B.4 mostram os gráficos das distribuições dos níveis de confiança do ajuste cinemático para vários intervalos de energia do fóton incidente, E_γ , e para diferentes intervalos de NC .

Figura B.1: A figura mostra o a distribuição do nível de confiança para dados experimentais(vermelho) e simulados(preto), para $NC \geq 0,003$.

Figura B.2: A figura mostra o a distribuição do nível de confiança para dados experimentais(vermelho) e simulados(preto), para $NC \geq 0,1$.

Figura B.3: A figura mostra a distribuição do nível de confiança para dados experimentais (vermelho) e simulados (preto), para $NC \geq 0,02$.

Figura B.4: A figura mostra a distribuição do nível de confiança para dados experimentais (vermelho) e simulados (preto), para $NC \geq 0,4$.

As figuras de B.5 a B.8 mostram os gráficos das distribuições redimensionadas do ajuste cinemático para vários intervalos de energia do fóton incidente, E_γ , o momento, P_i , da partícula i ; os ângulos diretores, λ_i e ϕ_i ; e para diferentes intervalos de NC .

Figura B.5: A figura mostra o as distribuições reduzidas da energia do fóton, E_γ , o momentum, P_i , da partícula i ; o ângulos diretores, λ_i e ϕ_i ; para dados experimentais(vermelho) e simulados(preto), para $NC \geq 0,003$.

Figura B.6: A figura mostra as distribuições reduzidas da energia do fóton, E_γ , o momentum, P_i , da partícula i ; os ângulos diretores, λ_i e ϕ_i ; para dados experimentais (vermelho) e simulados (preto), para $NC \geq 0,1$.

Figura B.7: A figura mostra as distribuições reduzidas da energia do fóton, E_γ , o momentum, P_i , da partícula i ; o ângulos diretores, λ_i e ϕ_i ; para dados experimentais(vermelho) e simulados(preto), para $NC \geq 0, 2$.

Figura B.8: A figura mostra as distribuições reduzidas da energia do fóton, E_γ , o momentum, P_i , da partícula i ; o ângulos diretores, λ_i e ϕ_i ; para dados experimentais(vermelho) e simulados(preto), para $NC \geq 0,4$.

Referências Bibliográficas

- [1] Mayer-Kuckuk, T. *Física Nuclear Uma introdução*, Fundação Galouste Gulbenkian (1994).
- [2] Thomson, J. J. *Cathode Rays*, *Philosophical Magazine*, 44, 293 (1897).
- [3] Chadwick, J. *Possible Existence of a Neutron*, *Nature* **192**, 312 (1932).
- [4] Griffiths, D. *Introduction to Elementary Particles*, John Wiley & Sons, Inc. (1987).
- [5] Gell-Mann, M. *Symetries of Baryons and Mesons*, *Phys.Rev.*, **125**, 1067-1084 (1962).
- [6] Gell-Mann, M. *A Schematic Model of Baryons and Mesons*, *Phys. Letters*, **8**, 214-215 (1964).
- [7] Bachi, S., et al. *Search for High Mass Top Quark Production in pp^- Collisions at $\sqrt{s} = 1.8\text{TeV}$* , *Physical Review Letters* **74**: 2422-2426, doi:10.1103 (27 March 1995).
- [8] Nicolai, S. et al. *Search for the Θ^+ Pentaquark in the $\gamma d \rightarrow \Lambda n K^+$ Reaction Measured with the CLAS Spectrometer*, *Physical Review Letters*. **97**, 032001 (2006).
- [9] Close, F. E. *An Introduction to Quarks and Partons*. Academic Press, New York (1979).
- [10] Greiner, W. et al. *Quantum Chromodynamics*. Harry Deutsch, Thun, Frankfurt am Main (1989).
- [11] Koniuk, R. et al. *Where Have All the Resonances Gone? An Analysis of Baryon Couplings in a Quark Model with Chromodynamics*, *Phys. Rev. Lett.* 44, 845-848 (1980).
- [12] Giannini, M. M. *Electromagnetic excitations in the constituent quark model*, *Rep. Prog. Phys.* 54, (1991) 453.

- [13] Mart, T. et al. *Evidence for a missing nucleon resonance in kaon photoproduction*, Physical Review C, Volume **61**, 012201 (R) (1999).
- [14] Anisovich, A. V. et al. *Baryon resonances and polarization transfer in hyperon photoproduction*, arXiv:0707.3596v2 [hep-ph] (30 Nov 2007).
- [15] Capstick, S. et al. *Strange decays of nonstrange baryons*, Phys. Rev. D, Volume **58**, 074011 (1998).
- [16] Juliá-Díaz, B. et al. *Dynamical couple-channels approach to hadronic and electromagnetic kaon-hyperon production on the proton*, Phys. Rev. C **73**.055204 (2006).
- [17] David, J. C. et al. *Electromagnetic production of associated strangeness*, Phys. Rev. C, Volume **53**, Number 6 (1996).
- [18] Bradford, R. et al. *First measurement of beam-recoil observables C_x e C_z in hyperon photoproduction*, Phys. Rev. C **75**, 035205 (2007).
- [19] Bradford, R. et al. *Differential Cross sections for $\gamma p \rightarrow K^+ + Y$ for Λ and Σ^0 hyperons*, Phys. Rev. C **73**, 035202 (2006).
- [20] Guidal, M. et al. *Electroproduction of strangeness above the resonance region*, Phys. Rev. C, Volume **61**, 025204 (2000).
- [21] Dugger, M. et al. *Investigation of Exotic Baryon States in Photoproduction Reactions with CLAS* (proposta para o experimento G10), http://www.jlab.org/exp_prog/proposals/03/PR03-113.pdf , (April 28,2003).
- [22] Amarian, M., et al. *The CLAS forward electromagnetic calorimeter*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research A 460(2001) 239-265.
- [23] Mecking et al. *The CEBAF large acceptance spectrometer (CLAS)*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research A 503 (2003) 513-553.
- [24] Adams, G. et al. *The CLAS Cherenkov detector*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 465 (2001) 414-427.
- [25] Taylor, S. et al. *The CLAS star-counter*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 462 (2001) 484-493.
- [26] Manak, J. J. et al. *$e1$, $g1$, e $g6$ Data Processing Procedures*, CLAS-NOTE 99-016. http://www.jlab.org/Hall-B/notes/clas_notes99.html (1999).
- [27] Williams, M. et al. *Kinematic Fitting in CLAS*, CLAS-NOTE 2003-017(www.jlab.org/Hall-B).

- [28] Williams , M. *Determining Momentum and Energy Corrections for g1c Using Kinematic Fitting*, CLAS-NOTE 04-017(www.jlab.org/Hall-B).
- [29] Forben, G. E. et al. *Improving Vertex Position Determination by Using Kinematic Fit*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A248 (1986) 439-450.
- [30] Chaves,H. et al. *Kinematic fitting neutral current events at HERA*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A239 (1993) 243-247.
- [31] Lyons, L. *Statistics for Nuclear and Particle Physicists*, Cambridge University Press, 1992.
- [32] Iljinov, A. S. et al. *Extension of the intranuclear cascade model for photonuclear reactions up to 10 GeV*, Nucl. Phys. A 616(1997) 575.
- [33] Wollin, E. *GSIM userguide*, <http://www.jlab.org/Hall-B/document/gsim/userguide.html>, (1996).
- [34] Mestayer, M. *How to Simulate DC inefficiencies*, CLAS-NOTE 2006-004.http://www1.jlab.org/ul/Physics/Hall-B/clas/index.cfm?note_year=2006 (2006).
- [35] Glander et al. *Measurement of $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ and $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ at photon energies up to 2.6 GeV*, Eu. Phys. J. A 19, 251-273 (2004) DOI 101140/epja/i2003-10119-x.
- [36] Glander et al. dados da seção de choque do canal $\gamma p \rightarrow \Lambda^0 K^+$ (SAPHIR), <http://www-spires.dur.ac.uk/hepdata/reac.html>
- [37] Brandt, S. *Statistical and Computational Methods in Data Analysis*, North Holland Publishing Company (1970).
- [38] Frodesen, A. G. et al. *Probability and Statistics in Particle Physics*, Hardcover (sep 1979).
- [39] Frauenfelder, H. et al. *Subatomic Physics*, Prentice-Hall, Inc., New Jersey (1991) 2nd. ed.
- [40] Krane, K. S. *Introductory Nuclear Physics*, John Wiley & Sons (1998).
- [41] Greiner, W. *Quantum Mechanics An Introduction*,Springer-Verlag Berlin Heidelberg (1994).
- [42] Mott, N. F. et al. *The Theory of Atomic Collisions*, 3.ed. Oxford (1965).
- [43] Sakurai, J. J. *Modern Quantum Mechanics (Revised Edition)*. Addison-Wesley Publishing Company, Inc.(1995).

- [44] Brun, R. et al. *GEANT - Detector Description and Simulation Tool*. <http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant/index.html>
- [45] Girod, F. X. et al. *Simulation of CLAS/DVCS Inner Calorimeter*, CLAS-NOTE 2005-001. http://www1.jlab.org/ul/Physics/Hall-B/clas/index.cfm?note_year=2005 (2005).
- [46] Mestayer, M. D. et al. *The CLAS drift chamber system*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 449 (2000)81-111.
- [47] Mibe, T. *CLAS G10 ANALYSIS Coherent ϕ -meson photoproduction on deuterium (version 2.1)*, http://www.jlab.org/Hall-B/secure/clas_hadron/analysis_reviews/g10-phi_meson/note/v2.1/note.pdf (2006).
- [48] McNabb, J.W.C. *Photoproduction of Λ and Σ^0 Hyperons off Protons in the Nucleon Resonance using CLAS at Jefferson Lab*. Canegie Mellon University (2002) PhD thesis.
- [49] Amsler, C. et al. *Particle Data Group*. PHYSICS LETTERS B.Elsevier. Vol. 667, Issues 1-5, (18 September 2008).
- [50] Stepanyan,S.et al. *Energy calibration of the Hall B bremsstrahlung tagging system using a magnetic pair spectrometer*, CLAS-NOTE-2005-12 <http://www1.jlab.org/ul/Physics/Hall-B/clas/public/2005-012.pdf> (2005).
- [51] Pasyuk, E. Não há documentação sobre o pacote *eloss*, mas o código está disponível no CLAS CVS em */clas/packages/utilities/eloss*.
- [52] Baltzell, N., Mibe, T., Mirazita, M. *g10 momentum correction package*, o código está disponível no CLAS CVS em */clas/packages/utilities/g10pcor*.
- [53] Mirazita, M e Echeimberg, J. de O. *Cross section for the $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ reaction with g10 hydrogen data*, <http://www1.jlab.org/ul/Physics/Hall-B/clas/holding/ACF12BA.pdf>, (2008).
- [54] McNabb, J. *The Vertex Routines in Recsis*, http://clasweb.jlab.org/offline/packages/vertex/vertex_docs.html.