

Cuprins

Introducere	3
1 Electroproducerea de Particule Stranii la Energii Intermediare	7
1.1 Istoric	7
1.2 Cinematica Reactiei	9
1.3 Sectiunea Eficace	14
1.4 Polarizarea Hiperonilor	16
1.5 Date Experimentale Existente	17
1.5.1 Variatia sectiunii eficace cu Q^2 , W si t	18
1.5.2 Separarea componentelor sectiunii eficace	26
1.5.3 Polarizarea hiperonilor	28
1.5.4 Concluzii	31
2 Instalatia experimentală	32
2.1 Fasciculul de electroni	32
2.2 Tinta de hidrogen	35
2.3 Spectrometrul Hall C	35
2.3.1 Prezentare generala	35
2.3.2 Proprietati optice	39
2.3.3 Pachetul de detectori	43
2.3.4 Electronica de coincidenta	61
3 Analiza Datelor Experimentale	64
3.1 Prezentare Generala	64
3.2 Reconstructia Evenimentelor Fizice	65
3.3 Selectia Evenimentelor	70
3.3.1 Criterii de selectie a electronilor in bratul HMS	70
3.3.2 Criterii de selectie a kaonilor in bratul SOS	72
3.3.3 Criterii de selectie a coincidentelor electron-kaon	74
3.3.4 Separarea Λ/Σ^0	75
3.3.5 Selectia protonilor din dezintegrarea Λ	76

3.4	Corectii Aplicate Datelor Experimentale	77
3.4.1	Coincidente accidentale	78
3.4.2	Interactia electronilor incidenti cu peretii tintei	79
3.4.3	Dezintegrarea kaonilor	80
3.5	Calculul Marimilor Fizice Finale	81
3.5.1	Calculul sectiunii eficace	81
3.5.2	Calculul polarizarii particulelor Λ	84
4	Rezultate Experimentale	86
4.1	Sectiuni eficace	86
4.1.1	Dependenta de Q^2 a sectiunii eficace	90
4.1.2	Separarea σ_L/σ_T	91
4.2	Polarizarea Hiperonilor Λ	93
4.3	Concluzii	99
5	Interpretare Teoretica	100
5.1	Introducere	100
5.2	Formalismul modelului	101
5.2.1	Lagrangianul procesului	101
5.2.2	Amplitudinea de tranzitie	103
5.3	Rezonante intermediare	108
5.4	Crossing	110
5.5	Factori de Forma	110
5.6	Rezultatele modelului	113
5.6.1	Parametrii modelului	113
5.6.2	Observabile experimentale	114
5.6.3	Compararea prezicerilor modelului cu rezultatele exper- imentului E93018	116
5.7	Concluzii	119
	Concluzii Finale	121
	Anexe	124

Introducere

Fizica la energii intermediare (energii de ordinul GeV-ilor) a fost multa vreme dominata de problematica interactiei nucleon-nucleon si de cea a comportarii si proprietatilor primei rezonante barionice. Aceasta implica, la nivel subnucleonic, existenta cuarcilor u si d . Adaugind cuarcul s , domeniul se extinde incluzind problematici cum ar fi interactiile hiperon-nucleon si hiperon-hiperon, producerea rezonantelor hadronice stranii, mecanismul de schimb de straneitate. Ele sint reunite intr-un subdomeniu al fizicii la energii intermediare cunoscut astazi sub numele de fizica sistemelor cu straneitate.

Cele mai studiate reactii ale acestui subdomeniu sint cele induse de mezonii π^+ si K^- . Preferinta pentru aceste reactii este justificata, intre altele, de sectiunile lor eficace mari, fapt ce le face mai accesibile din punct de vedere experimental. Au insa marele dezavantaj ca interactia tare, prin intermediul careia au loc, nu este bine cunoscuta din punct de vedere teoretic ceea ce face ca informatia extrasa sa depinda de modelul teoretic utilizat in interpretare.

O alternativa a acestor reactii hadronice o constituie cele electromagnetice adica reactiile induse de fotoni sau electroni. Ele au avantajul ca interactia electromagnetica perturba putin sistemul tinta si este bine cunoscuta din punct de vedere teoretic. Au insa dezavantajul unor sectiuni eficace mici ceea ce le face mai greu de abordat din punct de vedere experimental.

Dintre aceste reactii electromagnetice cele de foto si electroproducere de kaoni pe tinte de protoni s-au bucurat de cea mai mare atentie din partea fizicienilor. Studiul lor permite, in primul rind, determinarea constantelor de cuplaj kaon-hiperon-nucleon si intelegerea mecanismului de reactie. Intru-cit astazi este unanim acceptat ca cromodinamica cuantica (QCD) este teoria corecta a interactiilor tari, acest mecanism de reactie ar trebui sa poata fi descris de QCD. Cum insa calculele QCD realiste pentru reactiile la energii mici si intermediare nu sint inca posibile datorita caracterului neperturbativ al teoriei la aceste energii, au fost propuse doua teorii aproximative alternative pentru descrierea acestor reactii. Una dintre ele este o abordare perturbativa a QCD (PQCD) dar care implica inca dificultati de calcul destul de mari. Cea de-a doua, mai simpla din punct de vedere al calculelor, este cunoscuta sub numele de hadrodinamica cuantica (QHD) si descrie interactia tare prin schimb de hadroni (mezoni si barioni, nu gluoni ca in cazul QCD). Daca vreuna dintre aceste teorii aproximative poate sau nu sa fie utilizata la energii intermediare este una din intrebarile la care studiul foto si electroproducerii de kaoni poate aduce raspuns.

In al doilea rind, procesele electromagnetice sint recunoscute ca importante

pentru investigarea structurii electromagnetice a particulelor si nucleelor. In acest sens electroproducerea, desi o generalizare a fotoproducerii, are avantajul faptului ca imprastierea electronului este mediata de un foton virtual a carui masa si polarizare pot fi controlate experimental in timp ce in fotoproducere intervin fotoni reali. In felul acesta se pot obtine informatii suplimentare despre structura hadronilor (factori de forma electromagnetici)

Complementar studiilor producerii elementare (foto si electroproducere pe nucleoni), interesante sint si reactiile pe deuteriu si nuclee mai complexe ca o metoda avantajoasa pentru studiul interactiilor nucleon - hiperon si a formarii hipernucleelor.

Desi destul de intens studiate timp de doua decenii, pina la jumatatea anilor '70, informatiile experimentale acumulate pentru reactiile de foto si electroproducere de kaoni sint inca insuficiente pentru a permite intelegerea lor. Exista insa astazi un efort destul de sustinut de a imbunatati aceasta situatie, atit in Europa, prin experimentele la Electron Stratcher Accelerator (ELSA) (Germania) si European Synchrotron Radiation Facility (ESRF) (Franta), cit si in SUA, la laboratorul Thomas Jefferson National Accelerator Facility (TJNAF) unde este amplasat un accelerator de electroni foarte performant, Continuous Electron Beam Accelerator Facility (CEBAF).

In acest efort general se incadreaza si experimentul E93018 de electroproducere de kaoni pe protoni efectuat la CEBAF in toamna anului 1996 in cadrul unei colaborari internationale la care a participat si Universitatea Bucuresti. Autoarea acestei lucrari a participat la experiment inca din faza de pregatire dar si ulterior, in cea de prelucrare si interpretare a datelor. Rezultatele ce fac obiectul acestei lucrari au fost obtinute de autoare in timpul activitatii sale de cercetare efectuata atit la Universitatea Bucuresti cit si in cursul celor doua stagii de cercetare de care a beneficiat, in 1997 si 1998, la Universitatea Hampton si laboratorul TJNAF, in cadrul colaborarii Universitatii Bucuresti cu aceste institutii.

Experimentul E93018 intitulat "Separarea sectiunilor eficace longitudinale si transversale in $p(e, e'K^+)\Lambda/\Sigma^0$ " a avut perioada de colectare a datelor in octombrie - noiembrie 1996. S-a folosit, in acest experiment, un fascicul nepolarizat de electroni cu energia de 2.4 - 4.0 GeV imprastiat pe o tinta lichida de hidrogen cu lungimea de 4 cm. Cu ajutorul a doua spectrometre magnetice de rezolutie energetica medie (HMS - High Momentum Spectrometer si SOS - Short Orbit Spectrometer) au fost detectati in coincidenta electronii imprastati si kaonii produsi. Separarea canalelor cu productie de Λ si Σ^0 a fost facuta prin metoda masei lipsa. Energia folosita in reactie a fost sub pragul de productie a altor hiperoni.

Experimentul a avut mai multe obiective:

- studiul dependentei sectiunii eficace a fiecarui canal de reactie de patratul transferului de 4-impuls dintre electronul imprastiat si protonul tinta (Q^2), in domeniul 0.5 si 2.0 (GeV/c)²;
- separarea componentelor longitudinala si transversala ale sectiunii eficace pentru ambele canale (cu productie de Λ si Σ^0);
- studiul dependentei sectiunii eficace a canalului cu productie de particule Λ de patratul transferului de 4-impuls dintre fotonul virtual schimbat intre vertexul electronic si cel hadronic si kaonul produs (t) si extragerea factorului de forma al kaonului;
- testarea posibilitatii de masurare a polarizarii induse a particulelor Λ produse in asociere cu kaonii.

Dintre toate rezultatele experimentului prezenta teza trateaza doar pe cele obtinute pentru canalul cu productie de Λ : dependenta sectiunii eficace de Q^2 , separarea componentelor longitudinala si transversala si polarizarea indusa a particulei Λ . Problematika polarizarii acestei particule si a transferului de polarizare in electroproducerea de kaoni cu fascicule polarizate pe tinte de protoni nepolarizati va fi studiata mai in detaliu intr-un nou experiment, deja aprobat la TJNAF, la realizarea al carui proposal a participat si autoarea acestei teze.

Prezenta teza este structurata in 5 capitole.

Primul capitol este destinat prezentarii generale a reactiilor de electroproducere de particule stranii, categorie care include si reactiile studiate in experimentul ce sta la baza tezei. Dupa un succint istoric al studiului experimental si teoretic al acestor reactii sint prezentate principalele elemente ale cinematicii si dinamicii lor. Se face apoi o prezentare si o analiza a datelor experimentale de electroproducere de kaoni pe protoni existente in literatura pina in 1996 cu scopul de a evidentia in ce masura sint cunoscute diversele aspecte ale acestor reactii si care dintre ele necesita studii experimentale suplimentare.

In capitolul 2 este descrisa instalatia experimentală folosita in obtinerea rezultatelor. Sint prezentate mai intii citeva elemente despre fasciculul de electroni si despre tinta de hidrogen folosite, pentru ca apoi sa fie descrise in detaliu cele doua brate spectrometrice utilizate, cu elementele de detectie componente, electronica aferenta, operatiile de calibrare necesare (in parte realizate de autoare pentru datele folosite in aceasta lucrare) precum si performantele lor.

Capitolul 3 al lucrării este destinat prezentării metodei de prelucrare și analiza a datelor experimentale. Sunt incluse aici toate etapele, începând cu reconstrucția evenimentelor, selecția lor, corecțiile aplicate, calculul marimilor fizice de interes precum și simularea datelor experimentale. Programul de simulare, la realizarea căruia autoarea de asemenea a participat, este prezentat mai în detaliu în anexa A.

Capitolul 4 al lucrării este consacrat rezultatelor experimentale noi ale experimentului: secțiuni eficace de electroproducere de Λ , polarizarea indusă a acestor particule. Aceste rezultate originale, deja publicate sau în curs de publicare, sunt analizate în contextul celorlalte date existente în literatură și comparate cu acestea, acolo unde au existat.

Interpretarea teoretică a rezultatelor experimentale obținute este realizată în capitolul 5 în termenii unui model de tip hadrodinamic dezvoltat de Williams, Ji și Cotanch. După descrierea generală a modelului este prezentată o comparație a prezicerilor modelului cu datele existente până în 1996. Buna concordanță dintre acestea ne-a determinat să-l utilizăm și în interpretarea noilor rezultate, de această dată modelul dovedindu-se nu tocmai de succes. Capitolul se încheie cu câteva considerații privind posibile explicații ale neconcordanțelor dintre prezicerile modelului și datele experimentale noi.

În final sunt prezentate concluziile generale ale lucrării.

Contribuțiile originale ale autoarei se regăsesc în toate capitolele lucrării dar în special în cele destinate analizei datelor experimentale și a interpretării lor.

Capitolul 1

Electroproducerea de Particule Stranii la Energii Intermediare

1.1 Istoric

Termenul de electroproducere este utilizat pentru a desemna procesul de imprastiere inelastica a unui lepton incarcat ($e^\pm$ sau $\mu^\pm$) pe un nucleon sau nucleu, cu producerea unuia sau mai multor bozoni.

Studiul experimental al acestor reactii a inceput in 1958, odata cu experimentul lui Panofsky si Allton [1] in care au fost detectati numai electronii imprastiiati inelatic pe protoni. Curind dupa aceasta, in 1964, apar primele incercari pentru studiul electroproducerii de π^0 si π^- prin detectarea in coincidenta a electronilor si protonilor din starea finala [2]. Aceste reactii de electroproducere de pioni au fost intens studiate in perioada 1965-1975.

Din 1972 studiile experimentale de electroproducere sint extinse la producerea de kaoni incepind astfel dezvoltarea unui subdomeniu aparte, electroproducerea de particule stranii.

Primele particule stranii (kaonii) au fost observate in razele cosmice, in anul 1947, de Rochester si Butter [3]. Nu mult dupa aceasta, in 1951, odata cu descoperirea particulei Λ [4] se deschide seria descoperirii hiperonilor. Aceste doua tipuri de particule au fost puse in evidenta in laborator, pentru prima data, in 1954, la Cosmotronul de la Brookhaven [5] prin reactia $\pi^- + p \rightarrow K^0 + \Lambda$.

Particulele nou descoperite aveau anumite caracteristici "ciudate" si anume erau produse prin interactii tari (cu sectiuni eficace de ordinul mb) si se dezintegrau prin interactii slabe (cu timpi de viata relativ lungi, de ordinul $10^{-10}s$). Deasemenea s-a constatat ca anumite reactii care implicau kaoni sau hiperoni (de exemplu $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + \pi^0$) erau foarte "slabe" (aveau sectiuni eficace foarte mici).

Explicarea acestor observatii experimentale s-a facut prin introducerea numarului cuantic de straneitate (S) care se conserva in interactiile tari si nu se conserva in interactiile slabe. Ipoteza existentei acestui numar cuantic a fost propusa de Nambu, Nishijima, Yamaguchi [6] si Oneda [7] in 1951, de Pais [8] in 1952 si Gell-Mann [9] in 1953.

Urmatoarea problema investigata, experimental si teoretic, a fost determinarea paritatii hiperonilor si kaonilor. Primele rezultate experimentale in aceasta directie au fost publicate in jurul anului 1960 [10, 11, 12]. Tot in aceiasi perioada au aparut si primele studii teoretice ale fotoproducerii kaonilor vizind aceiasi problema a paritatii [13, 14, 15, 16]. Toate aceste investigatii au dus la asignarea unei paritati negative kaonului si a uneia pozitive barionilor Λ si $\Sigma^{0,\pm}$.

Odata stabilite caracteristicile particulelor stranii, eforturile experimentale si teoretice s-au indreptat spre studiul interactiei acestora cu celelalte particule. Cele mai multe asemenea studii au fost realizate pina in prezent prin intermediul reactiilor hadronice induse de mezonii π si K [17], favorizate fiind de sectiunile lor eficace mari. Dintre reactiile electromagnetice de producere a sistemelor cu straneitate, fotoproducerea este cea mai bine studiata. Electroproducerea este, in fapt, o generalizare a sa si ii urmeaza evolutia indeaproape.

Primele studii experimentale ale reactiilor de fotoproducere au fost facute in 1958 [18] cind s-au publicat primele valori pentru sectiunea eficace a reactiei $\gamma + p \rightarrow K^+ + \Lambda$. In 1960 au fost publicate si rezultatele primei incercari de masurare a polarizarii particulelor Λ rezultate din fotoproducere [19]. Pina la jumatatea anilor 1970 s-au acumulat informatii experimentale satisfacatoare despre sectiunea eficace de fotoproducere pentru energii pina la 1.4 GeV. Nu acelasi lucru se poate spune despre polarizarile hiperonilor pentru care exista doar citeva masuratori si acestea cu erori destul de mari [20]. In 1978 a fost realizat un experiment de fotoproducere pe tinta de protoni polarizati care a raportat un numar de trei puncte experimentale ramase singurele din literatura pina in prezent [21]. Nu au fost inca publicate masuratori cu fascicule polarizate dar exista o serie de experimente in desfasurare la Grenoble Anneau Accelérateur Laser (GRAAL). Masuratori de fotoproducere pe nuclee exista foarte putine, primele pe deuteriu fiind realizate in 1971 [22] iar pe nuclee mai complexe (bismut) abia in 1987 [23].

Reactiile de electroproducere ale kaonilor au fost mult mai putin studiate pina in prezent si nu au inceput decit in 1972 [25]. Exista doar masuratori ale sectiunii eficace [25, 26, 27, 28, 29, 30], cele mai multe pina la valori ale patratului transferului de 4-impuls intre electron si proton de $2 (GeV/c)^2$. Perioada studierii intense a acestor reactii a fost pina in jurul anului 1980, perioada in care nu a fost efectuata nici o masuratoare a polarizarii hiperonilor

produsi in asociere cu kaonii si nici masuratori cu tinte sau fascicule polarizate.

Studiile teoretice legate de aspectele dinamice ale mecanismului foto si electroproducerii de kaoni au inceput in jurul anului 1950 dar sint inca incomplete. O explicatie a acestei situatii, comparativ, de exemplu, cu foto si electroproducerea de pioni, poate fi rolul jucat de cuarcul s care introduce un nou grad de libertate si care face ca in proces sa intervina un numar mai mare de rezonante nucleonice si hiperonice.

Aceste studii au inceput cu aplicarea pentru aceste reactii a tehnicilor teoriei dispersiei [15] aplicate anterior pentru fotoproducere de pioni de catre Chew, Goldberger, Low si Nambu [31]. Au urmat alte lucrari cu abordari similare pentru studiul fotoproducerii de kaoni si la care se adauga o serie de studii bazate pe modele Regge [24].

Primele studii teoretice ale electroproducerii de kaoni au fost facute de Levy, Majerotto si Read in 1972 [32]. Abordarea lor a fost o extindere a unui model Regge dezvoltat anterior de ei pentru fotoproducere.

Din 1970 a inceput sa fie introdusa dualitatea [33] (vezi sectiunea 5.3) in diferite modele ca o constringere fundamentala asupra diagramelor permise pentru descriere procesului. Primul studiu ce a inclus constringerea de dualitate a fost o analiza de multipoli a fotoproducerii de kaoni realizata de Schorsch, Tietge si Weilnbock [34].

Primele calcule de fotoproducere pe deuteriu au fost facute de Renard si Renard [35] si dezvoltate ulterior de Hsiao si Cotanch [36]. Nu exista inca calcule similare pentru electroproducere.

Dupa inceputul anilor 80 foto si electroproducerea de particule stranii sint foarte putin studiate. Revitalizarea domeniului incepe odata cu perspectiva construirii de noi acceleratoare de electroni de energii intermediare (citiva GeV) si din 1985 incepe sa creasca interesul teoretic pentru aceste reactii si sa apara o serie de noi modele [37].

In domeniul experimental noi studii de foto si electroproducere de particule stranii sint astazi planificate sau in curs de desfasurare la noile acceleratoare de electroni de energii intermediare: Continuous Electron Beam Accelerator Facility (CEBAF) (USA), Electron Stretcher Accelerator (ELSA) (Germania) si European Synchrotron Radiation Facility (ESRF) (Franta).

1.2 Cinematica Reactiei

In domeniul energiilor intermediare (energii de citiva GeV) cele mai importante reactii de electroproducere de particule stranii sint:

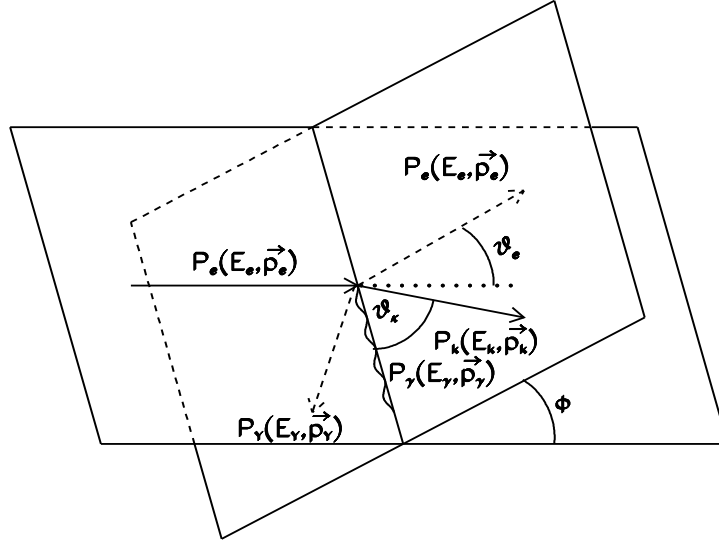


Figura 1.1: Configuratia cinematica a reactiei de electroproducere de kaoni

$$e + p \rightarrow e + K^+ + \Lambda \quad (1.1)$$

$$e + p \rightarrow e + K^+ + \Sigma^0 \quad (1.2)$$

$$e + n \rightarrow e + K^+ + \Sigma^- \quad (1.3)$$

Aceste reactii au doar 3 particule in starea finala si pragul energetic coborit ($\approx 1.6 \text{ GeV}$), motiv pentru care sint mai usor de studiat.

Configuratia cinematica a procesului de electroproducere pe un proton este prezentata in figura 1.1 impreuna cu notatiile pentru 4-vectorii asociati fiecarei particule.

Descrierea teoretica a procesului se face in aproximatia schimbului unui foton virtual intre electronul imprastiat si nucleonul tinta, conform diagramei Feynman din figura 1.2. Justificarea folosirii acestei aproximatii provine din valoarea mica a constantei de interactie electromagnetica $\alpha = \frac{1}{137}$. Considerarea schimbului de mai multi fotoni aduce corectii la sectiunea eficace a procesului doar de citeva procente, sub erorile experimentale obtinute pina in prezent. Lucrind in aproximatia schimbului unui foton, electroproducerea poate fi privita ca o fotoproducere cu fotoni virtuali a caror masa, energie si

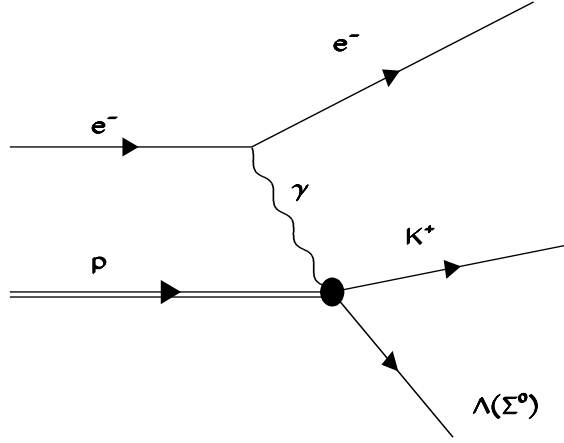


Figura 1.2: Diagrama Feynman cu schimb de un foton pentru reactia de electroproducere de kaoni

polarizare sint determinate de marimile cinematice ale electronului incident si ale celui imprastiat.

Fotonul schimbat intre electronul imprastiat si protonul tinta are citeva proprietati importante:

1. este monoenergetic, cu energia si impulsul fixate de energia si impulsul electronilor incident si imprastiat, asa cum rezulta din relatiile:

$$E_\gamma = E_e - E'_e, \quad \vec{p}_\gamma = \vec{p}_e - \vec{p}_{e'} \quad (1.4)$$

2. patrutul masei sale este intotdeauna negativ daca se neglijeaza masa electronului (P_γ este un 4-vector de tip "spacelike").

$$q^2 = P_\gamma^2 = 2m_e^2 - 2E_e E'_e - 2\vec{p}_e \vec{p}'_e \cos \theta_e \quad (1.5)$$

unde θ_e este unghiul de imprastiere al electronului (fig. 1.1).

In aproximatia ultrarelativista ($m_e \ll E_e$):

$$q^2 = -4E_e E'_e \sin^2 (\theta_e/2) \quad (1.6)$$

3. poate fi polarizat atat transversal (ε) cit si longitudinal (ε_L), spre deosebire de fotonii reali care sint polarizati doar transversal. Polarizarea transversala este determinata de configuratia cinematica a electronilor incidenti si imprastiat [38]:

$$\varepsilon = \frac{1}{1 + 2 \frac{p_\gamma^2}{-q^2} \tan^2 (\theta_e/2)} \quad (1.7)$$

Aceasta polarizare poate fi variata intre valorile 0 si 1. Posibilitatea modificarii ei in acest fel este un avantaj al experimentelor cu fotoni virtuali. Acest tip de experimente au insa si dezavantajul numarului mic de fotoni virtuali care se pot obtine, comparativ cu cel dintr-un fascicul de fotoni reali.

Polarizarea longitudinala este legata de cea transversala prin relatia:

$$\varepsilon_L = \frac{-q^2}{E_\gamma^2} \varepsilon \quad (1.8)$$

Caracterizarea cinematica a particulelor cu ajutorul energiei, impulsului si a unghiului de imprastiere sau de emisie este dependenta de sistemul de referinta. In locul acestor marimi se prefera utilizarea unor invarianti si anume:

- patrutul transferului de 4-impuls intre electronul initial si cel final:

$$Q^2 = -q^2 = -(P_e - P_{e'})^2 \quad (1.9)$$

- patrutul masei invariante a sistemului de hadroni din starea finala:

$$W^2 = (P_p + P_\gamma)^2 = (P_K + P_Y)^2, \quad Y = \Lambda, \Sigma^0 \quad (1.10)$$

- patrutul transferului de 4-impuls intre fotonul virtual si kaon:

$$t = (P_\gamma - P_K)^2 \quad (1.11)$$

In sistemul laboratorului (SL) acesti invarianti au expresiile:

$$Q^2 = 4E_e E'_e \sin^2 (\theta_e/2) \quad (1.12)$$

$$W^2 = m_p^2 - 2E_\gamma m_p - Q^2 \quad (1.13)$$

$$t = m_K^2 - Q^2 + 2(E_\gamma E_K - \vec{p}_\gamma \cdot \vec{p}_K) \quad (1.14)$$

Din punct de vedere cinematic electroproducerea, in general, si electroproducerea de kaoni, in particular, poate fi privita ca un proces situat intre

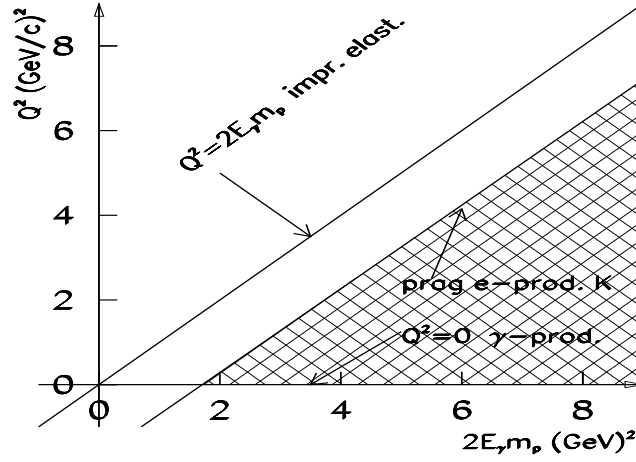


Figura 1.3: Legatura cinematica intre imprastierea elastica a electronilor, electroproducerea si fotoproducerea de kaoni

imprastierea elastica si fotoproducerea cu fotoni reali, cum se poate vedea din graficul dependentei lui Q^2 de produsul $2E_\gamma m_p$ prezentat in figura 1.3.

In aceasta figura imprastierea elastica corespunde dreptei cu ecuatia $Q^2 = 2E_\gamma m_p$ iar fotoproducerea corespunde axei orizontale $Q^2 = 0$.

Electroproducerea este inasa o reactie cu prag, valoarea sa de prag fiind determinata de masa invarianta a sistemului de hadroni din starea finala:

$$W_{prag} = m_Y + m_K \quad (1.15)$$

Pentru $Y = \Lambda$ valoarea de prag este $W_{prag} = 1.61 \text{ GeV}$ iar pentru $Y = \Sigma^0$ $W_{prag} = 1.69 \text{ GeV}$.

Domeniul electroproducerii de kaoni corespunde zonei cuprinsa intre dreapta cu ecuatia

$$Q^2 = m_N^2 + 2E_\gamma m_N - W_{prag}^2 \quad (1.16)$$

si axa orizontala ce defineste fotoproducerea (zona hasurata).

Aceasta plasare, din punct de vedere cinematic, a electroproducerii intre imprastierea elastica si fotoproducere, face ca anumite caracteristici ale acestor doua procese sa se regaseasca la electroproducere. De exemplu, sectiunea eficace depinde de factorii de forma ai hadronilor implicati atat in cazul imprastierii elastice cit si al electroproducerii, iar intre distributia unghiulara a kaonilor rezultati din fotoproducere si cea a kaonilor rezultati din electroproducere exista o strinsa corectie, cum va fi prezentat in sectiunea urmatoare.

1.3 Sectiunea Eficace

Pentru electroproducerea de kaoni pe un proton de masa m_p , sectiunea eficace diferentiala este data de relatia [39, 40, 41]:

$$d^9\sigma = \frac{1}{4(2\pi)^5 \sqrt{(P_p P_e)^2 - m_e^2 m_p^2}} \sum' |T_{fi}|^2 \frac{d\vec{p}'_e}{2E'_e} \frac{d\vec{p}_K}{2E_K} \frac{d\vec{p}_Y}{2E_Y} \delta(P_p + q - P_K - P_Y) \quad (1.17)$$

unde Y este Λ sau Σ^0 .

Simbolul $\sum'$ desemneaza suma dupa starile de spin ale particulelor din starea finala si medie dupa starile de spin ale particulelor din starea initiala.

Calculat in termenii electrodinamicii cuantice (QED) si in aproximatia schimbului de un foton virtual, elementul de matrice T_{fi} are expresia:

$$T_{fi} = \frac{e^2}{q^2} \bar{u}(e') \gamma^\mu u(e) J_\mu^{\mathcal{H}} \quad (1.18)$$

unde $J_\mu^{\mathcal{H}}$ este curentul hadronic a carui expresie va fi discutata in capitolul 5 iar $u(e)$ este operatorul de cimp asociat electronului.

Presupunind cunoscut curentul hadronic, sumind dupa starile de spin ale particulelor din starea finala si mediind peste starile de spin ale particulelor din starea initiala a reactiei, termenul $\sum' |T_{fi}|$ poate fi factorizat sub forma:

$$\begin{aligned} \sum' |T_{fi}| &= \frac{e^2}{4q^4 m_e^2} \frac{2q^2}{\varepsilon - 1} \sum_{\lambda, \lambda'} \left[\frac{1}{2} (|J_x^{\mathcal{H}}|^2 + |J_y^{\mathcal{H}}|^2) + \frac{\varepsilon}{2} (|J_x^{\mathcal{H}}|^2 - |J_y^{\mathcal{H}}|^2) + \varepsilon_L |J_z^{\mathcal{H}}|^2 \right. \\ &\quad \left. - \sqrt{2\varepsilon_L(\varepsilon + 1)} (J_z^{\mathcal{H}*} J_x^{\mathcal{H}} + J_x^{\mathcal{H}*} J_z^{\mathcal{H}}) \right] \end{aligned} \quad (1.19)$$

unde $J_x^{\mathcal{H}}$, $J_y^{\mathcal{H}}$ si $J_z^{\mathcal{H}}$ sint componentele curentului hadronic dupa directiile sistemului de coordonate drept (x,y,z) ales astfel incit axa z este paralela cu impulsul fotonului virtual iar axa y perpendiculara pe planul de imprastiere, de-a lungul produsului $\vec{p}_e \times \vec{p}_{e'}$.

Introducind aceasta expresie in relatia 1.17 si integrind dupa impulsul hiperonului final se obtine sectiunea eficace de electroproducere:

$$\frac{d^5\sigma}{dE'_e d\Omega_e d\Omega_K^*} = \frac{\alpha}{2\pi^2} \frac{E'_e}{E_e} \left(\frac{1}{-q^2} \right) \frac{q_L}{1 - \varepsilon} \frac{d\sigma_v}{d\Omega_k^*} \quad (1.20)$$

unde $q_L = \frac{W^2 - m_p^2}{2m_p}$ reprezinta energia pe care ar trebui sa o aiba un foton real pentru a produce un sistem KY cu masa invarianta W iar

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_v}{d\Omega_K^*} &= \frac{\alpha}{16\pi} \frac{|\vec{p}_K^*|}{q_L} \frac{1}{m_p W} \sum_{\lambda, \lambda'} \left[\frac{1}{2} (|J_x^{\mathcal{H}}|^2 + |J_y^{\mathcal{H}}|^2) + \frac{\varepsilon}{2} (|J_x^{\mathcal{H}}|^2 - |J_y^{\mathcal{H}}|^2) + \varepsilon_L |J_z^{\mathcal{H}}|^2 \right. \\ &\quad \left. - \sqrt{2\varepsilon_L(\varepsilon + 1)} (J_z^{\mathcal{H}*} J_x^{\mathcal{H}} + J_x^{\mathcal{H}*} J_z^{\mathcal{H}}) \right] \end{aligned} \quad (1.21)$$

cu $\vec{p}_K^*$ impulsul kaonilor in sistemul centrului de masa (SCM) al sistemului KY.

S-a ales aceasta notatie pentru a se pune in evidenta asemanarea cu sectiunea eficace de fotoproducere cu un fascicul de fotoni reali ($|\vec{p}_\gamma| = q_L$), partial polarizat (ε) [42, 43]:

$$\frac{d\sigma_\gamma}{d\Omega_K^*} = \frac{\alpha}{16\pi} \frac{|\vec{p}_K^*|}{|\vec{p}_\gamma|} \frac{1}{m_N W} \sum_{\lambda, \lambda'} \left[\frac{1}{2} (|J_x^{\mathcal{H}}|^2 + |J_y^{\mathcal{H}}|^2) + \frac{\varepsilon}{2} (|J_x^{\mathcal{H}}|^2 - |J_y^{\mathcal{H}}|^2) \right] \quad (1.22)$$

Sectiunea $\frac{d\sigma_v}{d\Omega_K^*}$ este atunci interpretata ca sectiunea eficace de fotoproducere cu fotoni virtuali in sistemul centrului de masa al sistemului KY.

Trecind la coordonate sferice, factorizind dependenta de unghiul azimutal ϕ in relatia 1.22 si tinind cont de dependenta lui ε_L de ε (relatia 1.8), sectiunea eficace de electroproducere poate fi pusa sub forma:

$$\frac{d^5\sigma}{dE'_e d\Omega_e d\Omega_K^*} = \Gamma_t \frac{d\sigma_v}{d\Omega_K^*} \quad (1.23)$$

unde

$$\Gamma_t = \frac{\alpha}{2\pi^2} \frac{E'_e}{E_e} \frac{W^2 - m_p^2}{2m_p} \frac{1}{Q^2} \frac{1}{1 - \varepsilon} \quad (1.24)$$

$$\frac{d\sigma_v}{d\Omega_K^*} = \frac{d\sigma_T}{d\Omega_K^*} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{d\Omega_K^*} + \sqrt{2\epsilon(1 + \epsilon)} \cos(\phi) \frac{d\sigma_{TL}}{d\Omega_K^*} + \epsilon \cos(2\phi) \frac{d\sigma_{TT}}{d\Omega_K^*} \quad (1.25)$$

Γ_t este interpretat ca numarul de fotoni virtuali per electron imprastiat in unghiul solid $d\Omega_e$ si cu energia in intervalul dE'_e (flux de fotoni virtuali). El este de origine pur electromagnetica si contine efectul vertexului electron-foton si a propagatorului foton.

Marimile $d\Omega_e$, E_e , E'_e sint masurate in sistemul laboratorului.

Cei patru termeni din expresia sectiunii eficace diferentiale de fotoproducere cu fotoni virtuali au urmatoarele semnificatii fizice:

$\frac{d\sigma_T}{d\Omega_K^*}$ - sectiunea eficace de fotoproducere cu fotoni virtuali polarizati transversal,

$\frac{d\sigma_L}{d\Omega_K^*}$ - sectiunea eficace de fotoproducere cu fotoni virtuali polarizati longitudinal,

$\frac{d\sigma_{TT}}{d\Omega_K^*}$ - sectiunea eficace de fotoproducere cu fotoni virtuali corespunzatoare interferentei intre componentele transversale ale polarizarii fotonilor,

$\frac{d\sigma_{LT}}{d\Omega_K^*}$ - sectiunea eficace de fotoproducere cu fotoni virtuali corespunzatoare interferentei intre componentele transversala si longitudinala ale polarizarii fotonilor.

La limita $q^2 \rightarrow 0$ termenii $\frac{d\sigma_L}{d\Omega_K^*}$ si $\frac{d\sigma_{LT}}{d\Omega_K^*}$ dispar astfel incit sectiunea eficace de electroproducere se reduce la sectiunea eficace de fotoproducere cu fotoni reali.

Daca se integreaza relatia 1.23 dupa directia kaonului se obtine [44]:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_\epsilon dE'_e} = \Gamma_t[\sigma_T + \varepsilon\sigma_L] \quad (1.26)$$

Sectiunile eficace σ_L si σ_T poarta numele de sectiunile eficace longitudinale si transversale ale electroproducerii. Ele sint dependente de Q^2 , W si t . Alegind diferite configuratii cinematice astfel incit acesti invarianti sa ramina constanti dar sa se modifice valorile pentru parametrul ε se pot separa experimental aceste doua sectiuni eficace. Celelalte doua componente, σ_{TL} si σ_{TT} pot fi separate doar lucrind la valori nenule ale unghiului nominal ϕ si utilizind dependenta sectiunii de acest unghi.

1.4 Polarizarea Hiperonilor

Daca nu se sumeaza peste starile de spin ale particulelor din starea finala a reactiei, expresia sectiunii eficace pentru o anumita orientare $\mathbf{S}$ a spinului hiperonului produs in stare finala este data de relatia [45, 46]:

$$\frac{d\sigma(\mathbf{S})}{d\Omega_K^*} = \frac{d\sigma_v}{d\Omega_K^*} \frac{1}{2} (1 + \mathbf{S} \cdot \mathbf{P}) \quad (1.27)$$

unde $\mathbf{P}$ este vectorul polarizare al hiperonului.

Alegind axele de polarizare ca in figura 1.4, componentele polarizarii sint date de urmatoarele expresii:

$$P_x \frac{d\sigma_v}{d\Omega_K^*} = \sqrt{2\varepsilon(1+\varepsilon)} \sin\phi \frac{d\sigma_{TL}^x}{d\Omega_K^*} + \varepsilon \sin 2\phi \frac{d\sigma_{TT}^x}{d\Omega_K^*} \quad (1.28)$$

$$P_y \frac{d\sigma_v}{d\Omega_K^*} = \frac{d\sigma_T^y}{d\Omega_K^*} + \varepsilon \frac{d\sigma_L^y}{d\Omega_K^*} + \sqrt{2\varepsilon(1+\varepsilon)} \cos\phi \frac{d\sigma_{TL}^y}{d\Omega_K^*} + \varepsilon \cos 2\phi \frac{d\sigma_{TT}^y}{d\Omega_K^*} \quad (1.29)$$

$$P_z \frac{d\sigma_v}{d\Omega_K^*} = \sqrt{2\varepsilon(1+\varepsilon)} \sin\phi \frac{d\sigma_{TL}^z}{d\Omega_K^*} + \varepsilon \sin 2\phi \frac{d\sigma_{TT}^z}{d\Omega_K^*} \quad (1.30)$$

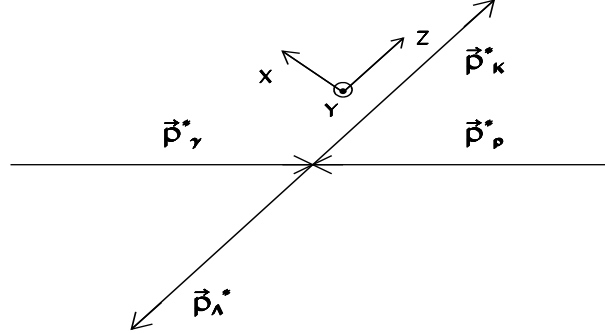


Figura 1.4: Axele de polarizare ale hiperonilor

Mediind peste unghiul azimutal al kaonului, componentele P_x si P_z ale polarizarii hiperonului se anuleaza. Ramine doar componenta normala la planul de productie al hadronilor:

$$P_y = \frac{\frac{d\sigma_T^y}{d\Omega_K^*} + \varepsilon \frac{d\sigma_L^y}{d\Omega_K^*}}{\frac{d\sigma_n}{d\Omega_K^*}} \quad (1.31)$$

Deci, hiperonii rezultati din reactiile de electroproducere sint polarizati chiar si atunci cind nu se lucreaza cu fascicule de electroni sau tinte polarizate. Aceasta polarizare poarta numele de polarizare indusa.

Expresiile sectiunilor eficace prezentate pina in prezent au fost deduse doar pe baza QED. Interactia tare ce intervine in reactia de electroproducere este continuta in componentele σ_L, σ_T etc. Intru-cit interactia tare nu este inca bine cunoscuta din punct de vedere teoretic, asa cum este interactia electromagnetica, calculul acestor componente se poate face doar in cadrul unor modele ce includ o serie de ipoteze. Acest subiect va fi prezentat in detaliu in capitolul 5.

1.5 Date Experimentale Existente

In continuare vor fi prezentate si discutate datele experimentale existente in literatura de specialitate pina in anul 1996 pentru reactiile de electroproducere de kaoni pe tinte de protoni la energii ale electronului incident de pina la 5 GeV. Unde este posibil, ele vor fi comparate cu datele pentru reactiile similare

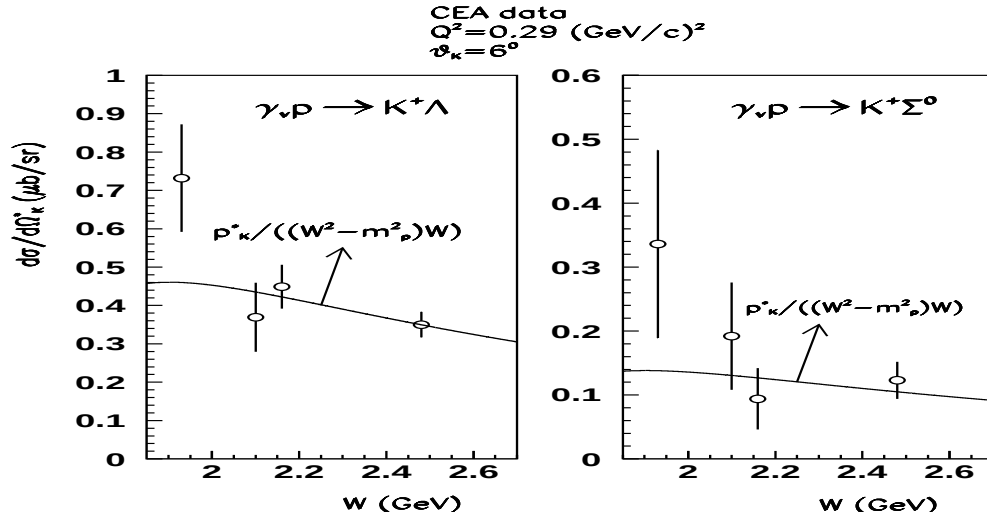


Figura 1.5: Dependenta sectiunii eficace $d\sigma/d\Omega_K^*$ de W din datele de la CEA; curbele reprezinta dependentele teoretice indicate (vezi text);

de fotoproducere. Se vor evidentia concluziile extrase din aceste date precum si aspectele care necesita informatii experimentale suplimentare.

Se va urmari, astfel, atit comportarea sectiunii eficace a proceselor studiate la variatia masei fotonului virtual ($-Q^2$), a energiei invariante a sistemului de hadroni produs (W) si a transferului de 4-impuls intre fotoni si protoni cit si contributia fiecarei stari de polarizare la sectiunea eficace totala. Deasemenea, vor fi prezentate informatiile experimentale existente despre polarizarea indusa a hiperonilor produsi in reactiile electromagnetice.

1.5.1 Variatia sectiunii eficace cu Q^2 , W si t

Dependenta de W a sectiunii eficace

Dependenta sectiunii eficace de electroproducere de kaoni de energia invarianta a sistemului hadronic produs a fost studiata destul de putin si nu foarte sistematic. O prima incercare a fost facuta in 1972 la Chambridge Electron Accelerator (CEA) [25] unde au fost facute masuratori la valorile constante $Q^2 = 0.29 \text{ (GeV/c)}^2$, $\theta_K^* = 6.0^\circ$ si la valori diferite ale lui W in jurul a 2 GeV . Rezultatele acestor masuratori sint prezentate in figura 1.5. Se poate constata scaderea sectiunii eficace diferentiale cu cresterea lui W , scadere ce este mai rapida pentru valori mici ale lui W .

Cele mai multe dintre studiile de electroproducere de kaoni ce au urmat acestui experiment au folosit o concluzie asupra dependentei sectiunii eficace

de W extrasa din masuratorile de fotoproducere, si anume ca elementul de matrice $|T_{fi}|^2$ nu depinde de W . Aceasta concluzie a fost evidentiata de Boyarski et. al. [47] care au constatat ca produsul dintre $(W^2 - m_p^2)^2$ si sectiunea eficace diferentiala de fotoproducere $d\sigma/dt$ nu depinde de W . Acest produs este insa egal tocmai cu elementul de matrice din expresia sectiunii eficace pentru fotoproducere.

Presupunind ca aceasta observatie este adevarata si pentru reactiile similare de electroproducere si avind in vedere expresia sectiunii eficace diferentiale pentru aceste reactii (vezi sectiunea 1.3), se poate trage concluzia ca aceasta sectiune diferentiala depinde de W prin relatia:

$$\frac{d\sigma_v}{d\Omega^*} \sim \frac{|\vec{p}_K^*|}{(W^2 - m_p^2)W} \quad (1.32)$$

Comparind insa datele de la CEA cu aceasta dependenta (figura 1.5) se constata ca ea poate fi considerata valabila doar pentru valori ale lui W peste 2 GeV , atit in reactia cu producere de Λ cit si in cea cu producere de Σ^0 .

Un studiu ceva mai detaliat al dependentei de W a fost facut de Azemoon et. al. la DESY [26] masurind sectiunea $d\sigma/dt$. Instalatia experimentală folosita a permis integrarea sectiunii eficace peste tot domeniul unghiului azimutal, $0 \leq \phi \leq 2\pi$, astfel incit sectiunea raportata de ei contine doar componentele transversala (σ_T) si longitudinala (σ_L). Experimentul a aratat ca aceasta sectiune eficace, atit pentru producere de Λ cit si de Σ^0 , are o dependenta mai puternica de W la valori mici ale lui Q^2 ($\sim 0.25(\text{GeV}/c)^2$) si pentru W cuprins intre 2.15 si 2.35 GeV (figura 1.6) (ca $(W^2 - m_p)^{-3.5}$ pentru producere de Λ si $(W^2 - m_p)^{-2.4}$ pentru producere de Σ^0). Pentru valori mai mari ale lui Q^2 ($\sim 0.35(\text{GeV}/c)^2$) si pentru W cuprins intre 2.35 si 2.60 GeV dependenta de W este mai lenta (ca $(W^2 - m_p)^{-2.9}$ pentru producere de Λ si $(W^2 - m_p)^{-2.2}$ pentru producere de Σ^0). Aceasta comportare a fost explicata print-o posibila dependenta diferita de Q^2 a componentelor σ_T si σ_L si o modificare a contributiei lor relative odata cu cresterea lui Q^2 . Verificarea acestei concluzii cere insa separarea experimentală a celor doua componente ale sectiunii eficace.

Dependenta de Q^2 a sectiunii eficace

Mult mai multa atentie a fost data studiului dependentei sectiunii eficace de Q^2 intru-cit de aici se pot vedea efectele trecerii de la fotonul real la cel masiv, virtual.

Primul asemenea studiu a fost realizat la CEA [25] unde a fost determinata sectiunea eficace diferentiala in sistemul centrului de masa $d\sigma/d\Omega_K^*$ la valorile

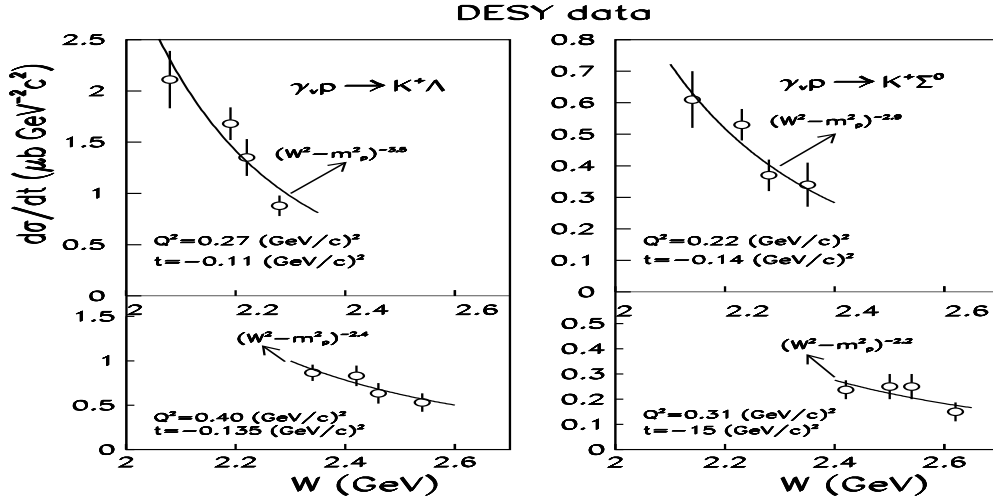


Figura 1.6: Dependenta de W a sectiunii eficace $d\sigma/dt$ din datele de la DESY; curbele reprezinta fitul datelor cu functiile indicate (vezi text)

constante $W = 2.17 \text{ GeV}$ si $\theta_K^* = 6^\circ$, mediind peste tot domeniul unghiului azimutal Φ si pentru Q^2 cuprins intre 0.29 si 1.17 (GeV)^2 (figura 1.7). Masuratorile au fost facute atat pentru producere de Λ cit si de Σ^0 . Rezultatele lor au indicat pentru reactia cu producere de Λ o scadere clara a sectiunii eficace odata cu cresterea masei fotonului virtual. Datele pentru producerea de Σ^0 , desi afectate de erori mult mai mari, indica valori de aproximativ 5 ori mai mici decit pentru canalul anterior si sugereaza o scadere a sectiunii eficace mai rapida cu cresterea lui Q^2 .

Masuratori ale aceleiasi sectiuni eficace au fost facute apoi de colaborarea Harvard - Cornell la Wilson Synchrotron Laboratory (Cornell University) [27, 28]. Aici s-au facut masuratori la mai multe valori ale energiei sistemului haronic W si ale unghiului de producere al kaonului θ_K^* , extinzind in acelasi timp domeniul lui Q^2 pina la 4 GeV si mediind peste tot domeniul posibil al unghiului azimutal. Citeva dintre rezultatele acestei cercetari sint prezentate in figura 1.7. Ele confirma caracterul descrescator al sectiunii eficace diferentiale observat anterior.

Totusi masuratorile facute au fost la valori diferite ale energiei W si ale unghiului θ_K^* . Pentru o interpretare unitara a lor si pentru a determina variatia sectiunii eficace doar cu Q^2 , valorile obtinute experimental pentru unghiuri mai mici de 15° si la diferite valori W au fost extrapolate la o valoarea comuna ($W = 2.15$) folosind relatia 1.32. Cum s-a prezentat in sectiunea anterioara, aceasta da o buna descriere a dependentei sectiunii eficace de W pentru $W \geq 2 \text{ GeV}$, domeniu in care sint majoritatea datelor experimentale. Rezul-

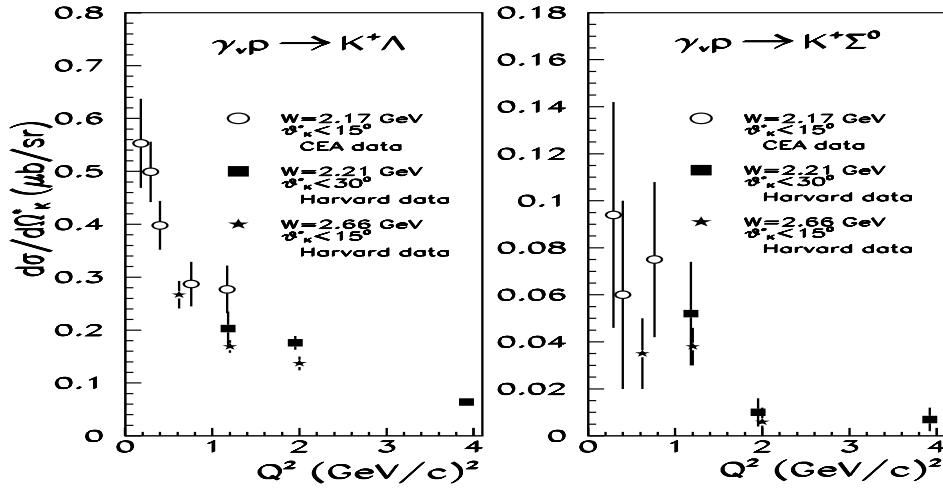


Figura 1.7: Dependenta de Q^2 a sectiunii eficace $d\sigma/d\Omega_K^*$ din datele de la CEA si Harvard (vezi text)

tatele acestei extrapolari sint prezentate in figura 1.8 pentru ambele canale de reactie. Se constata ca in ambele cazuri sectiunea eficace diferentiala scade cu crestera lui Q^2 , mai abrupt pentru canalul cu productie de Σ^0 . Fitarea datelor experimentale cu o functie de forma $(Q^2 + a)^{-2}$ a dus la valorile $a = 2.67 \pm 0.28$ pentru starea finala $K^+ \Lambda$ si $a = 0.785 \pm 0.095$ pentru $K^+ \Sigma^0$ [28].

In aceleasi figuri datele de electroproducere sint comparate cu cele de fotoproducere corespunzatoare, obtinute la DESY [48]. Se constata o comportare diferita a sectiunii eficace diferentiale pentru cele doua reactii. Pentru producerea de Λ sectiunea de fotoproducere este mai mica decit cea de electroproducere la valori mici ale lui Q^2 sugerind existenta unui maxim si apoi o scadere uniforma pe masura ce Q^2 creste. Pentru producerea de Σ^0 sectiunea scade uniform pe tot domeniul, incepind de la $Q^2 = 0$. Dar, datele de fotoproducere sint obtinute la $\theta_K^* = 25^\circ$ in timp ce cele de electroproducere sint la diferite unghiuri mai mici de 15° . Lipsa datelor experimentale la exact aceleasi unghiuri pentru ambele reactii si lipsa masuratorilor pentru sectiunea eficace de electroproducere la valori foarte mici ale lui Q^2 nu permite extragerea unei concluzii clare despre existenta sau nu a unui maxim in comportarea sectiunii eficace pentru canalul cu productie de Λ .

In 1975 si 1979 au fost realizate la DESY alte doua experimente de electroproducere de kaoni [26, 30] care au studiat, printre altele, dependenta sectiunii $d\sigma/dt$ de transferul de 4-impuls Q^2 . Citeva dintre rezultate sint prezentate in figura 1.9. si comparate cu cele de fotoproducere in conditii cinematice similare [47, 48]. Aceste date confirma o parte din observatiile anterioare si

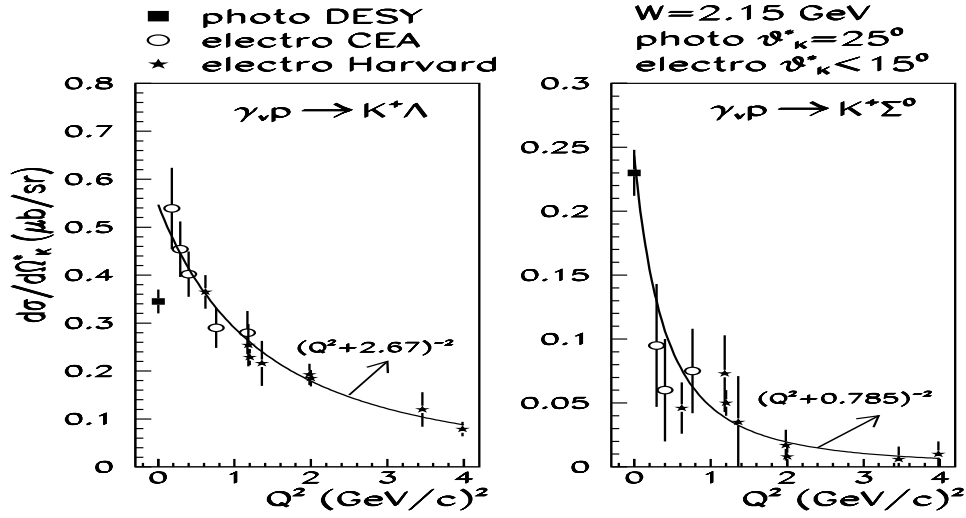


Figura 1.8: Dependenta de Q^2 a sectiunii eficace $d\sigma/d\Omega_K^*$ la $W = 2.15$ GeV; curbele reprezinta fitul datelor cu functiile indicate (vezi text)

anume: valorile mai mici ale sectiunii eficace pentru producerea de Σ^0 comparativ cu cele pentru producerea de Λ , caracterul descrescator al sectiunii eficace cu cresterea lui Q^2 pentru ambele reactii si caracterul mai abrupt al acestei descresteri pentru starea finala $K^+ \Sigma^0$. Nici unul dintre aceste doua experimente nu pune insa in evidenta un maxim in dependenta sectiunii de Q^2 pentru producerea particulelor Λ . Dar masuratorile sint de data aceasta pe domenii limitate ale unghiului azimutal si deci o contributie la sectiunea eficace poate interveni din termenii de interferenta ai polarizarii fotonului virtual, termeni ce nu erau prezenti in masuratorile anterioare. Azemoon et. al. [26] au considerat acesti termeni de interferenta neglijabili pe baza unor masuratori facute de ei in acelasi experiment si care vor fi detaliate in sectiunea 1.5.2. Masuratorile lor pentru aceste componente sint foarte imprecise si in limita erorilor mari ei le considera compatibile cu 0.

Comportarea sectiunii eficace de electroproducere la modificarea masei fotonului virtual poate fi explicata prin contributia diferita a componentelor sale longitudinale si transversale si variatia acestora cu Q^2 . Scaderea rapida a sectiunii eficace pentru reactia cu producere de Σ^0 , odata cu cresterea lui Q^2 poate fi un indiciu al unei slabe contributii a fotonilor polarizati longitudinal la producere de Σ^0 . Scaderea mai lenta a sectiunii eficace pentru producerea de Λ ar indica atunci o contributie mai mare a fotonilor polarizati longitudinal la producerea acestei particule. Prezenta unui maxim in variatia acestei sectiuni ar indica chiar o dominare a componentei sale longitudinale in raport cu cea

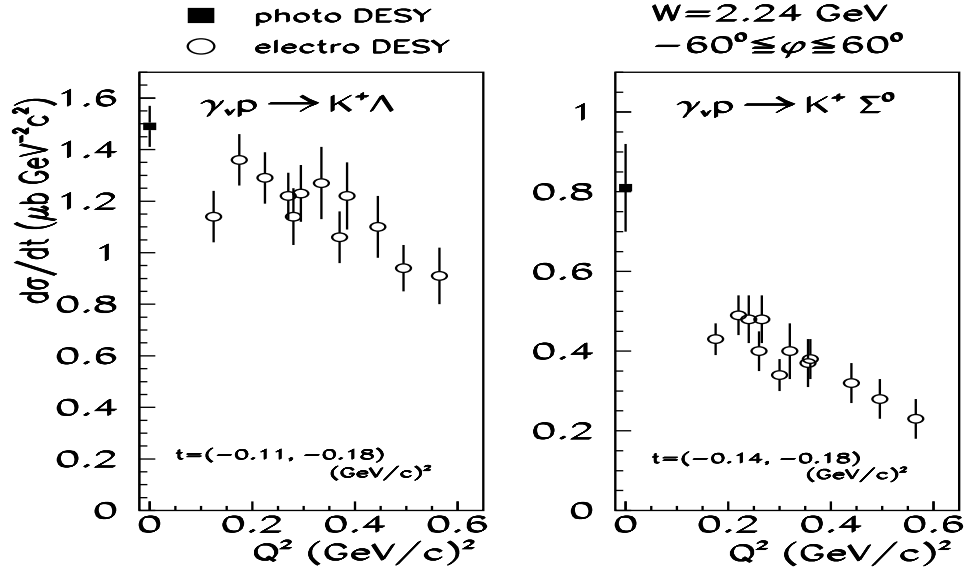


Figura 1.9: Dependenta de Q^2 a sectiunii eficace $d\sigma/dt$ din datele de la DESY (vezi text)

transversala.

Pe de alta parte, prezenta unui maxim in dependenta sectiunii eficace de Q^2 a fost observata si in electroproducerea de π^+ pentru care este deja acceptata concluzia dominarii componentei longitudinale a sectiunii eficace [49, 50]. Se poate astfel stabili o similitudine intre electroproducerea starilor $\pi^+ n$ si $K^+ \Lambda$, dominata de componenta longitudinala a sectiunii eficace [51], precum si intre cea a starilor $\pi \Delta^0$ si $K^+ \Sigma^0$ in care componenta longitudinala are o influenta foarte mica [52].

Dominarea componentei longitudinale a sectiunii eficace de electroproducere a particulei Λ ar putea fi explicata din punct de vedere teoretic prin dominarea mecanismului reactiei de catre diagrama cu schimb de kaoni in canalul t (figura 1.10), analog cazului electroproducerii de π^+ pentru care se accepta ca dominanta a mecanismului de productie diagrama cu schimb de pioni [53]. Cum constanta de cuplaj $g_{NK\Lambda}$ este mult mai mare decat $g_{NK\Sigma^0}$ (vezi capitolul 5), s-ar explica atunci nu numai scaderea mai lenta a sectiunii eficace de productie de Λ pe masura ce fotonul devine mai masiv dar si valorile mai mari ale acestor sectiuni.

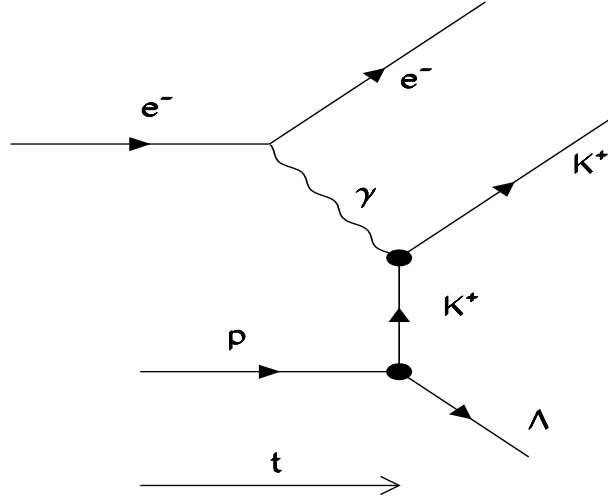


Figura 1.10: Diagrama Feynman cu schimb de kaoni

Dependenta de t a sectiunii eficace

Prima studiere experimentală a dependentei sectiunii eficace de electroproducere de kaoni de transferul de 4-impuls t a fost făcută de Azemoon et. al. la DESY [26]. Studiul lor a acoperit câteva puncte cinematice corespunzătoare domeniului $0.07 \leq t \leq 0.15 \text{ (GeV/c)}^2$ la $W \sim 2.2 \text{ GeV}$ și $Q^2 \sim 0.2 \text{ (GeV/c)}^2$. Autorii au găsit o dependență foarte slabă a sectiunii eficace de t pe care au neglijat-o în toate interpretările lor.

Un studiu ceva mai detaliat a fost făcut tot la DESY de Brauel et.al. [30] lucrind la $W = 2.21 \text{ GeV}$ dar acoperind un domeniu mai larg în Q^2 ($0.06 - 1.35 \text{ (GeV/c)}^2$) și în t ($0.13 - 1.44 \text{ (GeV/c)}^2$). Rezultatele lor pentru $Q^2 = 1.35 \text{ (GeV/c)}^2$ sunt prezentate în figura 1.11. Fitarea acestor date experimentale cu o funcție exponențială a indicat o dependență de forma $e^{-2.1|t|}$ pentru reacția cu producere de particule Λ și $e^{-1.0|t|}$ pentru reacția cu producere de particule Σ^0 . Aceasta comportare a fost identificată pentru secțiunea eficace ce include contribuția tuturor celor patru componente corespunzătoare polarizarilor diferite ale fotonului virtual și interferenței dintre ele. Cum în același experiment s-a găsit o contribuție foarte mică a componentelor de interferență la această secțiunea, autorii au considerat că această dependență este valabilă și pentru secțiunea $\sigma_T + \varepsilon\sigma_L$.

Mult mai interesant ar fi de studiat experimental dependența componentei

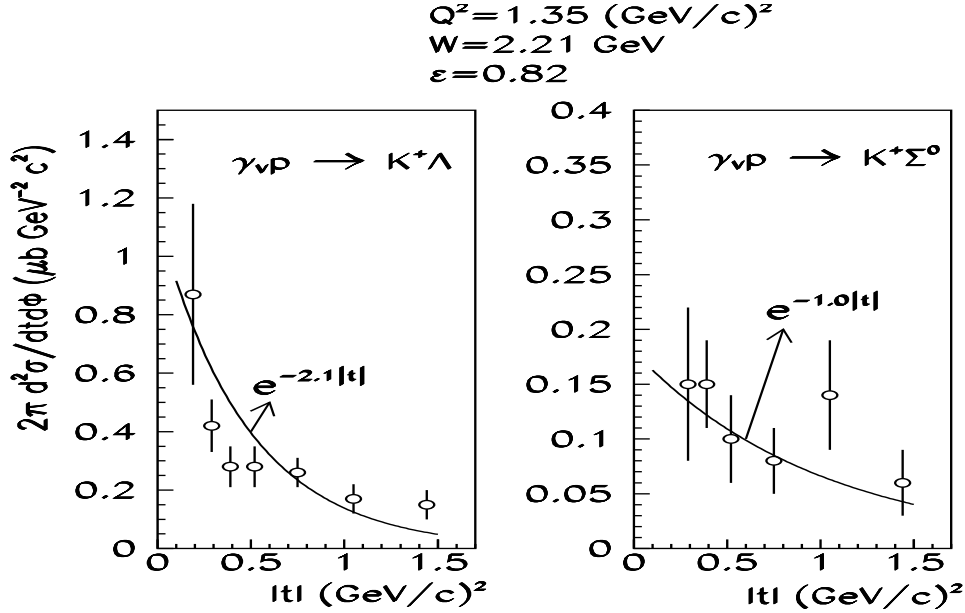


Figura 1.11: Dependenta de t a sectiunii eficace $2\pi d^2\sigma/dtd\Phi$; curbele reprezinta fitul datelor cu functii exponentiale (vezi text)

σ_L de variabila t , lucru nerealizat pina in prezent. Cunoasterea unei asemenea dependente ar permite determinarea factorului de forma al kaonului F_K utilizind o metoda identica cu cea propusa de Frazer [58] pentru determinarea factorului de forma al pionului din electroproducere de pioni. Dependenta sectiunii eficace de factorul de forma F_K vine din contributia diagramei cu schimb de kaoni (figura 1.10) care da un factor de tipul $(t - m_K^2)^{-1}$ in expresia sectiunii eficace. Acesta este proportional cu $(1 - \beta_K \cos \theta_K)^{-1}$ ceea ce face ca polul kaonului sa apara la unghiul nefizic $\cos \theta_K = 1/\beta_K$, β_K fiind viteza kaonului. Distributia experimentală $d\sigma/dt$ ca functie de t trebuie deci extrapolata in domeniul nefizic pina la acest pol pentru a obtine reziduul si a calcula apoi factorul de forma, avind in vedere relatia:

$$\lim_{t \rightarrow m_K^2} [(t - m_K^2)^2 \frac{d\sigma}{dt}] = N(m_K) F_K^2 \quad (1.33)$$

Functia $N(t)$ [59] (particularizata in relatia anterioara pentru $t = m_K$) este proportionala cu t ceea ce face ca linia de extrapolare sa fie abrupta astfel incit mici deviatii ale datelor experimentale duc la valori diferite ale valorii sectiunii la pol si deci ale factorului de forma. Utilizarea acestei metode pentru extragerea factorului de forma al kaonului cere deci nu numai separarea componentei longitudinale a sectiunii eficace dar si valori precise ale acesteia. Acest deziderat nu a fost inca atins in experimentele realizate pina in 1996.

θ_K^*	W (GeV)	Q^2 (GeV) ²	ε_1	ε_2	$\frac{\sigma_T + \varepsilon_1 \sigma_L}{\sigma_T + \varepsilon_2 \sigma_L}$	$\frac{\sigma_L}{\sigma_T}$
$< 15^\circ$	2.14	1.19	0.94	0.47	1.34 ± 0.15	$1.10^{+0.94}_{-0.60}$
$< 15^\circ$	2.65	1.99	0.82	0.35	1.28 ± 0.15	$0.75^{+0.60}_{-0.44}$
$< 15^\circ$	2.56	3.38	0.85	0.40	1.02 ± 0.50	$0.05^{+2.10}_{-0.80}$

Tabelul 1.1: Componentele longitudinala si transversala ale sectiunii eficace pentru electroproducerea starii finale $K^+\Lambda$

θ_K^*	W (GeV)	Q^2 (GeV) ²	ε_1	ε_2	$\frac{\sigma_T + \varepsilon_1 \sigma_L}{\sigma_T + \varepsilon_2 \sigma_L}$	$\frac{\sigma_L}{\sigma_T}$
$< 15^\circ$	2.14	1.19	0.94	0.47	0.93 ± 0.47	$-0.14^{+1.56}_{-0.61}$
$< 15^\circ$	2.66	2.00	0.82	0.34	0.40 ± 0.50	$-0.88^{+0.69}_{-0.41}$
$< 15^\circ$	2.56	3.38	0.85	0.40	0.30 ± 0.64	$-0.96^{+0.83}_{-0.40}$

Tabelul 1.2: Componentele longitudinala si transversala ale sectiunii eficace pentru electroproducerea starii finale $K^+\Sigma^0$

1.5.2 Separarea componentelor sectiunii eficace

Separarea σ_L/σ_T

Singura separare experimentală a componentelor longitudinală și transversală ale secțiunii eficace de electroproducere de kaoni a fost făcută până în prezent de Bebek et. al [29]. Ei au obținut raportul $R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T}$ pentru 3 puncte cinematice caracterizate de valori ale invariantilor W și Q^2 cuprinse în intervalele (2.14, 2.66) GeV și, respectiv, (1.19, 3.38) (GeV/c)², atât pentru reacția cu producere de Λ (tabelul 1.1) cit și pentru cea cu producere de Σ^0 (tabelul 1.2).

Această separare nu este însă foarte exactă. Pe lângă erorile mari obținute pentru raportul secțiunilor, rezultatul mai include o serie de incertitudini venite din ipotezele în care s-a lucrat.

În primul rând secțiunile eficace măsurate nu au fost exact la valorile W și Q^2 indicate în tabele ci la valori în jurul acestora și diferite pentru cele două valori ale lui ε . Pentru o corectă separare este necesar ca secțiunea măsurată să fie la aceleași valori ale invariantilor W și Q^2 și la valori diferite ale parametrului de polarizare ε . Pentru a realiza această condiție autorii au extrapolat secțiunile eficace măsurate la valorile medii W și Q^2 indicate în tabele.

Q^2 (GeV) ²	$ t $ (GeV) ²	σ_L^{max} (μb GeV ⁻² c ²)	R^{max} (integrat dupa t)
	0.14	0.36 ± 0.15	
0.70	0.21	0.21 ± 0.11	1.82 ± 1.44
	0.29	0.22 ± 0.11	
	0.29	0.08 ± 0.11	
1.35	0.39	0.03 ± 0.12	0.28 ± 0.28
	0.52	-0.01 ± 0.09	

Tabelul 1.3: Valorile maxime ale lui σ_L si $R = \sigma_L/\sigma_T$ pentru electroproducerea starii finale $K^+\Sigma^0$

In al doilea rind, pentru a creste statistica, datele pentru starea finala Λ includ si rezultatele unor masuratori pe deuteriu. Sectiunea eficace de electroproducere pe protoni a fost extrasa din aceste date considerind ca sectiunea eficace de electroproducere pe deuteriu este suma sectiunilor eficace de electroproducere pe protoni si neutroni, fara alte corectii.

Rezultatele obtinute de aceasta colaborare (Harvard - Cornell) pentru raportul R indica o contributie mare a componentei longitudinale a sectiunii eficace de electroproducere a starii finale $K^+\Lambda$ in timp ce aceasta contributie este mai mica in cazul reactiei de producere a starii finale $K^+\Sigma^0$.

Raportul R al sectiunilor eficace a fost studiat si de Brauel et. al. [30] pentru starea finala Σ^0 in domeniul cinematic $W = 2.21$ GeV, $Q^2 = 0.70 - 1.35$ (GeV)² si $|t| = 0.14 - 0.52$ (GeV)². Desi nu au facut o separare experimentală a componentelor σ_L si σ_T , autorii au evaluat valorile maxime ale sectiunii σ_L si raportului R bazindu-se pe observatia ca $|\sigma_{TT}| \ll \sigma_T$ (vezi sectiunea 1.5.2):

$$\frac{\sigma_L}{\sigma_T} \leq \frac{1}{\varepsilon} \frac{(\sigma_T + \varepsilon\sigma_L) - |\sigma_{TT}|}{\sigma_T} \leq \left(\frac{\sigma_T + \varepsilon\sigma_L}{|\sigma_{TT}|} - 1 \right) \quad (1.34)$$

Rezultatele acestor valori maxime sint prezentate in tabelul 1.3. Se constata ca, in limita lor de precizie, ele sint in concordanta cu valorile gasite de Brown et. al. [29].

Componentele de interferenta ale sectiunii eficace

Asa cum s-a aratat in sectiunea 1.3, din punct de vedere teoretic sectiunea eficace de electroproducere are o dependenta de unghiul azimutal Φ dintre

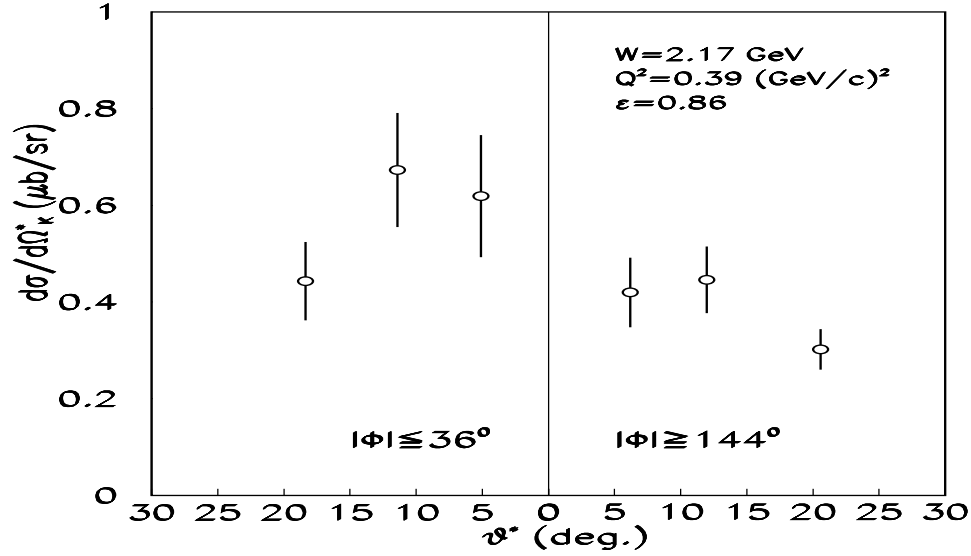


Figura 1.12: Dependenta de unghiul azimutal Φ a sectiunii eficace $d\sigma/d\Omega_{K^*}$

planul de imprastiere al electronului si cel de producere a hadronilor (relatia 1.25). Prima confirmare experimentală a existentei unei asemenea dependente a fost realizată de Brown et. al. [25] pentru reacția cu producere de Λ . Au fost făcute măsurători la $W \sim 2.17 \text{ GeV}$, $Q^2 \sim 0.39 \text{ (GeV/c)}^2$, $\varepsilon \sim 0.86$ și unghiuri de producere a kaonului θ_K^* între 0° și 30° . Pentru toate configurațiile s-au constatat valori diferite ale secțiunilor eficace între măsurătorile la $\Phi \leq 36^\circ$ și $\Phi \geq 144^\circ$ (figura 1.12).

Măsurători de separare efectivă a componentelor de interferență σ_{TT} și σ_{LT} au fost făcute doar de Azemoon et. al. [26] și de Brauel et. al. [30]. Ambele măsurători au indicat valori mici ale acestor componente, în limita unor erori experimentale mari, compatibile cu 0. Câteva rezultate obținute de Azemoon et. al. sunt prezentate în figura 1.13.

1.5.3 Polarizarea hiperonilor

Deși polarizarea hiperonilor rezultați din electroproducere este recunoscută ca o mărime deosebit de importantă pentru interpretările teoretice ale producerii electromagnetice a kaonilor și hiperonilor, fiind mai sensibilă la diferitele descrieri ale mecanismului de reacție decât secțiunea eficace, ea a fost studiată experimental foarte puțin. Aceasta chiar și pentru hiperonii Λ care au avantajul caracterului lor "auto-analizor" ("self-analysing") adică polarizarea acestor particule poate fi determinată din asimetria distribuției unghiulare a

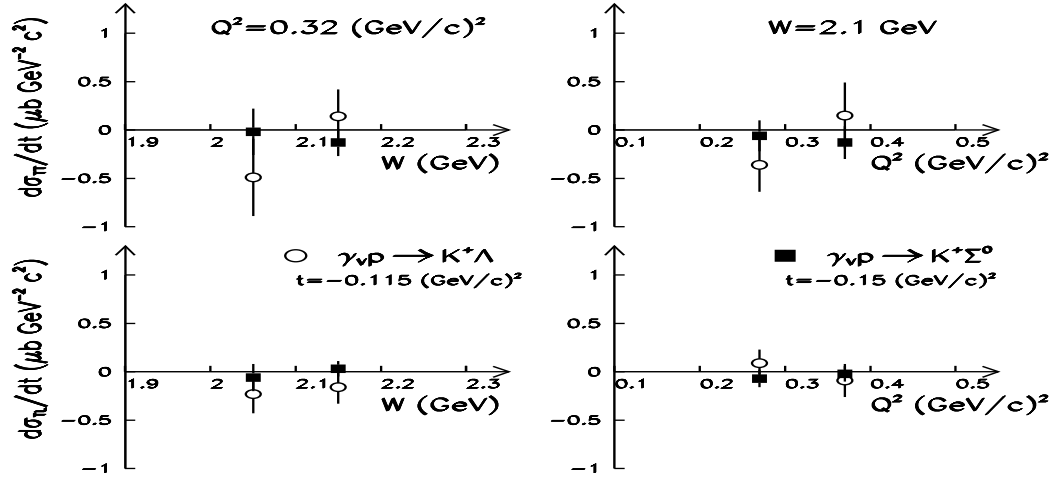


Figura 1.13: Dependenta de W , Q^2 si t a componentelor de interferenta ale sectiunii eficace $d\sigma/dt$

protonilor rezultati din dezintegrarea slaba $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$.

Pina in prezent s-au facut masuratori doar pentru polarizarea particulelor Λ rezultate din reactiile de fotoproducere [60, 61, 62], si acestea cu erori destul de mari. In plus, cele mai multe dintre aceste masuratori sint la unghiuri ale directiei kaonului fata de cea a fotonului, in sistemul centrului de masa, apropiate de 90° si la energii ale fotonului in jurul valorii de 1.1 GeV (figura 1.14). Masuratorile au indicat valori ale polarizarii cuprinse intre 0 si -0.4 (in raport cu axa $\vec{p}_\gamma \times \vec{p}_K$). In ceea ce priveste distributia unghiulara, masuratorile sint si mai sarace. Doar la energia de 1.1 GeV exista citeva puncte care pot da o informatie despre aceasta distributie [61, 62] (figura 1.15).

Pentru polarizarea hiperonului Σ^0 , nu exista nici o masuratoare directa nici pentru reactiile de fotoproducere nici pentru cele de electroproducere. Lucrul este explicabil. In timp ce masurarea polarizarii particulei Λ este usurata de caracterul "auto-analizor" al acestei particule, pentru hiperonul Σ^0 lucrurile sint mai complicate intru-cit el se dezintegreaza radiativ in aproape 100% din cazuri ($\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$).

Necesitatea unor masuratori de polarizare, in domenii unghiulare mai variate, a fost accentuata de mai multi teoreticieni ce s-au ocupat de studiul acestor reactii de foto si electroproducere [63]. Cunoasterea acestei marimi poate aduce lamuriri importante asupra mecanismului acestor reactii.

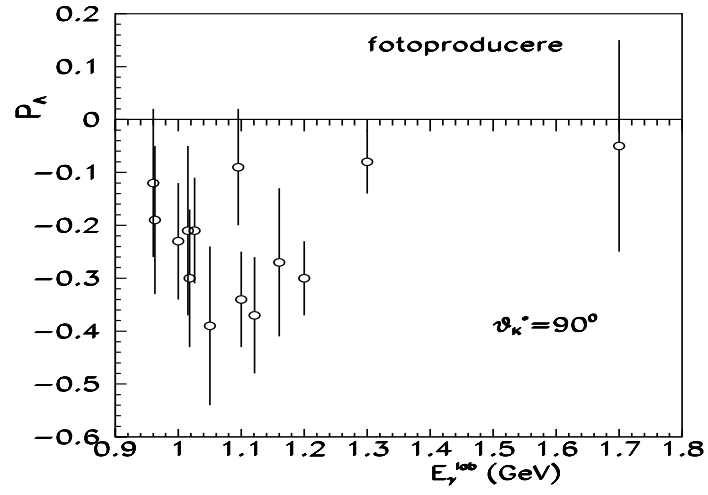


Figura 1.14: Dependenta de energia fotonilor a polarizarii hiperonilor Λ din reactia de fotoproducerea

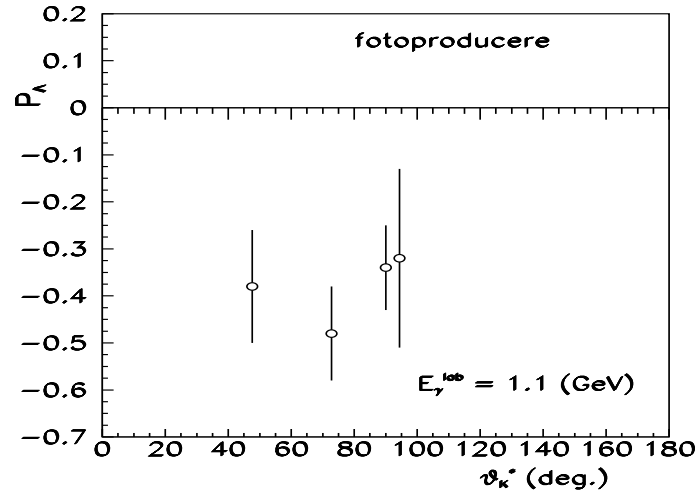


Figura 1.15: Distributia unghiulara a polarizarii hiperonilor Λ din reactia de fotoproducere

1.5.4 Concluzii

Trecerea in revista a datelor experimentale de electroproducere de kaoni cunoscute pina in 1996 arata ca acestea sint inca insuficiente pentru a permite intelegerea acestor reactii.

Cele mai importante aspecte ramase neclarificate sint legate de contributia la sectiunea eficace a procesului a fiecarei stari de polarizare a fotonului virtual. Nu s-a putut inca trage o concluzie daca exista sau nu o dominare a componentei longitudinale a acestei sectiuni eficace. Analiza de pina acum arata ca cea mai buna metoda de a gasi raspuns la acesta problema este de a se separa experimental diferitele componente ale sectiunii eficace. Datele experimentale existente in acest sens sint extrem de sarace si foarte imprecise.

O mare lipsa in ansamblul datelor experimentale existente este necunoasterea polarizarii hiperonilor rezultati din aceste reactii. Aceasta informatie este tot mai ceruta de teoreticienii ce se ocupa de acest domeniu.

Aceasta situatie nesatisfacatoare a datelor experimentale urmeaza a fi imbunatatita si in urma seriei de experimente de electroproducere de kaoni [64, 65, 66, 67, 68] realizate sau in curs de realizare la acceleratorul CEBAF (Continuous Electron Beam Accelerator Facility) al laboratorului american Thomas Jefferson National Accelerator Facility (TJNAF). Pentru doua asemenea experimente, E91016 [64] ce studiaza electroproducerea pe deuteriu si E93018 [65] ce studiaza electroproducerea pe proton, au fost deja colectate datele experimentale in anul 1996 si sint acum in stadii foarte avansate de prelucrare. Anumite rezultate au fost deja publicate [69, 70, 71] sau comunicate [72, 73, 74, 75, 76]. In continuarea acestei teze va fi prezentat experimentul E93018 impreuna cu o parte a rezultatelor sale, experiment la care autoarea a participat.

Capitolul 2

Instalatia experimentală

2.1 Fasciculul de electroni

Experimentul E93018 de electroproducere de kaoni a folosit fasciculul de electroni cu energia între 2.445 și 4.045 GeV furnizat de Continuous Electron Beam Accelerator Facility (CEBAF) al laboratorului Thomas Jefferson National Accelerator Facility (TJNAF), SUA.

CEBAF face parte din noua generație de acceleratoare liniare de electroni multi-GeV (tabelul 2.1) și a fost pus în funcțiune în 1994.

Principalele performanțe ale acestui accelerator sunt prezentate în tabelul 2.2. Cea mai remarcabilă caracteristică a sa este frecvența foarte mare a pachetelor de electroni furnizate de injector, astfel încât acceleratorul ajunge la un factor "duty" (factor de "merit") aproximativ egal cu 100%. Factorul "duty" reprezintă raportul dintre valoarea medie a curentului furnizat de accelerator și valoarea maximă a unui puls de curent generat de un pachet de electroni.

CEBAF (figura 2.1) este un accelerator liniar cu două zone de accelerare a

Accelerator	$E_{max}(GeV)$	Factor "duty" (%)
NIKHEF AmPS	0.83	90
Mainz MAMI-B	0.84	100
MIT Stretcher	1	85
Bonn ELSA	3.5	30
CEBAF	4	100

Tabelul 2.1: Acceleratoarele de electroni multi-GeV existente

Caracteristica	Valoare
Energie (GeV)	0.5 – 4
Intensitate curent (μA)	0.1 – 200
Factor "duty" %	100
Imprastiere in energie ($\sigma(E)/E$)	2.5×10^{-5}

Tabelul 2.2: Performantele acceleratorului CEBAF

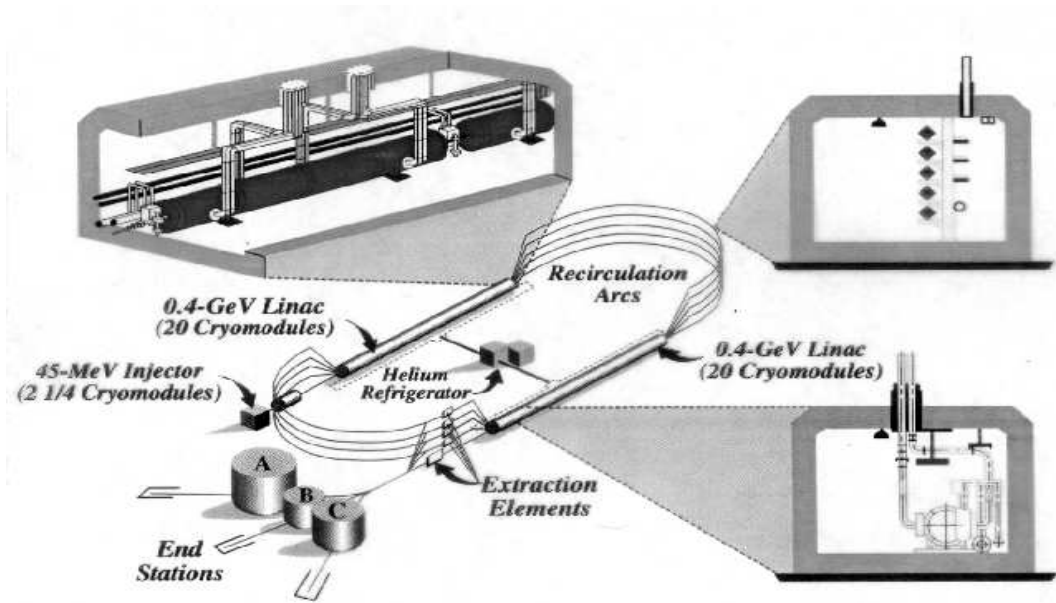


Figura 2.1: CEBAF

cite aproximativ 0.4 GeV fiecare, legatura intre ele facindu-se prin arcuri de reciclare a fascicului. In stadiul actual de operare, fasciculus este trecut de 5 ori prin fiecare zona de accelerare, ajungind astfel la energii in jurul a 4 GeV . Fasciculus poate fi extras si folosit pentru experimente dupa fiecare din cele 5 treceri prin zonele de accelerare.

In perioada 1998-1999 este prevazuta modernizarea acceleratorului pentru atingerea energiei de 6 GeV urmind ca in anii urmatiori sa fie adaptat pentru energii in jurul a 20 GeV .

CEBAF furnizeaza in prezent un fasciculus nepolarizat de electroni, producerea unui fasciculus polarizat fiind in pregatire.

Sursa de electroni folosita de acest accelerator este un filament de tungsten, incalzit, care emite electroni cu energia de 0.1 MeV . Electronii astfel obtinuti sint preaccelerati pina la 45 MeV cu ajutorul a 18 cavitati rezonante de accelerare si grupati in pachete ce sint trimise in acceleratorul liniar cu o frecventa de 1500 MHz . Pentru accelerarea in continuare a electronilor se folosesc 338 cavitati rezonante supraconductoare, cu niobiu, cu o lungime de aproximativ 0.5 m fiecare.

Legatura intre cele doua zone de accelerare se face prin arcuri de reciclare. Pentru a dirija electronii in aceste arcuri este necesara mai intii separarea lor dupa energie. Cu o serie de electromagneti se curbeaza apoi traiectoria electronilor, dirijindu-i prin cite un arc, in functie de energia fiecaruia. Inainte de intrarea in urmatoarea zona liniara de accelerare, fasciculus este recombinat.

Dupa accelerare la energia dorita, fasciculus este extras si separat in 3 fascicule ce sint dirijate catre cele 3 zone de efectuare a experimentelor: Hall A, Hall B si Hall C. Fiecare dintre acestea primeste pachete de electroni cu o frecventa de 500 MHz .

Dirijarea fasciculusului in Hall C, zona de efectuare a experimentului de electroproducere de kaoni, se face cu un set de 8 dipoli care curbeaza fasciculusul cu 37° . Focalizarea lui pe tinta se face cu un set de quadrupoli, fiecare quadrupol insotit de un BCM ("beam current monitor") si un BPM ("beam position monitor") pentru masurarea curentului si pozitiei fasciculusului. Alte 3 seturi de BCM-uri si BPM-uri sint plasate la 4 m , 0.5 m si inaintea camerei de imprastiere (in interiorul careia se afla tinta) pentru a masura cu precizie pozitia si curentul fasciculusului la incidenta cu tinta. Un alt BPM este plasat dupa camera de imprastiere pentru a se asigura intrarea fasciculusului in zona de stingere ("beam dump").

De-a lungul traseului fasciculusului se folosesc diferite tipuri de BCM-uri si BPM-uri, cele mai multe fiind cavitati rezonante cu microunde si camere cu ionizare. Cu ajutorul lor se ajunge la precizii de 1% in masurarea curentului si $10 \mu\text{m}$ in masurarea pozitiei fasciculusului.

2.2 Tinta de hidrogen

Experimentul de electroproducere de kaoni a folosit ca tinta hidrogen lichid incapsulat intr-un cilindru de aluminiu cu lungimea de 4 *cm* (orientat de-a lungul fasciculului de electroni incidenti) si cu un diametru de 6.4 *cm*. El a fost plasata pe un suport in camera de imprastiere, suport ce este prevazut cu locasuri pentru mai multe tinte si care poate fi deplasat pe verticala, permitind alegerea tinte dorite chiar in timpul efectuarii experimentului.

Tinta folosita in acest experiment a avut o compozitie de 99.81% hidrogen cu o densitate de 317 *mg/cm*³ la temperatura de 19 *K*, restul fiind azot si oxigen. Temperatura a fost mentinuta constanta si masurata cu o precizie de 0.05*K*. Modificarea globala a densitatii tinte datorita energiei depuse in interiorul sau de fasciculului incident de electroni a fost evaluata la mai putin de 0.1%. Fluctuatiile locale in densitate au fost minimizate deplasand continuu fasciculul pe suprafata tinte.

Interactia electronilor incidenti cu peretii de aluminiu ai tinte produce evenimente care constituie fond pentru reactia studiata. Pentru extragerea acestui fond s-au facut masuratori pe o tinta goala. Aceasta este asemanatoare cu cilindrul in care s-a aflat hidrogenul, dar cu pereti mai grosi pentru a mari statistica evenimentelor pentru acest set de masuratori, avind in vedere ca timpul afectat lor a fost doar de 5% din timpul total afectat experimentului.

2.3 Spectrometrul Hall C

2.3.1 Prezentare generala

Programul stiintific propus spre a fi realizat in Hall C cuprinde experimente de productie a unui numar mic de particule in starea finala. Pentru realizarea acestor experimente a fost construit spectrometrul magnetic Hall C (fig. 2.2) al carui nume provine de la denumirea zonei in care este amplasat. El este un spectrometru cu doua brate: HMS (High Momentum Spectrometer) si SOS (Short Orbit Spectrometer) [77]. Fiecare brat poate lucra de sine statator sau in regim de coincidenta.

HMS este folosit ca spectrometru de electroni in experimente de imprastiere adinc inelastica sau o serie de experimente de coincidenta si ca spectrometru hadronic in unele experimente de fotodezintegrare a deuterionului $d(\gamma, p)$. SOS este folosit ca brat hadronic in experimente de electroproducere de pioni si kaoni si intr-o serie de experimente de tipul $(e, e'p)$.

Figura 2.2: Spectrometrul Hall C

În experimentul de electroproducere de kaoni pe ținte de protoni HMS a fost folosit ca spectrometru de electroni, lucrînd în coincidență cu SOS ca spectrometru hadronic.

High Momentum Spectrometer

Bratul HMS este destinat detectării particulelor de impuls mare (de aici și denumirea), pînă la $6 \text{ GeV}/c$, cu un unghi solid de 6.7 msr , o acceptanță în impuls de $\pm 10\%$ și o rezoluție în impuls sub 0.1% . Poate fi însă reglat pentru a detecta particule cu impuls pînă la $7.5 \text{ GeV}/c$ dar cu anumite pierderi în acceptanțele în impuls și în unghi solid. Principalele caracteristici ale acestui spectrometru sînt prezentate în tabelul 2.3.

HMS (figura 2.3) este un sistem supraconductor de tip QQD (Q-cuadrupol, D-dipol), configurație aleasă pentru a asigura o rezoluție în impuls suficient de mare și o precizie bună a marimilor fizice reconstruite la poziția țintei. Primul quadrupol are o deschidere de 40 cm și o lungime de 1.89 m . Din cauza acestui quadrupol unghiul minim între fasciculul de electroni și HMS este de 12.5° . Ceilalți doi quadrupoli sînt identici și au o deschidere de 60 cm și o lungime de 2.1 m , fiecare. În continuarea acestor quadrupoli se află un dipol supraconductor (D) care curbează traiectoria particulelor cu 25° în plan vertical.

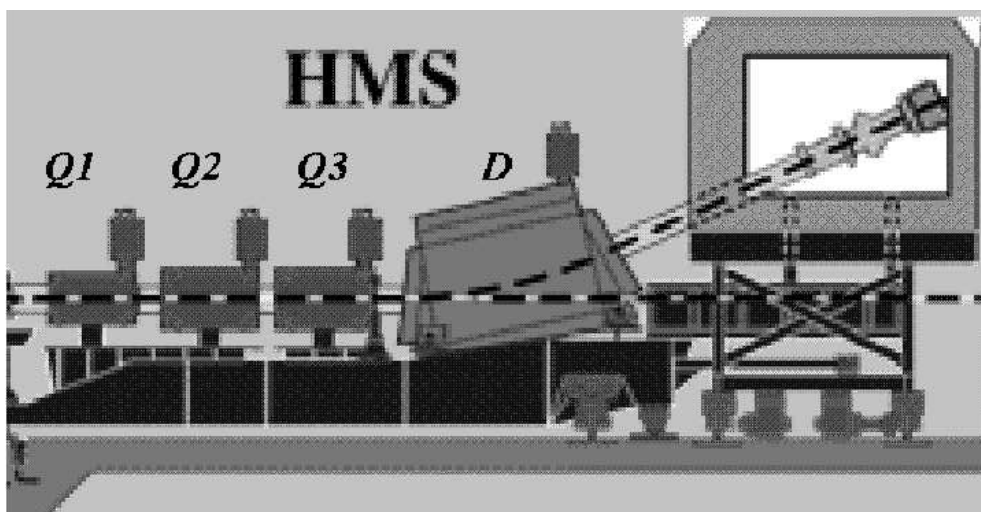


Figura 2.3: High Momentum Spectrometer

Dupa acest sistem de magneti se afla amplasata incinta de beton, cu pereti de 1 m grosime, in care se afla pachetul de detectori. Intregul ansamblu este plasat pe un suport ce poate fi rotit in jurul unui pivot central, putandu-se astfel lucra la diferite unghiuri de imprastiere cuprinse intre 12° si 90° .

Short Orbit Spectrometer

Bratul SOS se caracterizeaza prin rezolutii energetice si unghiulare moderate dar prin acceptante mari in unghi solid si in impuls.

Principala sa caracteristica, care ii da si numele, este lungimea scurta, aproximativ 7.4 m, necesara pentru a reduce cat mai mult posibil pierderile de particule prin dezintegrare in zbor (in cazul experimentelor cu kaoni sau pioni). Celelalte marimi caracteristice sunt prezentate in tabelul 2.4.

SOS (figura 2.4) este un sistem $QD\overline{D}$ care curbeaza traiectoria particulei in plan vertical cu scopul de a decupla determinarea impulsului de masurarea unghiului de imprastiere. Quadrupolul Q este focalizator in directia orizontala si are lungimea de 80 cm, cu o deschidere de 25 cm. Cei doi dipoli (D si $\overline{D}$, notate D_2 si D_1 in figura 2.4) curbeaza traiectoria centrala in plan vertical, D cu 30° iar $\overline{D}$ cu 16° in sens opus lui D , raza lor de curbura fiind 2.94 m.

In continuarea sistemului de magneti se afla incinta de beton cu pachetul de detectori, totul plasat pe un suport ce permite rotirea spectrometrului cu unghiuri intre 12° si 165° fata de directia fasciculului de electroni incidenti. Acest suport permite ridicarea bratului spectrometric astfel incat sa se poata

Caracteristica	Performante	
	Proiectate	Realizate
impuls central max	6 GeV/c	7.5 GeV/c
rezolutie in impuls	0.1%	0.06%
acceptanta in impuls	$\pm 10\%$	$\pm 10\%$
unghi solid	10 msr	6.7 msr
precizie unghi		
in plan de imprast.	0.1 mr	0.4 mr
in afara plan de imprast.	1.0 mr	0.9 mr
domeniu unghiular	$12^\circ - 90^\circ$	$12.5^\circ - 90^\circ$
luminozitate	$> 10^{38} cm^{-2} s^{-1}$	$> 10^{38} cm^{-2} s^{-1}$
lungime optica	25 m	24.8 m

Tabelul 2.3: Performantele spectrometrului HMS

Caracteristica	Performante	
	Proiectate	Realizate
impuls central max	1.5 GeV/c	1.75 GeV/c
rezolutie in impuls	0.2%	0.1%
acceptanta in impuls	$\pm 20\%$	$\pm 20\%$
unghi solid	10 msr	9 msr
precizie unghiulara		
in planul de imprastiere	7 mr	7 mr
in afara plan de imprast.	0.5 mr	0.5 mr
domeniu unghiular	$12^\circ - 165^\circ$	$14.5^\circ - 168.5^\circ$
luminozitate	$> 30^{38} cm^{-2} s^{-1}$	$> 30^{38} cm^{-2} s^{-1}$
lungime optica	5 - 10 m	7.4 m

Tabelul 2.4: Performantele spectrometrului SOS

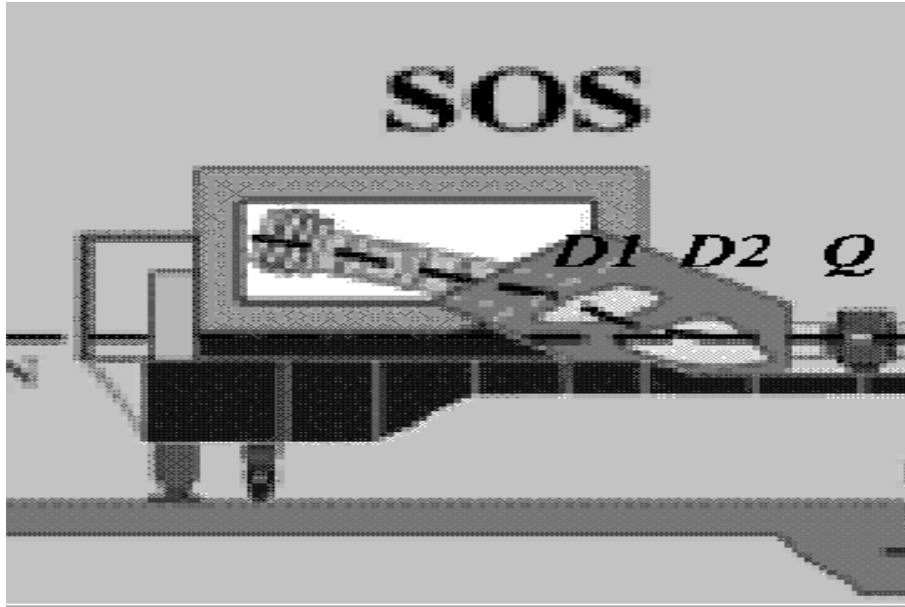


Figura 2.4: Short Orbit Spectrometer

face masuratori la un unghiuri de pina la 20° in afara planului de imprastiere, axa optica trecind prin pozitia tintei.

2.3.2 Proprietati optice

Cele doua brate ale spectrometrului Hall C au lucrat in modul de focalizare point-to-point. Acest mod de focalizare corespunde focalizarii in acelasi punct din planul focal al tuturor particulelor imprastiate la unghiuri diferite dar cu acelasi impuls. El este exemplificat in figura 2.5 pentru bratul SOS. Sint ilustrate aici traiectoriile particulelor in planul perpendicular pe planul lor de curbura. Linia perpendiculara pe axa optica reprezinta planul de intersectie (aproximativa) a traiectoriilor de egal impuls deci planul focal.

Comportarea sistemului optic prezentata in aceasta figura a fost simulata cu ajutorul programului COSY [78] folosind o reprezentare ideala a spectrometrului, si anume s-a considerat ca o traiectorie aflata de-a lungul axei optice a spectrometrului si corespunzind unei particule cu impuls egal cu impulsul central este definita de linia orizontala.

Parametrii sistemelor optice ale celor doua brate spectrometrice sint folosite pentru a lega informatia din tracking, obtinuta prin masuratori in detectorii HMS si SOS, de marimile fizice pe care le au particulele la emisia din tinta. Principalele marimi fizice de determinat sint impulsul, unghiul in planul de imprastiere, unghiul in afara planului de imprastiere si punctul de interactie.

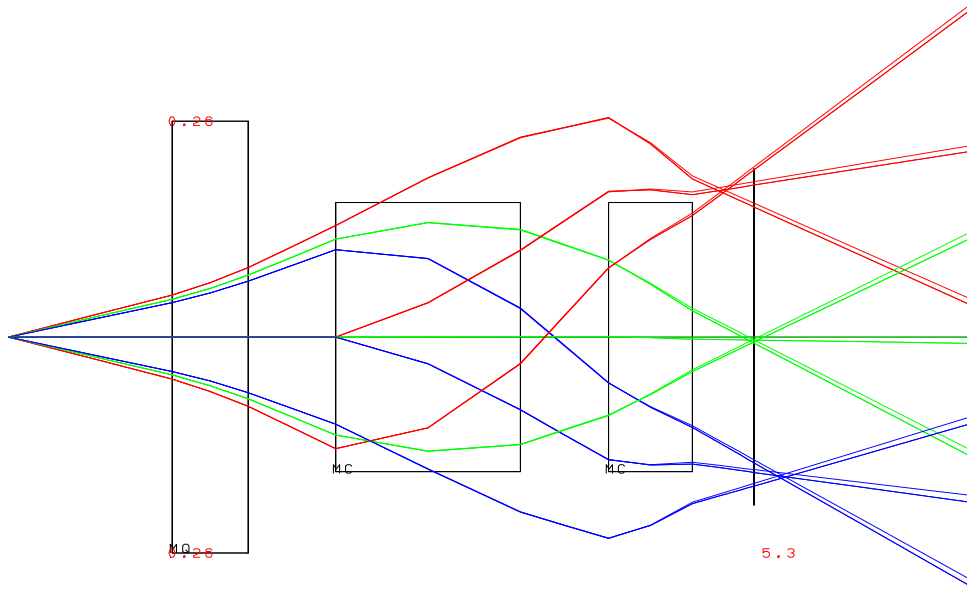


Figura 2.5: Focalizarea particulelor in bratul SOS

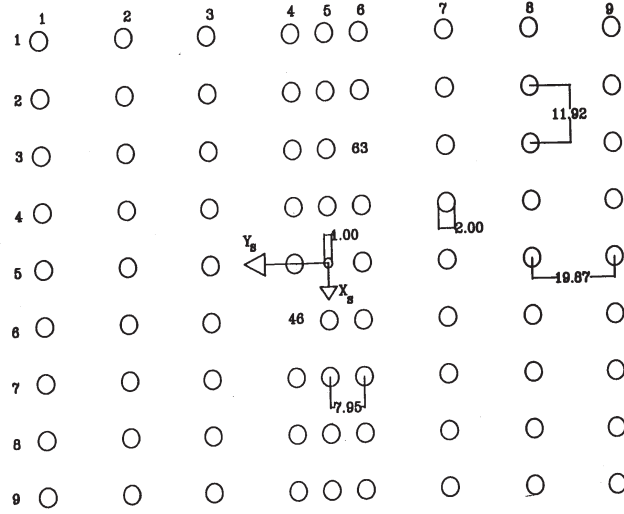


Figura 2.6: Colimatorul sita

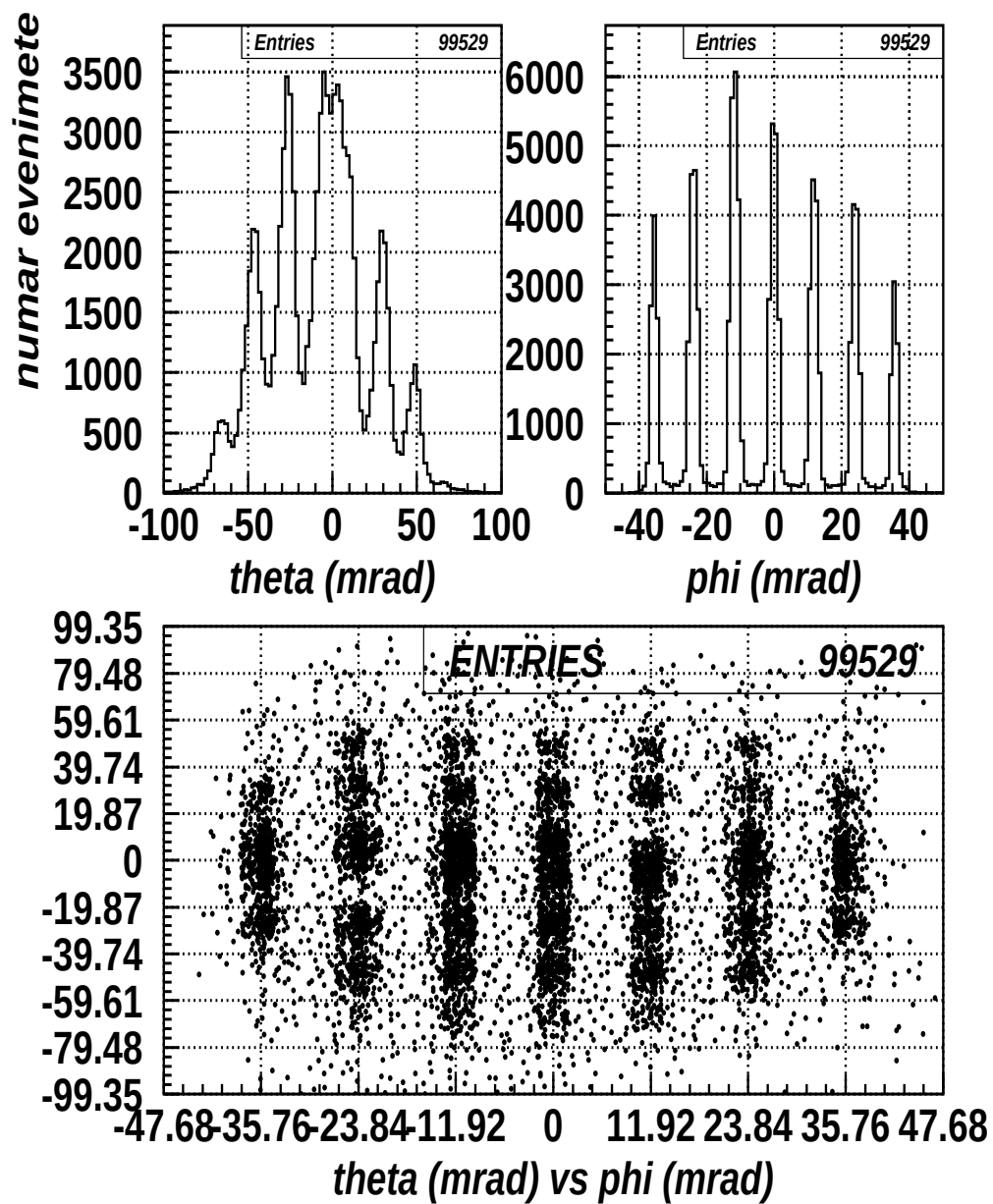


Figura 2.7: Reconstructia unghiurilor directiilor particulelor detectate in SOS cu colimatorul sita

Informatia din tracking, obtinuta cu ajutorul unei perechi de camere cu fire, consta din doua pozitii (notate XFP, YFP) si doua unghiuri (notate XPFP, YPFP) masurate in planul focal al fiecarui brat. Legatura intre cele doua seturi de marimi fizice este data de o transformare de forma:

$$Y_i = \sum_{j,k,l,m=0}^N R_{jklm}^i (XFP)^j (XPFP)^k (YFP)^l (YPFP)^m \quad (2.1)$$

unde

Y_i este una din marimile fizice ce caracterizeaza particula la emisia din tinta,

N este ordinul transformarii, definit ca puterea cea mai mare a marimilor masurate folosita in calcul,

iar R_{jklm}^i poarta numele de elementele de matrice ale transformarii de la planul focal la tinta.

Pentru a obtine o rezolutie in impuls de 0.1%, cum se doreste pentru spectrometrul Hall C, este necesara o transformare de cel putin ordinul patru.

Elementele de matrice folosite in aceasta transformare au fost generate cu ajutorul programului COSY si optimizate apoi prin fitarea unor date experimentale special masurate [79]. Acestea au constatat in date de imprastiere elastica a electronilor pe o tinta de carbon, inregistrate punind in fata fiecarui brat spectrometric a cite unui colimator de forma unei site (figura 2.6). Din retea simetrica de gauri a colimatorului lispesc doua pentru a se putea distinge intre partea dreapta si cea stinga, respectiv, superioara si inferioara a bratului spectrometric. Diametrul gaurilor este de 2 cm, mai putin pentru cea din mijloc care este mai mic (1 cm) pentru a se putea identifica axa optica.

Optimizarea elementelor de matrice s-a desfasurat dupa urmatoarea logica: marimile fizice masurate in planul focal al fiecarui brat spectrometric au fost transformate in marimile fizice ce caracterizeaza fiecare particula la emisia din tinta folosind o transformare de tipul celei din relatia 2.1 iar pentru elementele de matrice un set de valori de pornire (obtinute cu programul COSY). Printr-o translatie spatiala au fost determinate valorile acestor marimi fizice in dreptul colimatorului sita. S-a determinat astfel gaura cea mai apropiata de traiectoria studiata, gaura prin care se considera ca a trecut particula spre pachetul de detectori al bratului spectrometric analizat. Cunoscind pozitia absoluta a gaurilor s-au determinat din nou marimile fizice de interes la pozitia tintei. Prin compararea cu valorile gasite initial s-au determinat noile elemente de matrice. S-a obtinut astfel prima iteratie in procesul de optimizare. Prin continuarea acestui proces, folosind noile elemente de matrice, se obtin iteratii superioare. Procesul de optimizare a cuprins 6 iteratii pentru bratul SOS si 5 pentru bratul HMS.

Un exemplu de date masurate in SOS folosind colimatorul sita si reconstruite de noi folosind elementele de matrice obtinute dupa a sasea iteratie este prezentat in figura 2.7. Sint aratate aici distributiile unghiulare dupa unghiul θ (unghiul in planul de imprastiere) si ϕ (unghiul in afara planului de imprastiere) ce caracterizeaza electronii imprastiatii la emisia din tinta. In distributia dupa ϕ se observa picuri separate la 11.92 mrad carespunzatoare distantei dintre gauri iar in distributia dupa θ exista trei picuri la 7.95 mrad unul de celalalt (nu bine separate in figura) si alte picuri la distante multiplii de 19.87 mrad fata de picul central (vezi si figura 2.6).

2.3.3 Pachetul de detectori

Detectorii ce intra in componenta celor doua brate spectrometrice au fost conceputi astfel incit sa confere o flexibilitate mare in tipul de particule detectate, avind in vedere diversitatea experimentelor pentru care au fost proiectati. Astfel, fiecare dintre cele doua brate spectrometrice poate identifica electroni de energie mare intr-un fond de pioni negativi sau protoni intr-un fond de pioni pozitivi. Cind hadronii de interes sint kaoni sau pioni, se foloseste pentru detectarea lor bratul SOS intru-cit are o lungime mai mica si deci pierderea de particule prin dezintegrare este mai mica.

Flexibilitatea mare in tipul de particule detectate este realizata si prin posibilitatea de a insera sau indeparta diferiti detectori, in functie de obiectivele fiecarui experiment.

Pachetele de detectori ale celor doua brate spectrometrice contin aceleasi elemente de baza si anume (figura 2.8):

- **camere cu drift** - cite o pereche de camere cu drift multifilare plane este folosita pentru determinarea traiectoriilor particulelor. Ele sint plasate la inceputul pachetului de detectori, imediat dupa dipolii electromagnetici, pentru a limita imprastierile multiple.
- **plane scintilatoare** - doua perechi de plane scintilatoare sint folosite in fiecare brat spectrometric pentru triggerarea camerelor cu drift si pentru masuratori de timp de zbor. Ele furnizeaza si o serie de informatii de pozitie utilizate in determinarea traiectoriilor particulelor. Cele doua perechi de plane scintilatoare sint plasate departe una de cealalta in pachetul de detectori pentru a permite un drum de zbor cit mai lung, si astfel masuratori de timp de zbor cit mai precise.
- **contori Cerenkov** - pentru identificarea particulelor se foloseste cite un contor Cerenkov cu gaz, plasat dupa prima pereche de scintilatori. In bratul SOS s-au adaugat pentru experimentul de electroproducere de

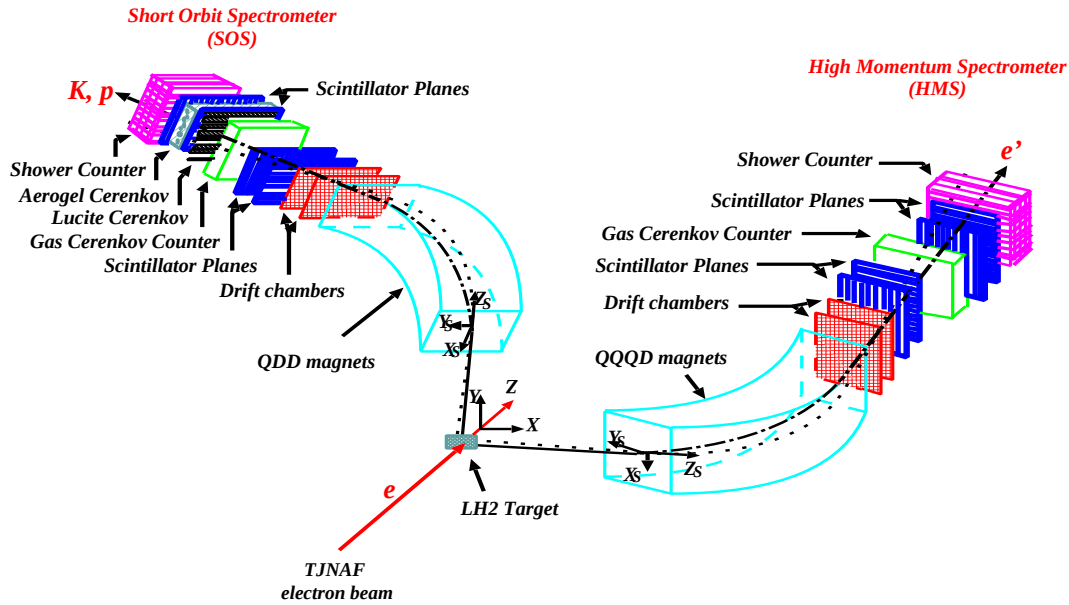


Figura 2.8: Pachetele de detectori ale bratelor HMS si SOS

kaoni alti doi contori Cerenkov, unul cu aerogel, celalalt cu lucite, pentru separarea K^+/π^+ si, respectiv, K^+/p ;

- **calorimetre electromagnetice** - fiecare brat spectrometric foloseste cite un calorimetru electromagnetic pentru masurarea energiei particulelor si pentru a furniza o serie de informatii folosite in identificarea particulelor. Acesti detectori sint plasati ultimii in pachetele de detectori.

Camerele cu drift

Construcie

Pentru determinarea traiectoriei particulelor, fiecare brat spectrometric foloseste cite doua camere cu drift multifilare plane [80], separate la 1 m distanta.

Structura elementara a unei camere cu drift plane o constituie celula de drift alcatuita dintr-un fir anodic si doua sau mai multe fire catodice (fire de cimp). Repetarea unei asemenea celule in plan defineste un plan de drift.

La trecerea unei particule incarcate prin camera, gazul din interior va fi ionizat si prin masurarea timpului de drift al electronilor de la locul de producere la cel mai apropiat anod se determina coordonata punctului de intersectie a traiectoriei particulei incidente cu planul de drift din care face parte anodul.

Fiecare dintre cele doua camere cu drift ale bratului HMS contine 6 plane

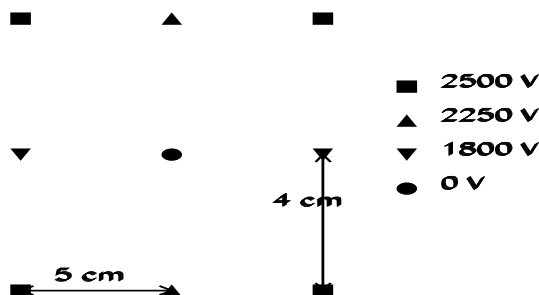


Figura 2.9: Celula de drift a camerelor cu drift ale bratului HMS

de drift X, Y, U, V, X', Y' aflate la 1.4 cm distanta unele de altele (distanța între planele catodice) și definind o arie activă de $105 \text{ cm} \times 50 \text{ cm}$. Planele X și Y sunt ortogonale (planul X are firele orientate orizontal), iar planele stereo U și V sunt inclinate cu 15° față de planul X , în direcții opuse. Planele X' și Y' sunt paralele cu X și, respectiv, Y dar deplasate cu o jumătate de celula de drift. Această configurație de plane a fost aleasă pentru a rezolva ambiguitatea legată de trecerea particulei incidente de o parte sau alta a anodului (ambiguitatea stînga-dreapta).

O celula de drift a camerelor utilizate conține un fir anodic de $25 \mu\text{m}$ grosime, confectionat din tungsten placat cu aur și 8 fire catodice din Cu-Be placate cu aur, de $150 \mu\text{m}$ grosime. Firele anodice sînt la potențial zero pentru a nu necesita condensatori de decuplare între fire și electronica de citire iar cele catodice la 2500 V, 2250 V și, respectiv, 1800 V, conform figurii 2.9.

Fiecare camera cu drift a bratului spectrometric SOS conține șase plane de drift, ordinea în care sînt întîlnite de particula detectată fiind U, U', X, X', V, V' . Planul X are firele orientate orizontal și măsura deci coordonatele traiectoriilor particulelor în direcția de dispersie a dipolului. Firele planelor U și V sînt inclinate cu 15° față de cele ale planului X , în sensuri opuse. Planele U', X' și, respectiv, V' sînt paralele cu planele U, X, V dar deplasate față de acestea cu o jumătate de celula de drift. Informația de la aceste plane este folosită pentru a rezolva ambiguitatea stînga-dreapta.

În figura 2.10 este prezentată structura celulei de drift pentru aceste camere. Această constă din fire catodice de $60 \mu\text{m}$ grosime alternînd cu fire anodice de $30 \mu\text{m}$ grosime, la 5 mm unele de altele. Deci celula de drift se repetă cu o periodicitate de 1 cm . În figura este prezentat și planul de fire "prim" (U', X' ,

SOS DC Drift Cell

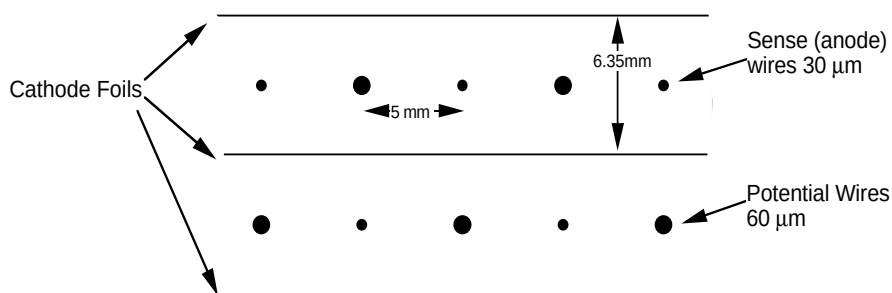


Figura 2.10: Celula de drift a camerelor cu drift ale bratului SOS

sau V') deplasat cu o jumătate de celula de drift. Deasupra și dedesubtul planului de fire se afla două folii catodice confectionate din mylar de 0.5 mm grosime și pe care s-a depus un strat de cupru de 1200 Å . Fereastra de intrare a camerei este de $67 \text{ cm} \times 40 \text{ cm}$. Firele anodice ale camerelor au fost menținute la potențial nul în timp ce catodii s-au aflat la un potențial negativ înalt.

Camerele ambelor brate spectrometrice au fost umplute cu amestec 50 : 50 de argon și etan, impurificat 1% cu alcool și s-a lucrat la o presiune a gazului cu puțin peste presiunea atmosferică.

Electronica

Sistemul de citire al camerelor cu drift conține un amplificator și un discriminator asociate fiecărui fir anodic. Nivelul de discriminare poate fi variat între 0 și 10 V , fiind însă, de regulă, 1.5 V . Semnalul de la discriminator este transportat la un TDC (Time-to-Digital-Convertor) cu intrări multiple. Citirea informației data de TDC-uri este comandată de semnalul de coincidență între semnalele provenind de la planurile scintilatoare.

Valorile furnizate de TDC-uri corespund timpilor de drift ai electronilor în gaz. Pentru configurația aleasă (celula de drift de 1 cm , amestec de argon și etan) timpul maxim de drift este de 150 ns . Informațiile date de TDC-uri, împreună cu numărul firului de pe care s-a cules semnal, merg în algoritmul de reconstrucție a trasei și permit determinarea coordonatelor traiectoriilor particulelor în planurile de drift, relativ la centrele acestor planuri.

Condiția de începere a procesului de reconstrucție a traselor este maxim 15 "hit"-uri (firele anodice la care au sosit electroni din ionizare și de pe care se culege semnal electric) într-o cameră per eveniment. Distribuția numărului de "hit"-uri per eveniment triggerat este aratăată în figura 2.11. Se constată că

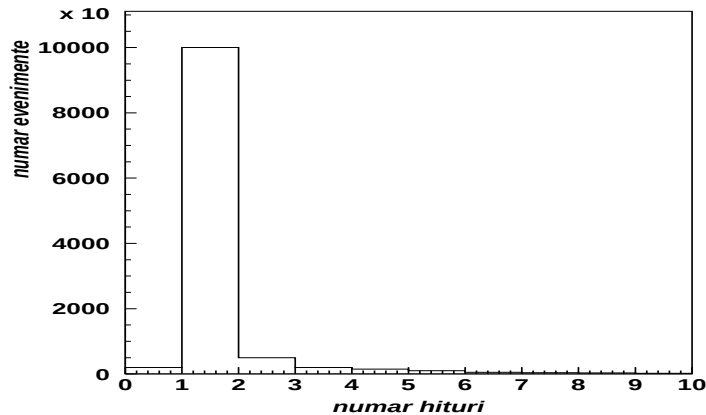


Figura 2.11: Numarul de "hit"-uri din camerele cu drift per eveniment

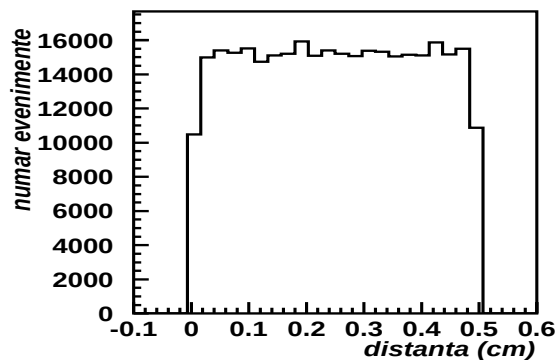


Figura 2.12: Distributia numarului de evenimente dupa distanta de drift

in marea majoritate a cazurilor exista un singur "hit" per eveniment triggerat intr-un plan. Un eveniment triggerat este definit ca un eveniment pentru care se obtin semnale in coincidenta de la cel putin trei din cele patru plane scintilatoare ale bratului spectrometric.

Calibrare

Calibrarea camerelor cu drift presupune gasirea relatiei dintre timpul de drift (masurat cu ajutorul TDC-ului) si distanta de drift, aceasta din urma fiind folosita mai departe in procesul de reconstructie a traiectoriilor particulelor. Pentru a lua in considerare eventualele modificari ale comportarii instalatiei din timpul colectarii datelor a trebuit sa verificam si eventual sa refacem aceasta

calibrare pentru fiecare set de date in parte. Metoda de calibrare utilizata de noi a constatat in inregistrarea evenimentelor corespunzatoare unei "iluminari" uniforme a unei celule de drift si impunerea apoi a conditiei ca distributia distantei de drift pentru aceste evenimente sa fie uniforma intre 0 si 0.5 cm (jumătate din celula de drift). Corelatia intre distributia timpului de drift si cea a distantei de drift ce am obtinut-o in acest fel a fost stocata intr-un fisier ASCII si utilizata apoi in programul de reconstructie a traiectoriilor particulelor. Un exemplu al distributiei evenimentelor dupa distanta de drift (obtinuta dupa efectuarea calibrării) este prezentat in figura 2.12.

Pe langa aceasta relatie timp - distanta de drift, algoritmul de reconstructie a traiectoriilor particulelor mai necesita cunoasterea pozitiilor centrelor planelor de drift in sistemul de coordonate al bratului spectrometric. Calitatea reconstructiei traiectoriilor particulelor depinde puternic de aceste pozitii si din acest motiv a trebuit sa le verificam pentru fiecare set de date in parte, urmarind distributiile reziduurilor.

Reziduurile se definesc ca diferentele intre pozitiile "hit"-urilor inregistrate in fiecare plan pentru o particula si pozitiile punctelor de intersectie ale traiectoriei cu planele camerelor cu drift, calculate pentru acea particula.

Punctele de intersectie ale traiectoriei cu planele de drift au fost calculate considerind traiectoria o dreapta. De exemplu, pozitia punctului de intersectie cu planul U se calculeaza cu expresia [81]:

$$U(x, y) = (x \cos(\theta_U), y \sin(\theta_U)) \quad (2.2)$$

unde

$$x = x_0 + \frac{X' + X}{Z_{X'} - Z_X} Z_U \quad (2.3)$$

$$y = y_0 + \frac{Y' + Y}{Z_{Y'} - Z_Y} Z_U \quad (2.4)$$

$\theta_U = 15^\circ$ - unghiul cu care sint inclinate firele din planul U;

x, y - pozitiile pe orizontala si verticala in camera ale punctului de calculat;

x_0, y_0 - pozitiile pe orizontala si verticala ale punctului de intrare a particulelor in camera;

X, X' - pozitiile trasei in planele X si, respectiv, X' ; analog pentru Y, Y' ;

$Z_X - Z_{X'}$ - distanta intre planele X si X' de-a lungul directiei fasciculului; analog pentru $Z_Y - Z_{Y'}$;

Z_U - pozitia planului U in camera (de-a lungul fasciculului).

Daca planele camerelor sint bine aliniate, distributiile reziduurilor pentru planele pereche (X, X') , (Y, Y') , (U, V) coincid. Daca acest lucru nu se intimpla inseamna ca exista o deplasare a camerelor una fata de cealalta si situatia

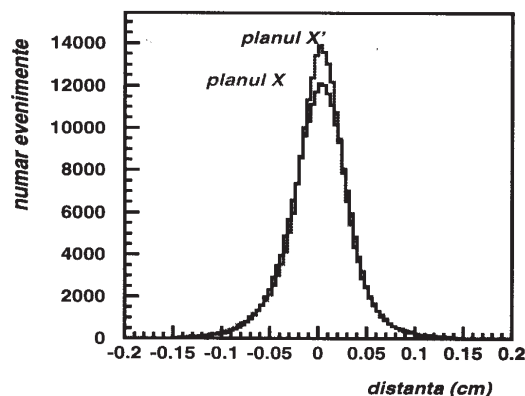


Figura 2.13: Distributia numarului de evenimente dupa reziduurile planelor X si X' ale primei camere cu drift din bratul SOS

poate fi remediata modificind parametrii corespunzatori in programul de re-constructie a evenimentelor. Un exemplu de distributie a reziduurilor obtinuta de noi dupa corectarea pozitiilor camerelor este prezentat in figura 2.13.

Performante

Principalele marimi care caracterizeaza performantele camerelor cu drift sint eficacitatea de tracking si rezolutia spatiala.

Eficacitatea de tracking se defineste ca raportul intre numarul de trase reconstruite si selectate ca "bune" si numarul de evenimente triggerate. Un eveniment triggerat este definit ca un eveniment pentru care se obtin semnale in coincidenta de la cel putin 3 din cele 4 plane scintilatoare ale bratului spectrometric.

Rezolutia spatiala a camerelor reprezinta distanta minima dintre doua traiectorii care pot fi reconstruite de aceste camere. Ea a fost estimata din largimea distributiilor reziduurilor pentru fiecare plan de drift.

Camerele cu drift ale spectrometrului Hall C se caracterizeaza printr-o eficacitate de tracking de 98% si o rezolutie spatiala cuprinsa intre 200 μm si 250 μm .

Planele scintilatoare

Constructie

Bratele spectrometrice HMS si SOS contin cite doua seturi de plane (X,Y) de scintilatori, plasate unul (S1X, S1Y) inainte si altul (S2X, S2Y) dupa conectorul Cerenkov. Materialul scintilator este distribuit sub forma de "strip"-uri de 1 *cm* latime, orientate orizontal sau vertical si putin suprapuse pentru a se asigura acoperirea intregii arii active. Planele S1X si S1Y au o arie activa de 635 *mm* $\times$ 365 *mm*. Setul S2X, S2Y este o copie mai mare a setului S1X, S1Y, avind o arie activa de 1125 *mm* $\times$ 365 *mm*. Fiecare strip este cuplat optic cu cite un fotomultiplicator la fiecare capat.

Trecerea unei particule incarcate printr-un asemenea scintilator produce excitarea moleculelor sale urmata de dezexcitarea lor prin emisie de radiatie fluorescenta, izotrop de-a lungul traiectoriei particulei, in citeva ns. Aceasta radiatie este apoi preluata de tuburile fotomultiplicatoare si transformata in semnal electric.

Prin prelucrarea acestor semnale se obtin informatii folosite in reconstructia evenimentelor si in identificarea particulelor. Astfel:

- structura de "strip"-uri a acestor plane permite obtinerea unor informatii suplimentare despre traiectoria particulei;
- in procesul de reconstructie a evenimentului se defineste un eveniment "bun" (sau "triggerat") ca fiind cel pentru care cel putin 3 din cele 4 plane scintilatoare au fost "lovite";
- semnalul obtinut prin coincidenta semnalelor provenind de la planele scintilatoare "lovite" de particula este folosit ca start pentru TDC-urile cu ajutorul carora se masoara timpii de drift dati de camerele multifilare;
- detectarea momentelor de timp la care particula traverseaza fiecare plan scintilator permite masuratori de timp de zbor din care se calculeaza viteza particulei si momentul de timp la care aceasta a ajuns la planul focal.

Electronica

Semnalele electrice produse de fotomultiplicatori sint prelucrate conform schemei din figura 2.14.

Un asemenea semnal este mai intii impartit in doua cu ajutorul unui "splitter". Unul din cele doua semnale astfel rezultat este transportat la un ADC (Analog-to-Digital-Convertor), celalalt la un discriminator.

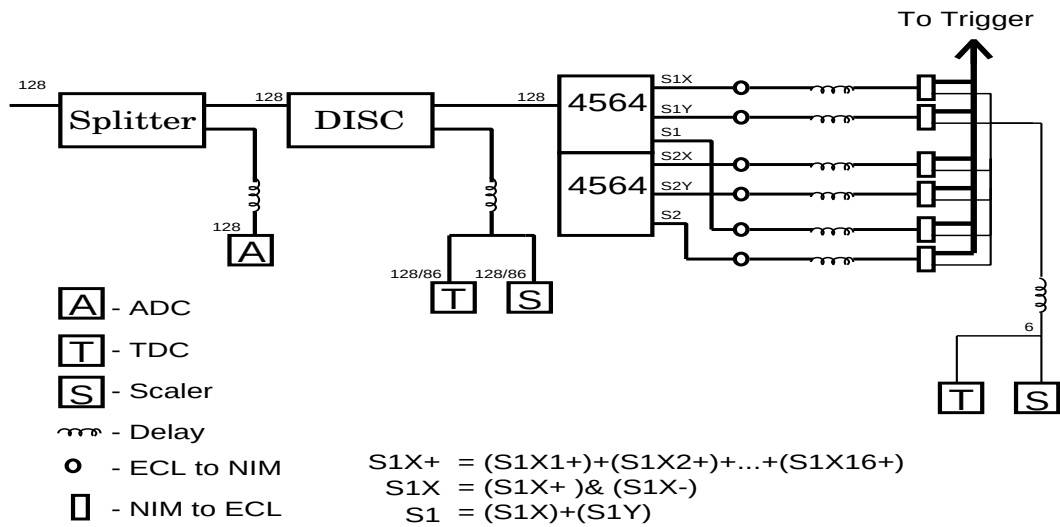


Figura 2.14: Schema instalatiei electronice asociate planelor scintilatoare

Rolul ADC-ului este de a masura amplitudinea semnalului produs de fotomultiplicator iar aceasta marime este folosita pentru a calcula corectiile de timp datorate deplasarii semnalului luminos prin scintilatori.

Semnalele de iesire de la discriminator sint transportate la un TDC, un numarator si la instalatia de coincidenta care formeaza semnalele ce intra in componenta semnalului de trigger.

Cu ajutorul TDC-ului se determina momentul de timp la care a aparut semnal in tubul fotomultiplicator. Aceasta marime, corectata cu timpul necesar deplasarii semnalului luminos prin scintilatori, este folosita in determinarea momentului la care a fost lovit scintilatorul de catre particula detectata.

Calibrare

Pentru a obtine o informatie cit mai corecta de la scintilatori, doua sint elementele carora trebuie sa li se acorde o deosebita atentie la calibrare: tuburile fotomultiplicatoare si TDC-urile.

Calibrarea tuburilor fotomultiplicatoare presupune determinarea potentialului electric ce trebuie aplicat lor astfel incit sa existe o relatie bine determinata intre semnalul luminos de la intrare si cel electric de la iesire. Pentru realizarea acestei calibrari s-a folosit o sursa de ^{60}Co plasata la jumatatea barei scintilatoare ale carei tuburi fotomultiplicatoare urmeaza a fi calibrate. Potentialul aplicat asupra fiecarui fotomultiplicator a fost apoi fixat astfel incit crestei Compton din spectrul energetic al fotonilor emisi de sursa de ^{60}Co sa-i corespunda la iesirea din fotomultiplicator un semnal electric de 500 mV

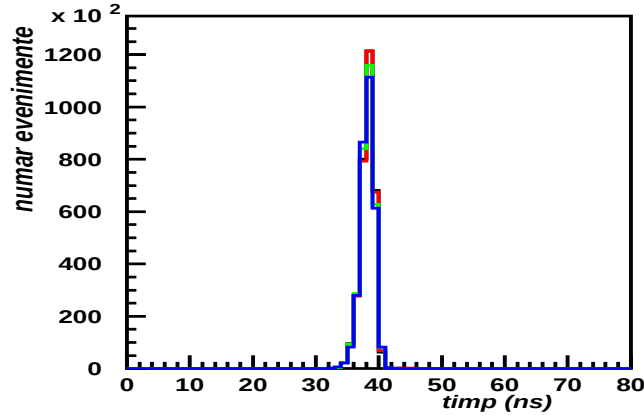


Figura 2.15: Distributia numarului de evenimente dupa timpul la care particula detectata a ajuns la planul focal

amplitudine. Aceasta valoare a fost aleasa pentru a avea la iesirea din splitter (vezi figura 2.14), deci dupa atenuarea in cablurile de legatura, un semnal de amplitudine aproximativ 167 mV care sa poata fi prelucrat corespunzator de modulele electronice urmatoare.

Calibrarea TDC-urilor presupune gasirea relatiei de proportionalitate intre timp si valoarea indicata de numaratorul TDC-ului. Pentru realizarea acestei operatii s-a folosit un generator rapid de pulsuri. Semnalul generat de acesta a fost impartit in doua: START si STOP. Semnalul STOP s-a trecut printr-un sistem de intirziere reglabil. Cele doua semnale s-au folosit ca semnale de pornire, respectiv oprire, pentru TDC-ul de calibrat. Pentru diferite valori ale intirzierii semnalului STOP s-au inregistrat valorile indicate de TDC, obtinindu-se astfel relatia de calibrare.

Mentinerea corectitudinii calibrarii TDC-urilor s-a verificat continuu in analiza on-line a datelor urmarindu-se distributia dupa viteza a particulelor detectate si distributia dupa momentele de timp la care particula a sosit la planul focal. Astfel, pentru domeniul energetic al experimentului de electroproducere de kaoni, particulele detectate in bratul HMS (electroni) au viteze apropiate de viteza luminii astfel incit distributia numarului de particule detectate dupa viteza trebuie sa fie centrata pe valoarea $\beta = v/c = 1$. Momentul la care particula a ajuns la planul focal a fost calculata separat din momentele la care aceasta a "lovit" fiecare plan scintilator. Cele patru distributii (corespunzatoare celor patru plane scintilatoare) trebuie sa coincidă, asa cum se poate vedea in exemplul nostru din figura 2.15.

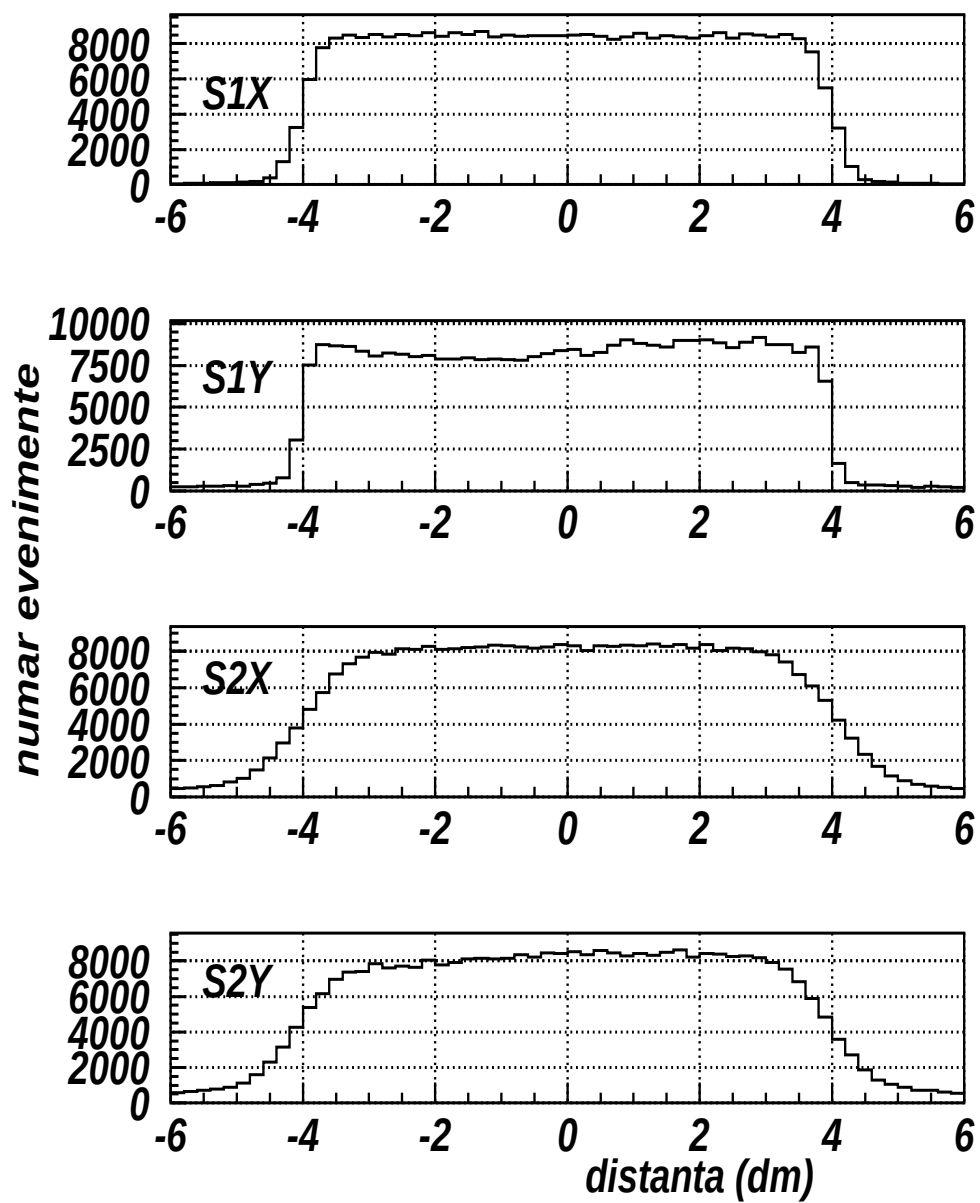


Figura 2.16: Distributia numarului de evenimente dupa distanta intre traiectoria particulelor si centrele planelor scintilatoare

Corectitudinea informatiei furnizate de planele scintilatoare este puternic influentata de alinierea acestor plane in raport cu camerele cu drift. Daca aceasta aliniere este corecta, distributiile numarului de particule dupa distanta intre traiectoria particulei si centrul planului scintilator lovit de aceasta sint centrate pe zero (figura 2.16). In caz contrar inseamna ca exista o deplasare intre planele camerelor cu drift si planele scintilatoare. Determinarea acestei eventuale deplasari a fost o alta operatie pe care a trebuit sa o efectuam pentru fiecare set de date in parte iar valorile obtinute le-am utilizat mai departe in programul de reconstructie a evenimentelor. Forma alungita a distributiilor corespunzatoare planelor S2X si S2Y ce se poate observa in exemplul nostru din figura 2.16 este datorata imprastierilor multiple suferite de particule in elementele pachetului de detectori intilnite anterior.

Performante

Scintilatorii spectrometrului Hall C permit masuratori de timp cu o rezolutie de $110 - 130 \text{ ps}$ ceea ce duce la o rezolutie in viteza (calculata din timp de zbor) de aproximativ $\Delta\beta = 0.02$.

Contorii Cerenkov

Constructie

Contorul Cerenkov este un detector cu prag, detectind doar particulele care se deplaseaza cu o viteza mai mare decit viteza luminii in mediul detectorului, prin radiatia Cerenkov pe care o produc. Aceasta radiatie este focalizata cu ajutorul unor oglinzi pe fotomultiplicatorii care o transforma in semnal electric.

In bratul spectrometric HMS, principala separare intre electroni si fondul de pioni negativi a fost realizata cu ajutorul unui contor Cerenkov umplut cu azot aflat la presiune atmosferica. Acest contor este o cutie rectangulara, cu lungimea de 1.65 cm . Aria activa a detectorului ("vazuta" de particula incidenta) este $119 \text{ cm} \times 63 \text{ cm}$.

Pentru mediul utilizat in acest contor (azot), pragul de detectie in impuls este de 22 MeV/c pentru electroni si 6.0 GeV/c pentru pioni. Deci contorul este practic complet sensibil la electroni si insensibil la pioni. Pot fi insa detectati indirect pionii care produc electroni δ prin ciocniri cu peretii de aluminiu ai contorului, energia acestora fiind suficient de mare pentru a produce radiatie Cerenkov. Probabilitatea de triggerare a contorului de catre acesti pioni este de aproximativ 0.05% .

Radiatia Cerenkov produsa de particulele detectate este focalizata cu ajutorul oglinzilor pe patru fotomultiplicatori de $5''$ a caror colectare de lumina a fost de 10% iar fotocatozii lor au produs, in medie, 4.1 electroni per foton.

În experimente în care bratul spectrometric SOS este folosit pentru detectarea de hadroni încarcați negativ se impune eliminarea fondului de electroni iar când se detectează hadroni încarcați pozitiv, eliminarea fondului de pozitroni (cazul experimentului de electroproducere de kaoni). Dacă bratul spectrometric SOS este folosit pentru detectarea electronilor se impune atunci eliminarea π^- . Pentru aceasta s-a folosit un contor Cerenkov cu gaz aflat la presiune atmosferică. Gazul folosit a fost CCl_2F_2 (Freon 12) cu un indice de refracție de 1.00108, care duce la un prag de detecție în impuls de $9.6 \text{ MeV}/c$ pentru electroni și $2.6 \text{ GeV}/c$ pentru pion. Acest contor este de forma unei cutii rectangulare, cu dimensiunile de $99 \text{ cm} \times 73 \text{ cm} \times 111 \text{ cm}$, confecționat din aluminiu, iar radiația Cerenkov produsă de particulele detectate este focalizată pe 4 fotomultiplicatori.

În experimentul nostru particulele de interes în bratul SOS au fost K^+ . Pentru a ușura separarea lor din fondul de π^+ a fost adăugat în acest brat un contor Cerenkov cu aerogel ($n(SiO_2) + 2n(H_2O)$). Materialul aerogel (indice de refracție $n=1.04$) a fost dispus în trei straturi cu o grosime totală de 90 mm și cu suprafața de $980 \text{ mm} \times 390 \text{ mm}$. Întregul material a fost susținut de un suport de aluminiu cu o arie deschisă traversată de 7 fire subțiri pentru a menține materialul aerogel. Întregul ansamblu a fost introdus într-o cutie de difuzie cu pereți reflectatori și prevăzută cu o fereastră de 1.59 mm , confecționată din aluminiu. Aceasta camera de difuzie a fost umplută cu azot. Semnalele luminoase produse de particulele ce traversează materialul aerogel (radiație Cerenkov) au fost transformate în semnale electrice cu ajutorul a 14 fotomultiplicatori.

Electronica

Semnalele electrice produse de fotomultiplicatori sunt prelucrate conform schemei din figura 2.17.

Astfel, semnalul de la fiecare fotomultiplicator este împărțit în două cu ajutorul unui "splitter". Unul din semnalele astfel obținute este transportat la un ADC, celălalt la un modul "fan-in" liniar. Acesta din urmă însumează semnalele de la toți fotomultiplicatorii contorului Cerenkov iar semnalul de la ieșirea sa este trimis la un discriminator care are pragul de discriminare ales astfel încât să corespundă la 2.5 fotoelectroni.

Semnalul electric furnizat de discriminator este introdus în instalația de coincidență ce formează semnalul de trigger. El poate fi folosit pentru acceptarea sau eliminarea particulelor detectate, în funcție de obiectivele experimentului. În experimentul de electroproducere de kaoni contorul Cerenkov al bratului HMS a fost folosit pentru selectarea electronilor, cel al bratului SOS pentru eliminarea pozitronilor iar contorul Cerenkov cu aerogel pentru eliminarea pi-

Gas Cerenkov

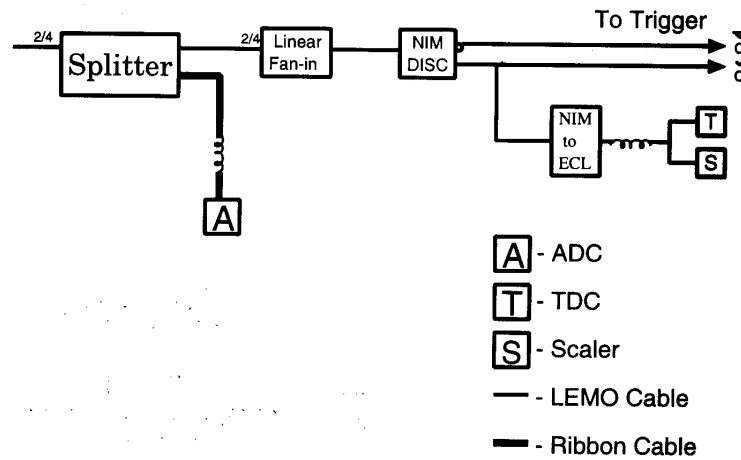


Figura 2.17: Schema instalatiei electronice asociata contorilor Cerenkov

onilor pozitivi.

Semnalul de la discriminator este, deasemenea, inregistrat de un TDC si un numarator.

Calibrare

Calibrarea contorului Cerenkov presupune gasirea numarului de canale ADC per fotoelectron, pentru fiecare fotomultiplicator in parte. Aceasta relatie a fost folosita, mai departe, in analiza off-line a datelor pentru a determina numarul de fotoelectroni produs de fiecare particula detectata si pe baza aceasta, pentru selectarea evenimentelor de interes.

Aceasta calibrare a fost realizata cu ajutorul fasciculului de electroni. Folosind informatia din tracking (data de camerele cu drift) si semnalele de la calorimetrul electromagnetic, s-au selectat evenimentele care contin un electron. Dintre acestea s-au folosit mai departe in calibrare doar acelea care contin un electron directionat pe mijlocul oglinzii focalizatoare asociate fotomultiplicatorului analizat. Valorile indicate de ADC-uri pentru aceste evenimente au fost histogramate iar distributiile astfel obtinute fitate cu o gaussiana. S-a determinat astfel numarul mediu de canale ADC per eveniment. Cum numarul mediu de fotoelectroni produsi de un electron selectat a fost 10, s-a putut determina numarul mediu de canale ADC per fotoelectron.

p (GeV/c)	electron		pion		kaon	
	beta	nr. fot.	beta	nr. fot.	beta	nr. fot.
0.800	1.000	339	0.985	215	-	0
1.600	1.000	339	0.996	302	0.956	0
1.800	1.000	339	0.997	315	0.963	36

Tabelul 2.5: Numarul de fotoni produsi in aerogel de diferite particule

Performante

Principala performanta a contorilor Cerenkov cu gaz necesara a fi cunoscuta este abilitatea de a elimina pionii de energie mare (pina la 6 GeV/c). Ea a fost determinata prin simulare Monte Carlo si verificata ulterior din analiza datelor. S-a determinat astfel o rata de eliminare a pionilor de 600 : 1 pentru contorul bratului HMS si 1000 : 1 pentru cel al bratului SOS.

Daca insa particulele de interes in bratul SOS sint $\pi^\pm$ (eliminare e^- sau e^+) poate apare o pierdere a acestora prin producerea de electroni δ care sint eliminati de contorul Cerenkov cu gaz. Pierderea de pioni, prin acest fenomen, a fost estimata a fi sub 0.1%.

Principala performanta de evaluat pentru contorul Cerenkov cu aerogel este capacitatea sa de a separa particulele cu impulsuri egale dar cu viteze diferite, prin numarul de fotoni (si mai departe de fotoelectroni) produsi de fiecare particula. Un exemplu al acestei capacitati este prezentat in tabelul 2.5 pentru citeva particule de interes si in domeniul de impuls de interes pentru experimentul E93018. In acest experiment de kaoni contorul Cerenkov cu aerogel a permis o reducere a fondului de pioni cu mai mult de 95%.

Calorimetrele electromagnetice

Constructie

Calorimetrele electromagnetice ale spectrometrului Hall C sint calorimetre segmentate din sticla-Pb. Rolul lor este de a masura energia particulelor si de a ajuta la identificarea lor.

Masurarea energiei se bazeaza pe fenomenul de productie de catre particulele incidente de cascade electromagnetice in materialul calorimetrului. Astfel, electronii de energie mare, patrund in calorimetru, vor produce radiatie de frinare (bremsstrahlung). Fotonii rezultati din acest proces sint apoi convertiti in perechi e^-e^+ care la rindul lor produc alte radiatii de frinare. In felul acesta se formeaza o cascada electromagnetica ai carei fotoni finali (cu energia mai mica decit energia de prag pentru producerea de perechi e^-e^+) sint detectati cu ajutorul fotomultiplicatorilor. In ceea ce priveste pionii negativi care

patrund in calorimetru, acestia vor produce fotoni printr-o succesiune de reactii de tipul $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n, \pi^0 \rightarrow 2\gamma$. Fotonii astfel rezultati vor produce deasemenea cascade electromagnetice detectate cu ajutorul fotomultiplicatorilor. In continuare, amplitudinea pulsurilor de tensiune produse de fotomultiplicator este convertita in energie prin calibrarea energetica a calorimetrului.

Pe langa determinarea energiei particulelor, este posibila si o separare e^-/π^- intru-cit cascada electromagnetica produsa de π^- este mai probabil sa apara la adincimi mai mari ale calorimetrului, comparativ cu cea data de e^- . Pentru acest motiv s-a ales un calorimetru segmentat.

Calorimetrul ce intra in componenta bratului spectrometric HMS este alcatuit din 48 de blocuri de sticla-Pb, fiecare cu o lungime de 70 cm si o arie transversala de 100 cm² (10 cm × 10 cm). Ele sint asezate in 4 straturi, fiecare strat cu cite 12 blocuri, ducind la o adincime de 40 cm, ceea ce corespunde la aproximativ 16 lungimi de radiatie.

Calorimetrul electromagnetic al bratului spectrometric SOS este foarte asemanator cu cel al bratului HMS. El este construit din blocuri de Pb-sticla cu dimensiuni de 10 cm × 10 cm × 70 cm fiecare, dispuse in 4 straturi a cite 10 blocuri.

Primele doua straturi ale calorimetrului formeaza preradiatorul, numit astfel intru-cit particula depune aici o mare parte din energia sa.

Fiecare bloc al calorimetrului este prevazut cu cite un fotomultiplicator la fiecare capat pentru transformarea fotonilor produsi in materialul calorimetrului in semnale electrice.

Electronica

Semnalele electrice produse de fotomultiplicatori sint trecute mai intii printr-un "splitter" dupa care o parte a semnalului este inregistrata de un ADC iar cealalta este introdusa intr-o serie de module "fan-in" pentru a fi insumate conform figurii 2.18.

Semnalele SUM-A, SUM-B, SUM-C, SUM-D reprezinta semnalele totale pentru fiecare dintre cele patru straturi ale calorimetrului (semnalele de la toate blocurile fiecarui strat, insumate). Cu ajutorul acestor semnale se formeaza diferite combinatii de semnale care vor fi mai departe folosite in formarea semnalului de trigger. Astfel, PRSUM = SUM-A + SUM-B reprezinta semnalul provenind de la straturile ce formeaza preradiatorul iar SHSUM = SUM-A + SUM-B + SUM-C + SUM-D reprezinta semnalul provenind de la intregul calorimetru.

Semnalul PRSUM este introdus in doua discriminatoare, unul cu prag jos, de la iesirea caruia se obtine semnalul PRLO si altul cu prag ridicat obtinandu-se la iesire semnalul PRHI. Semnalul SHSUM este trimis intr-un discriminator

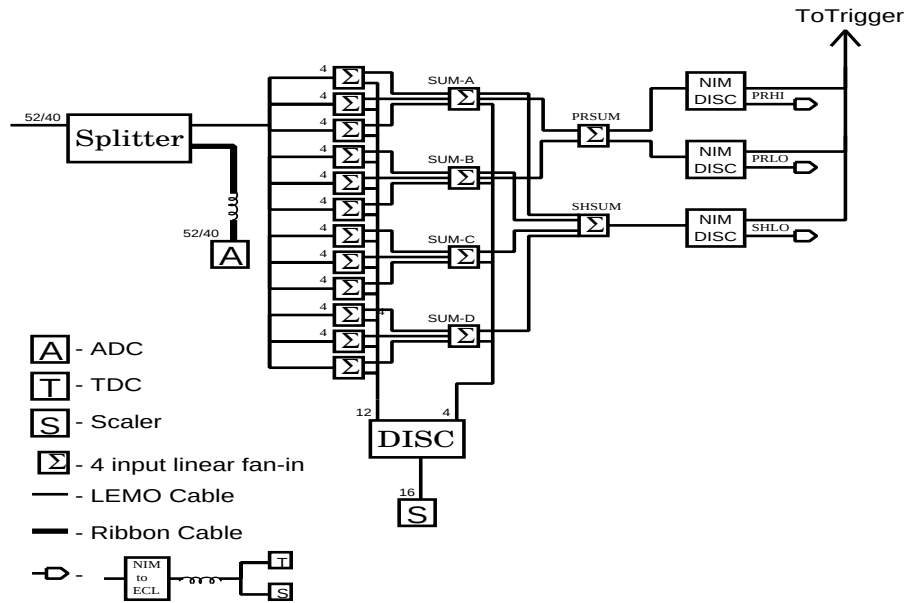


Figura 2.18: Schema instalatiei electronice asociata calorimetrului electromagnetic

cu prag coborit rezultind la iesire semnalul SHLO. Aceste semnale sint folosite in instalatia de trigger pentru selectarea particulelor de energie joasa sau inalta.

Principala informatie furnizata de calorimetrul electromagnetic este valoarea ADC (proportionala cu amplitudinea semnalului electric produs in calorimetru) din care se obtine prin calibrare energia depusa de particula detectata in materialul calorimetrului.

Calibrare

Calibrarea calorimetrului electromagnetic presupune determinarea relatiei de legatura intre amplitudinea semnalului electric produs de calorimetru si electronica aferenta (masurata cu un ADC) si energia depusa de particula in materialul calorimetrului. Cele doua marimi sint proportionale iar coeficientii de proportionalitate poarta numele de coeficienti de calibrare energetica.

Aceasta calibrare a fost facuta folosind fasciculul de electroni, dupa urmatoarea procedura: s-au selectat evenimentele care contin un electron imprastiat si reconstruit ca o trasa buna. S-a calculat impulsul electronilor si pozitia lor in calorimetru folosind informatia din tracking. Valoarea indicata de ADC-ul asociat blocului ce urma a fi calibrat s-a corectat cu atenuarea semnalului in materialul calorimetrului, in functie de distanta de la fotonultipliator pina la punctul de formare a cascadei electromagnetice. Din compararea acestei marimi cu energia electronilor (calculata din tracking) s-a determinat coefi-

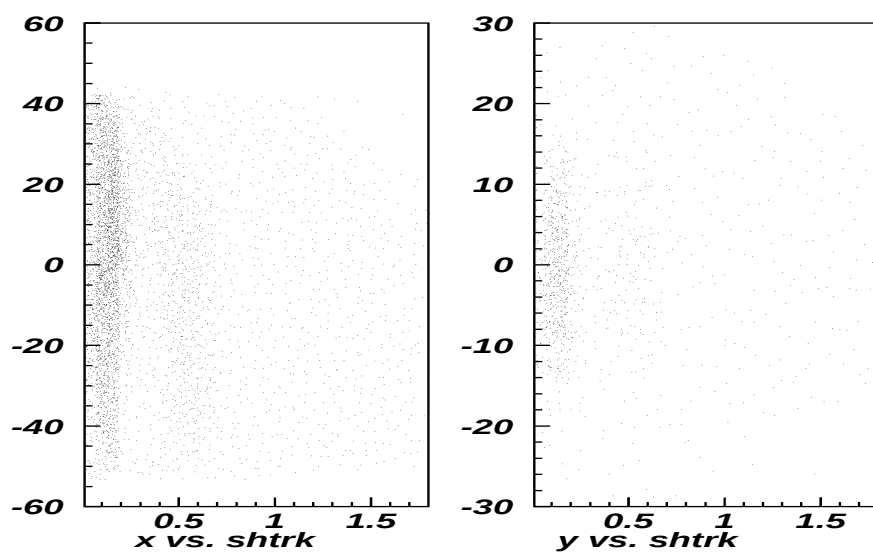


Figura 2.19: Dependenta marimii SHTRK (vezi text) de coordonatele x si y pentru calorimetrul bratului SOS

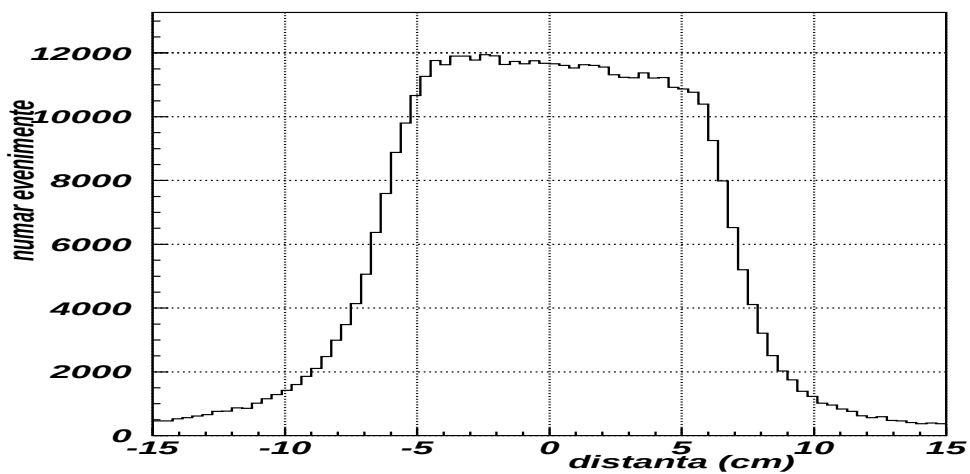


Figura 2.20: Distributia numarului de evenimente dupa distanta intre traiectorie si centrul calorimetrului

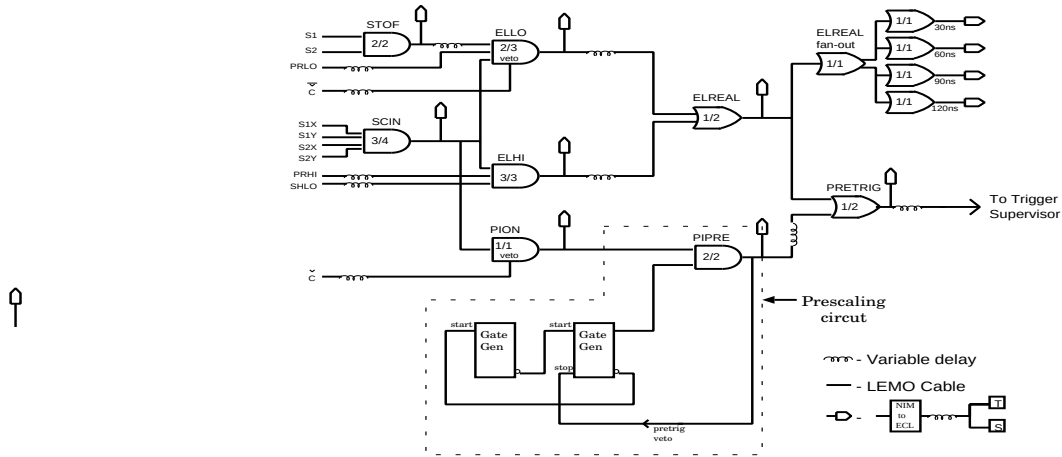


Figura 2.21: Schema de formare a semnalului de pretriggerare a bratelor HMS si SOS

cientul de calibrare energetica pentru blocul analizat.

In conditiile unei corecte calibrari a calorimetrului, SHTRK (energia depusa de particula in intregul calorimetru normata la energia particulei calculata din tracking) nu trebuie sa depinda de coordonatele X si Y (figura 2.19). Forma acestor distributii a trebuit verificata pentru fiecare set de date (fiecare "run") intru-cit in timpul experimentului se pot modifica fie raspunsul fotomultiplicatorului, fie comportarea calorimetrului datorita degradarii la radiatie a materialului component.

Corectitudinea masuratorilor energetice efectuate cu ajutorul calorimetrului electromagnetic este dependenta si de buna aliniere a blocurilor sale in raport cu planele camerelor cu drift. Acest lucru a fost verificat in timpul experimentului urmarindu-se forma distributiilor distantei intre trasa particulei si centrul blocului "lovit" de ea. In cazul unei bune alinieri, aceste distributii trebuie sa fie centrate pe zero. Un exemplu obtinut de noi pentru un set de date pentru care alinierea a fost corecta este ilustrat in figura 2.20. Cele doua cozi ale acestei distributii ce se pot observa in figura se explica prin existenta imprastierilor multiple suferite de particule in elementele pachetului de detectori ce premerg calorimetrul electromagnetic.

2.3.4 Electronica de coincidenta

Electronica de citire pentru sistemul de detectie din Hall C (mai putin pentru camerele cu drift) este localizata in asa-numita "camera de numarare" ("counting room"). Astfel, semnalele analoge de la tuburile fotomultiplicatoare ale scintilatorilor, contorilor Cerenkov si calorimetrelor electromagnetice

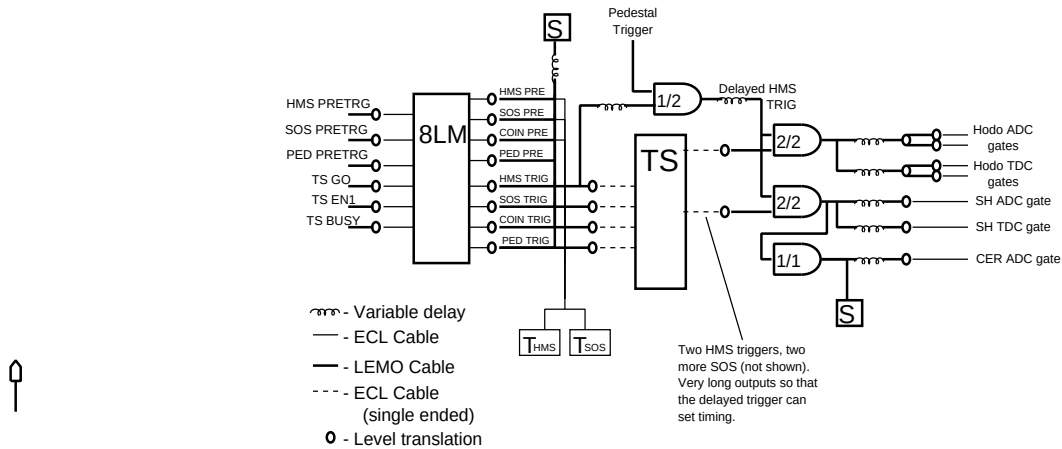


Figura 2.22: Schema de formare a semnalului de triggerare a spectrometrului Hall C

sint transmise aici prin cabluri coaxiale. Mai departe ele sint prelucrate asa cum s-a prezentat in sectiunile anterioare.

Electronica de citire asociata camerelor cu drift este localizata linga pachetul de detectori, in dreptul planului focal al fiecarui brat spectrometric. Dupa o prima prelucrare, informatia este transportata in "counting room" unde este folosita pentru formarea semnalelor de trigger.

Triggerarea sistemului de detectie din Hall C presupune mai multe nivele, logica sa fiind prezentata in figurile 2.21 si 2.22.

Figura 2.21 prezinta logica de formare a semnalului de pretrigger pentru spectrometrul HMS. Astfel, S1X, S1Y, S2X, S2Y reprezinta semnalele de la cele 4 plane scintilatoare iar S1 si S2 combinatii ale acestora $S1 = S1X + S1Y$, $S2 = S2X + S2Y$. Informatia furnizata de calorimetrul electromagnetic este cuprinsa in semnalele SHLO, corespunzatoare energiei depusa in intregul calorimetru, si PRLO, PRHI corespunzatoare energiei depuse in preradiator (primele doua straturi ale calorimetrului) cu prag de discriminare mic (pentru selectarea particulelor de energie mica) si respectiv, prag de discriminare mare (pentru selectarea particulelor de energie mare). Semnalul dat de contorul Cerenkov este reprezentat prin simbolul $\check{C}$.

Semnalele S1 si S2 intra intr-o unitate logica de tip AND care da la iesire semnalul STOF. Acest semnal cere deci un semnal in prima pereche de scintilatori si unul in ultima pereche. Semnalele de la cele patru plane scintilatoare patrund intr-o unitate logica de tip AND care produce la iesire semnalul SCIN cu conditia ca trei din cele patru plane sa fi fost "lovite" de particula (nivel de coincidenta 3/4).

Primul nivel de triggerare are trei componente: ELLO, ELHI si PION.

Semnalul ELLO este destinat selectarii electronilor de energie joasa care produc cascada electromagnetica in preradiator. Formarea lui cere un semnal de veto $\bar{C}$ si doua din urmatoarele trei semnale: STOF, PRLO si SCIN. Pentru electronii de energie mare s-a dovedit mai eficient un semnal ELHI realizat prin coincidenta semnalelor SCIN, PRHI si SHLO. Semnalul PION, format din semnalul de veto $\bar{C}$ (semnal anti-Cerenkov) si semnalul SCIN este folosit pentru monitorizarea pionilor.

Mai departe, semnalele ELLO si ELHI sint sumate, cu formarea semnalului ELREAL. Acesta din urma, impreuna cu semnalul PION trecut printr-un circuit de prescalare, formeaza semnalul PRETRIG de pretriggerare al bratului spectrometric.

Ambele brate spectrometrice contin toate aceste componente. Ele pot fi insa folosite sau nu, in functie de obiectivele fiecarui experiment.

Pentru experimentul de electroproducere de kaoni pretriggerul bratului HMS a cuprins toate aceste componente in timp ce pentru bratul SOS s-au folosit doar semnalele de la scintilatori.

Semnalele de pretriggerare sint introduse in triggerul central numit "trigger supervisor" (al doilea nivel de triggerare). Dupa logica detaliata in figura 2.22 se formeaza semnalul de trigger pentru HMS, SOS si pentru coincidenta lor. De exemplu, semnalul de trigger pentru HMS (HMS TRIG) se formeaza din coincidenta semnalului de pretrigger HMS (HMS PRETRIG), semnalul care indica existenta fasciculului de electroni incidenti si posibilitatea de inregistrare a datelor (GO) si semnalul care indica ca instalatia de triggerare este "libera" (NOT BUSY), adica a terminat de prelucrat semnalul anterior .

Semnalele de trigger sint folosite pentru a indica sistemului de achizitie a datelor ca informatia electronica trebuie citita si stocata si sint, deasemenea, folosite ca semnale de start pentru TDC-uri si ca semnale de poarta pentru ADC-urile asociate scintilatorilor, calorimetrelor si contorilor Cerenkov.

Capitolul 3

Analiza Datelor Experimentale

3.1 Prezentare Generala

Intr-un experiment de fizica particulelor elementare sau de fizica nucleara analiza datelor experimentale are ca obiectiv transformarea informatiei brute, furnizata de sistemul de detectie, in marimile fizice de baza necesare in interpretarea fenomenelor studiate. Informatia furnizata de sistemul de detectie este sub forma de semnale electrice ce sint digitizate si stocate pe benzi magnetice, in vederea prelucrarii ulterioare dupa o anumita metodica, specifica fiecarui experiment.

Metodica analizei datelor utilizata de noi in experimentul E93018 a cuprins 4 parti principale:

1. **reconstructia evenimentelor fizice**

Experimentul de electroproducere de kaoni prezentat este un experiment pe tinta fixa, adica experiment in care un fascicul de particule ciocneste un sistem de particule tinta aflate in repaus in sistemul laboratorului. Fiecare proces de interactie dintre o particula incidenta si o particula tinta poarta numele de eveniment.

Reconstructia evenimentelor fizice a reprezentat in acest caz decodificarea informatiei furnizate de sistemul de detectie si determinarea traiectoriilor, marimilor cinematice si a altor marimi necesare in identificarea particulelor si definirea fiecarui eveniment ce a avut loc in tinta.

2. selectia evenimentelor de interes

Ca in majoritatea experimentelor, reactiile ce s-au dorit a fi studiate au fost insotite si in experimentul nostru de alte reactii concurente de care au trebuit separate. O prima separare a fost realizata de insasi sistemul de detectie prin elementele sale si prin sistemul de trigger. Elementele sistemului de detectie au fost alese astfel incit sa favorizeze detectarea particulelor de interes (electroni in bratul HMS, kaoni pozitivi si protoni in bratul SOS). Sistemul de trigger a indicat sistemului de achizitie a datelor ce evenimente sa inregistreze si sa stocheze pe benzi magnetice (coincidente electron-kaon). Selectia finala am realizat-o insa in analiza "off-line" a datelor, pe baza unor criterii bine definite.

3. corectii aplicate datelor experimentale

In orice sistem de detectie real pot sa apara pierderi ale evenimentelor de interes sau sa existe fenomene care sa "mimeze" producerea acestora. Contributia acestor fenomene trebuie evaluata si extrasa din rezultatele finale realizandu-se astfel corectia datelor experimentale.

Principalele corectiile aplicate de noi datelor experimentale au vizat extragerea fondului de coincidente accidentale, a celui generat de interactia electronilor incidenti cu peretii de aluminiu ai incintei in care s-a afla tinta de hidrogen, corectiile pentru pierderea de kaoni prin dezintegrare in zbor si corectiile radiative.

4. calculul marimilor fizice de interes

Aceasta este etapa finala a procesului de analiza a datelor experimentale.

Pentru experimentul nostru marimile fizice calculate au fost, in final, sectiunea eficace a procesului de electroproducere de kaoni si polarizarea particulelor Λ rezultate din aceasta reactie.

Toate aceste etape vor fi detaliate in sectiunile urmatoare ale acestui capitol. Elementele de metodica importante si specifice experimentului au fost, o parte, publicate [71] iar o alta parte sint in curs de publicare [82].

3.2 Reconstructia Evenimentelor Fizice

Reconstructia evenimentelor fizice ce au avut loc in tinta de hidrogen a fost realizata cu ajutorul unui program de calcul numit "Engine" [83] pornind de la informatia furnizata de sistemul de detectie Hall C. Principalele operatii efectuate cu ajutorul acestui program, a carui schema este prezentata in figurile 3.1 si 3.2, au fost:

- citirea si decodificarea informatiei data de sistemul de detectie si stocata anterior pe benzi magnetice;
- reconstructia traiectoriilor particulelor la planele focale ale celor doua brate ce alcatuiesc spectrometrul Hall C (HMS si SOS);
- reconstructia traiectoriilor particulelor la emisia din tinta folosind traiectoriile reconstruite la planele focale, in urma trecerii lor prin sistemele magnetice ale spectrometrului;
- identificarea evenimentelor coincidente si calculul marimilor fizice ce le definesc (pozitia evenimentului in tinta, impulsul particulelor rezultate din reactie, directiile sub care sint emise etc.);
- calculul performantelor diferitelor elemente ale pachetelor de detectori (eficacitati, rezolutii etc.);
- stocarea informatiei de iesire in fisiere de tip text, histograme si n-tupluri.

Prima operatie realizata cu acest program de reconstructie a fost initializarea diferitilor parametri necesari in prelucrarea ulterioara: numele fisierele de intrare si iesire, al histogramelor si n-tuplurilor de iesire etc. Fisierele de intrare contin o serie de parametri caracteristici sistemului de detectie cum ar fi localizarea tuturor elementelor in fiecare pachet de detectori sau coeficientii de calibrare, precum si parametrii cinematici ai experimentului.

Operatia cea mai laborioasa a constituit-o reconstructia traiectoriilor particulelor prin sistemul de detectie. Am folosit aceeasi procedura de reconstructie pentru ambele brate spectrometrice.

Algoritmul de reconstructie a presupus mai intii decodificarea si prelucrarea informatiilor furnizate de scintilatori (subrutina *h(s)_trans_scin*) din care am calculat viteza particulelor cu ajutorul metodei timpului de zbor. Pentru aceasta am facut mai intii corectii pentru timpul necesar propagarii luminii prin materialul scintilator (subrutina *h(s)_strip_scin*) si pentru timpul necesar propagarii semnalelor electrice prin cablurile de legatura (subrutina *h(s)_tof_init*).

Au fost decodificate si prelucrate in continuare informatiile date de calorimetrul electromagnetic din care am determinat energia depusa de particule in materialul respectiv (subrutina *h(s)_trans_cal*) si s-a decodificat informatia produsa de camerele cu drift (subrutina *h(s)_trans_dc*).

Dupa ce toata informatia produsa de spectrometru a fost decodificata, a fost apelata subrutina de reconstructie a traiectoriilor particulelor la planul focal (subrutina *h(s)_track*). Algoritmul de reconstructie a presupus mai intii determinarea asa numitelor puncte spatiale ale trasei. Am definit un punct

Hall C analysis engine routine flow

CSA 7/95

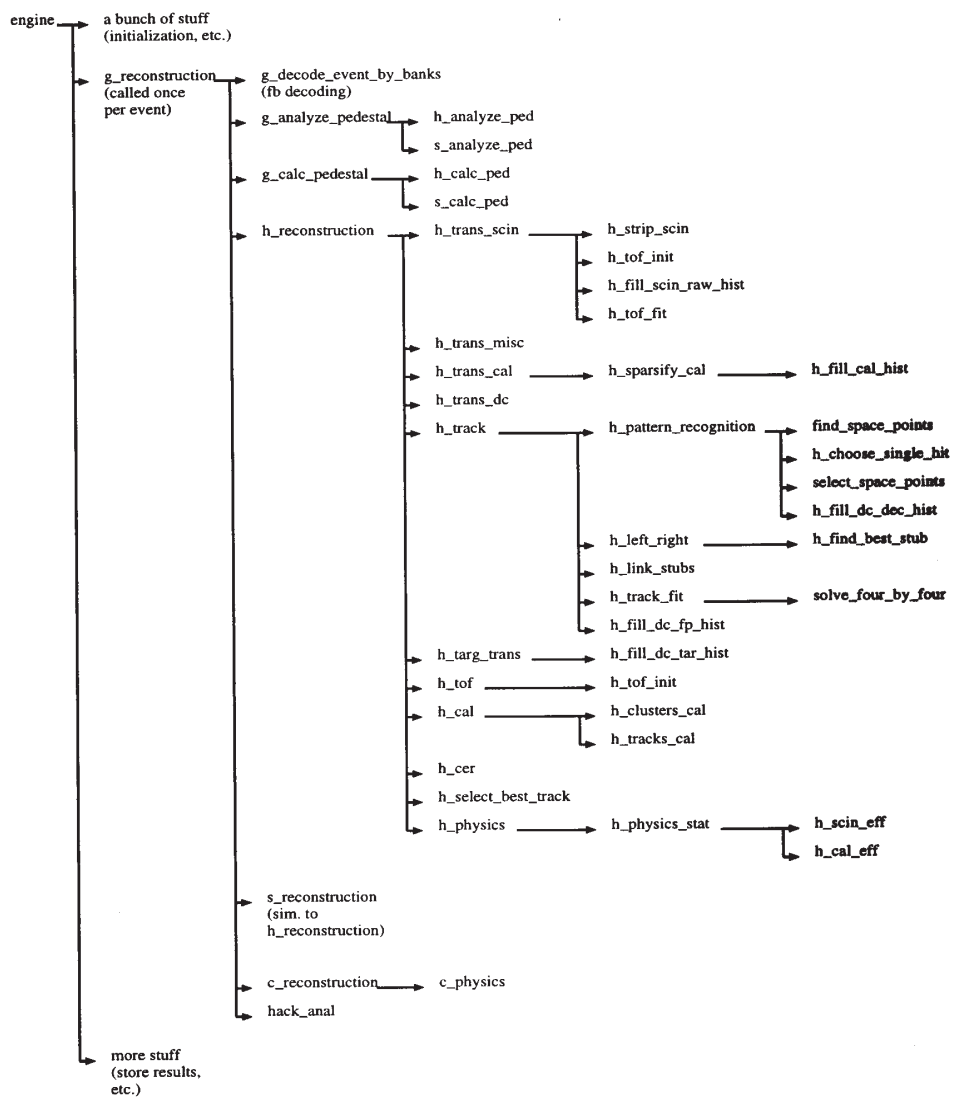


Figura 3.1: Schema programului "Engine"

Hall C analysis engine h_reconstruction flow

CSA 7/95

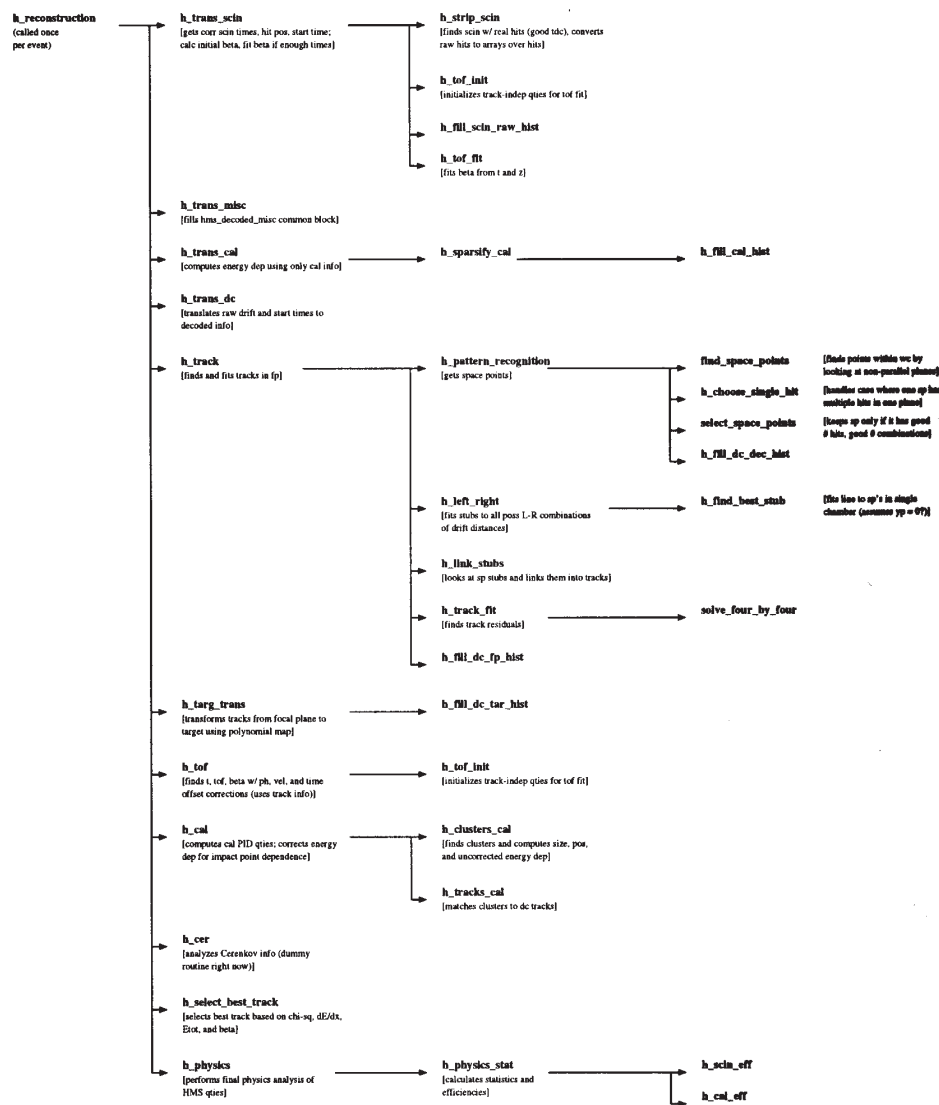


Figura 3.2: Schema subrutinei de reconstruție a traiectoriilor particulelor

spatial ca fiind format din minim 5 "hit"-uri (aparitia de semnale electrice pe firele camerelor cu drift la trecerea particulelor), cite unul intr-un plan de drift al camerei. Fiecare camera are sase plane de drift deci in felul acesta am cerut sa se obtina semnal in cel putin cinci dintre acestea. In cazul in care au aparut mai multe "hit"-uri intr-un plan, am facut toate combinatiile posibile, fiecare combinatie corespunzind unui punct spatial in camera respectiva.

Pozitiile "hit"-urilor ce au definit un punct spatial au fost apoi fitate obtinindu-se o portiune de traiectorie ("stub") intr-o camera cu drift. Aceste portiuni ("stub"-uri) au fost in continuare unite (fitate) rezultind traiectoria particulelor. In cazul in care au existat mai multe asemenea portiuni intr-o camera (prin gasirea mai multor puncte spatiale) am facut toate combinatiile posibile de unire a lor (cite una din fiecare camera), obtinindu-se mai multe candidate la trasa corecta. Am impus, in plus, citeva cerinte suplimentare unei trase "bune":

- sa cada in interiorul calorimetrului electromagnetic,
- sa treaca printr-o bara scintilatoare de pe care s-a cules semnal.

Toate trasele care au indeplinit aceste conditii au fost reconstruite apoi la pozitia in care s-a aflat tinta folosind modelele matriciale ale opticii electromagnetice si s-a impus pentru ele conditia de a cadea in interiorul tintei (subrutina *h(s)_trag_trans*). Pe baza traiectoriilor astfel gasite s-au facut o serie de corectii de pozitie a energiei masurate de calorimetrul electromagnetic (subrutina *h(s)_cal*).

Asupra traselor astfel gasite am impus o serie de cerinte suplimentare in ceea ce priveste viteza calculata din timp de zbor, energia depusa in calorimetru si pierderea de energie pe unitatea de lungime in barele scintilatoare (subrutina *h(s)_select_best_track*). In aceeasi subrutina am selectat in continuare una sau mai multe trase , cele mai bine reconstruite (folosind testul χ^2), in functie de numarul de particule ce s-a dorit a fi detectate simultan in bratul spectrometric.

Pentru trasele astfel selectate am calculat in continuare (subrutina *h(s)_physics*) marimile fizice considerate de interes in identificarea particulelor si in analiza fizica a fenomenelor studiate, eficacitatile elementelor de detectie iar informatiile astfel obtinute s-au depus in fisiere de tip text, histograme si n-tupluri.

Daca evenimentele de interes au fost de tip coincident si daca in urma procedurii descrise anterior am gasit cel putin o trasa in fiecare brat spectrometric, am calculat atunci marimile fizice ce definesc evenimentul coincident (subrutina *c_reconstruction*).

Programul "Engine" a fost astfel conceput incit fiecare pas important al analizei sa fie urmat de stocarea informatiei obtinute in histograme pentru ca rezultatele pariale sa poata fi vizualizate si utilizate in studii ulterioare.

3.3 Selectia Evenimentelor

Imprastierea electronilor cu energia in domeniul 2-4 GeV pe tinte de protoni are deschise mai multe canale de reactie:

- imprastierea elastica

$$e + p \rightarrow e + p$$

- electroproducerea de pioni

$$e + p \rightarrow e + n + \pi^+$$

$$e + p \rightarrow e + p + \pi^0$$

$$e + p \rightarrow e + p + \pi^+ + \pi^-$$

- electroproducerea de kaoni

$$e + p \rightarrow e + K^+ + \Lambda$$

$$e + p \rightarrow e + K^+ + \Sigma^0$$

Sectiunea eficace a reactiilor de electroproducere de kaoni este mult mai mica decit sectiunile eficace ale celorlalte reactii mentionate. Din acest motiv, pentru studiul electroproducerii de kaoni se ridica problema separarii canalelor sale de fondul dat de celelalte canale deschise.

Desi sistemul de detectie face o separare importanta a acestor canale de reactie "on-line", prin favorizarea detectarii electronilor in bratul HMS si a kaonilor si protonilor in bratul SOS, un numar mare de evenimente inregistrate pe benzi magnetice nu corespund evenimentelor de interes. Selectia finala am facut-o in analiza "off-line" a datelor, dupa reconstruirea fiecarui eveniment fizic ce a avut loc in tinta. Criteriile folosite in aceasta selectie le-am determinat avind in vedere particularitatile sistemului de detectie.

3.3.1 Criterii de selectie a electronilor in bratul HMS

Electronii detectati cu ajutorul bratului spectrometric HMS au trebuit separati de fondul de pioni negativi. Principalii detectori care au permis acest lucru au fost contorul Cerenkov cu gaz si calorimetrul electromagnetic.

Contorul Cerenkov cu gaz a avut pragul de detectie pentru electroni de $22 \text{ MeV}/c$ si $6.0 \text{ MeV}/c$ pentru pioni, fiind deci practic insensibil la pionii rezultati din canalele de reactie deschise in domeniul energetic discutat. El a fost calibrat astfel incit pragul sau de detectie pentru electroni sa corespunda unui numar de aproximativ 3 fotoelectroni (*hcer_npe*)(figure 3.3). Deci am

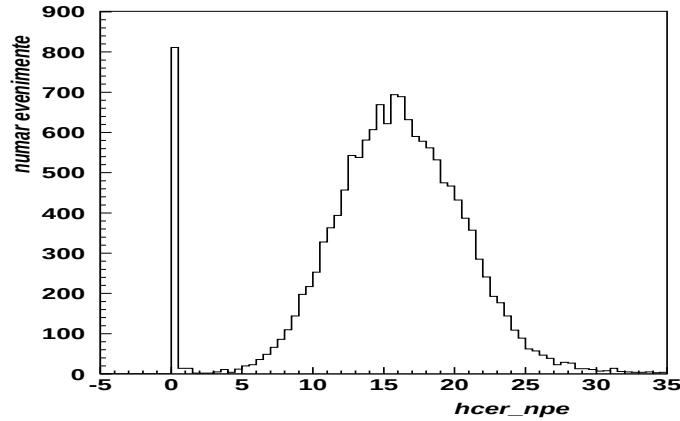


Figura 3.3: Distributia numarului de particule dupa numarul de fotoelectrioni produși in contorul Cerenkov al bratului HMS

folosit ca un prim criteriu de selectie al electronilor numarul de fotoelectrioni produși de particula detectata in contorul Cerenkov. Daca acesta a fost mai mare de 3, particula a fost considerata electron:

$$hcer_npe \geq 3$$

Calorimetrul electromagnetic, fiind un calorimetru segmentat, a permis pe linga masurarea energiei particulei detectate si o separare e^-/π^- . Spre deosebire de pioni, electronii au depus in materialul calorimetrului toata energia lor. Acest lucru a facut ca distributia electronilor dupa energia depusa in calorimetru si normata la energia calculata din tracking ($hsshtrk$) sa fie centrata aproximativ pe valoarea 1 (figura 3.4). Pe baza acestui lucru am putut defini un al doilea criteriu de selectie a electronilor si anume:

$$hsshtrk > 0.7$$

Al treilea criteriu de selectie a fost acceptanta in impuls a spectrometrului. In acest experiment am lucrat cu o acceptanta de 10% pentru HMS:

$$\left| \frac{\Delta p}{p_0} \right| \leq 10\%$$

unde $\Delta p = p - p_0$,

p_0 fiind impulsul central al spectrometrului iar p impulsul particulei detectate.

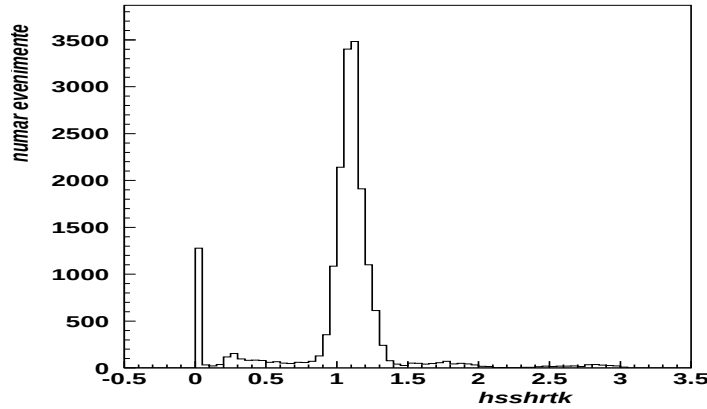


Figura 3.4: Distributia numarului de particule dupa energia depusa in calorimetru normata la energia calculata din tracking

3.3.2 Criterii de selectie a kaonilor in bratul SOS

Kaonii detectati de bratul SOS s-au aflat intr-un fond puternic de protoni si pioni pozitivi. Cea mai dificila separare a fost intre kaoni si pioni pentru ca cele doua particule au mase relativ apropiate si distributiile lor dupa viteza s-au suprapus in mare masura. Pentru a usura separarea K^+/π^+ a fost introdus un element suplimentar in pachetul de detectori al bratului spectrometric SOS si anume un contor Cerenkov cu aerogel cu ajutorul caruia s-au eliminat mare parte a pionilor pozitivi.

Dependenta raspunsului acestui contor (numarul de fotoelectroni produsi de o particula) de viteza particulei detectate este prezentata in figura 3.5. Se constata din aceasta figura ca alegerea valorii 3 pentru numarul de fotoelectroni produsi de o particula (*saer_npe*) permite o buna separare K^+/π^+ . Deci am folosit ca un prim criteriu de selectie al kaonilor cerinta ca numarul de fotoelectroni produsi de particula in contorul cu aerogel sa fie mai mic decit 3:

$$saer_npe < 3$$

Avantajul introducerii contorului Cerenkov cu aerogel poate fi constatat comparind distributiile dupa viteza particulelor detectate in bratul SOS, cu si fara impunerea conditiei anterioare (figura 3.6). Se observa din aceasta figura reducerea puternica a numarului de pioni din picul kaonilor dupa impunerea acestei conditii.

Dupa eliminarea pionilor au ramas de separat kaonii de protoni, lucru care s-a facut comparind viteza particulei calculata din timp de zbor (β_{tof}) cu cea

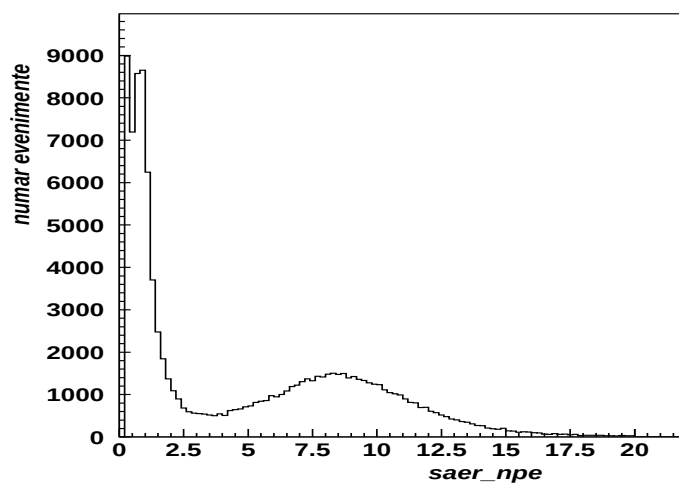


Figura 3.5: Distributia numarului de particule dupa numarul de fotoelectrioni produși in contorul cu aerogel

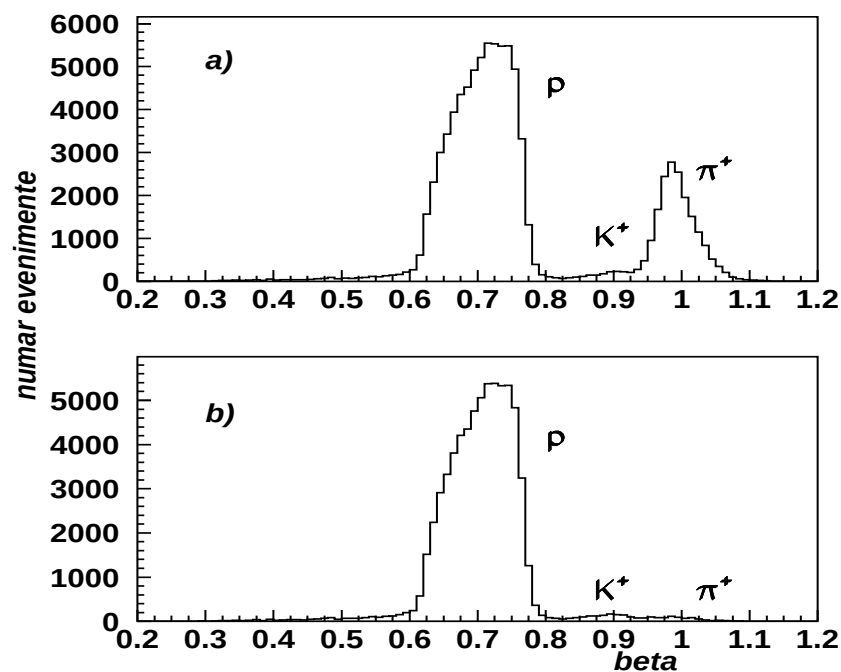


Figura 3.6: Distributia numarului de particule dupa viteza: a) toate particulele detectate in bratul SOS b) eliminati pionii cu ajutorul contorului cu aerogel

calculata din impulsul masurat din tracking (folosind masa kaonului) (β). In aceasta analiza am considerat particula detectata ca fiind kaon daca diferenta intre vitezele calculate prin aceste doua metode a fost mai mica decit 0.06 si am definit astfel al doilea criteriu de selectie:

$$|\beta - \beta_{tof}| \leq 0.06$$

Al treilea criteriu de selectie a fost dat de acceptanta in impuls a bratului spectrometric SOS. Pentru masuratorile de sectiune eficace s-a lucrat cu o acceptanta de 20%:

$$|\frac{\Delta p}{p_0}| \leq 20\%$$

Pentru masuratorile de polarizare statistica asteptata a fost foarte mica, si de aceea am extins aceasta acceptanta la valoarea sa maxima:

$$|\frac{\Delta p}{p_0}| \leq 40\%$$

Simbolurile utilizate in aceste relatii au aceeasi semnificatie ca in cazul bratului HMS (sectiunea 3.3.1).

Desi la valori mari ale acceptantei in impuls apar pierderi importante de particule, pentru determinarea polarizarii lucrul acesta nu a fost critic si s-au facut corectiile necesare cu ajutorul simularii Monte Carlo (vezi sectiunea 3.5.2).

3.3.3 Criterii de selectie a coincidentelor electron-kaon

Marimea fizica care a permis selectia coincidentelor electron-kaon a fost timpul de coincidenta (*soscoint*) intre cele doua brate spectrometrice. In acest experiment am lucrat cu o fereastră de coincidenta (timp de rezolutie) intre cele doua brate spectrometrice de 30 ns. In aceasta fereastră au fost detectate atat coincidente reale (coincidente intre electroni si kaoni provenind din aceeasi interactie) cit si coincidente accidentale (coincidente intre electroni si kaoni produsi in interactii diferite).

In figura 3.7 este prezentata una din distributiile obtinute de noi pentru numarul de particule detectate in bratul SOS ca functie de timpul de coincidenta si de viteza lor. Se pot vedea aici picurile de coincidente adevarate atat pentru kaoni (dreptunghiul ingust), cit si pentru protoni si pioni, precum si cele de coincidente accidentale (pentru kaoni, dreptunghiul lat). Aceste picuri sint distribuite in timp cu o peridiocitate de 2 ns, cit este distanta in timp intre doua pachete de electroni produse de accelerator. Prin alegerea unui

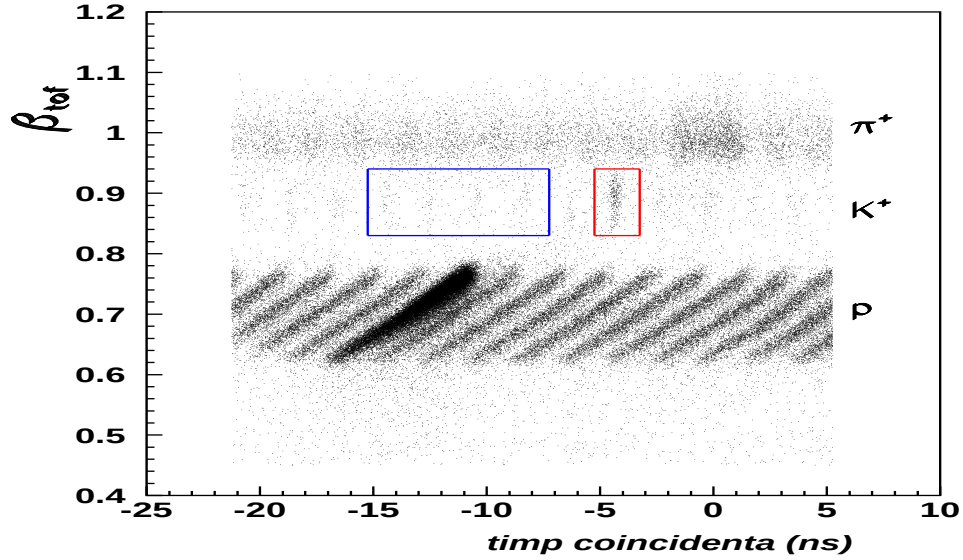


Figura 3.7: Distributia numarului de evenimente dupa timpul de coincidenta si viteza

interval corespunzator in timpul de coincidenta am putut selecta picul coincidentelor adevarate electron-kaon. Valoarea concreta a intervalului a depins de configuratia cinematica. De exemplu, pentru masuratorile de polarizare, facute pentru o singura configuratie cinematica (vezi sectiunea 4.2) am folosit intervalul:

$$-5.25 \text{ ns} \leq \text{soscoint} \leq -3.25 \text{ ns}$$

Coincidente adevarate astfel selectate au inclus inca un fond de coincidente accidentale. Modalitatea de extragere a acestora va fi prezentata in sectiunea 3.4.

3.3.4 Separarea Λ/Σ^0

In domeniul energetic in care am lucrat, electroproducerea de kaoni este insotita de producerea a inca unui hadron, si anume Λ sau Σ^0 , datorita conservarii straneitatii. Separarea celor doua canale posibile s-a facut prin metoda masei lipsa. Din marimile cinematice ale particulelor detectate, particulei tinta si particulei inciente am calculat patratul masei particulei nedetectate:

$$M_X^2 = W^2 + m_k^2 - 2E_k(E_\gamma + m_p) + 2\vec{p}_k\vec{p}_\gamma$$

unde

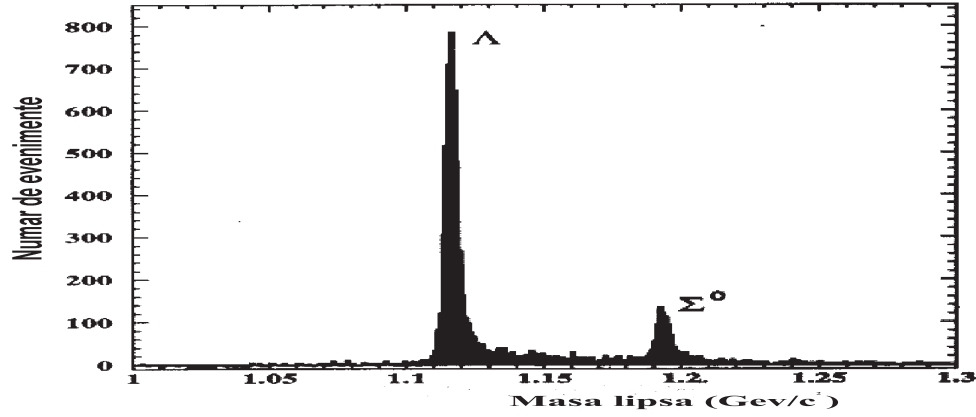


Figura 3.8: Distributia numarului de particule dupa masa lipsa pentru reactia $e(p, e')K^+X$

W^2 este masa invarianta a sistemului K^+X si este data de relatia:

$$W^2 = m_p^2 + 2m_p(E_e - E'_e) + q^2$$

$E_K, \vec{p}_k, m_k$ sint energia, impulsul si masa kaonului,

$E_\gamma, \vec{p}_\gamma, q^2$ sint energia, impulsul si patrutul masei fotonului virtual schimbat intre electronul incident si protonul tinta,

E_e, E'_e sint energiile electronului incident si, respectiv, imprastiat.

Din valoarea obtinuta pentru aceasta marime am putut identifica particula produsa.

Un exemplu obtinut de noi pentru distributia numarului de evenimente dupa masa lipsa in reactia de electroproducere este prezentat in figura 3.8. Se observa aici cele doua picuri ale particulelor Λ si Σ^0 , suficient de bine separate pentru a se putea extrage contributia fiecarui canal.

In aceasta analiza am considerat evenimente cu producere de particule Λ , evenimentele pentru care

$$1.100 \text{ MeV}/c^2 \leq M_X \leq 1.160 \text{ MeV}/c^2$$

3.3.5 Selectia protonilor din dezintegrarea Λ

Protonii rezultati din dezintegrarea

$$\Lambda \rightarrow p + \pi^-$$

au fost detectati in acelasi brat spectrometric cu kaonii (SOS), lucru posibil intru-cit acceptanta in impuls a spectrometrului a fost suficient de mare.

Pentru identificarea protonilor in SOS am folosit criterii asemanatoare celor folosite pentru kaoni:

$$|\beta - \beta_{tof}| \leq 0.06$$

$$|\frac{\Delta p}{p_0}| \leq 40\%$$

$$-10 \text{ ns} \leq \text{soscoint} \leq -3.2 \text{ ns}$$

unde β este viteza calculata din impulsul masurat din tracking, presupunind ca particula este proton.

Pentru timpul de coincidenta am folosit un interval mai mare intru-cit protonul nu a fost produs simultan cu kaonul (a fost produs ulterior prin dezintegrarea Λ).

Odata identificata particula ca proton, a trebuit sa verificam ca aceasta a provenind din dezintegrarea Λ . Pentru aceasta am folosit din nou metoda masei lipsa. Cu ajutorul marimilor cinematice ale particulei Λ si ale protonului detectat am calculat masa lipsa pentru reactia de dezintegrare:

$$M^2 = (E_\Lambda - E_p)^2 - |\vec{p}_\Lambda - \vec{p}_p|^2$$

Daca

$$0.1 \text{ MeV}/c^2 \leq M \leq 0.2 \text{ MeV}/c^2$$

atunci am considerat protonul detectat ca provenind din dezintegrarea Λ .

3.4 Corectii Aplicate Datelor Experimentale

Inainte de a converti numarul de evenimente (sau de particule) inregistrate in marimile fizice de interes (sectiune eficace, polarizare), datele experimentale trebuiesc corectate pentru o serie de fenomene suplimentare ce apar in tinta sau in bratele spectrometrice si care mimeaza evenimentele de interes sau, dimpotriva, duc la pierderea lor. Corectiile cele mai importante sint cele pentru coincidente accidentale, pentru evenimentele provenite din interactia electronilor incidenti cu peretii tinte si cele pentru pierderea de kaoni prin dezintegrare in zbor.

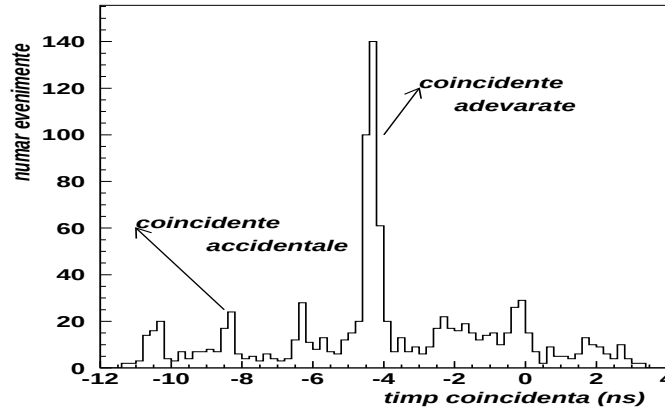


Figura 3.9: Distributia numarului de evenimente dupa timpul de coincidenta

3.4.1 Coincidente accidentale

In orice experiment de coincidenta evenimentele de interes (coincidentele adevarate) se afla intr-un fond de coincidente accidentale (sau intimplatoare).

Pentru experimentul nostru coincidente adevarate au reprezentat evenimentele in care semnalele aparute in bratele spectrometrice au fost produse de electronii si kaonii pozitivi rezultati din acelasi proces de interactie (e, p) (pentru masurarea sectiunii eficace) sau cele produse de electronii si kaonii pozitivi rezultati din acelasi proces de interactie (e, p) si de protonii rezultati din dezintegrarea particulei Λ produsa in aceasta interactie (pentru masuratori de polarizare).

Coincidente accidentale reprezinta evenimentele in care electronii si kaonii sau electronii, kaonii si protonii sint rezultati din procese de interactie diferite dar produc semnale in bratele spectrometrice care sosesc in instalatia de coincidenta separate de un interval de timp mai mic decit fereastra de coincidenta (timpul de rezolutie) a spectrometrului, mimind astfel un eveniment bun.

Fereastra de coincidenta folosita a fost mare ($30ns$), comparativ cu intervalul de timp intre doua pachete de elctroni produse de accelerator ($2ns$). Din acest motiv si numarul coincidentelor accidentale a fost mare. Coincidente accidentale electron-kaon se pot vedea in distributia numarului de evenimente dupa timpul de coincidenta (figura 3.9) sub forma de picuri de o parte si de alta a picului coincidentelor adevarte. Exemplul din figura corespunde datelor destinate masurarii polarizarii. In sectiunea anterioara s-a aratat cum au fost selectate evenimentele din picul coincidentelor adevarate. Evenimentele astfel selectate contin inca un fond de coincidente accidentale. Pentru extragerea lui am folosit presupunerea ca evenimentele corespunzatoare coincidentelor acci-

dentale sint distribuite cu aceeasi probabilitate in toate picurile de coincidenta. In acest caz extragerea coincidentelor accidentale din picul coincidentelor adevarate am facut-o determinind numarul mediu de evenimete din picurile coincidentelor accidentale si scazind aceasta valoare din numarul evenimentelor continute de picul coincidentelor adevarate.

Pentru extragerea coincidentelor accidentale electron-kaon, de exemplu, am folosit patru picuri de coincidente accidentale (dreptunghiul lung din figura 3.7). Numarul evenimentelor gasite a fost normat la patru si valoarea obtinuta scazuta din numarul evenimentelor gasite in picul coincidentelor adevarate (dreptunghiul ingust din aceeasi figura).

Am procedat analog si pentru extragerea protonilor accidentali (protoni care nu provin din dezintegrarea particulei Λ produsa in interactia de baza (e, p)). Cum numarul acestor protoni a fost mult mai mic, picurile coincidentelor accidentale nu au fost bine definite si de aceea am folosite in extragerea fondului acestor coincidente accidentale toate evenimentele din afara ferestrei folosita in selectia evenimentelor bune (vezi sectiunea 3.3.5).

3.4.2 Interactia electronilor incidenti cu peretii tinteii

Tinta folosita a fost o tinta lichida de hidrogen incapsulat intr-o incinta cu pereti de aluminiu, plasata de-a lungul fasciculului de electroni incidenti. La trecerea acestui fascicul prin ferestrele de intrare si iesire ale tinteii, electronii interactioneaza cu nucleele de aluminiu producind kaoni si protoni ce pot simula evenimentele de interes in acest experiment.

Pentru a putea evalua contributia acestui fond am facut masuratori pe o tinta goala construita din acelasi material cu incinta in care s-a aflat hidrogenul dar cu peretii de intrare si iesire a particulelor de aproximativ 10 ori mai grosi. Aceasta pentru a creste statistica masuratorilor pe tinta goala, avind in vedere ca doar aproximativ 5% din timpul de efectuare a experimentului a fost afectat acestor masuratori.

Am prelucrat aceste date in acelasi mod cu cele obtinute folosind tinta de hidrogen. Evenimentele bune gasite (conform criteriilor prezentate in sectiunile anterioare), normate la grosimea peretilor de aluminiu si la sarcina totala a electronilor incidenti au fost extrase din numarul evenimetelor obtinute folosind tinta de hidrogen, normate la aceleasi marimi. Am calculat, deci, numarul de evenimente corectat folosind relatia:

$$N_{cor} = N_{mas} - \frac{Q_h t_h}{Q_g t_g} N_g \quad (3.1)$$

unde simbolurile utilizate au urmatoarea semnificatie:

N_{cor} - numarul de evenimete corectat,

N_{mas} - numarul de evenimente masurat folosind tinta de hidrogen,
 N_g - numarul de evenimente masurat folosind tinta goala,
 Q_h - sarcina totala a electronilor incidenti in masuratorile cu tinta de hidrogen,
 Q_g - sarcina totala a electronilor incidenti in masuratorile cu tinta goala,
 t_h - grosimea totala a ferestrelor de intrare si iesire ale incintei in care s-a aflat hidrogenul,
 t_g - grosimea totala a ferestrelor de intrare si iesire ale tinte goale.

3.4.3 Dezintegrarea kaonilor

Intru-cit K^+ sint particule instabile, cu timpul de viata $\tau = (1.239 \pm 0.002) \times 10^{-8} s$, masuratorile bazate pe detectarea acestor particule trebuiesc corectate pentru pierderile de kaoni prin dezintegrare in timpul zborului de la tinta pina la locul unde are loc detectia. Corectia pentru dezintegrare a fost evaluata la pozitia ultimului plan scintilator al bratului SOS desi, asa cum s-a mentionat in capitolul anterior, conditia de triggerare a acestui brat a fost ca o particula sa loveasca minim 3 din cele 4 plane scintilatoare. Din analiza datelor a rezultat insa ca numarul particulelor care au ajuns la planul 3 si nu au ajuns la planul 4 a fost foarte mic si, in plus, diferenta in corectia de dezintegrare calculata pentru planul 3 si planul 4 este mai mica de 0.4%.

Calculul corectiei de dezintegrare s-a bazat pe relatia cunoscuta a probabilitatii ca o particula sa nu se dezintegreze pe distanta x_0 :

$$P(x_0) = e^{-m_K x_0 \Gamma / |\vec{p}|} \quad (3.2)$$

unde

- m_K este masa kaonului;
- $\Gamma = 1/\tau$ este inversul timpului de viata al kaonului;
- $\vec{p}$ este impulsul kaonului.

Luind in considerare ca cel de-al patrulea scintilator al bratului SOS s-a aflat la aproximativ 9 m distanta de tinta si ca impulsul kaonilor a fost $\sim 1.2 GeV$, s-a obtinut o probabilitate $P(x_0)$ de $\sim 33\%$ ceea ce a dus la o corectie de dezintegrare de $\sim 300\%$. Deci numarul kaonilor care s-au dezintegrat a fost mare. Apare astfel problema daca nu cumva unii produsii de dezintegrare "mimeaza" semnalul produs in detector de kaoni ducind astfel la o dubla numarare a unor evenimente. Analizind principalele canale de dezintegrare ale kaonilor pozitivi:

$$\begin{aligned}
K^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\
K^+ &\rightarrow \pi^+ + \pi^0 \\
K^+ &\rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^0 \\
K^+ &\rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^0 \\
K^+ &\rightarrow \pi^0 + \mu^+ + \nu_\mu \\
K^+ &\rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e
\end{aligned} \tag{3.3}$$

se constata ca produsele de reactie incarcate electric sunt mai usori decit kaonul ceea ce face ca aceste particule sa aiba nevoie de un impuls mic pentru a avea aceiasi viteza cu kaonii si a fi astfel identificate drept kaoni. Ori bratul SOS a fost reglat pentru detectia particulelor de impuls mare si astfel kaonii care s-au dezintegrat inainte de a ajunge la camerele cu drift nu au putut da produse care sa fie luati drept kaoni. Pentru cazurile de dezintegrare in interiorul incintei cu detectori, produsele de dezintegrare sunt emise la unghiuri mari datorita impulsului mare al kaonilor si in felul acesta nu pot atinge ultimii scintilatori cum cere conditia de triggerare. Deci, dubla numarare a kaonilor prin corectia de dezintegrare si prin identificarea gresita a produsilor de dezintegrare (luati drept kaoni) a fost foarte putin probabila, in fapt neglijabila.

3.5 Calculul Marimilor Fizice Finale

3.5.1 Calculul sectiunii eficace

Din punct de vedere experimental, calculul sectiunii eficace $\frac{d^5\sigma}{dE'_e d\Omega_e d\Omega_k}$ cere cunoasterea numarului de coincidente electron-kaon produse in unitatea de timp, a fluxului electronilor incidenti dar si a o serie de caracteristici ale tinte si ale spectrometrului folosit. Astfel, aceasta sectiune este data de relatia:

$$\frac{d^6\sigma}{dE'_e d\Omega_e d\Omega_k dp_K} = \frac{N_K}{t} \frac{e}{I} \frac{A}{\rho T N_A} \frac{1}{\varepsilon_D} \frac{1}{\Delta V} F_{cr} \tag{3.4}$$

unde s-au folosit urmatoarele notatii:

- N_K - numarul de coincidente electron-kaon inregistrate in timpul t ,
- I - intensitatea curentului de electroni,
- e - sarcina electrica a electronului,
- N_A - numarul lui Avogadro,
- ρ - densitatea materialului tinte,
- T - grosimea tinte,
- A - numarul de masa al tinte,

ε_D - eficacitatea de detectie a spectrometrului,
 ΔV - acceptanta spectrometrului,
 F_{cr} - factor de corectie radiativa.

Caracteristicile tinte si ale fascicului de electroni incidenti au fost bine cunoscute pe perioada experimentului iar numarul de coincidente electron-kaon a fost determinat si corectat dupa cum s-a descris in sectiunile anterioare ale acestui capitol.

Acceptanta spectrometrului ΔV a fost calculata cu o relatie de tipul:

$$\Delta V = \int_{\Delta E_e, \Delta \Omega_e, \Delta \Omega_K, \Delta p_K} A(V) dV \quad (3.5)$$

unde $dV = dE_e d\Omega_e d\Omega_K dp_K$ este domeniul de spatiu fazic in care s-au detectat coincidentele electron-kaon, iar $A(V)$ este functia de acceptanta a spectrometrului determinata cu ajutorul unei simulari Monte Carlo a comportarii spectrometrului. Programul de simulare este descris mai in detaliu in anexa A. Aici vor fi mentionate doar citeva elemente pentru a se intelege modul de calcul al functiei de acceptanta.

Algoritmul de modelare a presupus mai intii generarea punctului de interactie in interiorul tinte astfel incit sa reproduca distributia spatiala a fascicului incident iar de-a lungul tinte (orientata de-a lungul fascicului de electroni incidenti) generarea s-a facut uniform. S-au generat deasemenea parametrii de imprastiere $\delta = \Delta E/E_0$ ($\Delta E = E - E_0$, E_0 fiind energia centrala a spectrometrului iar E energia particulei imprastiate), θ -unghiul de imprastiere in planul orizontal (planul de imprastiere) si ϕ unghiul de imprastiere in afara acestui plan, in limitele cunoscute ale spectrometrului.

Evenimentele (particulele) astfel generate au fost transportate prin cimpurile magnetice ale spectrometrului folosind un model al opticii electromagnetice. Cele care au ajuns la pachetul de detectori au fost transportate mai departe, prin toate elementele sale componente. Din pozitiile in camerele multifilare ale particulelor generate s-a reconstruit traiectoria lor dupa acelasi altgoritm folosit pentru particulele reale. Aceste traiectorii au fost apoi transportate din nou la tinta si calculate marimile δ , θ si ϕ . S-au histogramat aceste marimi si s-a calculat functia de acceptanta a spectrometrului pentru fiecare bin al histogramelor.

Functia de acceptanta s-a definit ca raportul intre numarul de evenimente reconstruite la tinta intr-un bin si numarul de evenimente generate in acelasi bin. Functia de acceptanta astfel obtinuta depinde de δ , θ si ϕ . Ea a fost calculata separat pentru fiecare brat spectrometric astfel incit functia de acceptanta a intregului spectrometru a fost:

$$A(V) = A_{HMS} A_{SOS} \quad (3.6)$$

Eficacitatea de detectie a spectrometrului a fost determinata din eficacitatile de detectie ale fiecarui brat:

$$\varepsilon_D = \varepsilon_{SOS} \varepsilon_{HMS} \quad (3.7)$$

Cum cele doua brate spectrometrice (HMS si SOS) contin aceleasi tipuri de detectori (camere cu drift multifilare, contori Cerenkov, calorimetre electromagnetice si scintilatori), eficacitatile lor de detectie au fost determinate in mod asemanator, prin produsul eficacitatilor de detectie ale fiecarui detector in parte. Aceste marimi au fost prezentate in capitolul 2.

Factorul de corectie radiativa, F_{cr} , ia in considerare faptul ca experimental sint inregistrate si evenimentele corespunzatoare proceselor cu emisie de fotoni reali nedetectati de sistemul de detectie sau a celor cu schimb de mai multi fotoni virtuali fara a le putea distinge de cele de interes. Aceste procese si modul de calcul al factorului de corectie radiativa sint descrise in detaliu in anexa A.4. Cu notatia din aceasta anexa, $F_{cr} = 1/\delta$.

Odata calculata sectiunea experimentală $\frac{d^6\sigma}{dE_{e'}d\Omega_e dp_K d\Omega_K^*}$, ea ar trebui integrata dupa impulsul kaonului. Cum inasa hiperonul produs a fost identificat prin metoda masei lipsa si pentru ca s-au utilizat toate evenimentele de sub picul corespunzator hiperonului identificat, operatie care corespunde integrarii dupa masa lipsa pe domeniul respectiv, a fost convenabil a transforma sectiunea anterioara in sectiunea $\frac{d^6\sigma}{dE_{e'}d\Omega_e dM_X d\Omega_K^*}$, trecind in acelasi timp si la unghiul solid al kaonilor in SCM al sistemului kaon-hiperon:

$$\frac{d^6\sigma}{dE_{e'}d\Omega_e dM_X d\Omega_K^*} = J \frac{d^6\sigma}{dE_{e'}d\Omega_e dp_K d\Omega_K} \quad (3.8)$$

folosind Jacobianul [84]

$$J = \frac{M_X}{W\beta_K^*} \frac{E_K}{E_K^*} \left(\frac{p_K^*}{p_K}\right)^2 \quad (3.9)$$

unde $\beta_K^* = p_K^*/E_K^*$ este viteza kaonului in SCM, p_K si E_K sint impulsul si energia acestuia in SL, iar M_X este masa lipsa, data de relatia:

$$M_X^2 = W^2 + m_p^2 - 2W E_K^* \quad (3.10)$$

Prin integrarea dupa masa lipsa se obtine:

$$\frac{d^5\sigma}{dE_{e'}d\Omega_e d\Omega_K^*} = \int J \frac{d^6\sigma}{dE_{e'}d\Omega_e dp_K d\Omega_K} dM_X \quad (3.11)$$

In fapt, Jacobianul J s-a calculat pentru fiecare eveniment in parte si integrala anterioara s-a calculat folosind membrul drept al relatiei 3.4 in care fiecare eveniment a fost ponderat cu acest Jacobian.

Pentru calculul sectiunii eficace de fotoproducere cu fotoni virtuali s-a folosit relatia:

$$\frac{d\sigma_v}{d\Omega_K^*} = \frac{1}{\Gamma} \frac{d^5\sigma}{dE_{e'}d\Omega_e d\Omega_K^*} \quad (3.12)$$

Fluxul Γ este si el specific fiecarui eveniment si din acest motiv calculul acestei sectiuni eficace a revenit la a folosi din nou membrul drept al relatiei 3.4 in care fiecare eveniment a fost ponderat de data aceasta si cu fluxul Γ .

3.5.2 Calculul polarizarii particulelor Λ

Masurarea polarizarii particulei Λ s-a bazat, in acest experiment, pe asimetria distributiei unghiulare a protonilor rezultati din dezintegrarea sa ($\Lambda \rightarrow p + \pi^-$). Aceasta distributie unghiulara este descrisa de relatia:

$$\frac{dN}{d\Omega} \sim 1 + \alpha P_\Lambda \cos \theta \quad (3.13)$$

unde au fost folosite urmatoarele notatii:

α - parametrul de asimetrie,

P_Λ - polarizarea particulei Λ fata de directia normala la planul ei de productie ($\vec{p}_\gamma \times \vec{p}_K$),

θ - unghiul impulsului protonului fata de directia de polarizare a particulei Λ , calculat in sistemul propriu al lui Λ .

Distributia unghiulara a protonilor din dezintegrare, obtinuta experimental, a fost fitata cu o functie de tipul celei din relatia 3.13. Am obtinut de aici produsul αP_Λ si, luind pentru α valoarea cunoscuta ($\alpha = 0.642 \pm 0.013$ [85]) am putut extrage valoarea polarizarii P_Λ .

Inainte insa de efectuarea acestei operatii am corectat distributia experimentală pentru contributia fondului si pentru asimetria instalatiei experimentale.

Principalele surse de fond au fost in cazul acestei masuratori, coincidentele accidentale si evenimentele provenind din interactia electronilor incidenti cu peretii tinte. Modul de calcul al contributiei acestor fenomene a fost prezentat in sectiunea 3.4. Pentru extragerea polarizarii am lucrat in ipoteza ca distributia evenimentelor de fond nu prezinta asimetrie in raport cu axa de polarizare. Nu am putut insa verifica experimental aceasta ipoteza din cauza satatisticii mici.

Deasemenea, din cauza timpului de expunere limitat acordat acestui experiment nu am putut studia experimental o eventuala asimetrie introdusa in

date de sistemul de detectie. Am folosit, in schimb, simularea Monte Carlo pentru a evalua aceasta asimetrie. Ea se regaseste in functia de acceptanta calculata pentru bratul SOS si pentru protonii din dezintegrare ca particule de interes (generate si reconstruite prin sistemul de detectie), asa cum s-a procedat pentru kaoni in vederea calculului sectiunii eficace (sectiunea 3.5.1). Corectia pentru aceasta asimetrie a fost facuta impartind distributia experimentală la functia de acceptanta.

Capitolul 4

Rezultate Experimentale

În acest capitol vor fi prezentate rezultatele obținute de noi în experimentul E93018 pentru reacția de electroproducere a stării finale $K^+\Lambda$. Aceste rezultate se referă la secțiunile eficace ale procesului (separate și neseperate) și la polarizarea indusă a hiperonului Λ .

O parte a acestor rezultate a fost deja publicată [69, 71] sau comunicată [72, 73, 74, 75, 76] iar o altă parte este în curs de publicare [82, 86].

Pentru cazurile în care există măsurători similare anterioare, rezultatele noastre vor fi comparate cu cele existente în literatură.

4.1 Secțiuni eficace

În acest experiment măsurătorile de secțiuni eficace au fost făcute pentru patru configurații:

1. $Q^2 = 0.52(\text{GeV}/c)^2$, $W = 1.84\text{GeV}$, $t = -0.219(\text{GeV}/c)^2$;
2. $Q^2 = 0.75(\text{GeV}/c)^2$, $W = 1.83\text{GeV}$, $t = -0.300(\text{GeV}/c)^2$;
3. $Q^2 = 1.00(\text{GeV}/c)^2$, $W = 1.81\text{GeV}$, $t = -0.407(\text{GeV}/c)^2$;
4. $Q^2 = 2.00(\text{GeV}/c)^2$, $W = 1.84\text{GeV}$, $t = -0.741(\text{GeV}/c)^2$;

Pentru a permite separarea componentelor longitudinală și transversală ale secțiunii eficace, pentru fiecare configurație (Q^2 , W , t) s-au făcut măsurători la trei valori distincte ale parametrului de polarizare ε al fotonului virtual. Această limitare la 3 valori a fost determinată de faptul că la momentul efectuării experimentului CEBAF a putut furniza fascicule de electroni cu doar 3 valori distincte ale energiei. Ori modificarea parametrului ε se face tocmai prin modificarea energiei electronilor incidenti. Domeniul în care a variat ε

Q^2 (GeV/c) ²	E_e GeV	$E_{e'}$ GeV	p_k GeV/c	θ_e grade	θ_γ grade	W GeV	ε	x	t (GeV/c) ²
0.52	2.445	0.833	1.126	29.27	13.33	1.84	0.55	0.17	-0.219
0.52	3.245	1.633	1.126	18.02	16.62	1.84	0.77	0.17	-0.219
0.52	4.045	2.433	1.126	13.20	18.34	1.84	0.86	0.17	-0.219
0.75	2.445	0.726	1.188	37.94	13.41	1.83	0.46	0.23	-0.300
0.75	3.245	1.526	1.188	22.44	17.62	1.83	0.72	0.23	-0.300
0.75	4.045	2.326	1.188	16.23	19.74	1.83	0.83	0.23	-0.300
1.00	2.445	0.635	1.216	47.30	13.05	1.81	0.38	0.30	-0.407
1.00	3.245	1.435	1.216	26.79	18.24	1.81	0.67	0.30	-0.407
1.00	4.045	2.235	1.216	19.14	20.77	1.81	0.81	0.30	-0.407
2.00	3.245	0.844	1.634	50.59	13.54	1.84	0.37	0.44	-0.741
2.00	3.545	1.144	1.634	41.11	15.66	1.84	0.48	0.44	-0.741
2.00	4.045	1.644	1.634	31.83	18.13	1.84	0.61	0.44	-0.741

Tabelul 4.1: Configuratiile cinematice pentru masuratorile de sectiuni eficace

a fost 0.55 - 0.85 si a fost limitat de domeniul unghiular accesibil celor doua brate spectrometrice.

Configuratiile cinematice ale acestor masuratori sint prezentate in detaliu in tabelul 4.1.

Transferurile de 4-impuls t la care s-a lucrat corespund unor valori mici ale unghiului dintre kaon si foton, sub 6° in sistemul centrului de masa al sistemului de hadroni produși. In fapt, bratul SOS a fost plasat pe directia fotonilor virtuali iar sistemul sau magnetic a fost reglat astfel incit sa detecteze kaoni cu impulsuri care corespund la unghiuri de emisie mici, in interiorul acceptantei unghiulare a bratului spectrometric ($\Delta\Omega_{SOS} = 7.5 \text{ msr}$). In acelasi timp, aceasta acceptanta a acoperit tot domeniul posibil al unghiului azimutal Φ sub care au fost emisi kaonii. Acest lucru este demonstrat in figura 4.1 unde este prezentata distributia evenimentelor selectate drept coincidente electron-kaon pentru cazul $Q^2 = 1(\text{GeV}/c)^2$ dupa produsele $t \cos \Phi$ si $t \sin \Phi$. Se constata distributia uniforma a evenimentelor in tot domeniul $(0, 2\pi)$ al unghiului Φ . Aceasta situatie experimentală corespunde integrării sectiunii eficace (vezi relatia 1.25) dupa Φ intre 0 si 2π . In urma acestei integrari componentele de interferenta ale sectiunii eficace (σ_{TT} si σ_{TL}) dispar. Prin urmare, sectiunile eficace masurate de noi contin doar componentele longitudinala σ_L si transversala σ_T .

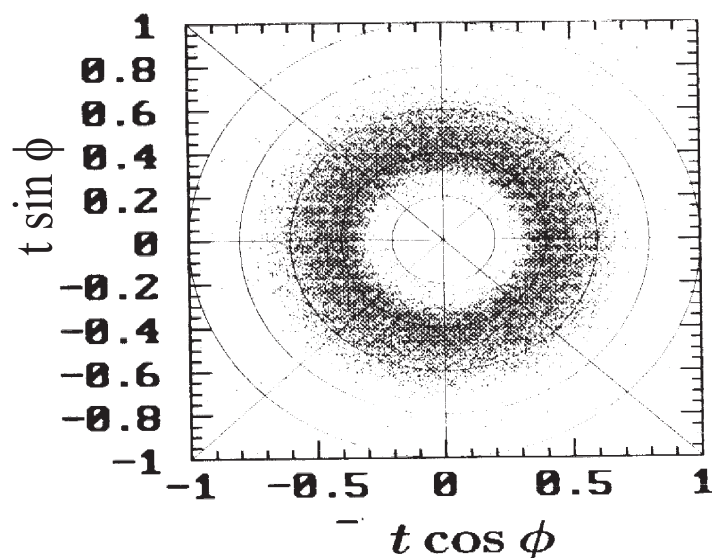


Figura 4.1: Distributia evenimentelor dupa $t \cos \Phi$ si $t \sin \Phi$

Perioada de achizitie a datelor a fost, in medie 15 h pentru fiecare punct cinematic, perioada impartita in mai multe "run"-uri, in medie de 30 min , pentru a permite verificarea bunei functionari a instalatiei experimentale pe parcursul derularii experimentului. Fasciculul incident de electroni folosit a avut intensitatea cuprinsa intre 10 μA si 30 μA .

Pentru a verifica o serie de elemente necesare in calculul sectiunilor eficace de electroproducere cum ar fi modul de calcul al acceptantelor (deci programul de simulare Monte Carlo), al corectiilor radiative sau eficacitatea de reconstructie a traselor s-au colectat si citeva seturi de date pentru imprastierea elastica a electronilor pe proton cu detectarea electronilor imprastiati in fiecare brat spectrometric in parte. Au fost apoi comparate diferite marimi fizice masurate cu cele simulate. Pentru exemplificare prezentam in figura 4.2 distributiile evenimentelor masurate si simulate dupa marimile la planul focal al HMS: pozitiile x_{fp} , y_{fp} (coordonatele traiectoriei particulei la planul focal) si unghiurile x_{pfp} , y_{pfp} (unghiurile traiectoriei particulei la planul focal). Distributii asemnatoare s-au obtinut si pentru SOS.

Deasemenea, sectiunile eficace de imprastiere elastica calculate dupa o procedura asemnatoare cu cea descrisa in capitolul anterior si folosind factorii de forma pentru proton obtinuti de Gary si Krumpelmann [87], au fost comparate cu cele masurate experimental. Acordul acestora a fost in limita a 1.5 %.

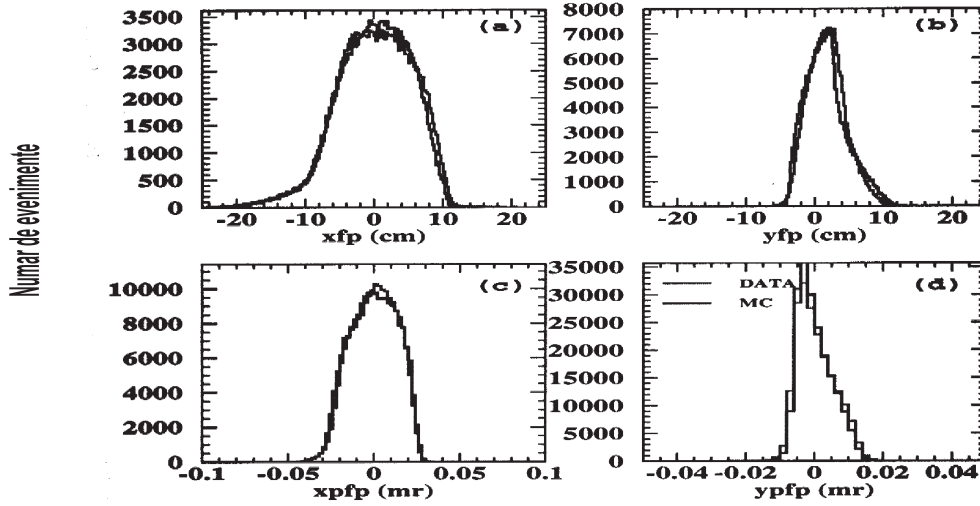


Figura 4.2: Distributiile evenimentelor masurate si simulate dupa marimile la planul focal pentru HMS: pozitiile xfp, yfp (coordonatele traiectoriei particulei la planul focal) si unghiurile xpfp, ypfp (unghiurile traiectoriei particulei la planul focal)

Comparari date masurate - date simulate s-au facut si pentru reactia de electroproducere. Pentru descrierea teoretica a acestor reactii am utilizat un model dezvoltat de Williams et. al. [92] si care va fi prezentat in detaliu in capitolul urmator. Pentru exemplificarea concordantei dintre datele noastre experimentale si cele simulate este prezentata in figura 4.3 distributia dupa masa lipsa pentru electroproducere de Λ obtinuta experimental (linia solida) impreuna cu cea simulata Monte Carlo (linia punctata). Se poate constata aici buna concordanta a acestor doua distributii.

In acest experiment raportul coincidente adevarate/coincidente accidentale a fost de 10:1 sau mai bun, in acord cu estimarile noastre anterioare efectuarii experimentului [88, 89], estimari pe baza carora s-au facut evaluarile de timp de expunere necesar.

Masuratorile pe tinta de hidrogen au fost insotite, pentru fiecare punct cinematic, de masuratori pe tinta goala pentru a se putea extrage contributia interactiei electronilor incidenti cu peretii tinte. Contributia acestei interactii la numarul de coincidente electron - kaon obtinute cu tinta de hidrogen a fost sub 2%, cu mici variatii de la un punct cinematic la altul.

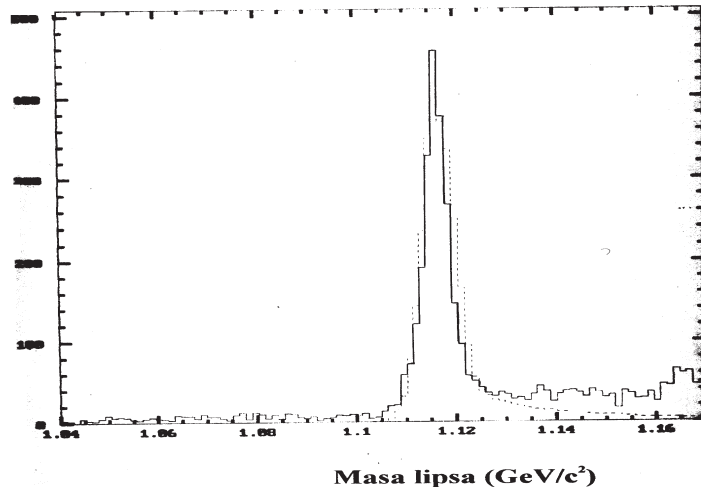


Figura 4.3: Distributiile experimentala (linia soloda) si simulata (linia punctata) dupa masa lipsa pentru reactia de electroproducere de particule Λ

Sectiunile eficace au fost, deasemenea, corectate pentru fenomenele radiative. Modul de calcul al corectiilor radiative utilizat de noi este prezentat in anexa A.4. Urmind aceasta modalitate de calcul coeficientul de corectie (F_{cr} din relatia 3.4) a fost de ~ 1.26 , aproximativ acelasi pentru toate punctele experimentale.

Noile sectiuni eficace obtinute au fost afectate de o eroare sistematica de aproximativ 5% provenind, in primul rind, din calculul acceptantelor ($\approx 3\%$) si, in al doilea rind, din corectiile de dezintegrare a kaonilor in zbor ($\approx 3\%$). Erorile statistice au variat intre 0.8% si 2% pentru diferite puncte cinematice. Erorile ce vor fi mentionate in continuare sint erori totale. Ele sint, in general, mai mici decit ale masuratorilor similare anterioare.

4.1.1 Dependenta de Q^2 a sectiunii eficace

Rezultatele noastre pentru studiul dependentei sectiunii eficace diferentiale $d\sigma_v/d\Omega_K^*$ de transferul de 4-impuls Q^2 , pentru valori medii ale parametrului de polarizare ε de 0.69, sint prezentate in figura 4.4.

Aceste noi date confirma observatiile experimentelor mai vechi (vezi sectiunea 1.5.1) cu privire la scaderea sectiunii eficace diferentiale odata cu cresterea lui Q^2 . Pentru o comparare unitara cu celelalte date experimentale am extra-

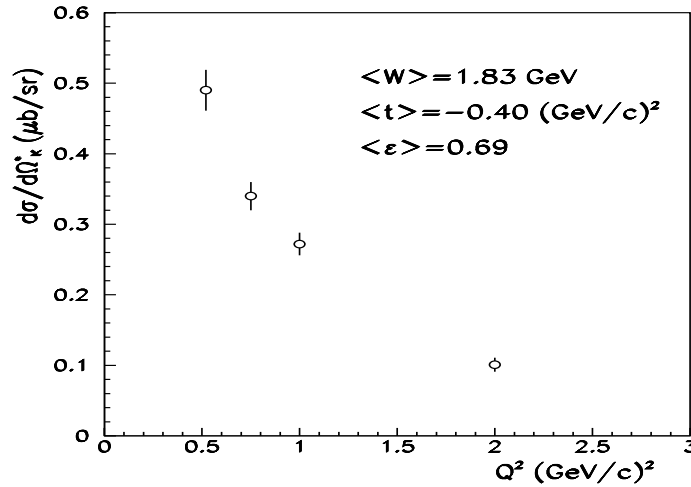


Figura 4.4: Dependenta de Q^2 a sectiunii eficace diferentiale pentru $W = 1.83 \text{ GeV}$

polat sectiunile eficace la valoarea $W = 2.15 \text{ GeV}$, avind in vedere dependenta

$$\frac{d\sigma_v}{d\Omega^*} \sim \frac{|\vec{p}_K^*|}{(W^2 - m_p^2)W} \quad (4.1)$$

discutata in sectiunea 1.5.1. Rezultatele acestei extrapolari, impreuna cu celelalte date existente in literatura, sint prezentate in figura 4.5.

Se poate constata ca datele experimentale obtinute la TJNAF sint in buna concordanta cu cele similare obtinute de celelalte laboratoare si confirma o dependenta de Q^2 de forma $(Q^2 + 2.67)^{-2}$ a sectiunii eficace diferentiale $d\sigma_v/d\Omega_K^*$. Aceste noi rezultate sint inasa de aproximativ doua ori mai precise decit cele deja existente.

4.1.2 Separarea σ_L/σ_T

Obiectivul principal al masuratorilor de sectiuni eficace a fost separarea componentelor longitudinala si transversala ale sectiunii eficace. Aceasta separare a fost facuta pentru toate cele patru configuratii cinematice folosind dependenta liniara a sectiunii eficace diferentiale de parametrul de polarizare ε . Deci valorile obtinute experimental pentru aceste sectiuni, la Q^2 , W si t constante, si 3 valori distincte ale lui ε au fost fitate cu o dreapta din parametrii careia au fost extrase componentele σ_L si σ_T . Acest fit este exemplificat in figura 4.6 pentru doua configuratii cinematice iar componentele sectiunii eficace, separate, sint prezentate in tabelul 4.2 impreuna cu raportul lor ($R = \sigma_L/\sigma_T$) si

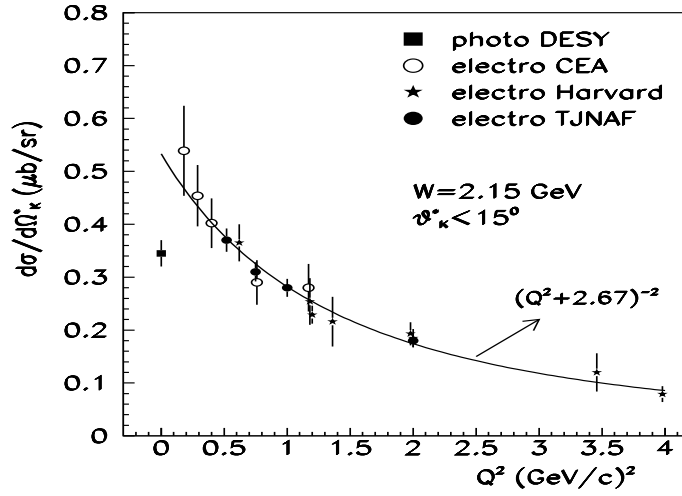


Figura 4.5: Dependenta de Q^2 a sectiunii eficace diferentiale pentru $W = 2.15 \text{ GeV}$; linia reprezinta fitul datelor cu functia indicata

Q^2 (GeV/c) ²	σ_T (nb/sr)	σ_L (nb/sr)	$R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T}$	$\chi^2/D.F.$
0.52	309.6 ± 39.0	254.6 ± 50.2	0.82 ± 0.18	0.86
0.75	1999.9 ± 21.2	192.0 ± 29.0	0.96 ± 0.16	1.63
1.00	193.4 ± 38.3	125.9 ± 51.2	0.65 ± 0.29	1.05
2.00	76.2 ± 9.6	42.4 ± 18.0	0.56 ± 0.24	0.42

Tabelul 4.2: Separarea compomentelor sectiunii eficace de electroproducere

calitatea fitului (χ^2 per grad de libertate).

Raportul R al sectiunilor eficace a fost obtinut cu erori totale de 17-45%, sensibil mai mici decit cele obtinute anterior de colaborarea Harvard-Cornell [29]. In limita erorilor acestora din urma, rezultatele celor doua masuratori sint in acord pentru punctele cinematice comune si indica o contributie importanta a componentei longitudinale a sectiunii eficace, comparabila cu cea transversala.

Noile rezultate sint mai precise decit cele anterioare nu doar prin faptul ca au erori mai mici dar si prin faptul ca masuratorile s-au facut la valorile Q^2 , W si t indicate, fara a fi necesara nici un fel de extrapolare (deci de ipoteze teoretice), cum a fost cazul experimentului de la Harvard (vezi sectiunea 1.5). Deasemenea, toate masuratorile noastre s-au facut pe tinta de hidrogen in timp ce experimentul anterior a folosit si date obtinute folosind tinta de deuteriu.

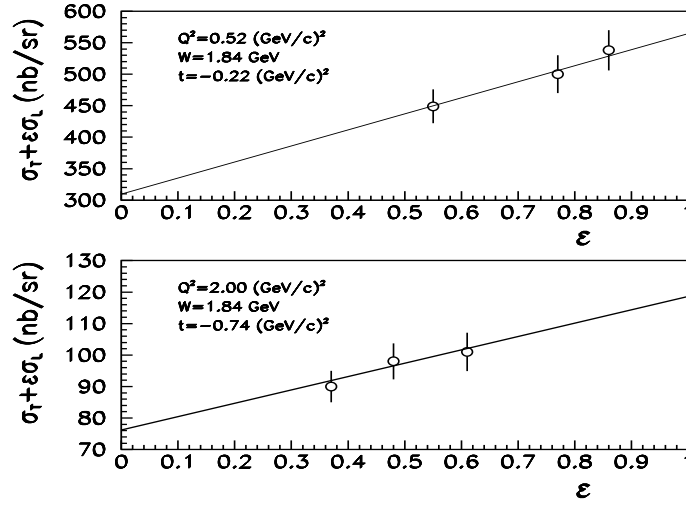


Figura 4.6: Separarea σ_L/σ_T

În ceea ce privește dependența lui R de Q^2 , prezentată în figura 4.7, noile date nu confirmă alina descrescătoare a lui R odată cu creșterea lui Q^2 , așa cum sugerează măsurătorile colaborării Harvard-Cornell ci indică mai curând o dependență constantă pentru regiunea în Q^2 investigată. De remarcat însă că cele două seturi de măsurători sunt la valori W diferite (valorile medii au fost 1.83 GeV la TJNAF și 2.45 GeV la Harvard).

Un rezultat cu totul nou al experimentului nostru îl constituie valorile absolute ale componentelor σ_L și σ_T (nu doar raportul lor), mărimi pentru care nu exista alte date în literatură. Am putut astfel studia în acest experiment dependența de Q^2 și a fiecărei componente în parte. Rezultatele pentru aceste dependente sunt prezentate în figura 4.8 împreună cu fitul datelor cu funcții de formă $(Q^2 + a)^{-2}$. Se constată o scădere mai abruptă a componentei longitudinale odată cu creșterea lui Q^2 față de cea transversală. Valorile parametrului a sunt 0.54 pentru componenta longitudinală și 1.04 pentru cea transversală.

4.2 Polarizarea Hiperonilor Λ

În experimentul E93018 măsurarea polarizării particulei Λ a fost mai curând un test pentru a vedea în ce măsură spectrometrul Hall C este adecvat unui asemenea tip de măsurătoare. Din acest motiv s-a lucrat cu spectrometrul reglat pentru o singură configurație cinematică:

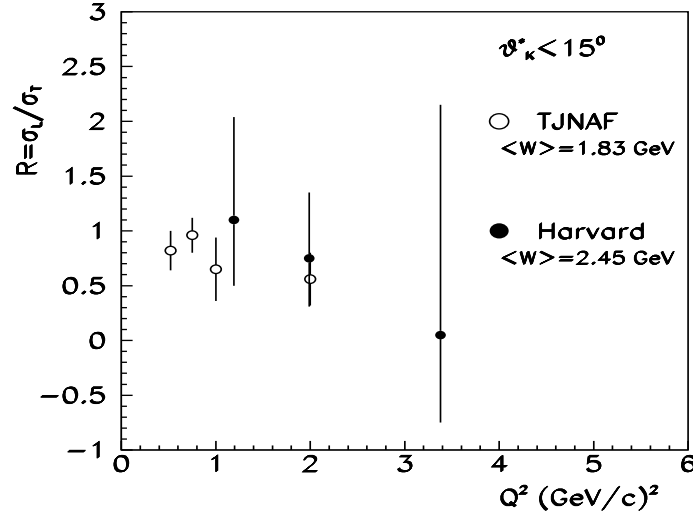


Figura 4.7: Dependenta de Q^2 a raportului $R = \sigma_L/\sigma_T$

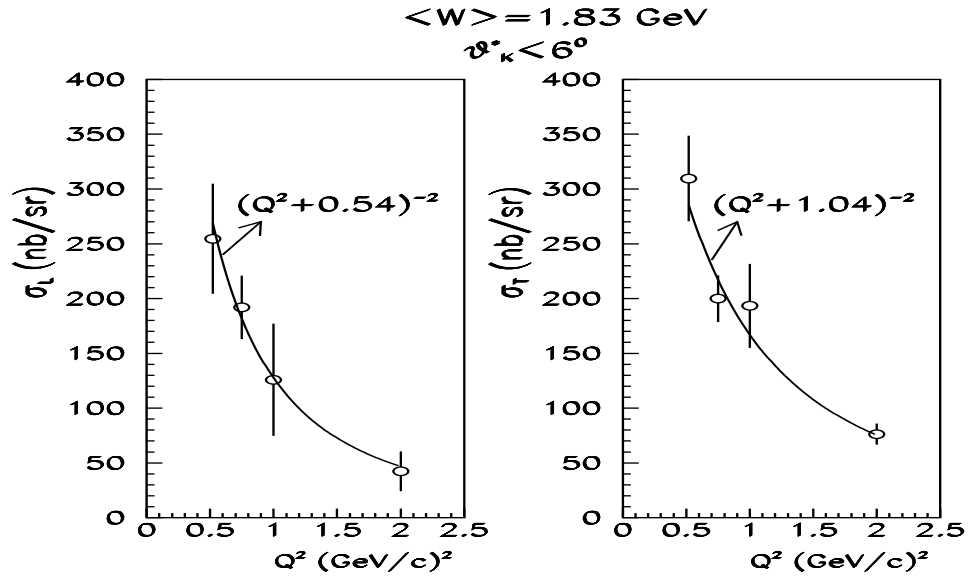


Figura 4.8: Dependenta de Q^2 a sectiunilor σ_L si σ_T ; linia reprezinta fitul datelor cu functiile indicate

$$Q^2 = 1.5 \text{ (GeV/c)}^2, \quad W = 1.69 \text{ GeV}, \quad t = -0.837 \text{ (GeV/c)}^2$$

Valoarea lui t mentionata corespunde unui unghi θ_K^* intre directia kaonului si cea a fotonului, in SCM al sistemului kaon-hiperon, de aproximativ 14° .

Axa de polarizare a fost aleasa perpendicular pe planul de productie a hadronilor, in sensul vectorului $\vec{p}_\gamma \times \vec{p}_K$.

Achizitia datelor s-a facut pe o perioada de doar 7 ore, timp in care s-a inregistrat un numar total de aproximativ 2455000 evenimente. In urma analizei lor, dupa metodologia prezentata in sectiunea 3.3, am selectat un numar de 2806 evenimente cu productie de particule Λ prin reactia de electroproducere. Pentru 40 dintre ele am identificat si protonul provenind din dezintegrarea Λ . Cele 2806 evenimente cu productie de particule Λ includ un fond de 0.3% provenind din coincidentele accidentale si un altul de 1.7% datorat interactiei electronilor incidenti cu peretii de aluminiu ai tinteii. Deasemenea, numarul de protoni gasit (40) include un fond de 8% evenimente accidentale. In schimb, la nivelul statisticii acestei masuratori nu am gasit nici o contributie la numarul de protoni din dezintegrare datorata interactiei electronilor incidenti cu peretii tinteii. Extragerea contributiei acestor fonduri am facut-o sub ipoteza unei distributii uniforme a lor in acceptanta spectrometrului. Aceasta ipoteza nu am putut-o insa verifica experimental din cauza statisticii mici.

Dupa extragerea contributiei fondului si tinind cont de rata de dezintegrare a particulei Λ intr-un proton si un pion negativ (63.9%) am putut evalua o eficacitatea de detectie a protonilor din dezintegrare de 2.27%. Aceasta valoare coborita a eficacitatii a fost determinata de acceptanta limitata a bratului SOS in care au fost detectati protonii.

Si in cazul masuratorilor de polarizare am utilizat compararea date experimentale - date simulate Monte Carlo pentru verificare. In vederea realizarii acestui lucru am dezvoltat programul de simulare pentru a lua in considerare dezintegrarea particulei Λ si detectia protonilor din dezintegrare in SOS (vezi anexa A).

Pentru a vedea acordul dintre datele experimentale si cele simulate am ales spre exemplificare distributia evenimentelor dupa masa lipsa pentru reactia de dezintegrare $\Lambda \rightarrow p + X$ (figura 4.9). Si in acest caz se constata o buna concordanta intre distributia obtinuta experimental si cea obtinuta din simularea procesului.

Intru-cit masurarea polarizarii s-a bazat in experimentul nostru pe masurarea asimetriei distributiei unghiulare a protonilor rezultati din dezintegrarea Λ , simularea Monte Carlo a avut in acest caz si rolul de a determina o eventuala

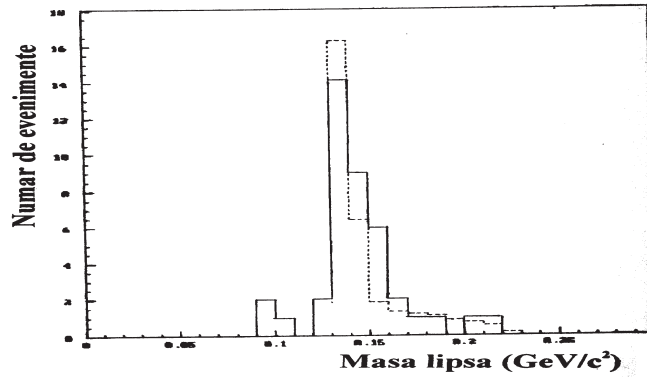


Figura 4.9: Distributiile experimentala (linia solida) si cea simulata (linia punctata) dupa masa lipsa pentru reactia de dezintegrare a particulei Λ

asimetrie introdusa in datele masurate de instalatia experimentala (asimetria acceptantei bratelor spectrometrice). Acest lucru a fost deosebit de important avind in vedere ca nu s-au facut masuratori directe ale acestei asimetrii.

Cu ajutorul programului de simulare am evaluat o asimetrie in distributia unghiulara a protonilor din dezintegrare introdusa de spectrometru de (-0.015 ± 0.002) , in raport cu axa mentionata anterior ($\vec{p}_\gamma \times \vec{p}_K$). Eroarea mentionata aici este eroarea statistica corespunzatoare numarului de evenimente simulate. Valoare mica a asimetriei indica posibilitatea de a face masuratori de polarizare cu erori sistematice mici folosind sistemul de detectie din Hall C.

In figura 4.10 este prezentata distributia noastra experimentala (linia solida) a numarului de protoni din dezintegrare dupa cosinusul unghiului θ^* dintre directia de miscare a protonului si axa de polarizare (linia solida) impreuna cu aceiasi distributie obtinuta prin simulare Monte Carlo. Cu ajutorul acesteia din urma a fost determinata asimetria introdusa in date de instalatia experimentala (mentionata anterior).

In urma corectarii distributiei experimentale pentru asimetria introdusa de instalatie (vezi capitolul 3.4) si prin impartirea sa in mai multi "bini" s-au obtinut punctele din figura 4.11. Din parametrii dreptei cu care au fost fitate aceste puncte si tinind cont de valoarea parametrului α (0.642 ± 0.013 [85]) am extras polarizarea particulei Λ :

$$P_\Lambda = (+0.34 \pm 0.79) \quad (4.2)$$

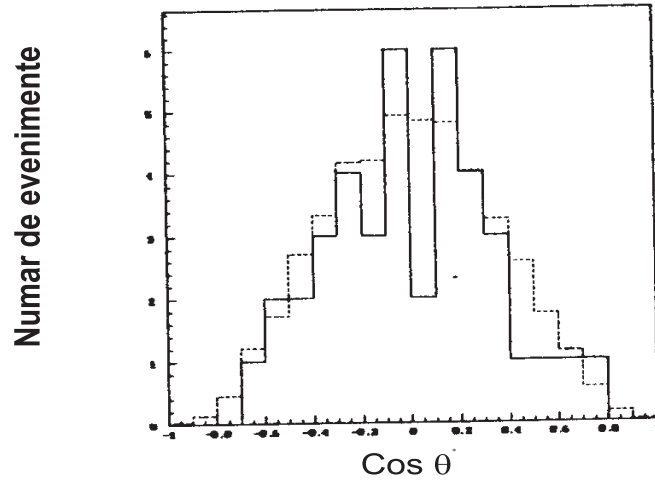


Figura 4.10: Distributiile experimentala (linia solida) si simulata (linia punctata) a numarului de protoni din dezintegrare dupa cosinusul unghiului θ^* dintre directia de miscare a protonului si axa de polarizare

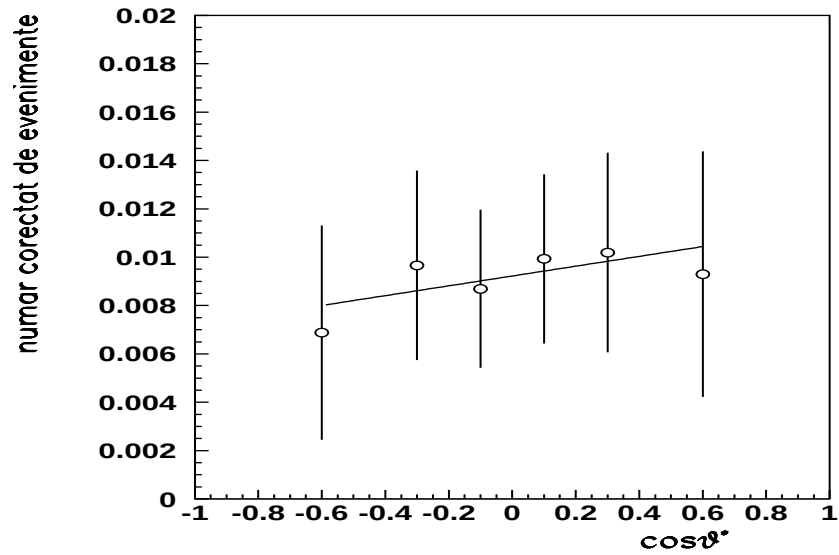


Figura 4.11: Distributia numarului de protoni din dezintegrare dupa cosinusul unghiului θ^* dintre directia de miscare a protonului si axa de polarizare, corectata pentru asimetria introdusa de instalatia experimentala

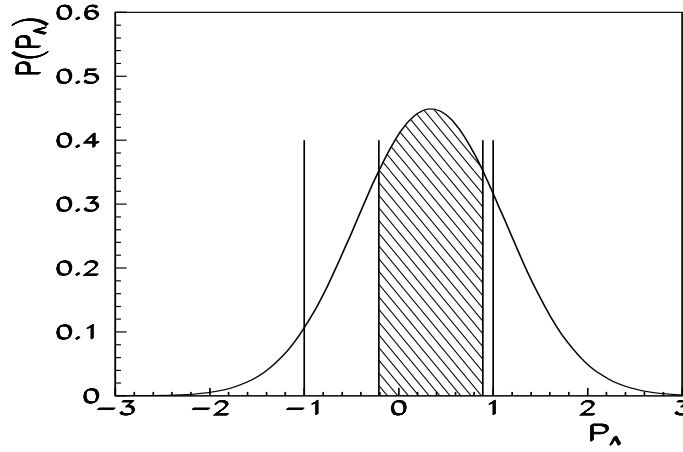


Figura 4.12: Gaussiana asociata valorii masurate pentru polarizarea particulei Λ

Eroarea ce afecteaza rezultatul este in primul rind statistica ($\sim 90\%$) dar include si eroarea provenind din extragerea fondului, din corectia pentru asimetria instalatiei experimentale precum si eroarea cu care este cunoscut parametrul α .

Intru-cit eroarea cu care a fost determinata polarizarea este mare, am extras pe baza ei, ca informatie semnificativa, limitele sale maxima si minima. Pentru aceasta am avut in vedere ca gaussiana centrata pe valoarea masurata este mult extinsa in afara domeniului fizic ale polarizarii (-1,1). Din acest motiv limitele au fost calculate eliminind aceste regiuni nefizice, dupa o procedura descrisa in [90]. Am obtinut astfel intervalul:

$$-0.21 \leq P_{\Lambda} \leq 0.89 \quad (4.3)$$

cu un nivel de confidenta $CL=68\%$. Nivelul de confidenta a fost calculat ca raportul dintre aria de sub gaussiana cuprinsa intre aceste limite (aria hasurata in figura 4.12) si aria de sub gaussiana din regiunea fizica (intre -1 si 1).

Aceste limite ale polarizarii particulei Λ reprezinta singura informatie experimentală cunoscuta pina in prezent despre aceasta marime. Incurajati de acest rezultat avem planificate masuratori de polarizare mai precise intr-un nou experiment care a fost deja aprobat spre realizare la TJNAF ([67]).

4.3 Concluzii

Prin experimentul E93018, de electroproducere de kaoni pe protoni, am incercat sa imbunatatim, cantitativ si calitativ, datele experimentale existente pentru acest tip de reactii.

Un prim rezultat al experimentului a fost confirmarea caracterului descrescator al sectiunii eficace $\frac{d\sigma_v}{d\Omega_K^*}$ odata cu cresterea lui Q^2 , prin masuratori ale acestei sectiuni de peste 2 ori mai precise decit cele existente anterior.

Un alt rezultat deosebit de important l-a constituit separarea componentelor σ_L si σ_T ale sectiunii eficace a procesului. Aceasta separare a indicat o contributie importanta a componentei longitudinale a sectiunii eficace (σ_L), comparabila cu cea transversala (σ_T). Nu s-au confirmat, deci, unele ipoteze emise anterior conform carora componenta longitudinala ar domina sectiunea eficace de electroproducere de particule Λ . Valorile absolute ale sectiunilor eficace σ_L si σ_T obtinute de noi in acest experiment sint singurele publicate pina in prezent. In singurul experiment realizat anterior cu scopul de a separa cele doua componente s-a obtinut doar raportul R al acestora.

Acest raport a fost studiat si in experimentul nostru. S-a costatat ca la $\langle W \rangle = 1.83 \text{ GeV}$ el are o dependenta foarte slaba de Q^2 , in contrast cu masuratorile anterioare care la $\langle W \rangle = 2.45 \text{ GeV}$ au indicat o scadere destul de puternica a sa odata cu cresterea lui Q^2 . Si pentru raportul R noile valori sint de peste 2 ori mai precise decit cele anterioare.

Pe linga masuratorile de sectiuni eficace, in experimentul E93018 s-a incercat, pentru prima data, determinarea polarizarii induse a hiperonilor Λ rezultati din electroproducere. Desi rezultatul obtinut este afectat de erori mari, el este incurajator si deschide calea unor noi experimente, dedicate masuratorilor de polarizare.

Capitolul 5

Interpretare Teoretica

5.1 Introducere

Astazi este larg acceptat faptul ca descrierea teoretica corecta a interactiilor tari este data de cromodinamica cuantica (QCD). Aplicarea acestei teorii pentru sisteme si reactii la energii mici si intermediare ridica insa dificultati foarte mari de calcul datorita caracterului sau neperturbativ la aceste energii si datorita caracterului de mai multe corpuri al interactiei cuantice relativiste. Din acest motiv au fost dezvoltate o serie de formalisme alternative.

Alegerea unui formalism sau altul este determinata de problemele fizice ce se doresc a fi studiate. De exemplu modelele de cuarci sint preferate pentru a calcula spectrele de masa si proprietatile electromagnetice ale hadronilor (largimi de dezintegrare, factori de forma electromagnetici etc) [91] intru-cit aceste proprietati sint puternic dependente de structura de cuarci a hadronilor. Descrierea reactiilor de imprastiere la energii mici si joase sint mult mai natural descrise in termenii formalismului hadrodinamicii cuantice (QHD) in care interactia tare este descrisa prin schimb de hadroni (mezoni si barioni). Aceasta intru-cit observabilele experimentale (sectiuni eficace, asimetrii de polarizare, salturi de faza) sint mult mai sensibile la rezonantele mezon-barion si mai putin dependente de structura de cuarci a hadronilor.

Rezultatele de electroproducere prezentate in aceasta teza vor fi interpretate in termenii unui model hadrodinamic dezvoltat de Williams et. al. [92]. Autorii indica pentru model un domeniu de valabilitate de pina la 2.5 GeV energia in SCM a sistemului de hadroni produs (W).

Modelul poate fi aplicat atit electroproducerii de kaoni cit si fotoproducerii acestora, ambele reactii implicind aceleasi diagrame pentru interactia foton-proton. Parametrii sai (constantele de cuplaj) au fost determinati prin fitarea datelor experimentale de fotoproducere si a celor de electroproducere anterioare experimentului E93018 cu relatiile obtinute din model pentru obser-

vabilele experimentale (sectiuni eficace diferentiale, observabile de polarizare etc.). Singurii parametrii fixati in fit au fost cei cunoscuti experimental: $\mu_p, \mu_\Lambda, \mu_{\Lambda\Sigma}^T$.

Intru-cit acest model a reusit sa reproduca bine datele experimentale de dinainte de 1996, fapt pentru care era considerat unul dintre cele mai bune modele pentru reactiile de foto si electroproducere la energii intermediare, am utilizat acest model pentru a face preziceri asupra valorilor sectiunilor eficace si polarizarii particulei Λ pentru configuratiile cinematice studiate in experimentul E93018. Am comparat apoi aceste preziceri cu rezultatele experimentale.

O succinta descriere a modelului si modul cum acesta reproduce datele experimentale vor fi prezentate in cele ce urmeaza.

5.2 Formalismul modelului

Formalismul modelului consta in specificarea interactiilor electromagnetice si a celor hadronice in termenii unui Lagrangian si aplicarea tehnicilor teoriei de cimp pentru calculul amplitudinii de tranzitie de la starea initiala la cea finala.

5.2.1 Lagrangianul procesului

Modelul este complet specificat de cunoasterea densitatii Lagrange totale ce descrie procesul de interactie in discutie. Ea poate fi descompusa in doi termeni, unul ce descrie particulele aflate in stare libera si celalalt ce descrie interactia dintre ele:

$$\mathcal{L} = \sum_f \mathcal{L}_0^f + \mathcal{L}_I \quad (5.1)$$

unde suma este realizata dupa toate cimpurile (particulele) prezente in model.

Pe langa cimpurile asociate particulelor din starea initiala si finala a reactiilor studiate, modelul include o serie de alte cimpuri ce descriu continutul sau dinamic si a caror alegere s-a facut pe baza unor considerente teoretice ce vor fi prezentate in sectiunea 5.3.

Astfel, pentru producerea particulelor Λ (barioni izo-scalari), cimpurile hadronice incluse in model sint: Λ , Σ^0 , $\Lambda(1405)$, K^+ , $K^*(892)$, $K_1(1270)$, p , $N^*(1650)$, $N^*(1710)$. Barionul Σ^0 este izo-vector si poate cupla cu rezonantele cu izospinul $I=3/2$. Din acest motiv, pentru descrierea producerii lui modelul include cimpurile $\Delta(1620)$, $\Delta(1900)$, $\Delta(1910)$.

Forma concreta a densitatilor Lagrange pentru cimpurile libere este diferita, in functie de tipul particulei asociate acestori cimpuri, dupa cum urmeaza [93]:

- pentru fermioni de masa m :

$$\mathcal{L}_0 = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi \quad (5.2)$$

- pentru mezoni scalari sau pseudoscalari cu sarcina 0 si masa m (e.g. K^+):

$$\mathcal{L}_0 = \partial_\mu \phi^\dagger \partial^\mu \phi - m^2 \phi^\dagger \phi \quad (5.3)$$

- pentru particule vectoriale de masa M_V :

$$\mathcal{L}_0 = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - M_V^2 |V|^2 \quad (5.4)$$

unde

$$F_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu V_\nu - \partial_\nu V_\mu \quad (5.5)$$

In aceste expresii ψ , ϕ si V reprezinta operatorii de cimp. Expresiile lor pot fi gasite in [93].

Densitatile Lagrange pentru cimpurile libere determina starile asimptotice incidente si emergente precum si propagatorii. Trecerea de la starea initiala la cea finala este descrisa de densitatea Lagrange de interactie care pentru electroproducerea de hiperoni contine atit termeni ce descriu interactia electromagnetica cit si termeni care descriu interactia tare [94]:

$$\mathcal{L}_I = \mathcal{L}_I^{em} + \mathcal{L}_I^{tare} \quad (5.6)$$

unde

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_I^{em} = & -e(J_p^\mu + J_K^\mu)A_\mu - i(\mu_p \bar{p}\sigma^{\mu\nu}p + \mu_\Lambda \bar{\Lambda}\sigma^{\mu\nu}\Lambda + \mu_{\Lambda^*} \bar{\Lambda}^* \sigma^{\mu\nu}\Lambda^*)F_{\mu\nu}^{(A)} \\ & -i(\mu_T^{(\Sigma\Lambda)} \bar{\Lambda}\sigma^{\mu\nu}\Sigma^0 + \mu_T^{(\Lambda^*\Lambda)} \bar{\Lambda}\sigma^{\mu\nu}\gamma_5\Lambda^* + \mu_T^{(\Lambda^*\Sigma)} \bar{\Sigma}\sigma^{\mu\nu}\gamma_5\Lambda^*)F_{\mu\nu}^{(A)} \\ & -i(\mu_T^{(N^*p)} \bar{p}\sigma^{\mu\nu}\Gamma_{(\pm)}N^* + \mu_T^{(\Delta^*\pm p)} \bar{p}\sigma^{\mu\nu}\Gamma_{(\pm)}\Delta^*)F_{\mu\nu}^{(A)} \\ & -i\frac{g_{K^*K\gamma}}{m}\varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma}K\partial_\mu K_\nu^*\partial_\rho A_\sigma - i\frac{g_{K_1K\gamma}}{m}[K\partial^\mu K_1^\nu - K\partial^\nu K_1^\mu]\partial_\mu A_\nu \quad (5.7) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_I^{tare} = & g_{KN\Lambda}[\bar{N}\gamma_5\Lambda K + \bar{K}\bar{\Lambda}\gamma_5 N] + g_{KN\Lambda^*}[\bar{N}\Lambda^* K + \bar{K}\bar{\Lambda}^* N] \\ & + g_{KN\Sigma}[\bar{N}\gamma_5\vec{\tau} \cdot \Sigma K + \bar{K}\bar{\Sigma} \cdot \vec{\tau}\gamma_5 N] + g_{K\Sigma\Delta\pm}[\bar{\Sigma}\gamma_5\Gamma_{(\pm)}\mathcal{T}\Delta K + \bar{K}\bar{\Delta}\mathcal{T}\gamma_5\Gamma_{(\pm)}\Sigma] \\ & -ig_{K^*(\pm)N\Lambda}^V[\bar{N}\gamma^\mu\Gamma_{(\pm)}\Lambda K_\mu^* - \bar{K}_\mu^* \bar{\Lambda}\gamma^\mu\Gamma_{(\pm)}N] \\ & -ig_{K^*(\pm)N\Lambda^*}^V[\bar{N}\gamma^\mu\gamma_5\Gamma_{(\pm)}\Lambda^* K_\mu^* - \bar{K}_\mu^* \bar{\Lambda}^* \gamma^\mu\gamma_5\Gamma_{(\pm)}N] \\ & -ig_{K^*(\pm)N\Sigma}^V[\bar{N}\gamma^\mu\Gamma_{(\pm)}\vec{\tau} \cdot \Sigma K_\mu^* - \bar{K}_\mu^* \bar{\Sigma} \cdot \vec{\tau}\gamma^\mu\Gamma_{(\pm)}N] \\ & -ig_{K^*(\pm)N\Lambda}^T[\bar{N}\sigma^{\mu\nu}\Gamma_{(\pm)}\Lambda F_{\mu\nu}^{(K^*)} - F_{\mu\nu}^{(\bar{K}^*)}\bar{\Lambda}\sigma^{\mu\nu}\Gamma_{(\pm)}N] \\ & -ig_{K^*(\pm)N\Lambda^*}^T[\bar{N}\sigma^{\mu\nu}\gamma_5\Gamma_{(\pm)}\Lambda^* F_{\mu\nu}^{(K^*)} - F_{\mu\nu}^{(\bar{K}^*)}\bar{\Lambda}^* \sigma^{\mu\nu}\gamma_5\Gamma_{(\pm)}N] \\ & -ig_{K^*(\pm)N\Sigma}^T[\bar{N}\sigma^{\mu\nu}\Gamma_{(\pm)}\vec{\tau} \cdot \Sigma F_{\mu\nu}^{(K^*)} - F_{\mu\nu}^{(\bar{K}^*)}\bar{\Sigma} \cdot \vec{\tau}\sigma^{\mu\nu}\Gamma_{(\pm)}N] \quad (5.8) \end{aligned}$$

unde $\sigma^{\mu\nu} = \frac{1}{2}(\gamma^\mu\gamma^\nu - \gamma^\nu\gamma^\mu)$ iar cu μ s-au notat momentele magnetice anormale.

Operatorii de cimp au fost desemnati aici prin simbolul particulelor asociate acestor cimpuri iar curentii protonic si kaonic au expresiile:

$$J_p^\mu = i\bar{p}\gamma^\mu p \quad (5.9)$$

$$J_K^\mu = i(K^-\partial^\mu K^+ - K^+\partial^\mu K^-) \quad (5.10)$$

Pentru a asigura conservarea izospinului in interactiile tari au fost introdusi in expresia lui $\mathcal{L}_I^{tare}$ operatorii Pauli de izospin, $\vec{\tau}$ si $\mathcal{T}$ iar pentru a asigura conservarea paritatii s-a introdus factorul $\Gamma_\pm$ care introduce matricea γ_5 la vertexii unde $\pi_M\pi_B\pi_{B'} = -1$, π fiind paritatea iar M simbolizind un mezon iar B un barion [95]:

$$\Gamma_\pm = \left\{ \begin{array}{ll} 1 & \text{daca } \pi_M\pi_B\pi_{B'} = +1 \\ \gamma_5 & \text{daca } \pi_M\pi_B\pi_{B'} = -1 \end{array} \right\} \quad (5.11)$$

Celelalte notatii folosite in expresia densitatilor Lagrange sint:

$$N = \begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix}, K = \begin{pmatrix} K^+ \\ K^0 \end{pmatrix}, \Sigma = \begin{pmatrix} \Sigma_1 \\ \Sigma_2 \\ \Sigma_3 \end{pmatrix}, \Delta = \begin{pmatrix} \Delta^{++} \\ \Delta^+ \\ \Delta^0 \\ \Delta^- \end{pmatrix}, \quad (5.12)$$

cu starile de sarcina ale lui Σ date de:

$$\Sigma^\pm = \frac{\Sigma_1 \pm i\Sigma_2}{\sqrt{2}}, \Sigma^0 = \Sigma_3 \quad (5.13)$$

Simbolurile barate reprezinta antiparticulele corespunzatoare.

5.2.2 Amplitudinea de tranzitie

Odata definit Lagrangeanul ce descrie procesul de interactie studiat, se poate calcula probabilitatea de tranzitie din starea initiala in starea finala cu ajutorul transformarii unitare S ale carei elemente de matrice sint date de relatia [93]:

$$S_{fi} = \langle f | T e^{i \int \mathcal{L}_I(x) d^4x} | i \rangle \quad (5.14)$$

unde T este operatorul de ordonare cronologica.

Calculul acestor elemente de matrice, in ordinul cel mai mic, se face prin dezvoltarea in serie a exponentialei, ordonind temporal operatorii de cimp si cuplind starea initiala cu cea finala cu ajutorul operatorilor de creare si anihilare:

$$S_{fi} \approx \langle f | \int \int \mathcal{L}_I(x) \mathcal{L}_I(y) d^4x d^4y | i \rangle \quad (5.15)$$

In calculul observabilelor experimentale (sectiuni eficace, polarizari etc) se foloseste, de fapt, amplitudinea de tranzitie invarianta T_{fi} care este legata de S_{fi} prin relatia:

$$S_{fi} = 1 + i(2\pi)^4 \delta^4(P_i - P_f) T_{fi} \quad (5.16)$$

unde P_i si P_f sint 4-impulsurile totale ale starilor initiale si finale.

Pentru reactia de electroproducere a hiperonilor $Y = \Lambda, \Sigma^0$

$$e(e_1) + p(p) \rightarrow e'(e_2) + K^+(k) + Y(l), \quad (5.17)$$

pentru care 4-impulsul particulelor a fost specificat in paranteza iar impulsul fotonului virtual este $q = e_1 - e_2$, 4-impulsurile totale sint:

$$P_i = e_1 + p, \quad P_f = e_2 + k + l \quad (5.18)$$

In aproximatia schimbului unui foton virtual (vezi sectiunea 1.3) amplitudinea de tranzitie T_{fi} este exprimata ca produsul invariant al curentului leptonic $J_{\mathcal{L}}$ cu cel hadronic $J_{\mathcal{H}}$, curenti mediatii de propagatorul fotonului $g_{\mu\nu}/q^2$:

$$T_{fi} = \frac{J_{\mathcal{L}} \cdot J_{\mathcal{H}}}{q^2} \quad (5.19)$$

Acesti curenti sint elementele de matrice ale operatorilor:

$$J_{\mathcal{L}}^\mu = e \bar{u}_{e'}(e_2, s_2) \gamma^\mu u_e(e_1, s_1) \quad (5.20)$$

$$J_{\mathcal{H}}^\mu = \bar{u}_Y(l, \lambda') \left[\sum_{i=1}^6 B_i(s, t, q^2) \mathcal{N}_i^\mu \right] u_p(p, \lambda). \quad (5.21)$$

unde spinorii u ($\bar{u}$) au fost indexati cu simbolul particulelor carora le sint asociati iar in paranteza a fost indicat 4-impulsul si indicele de spin ale particulei.

Curentul hadronic este dezvoltat aici in termenii amplitudinilor elementare Lorentz invariante $B_i(s, t, q^2)$ care sint functii scalare de variabilele Mandelstam $s = (q + p)^2$, $t = (q - k)^2$ si $u = (q - l)^2$. Coeficientii acestor amplitudini elementare sint matricile biliniare gauge invariante:

$$N_\mu^1 = \frac{1}{2} \gamma_5 (\gamma \cdot q \gamma_\mu - \gamma_\mu \gamma \cdot q), \quad (5.22)$$

$$N_\mu^2 = \gamma_5(p_\mu - \frac{p \cdot q}{q^2} q_\mu) , \quad (5.23)$$

$$N_\mu^3 = \gamma_5(l_\mu - \frac{l \cdot q}{q^2} q_\mu) , \quad (5.24)$$

$$N_\mu^4 = \gamma_5(p \cdot q \gamma_\mu - \gamma \cdot q p_\mu) , \quad (5.25)$$

$$N_\mu^5 = \gamma_5(l \cdot q \gamma_\mu - \gamma \cdot q l_\mu) , \quad (5.26)$$

$$N_\mu^6 = \gamma_5(\gamma \cdot q q_\mu - q^2 \gamma_\mu) . \quad (5.27)$$

O descompunere mai uzuala a curentului hadronic este in termenii amplitudinilor Chew, Goldberger, Low si Nambu (CGLN) $\mathcal{F}_i$ [96]:

$$J_{\mathcal{H}} = \bar{u}_Y(l, \lambda') [\sum_{i=1}^6 \mathcal{H}_i] u_p(p, \lambda) \quad (5.28)$$

unde

$$\vec{\mathcal{H}}_i = (\frac{4\pi\sqrt{s}}{\sqrt{M_p M_Y}}) \mathcal{F}_i \vec{\mathcal{P}}_i . \quad (5.29)$$

$$\mathcal{H}^0 = \frac{4\pi\sqrt{s}}{\sqrt{M_p M_Y}} \frac{|\mathbf{q}|}{E_\gamma} [(\vec{\sigma} \cdot \hat{k}) F_6 + (\vec{\sigma} \cdot \hat{q}) F_5] \quad (5.30)$$

Datorita invariantei gauge a curentului hadronic, $q \cdot J_{\mathcal{H}} = 0$, numai trei din componentele sale sint independente, cum se vede si din expresia lui $\mathcal{H}^0$ care este definit de amplitudinile $\mathcal{F}_5$ si $\mathcal{F}_6$ prezente si in definitia celorlalte componente $\vec{\mathcal{H}}_i$.

Amplitudinile CGLN sint coeficientii operatorilor de spin Pauli $\vec{\mathcal{P}}_i$ definiti ca:

$$\begin{aligned} \vec{\mathcal{P}}_1 &= \vec{\sigma} - (\vec{\sigma} \cdot \hat{q}) \hat{q} \\ \vec{\mathcal{P}}_2 &= i(\vec{\sigma} \cdot \hat{k})(\vec{\sigma} \times \hat{q}) \\ \vec{\mathcal{P}}_3 &= (\hat{k} - (\hat{k} \cdot \hat{q}) \hat{q})(\vec{\sigma} \cdot \hat{q}) \\ \vec{\mathcal{P}}_4 &= (\hat{k} - (\hat{k} \cdot \hat{q}) \hat{q})(\vec{\sigma} \cdot \hat{k}) \\ \vec{\mathcal{P}}_5 &= \hat{q}(\vec{\sigma} \cdot \hat{q}) \\ \vec{\mathcal{P}}_6 &= \hat{q}(\vec{\sigma} \cdot \hat{k}) , \end{aligned} \quad (5.31)$$

unde $\vec{\sigma}$ sint matricile Pauli si $\hat{q}$ ($\hat{k}$) este versorul vectorului impuls al fotonului (kaonului).

Primii patru termeni din relatia 5.28 corespund curentului hadronic transversal intrucit $\hat{q} \cdot \vec{\mathcal{H}}_i = 0$ ($i = 1, 2, 3, 4$), iar ultimii doi termeni definesc curentul

	Part. incidenta	Part. emergenta
barion cu spin 1/2	$u(p, s)$	$\bar{u}(p, s)$
mezon cu spin 0	1	1
mezon cu spin 1 (pol. $\lambda = 0, \pm 1$)	$\varepsilon_V^\mu(\lambda)$	$\varepsilon_V^{\mu*}(\lambda')$
foton (helic. $\sigma = \pm 1$)	$\varepsilon^\mu(\sigma)$	$\varepsilon^{\mu*}(\sigma')$

Tabelul 5.1: Factorii asociati particulelor incidente si emergente din diagramele Feynman

Spinul part.	Propagator
1/2	$\frac{q+M}{q^2-M^2+iM\Gamma}$
3/2	$\frac{q+\sqrt{s}}{3(q^2-M^2+iM\Gamma)}[g_{\mu\nu} + \gamma_\nu \gamma_\mu - \frac{2}{s}q_\mu q_\nu - \frac{1}{\sqrt{s}}(\gamma_\mu q_\nu - \gamma_\nu q_\mu)]$
0	$\frac{1}{q^2-M^2}$
1	$\frac{1}{q^2-M^2}[-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{M^2}]$

Tabelul 5.2: Propagatorii pentru particule de masa M , largime totala a rezonantei Γ si 4-impuls q

hadronic longitudinal intru-cit exista o proiectie a sa diferita de zero pe directia impulsului fotonului.

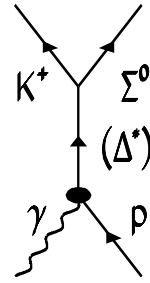
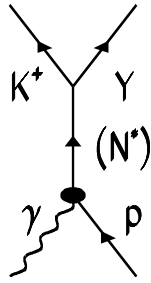
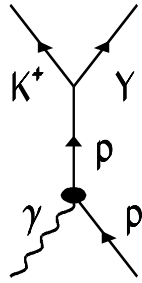
Descompunerea curentului hadronic dupa amplitudinile $\mathcal{F}_i$ este echivalenta cu cea anterioara, dupa amplitudinile B_i . Legatura intre aceste doua seturi de amplitudini este prezentata in anexa B.1.

Evaluarea concreta a elementelor de matrice T_{fi} s-a facut folosind regulile Feynman. Procedura generala a evaluarii unei diagrame Feynman consta in asignarea unui factor algebric fiecarui element al graficului, in urmatoarea ordine:

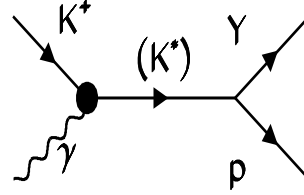
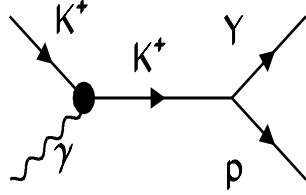
$$\begin{pmatrix} stare \\ finala \end{pmatrix} \begin{pmatrix} vertex \end{pmatrix} \begin{pmatrix} propagator \end{pmatrix} \begin{pmatrix} vertex \end{pmatrix} \begin{pmatrix} stare \\ initiala \end{pmatrix} \quad (5.32)$$

Modelul prezentat descrie reactia de electroproducere 5.17 reprezentind

canalul s



canalul t



canalul u

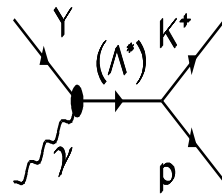
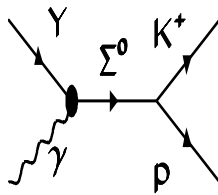
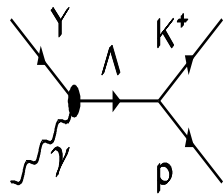


Figura 5.1: Diagramele Feynman pentru producerea electromagnetica de kaoni

Vertex	Cuplaj
$pp\gamma$	$e \not{\varepsilon} + \mu_p \not{\not{q}} \not{\varepsilon}$
$K^+ K^+ \gamma$	$e\varepsilon \cdot (2k - q)$
$Y_{\pm} Y'_{\pm} \gamma$	$\mu_{YY'} \not{\not{q}} \not{\varepsilon} \Gamma_{\pm}$
$K^* K^+ \gamma$	$\frac{g_{K^* K \gamma}}{M} \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \varepsilon_{\nu} q_{\rho} (l - p)_{\sigma}$
$K_1 K^+ \gamma$	$\frac{g_{K_1 K \gamma}}{M} [q \cdot (k - l) \varepsilon^{\mu} - \varepsilon \cdot (k - l) q^{\mu}]$
$N^*_{\pm}(1/2) p \gamma$	$\mu_{N^* p} \not{\not{q}} \not{\varepsilon} \Gamma_{\pm}$
$N^*_{\pm}(3/2) p \gamma$	$[g_{N^* p}^a (\varepsilon^{\mu} - \frac{\not{q} q^{\mu}}{\sqrt{s \pm M_p}}) + g_{N^* p}^b \frac{\varepsilon \cdot p q^{\mu} - q \cdot p \varepsilon^{\mu}}{(\sqrt{s \pm M_p})^2}] \gamma_5 \Gamma_{\pm}$
$K^+ Y_{\pm} p$	$g_{KNY} \Gamma_{\pm}$
$K^* Y_{\pm} p$	$g_{K^* Y p}^V \gamma^{\mu} \Gamma_{\pm} + \frac{g_{K^* Y \pm p}^T}{M_Y + M_p} (q \cdot l - q \cdot p) \gamma^{\mu} \Gamma_{\pm}$
$K_1 Y_{\pm} p$	$g_{K_1 Y p}^V \gamma^{\mu} \gamma_5 \Gamma_{\pm} + \frac{g_{K_1 Y p}^T}{M_Y + M_p} (q \cdot l - q \cdot p) \gamma^{\mu} \gamma_5 \Gamma_{\pm}$
$K Y_{\pm} N^*_{\pm}(1/2)$	$g_{KYN^*} \gamma_5 \Gamma_{\pm}$
$K Y_{\pm} N^*_{\pm}(3/2)$	$\frac{g_{KYN^*}}{M} l^{\mu} \Gamma_{\pm}$

Tabelul 5.3: Factorii asociati vertexilor din diagramele Feynman prezentate in figura 5.1

interactia foton virtual - proton prin diagramele Feynman (5.1) cu schimb de p , $\{N^*\}$ si $\{\Delta^*\}$ in canalul s, cu schimb de K^+ si $\{K^*\}$ in canalul t si cu schimb de Λ , Σ^0 si $\{\Lambda^*\}$ in canalul u. Cu $\{N^*\}$ s-a notat aici grupul de rezonante $N(1470)$, $N(1650)$, $N(1710)$, cu $\{\Lambda^*\}$ s-a notat grupul $\Lambda(1405)$, $\Lambda(1670)$, $\Lambda(1800)$, cu $\{\Delta^*\}$ grupul $\Delta(1620)$, $\Delta(1900)$ si $\Delta(1910)$ iar $\{K^*\}$ desemneaza rezonantele $K^*(892)$ si $K_1(1270)$.

Factorii algebrici asociati fiecarui element al acestor diagrame, conform regulilor Feynman, sint mentionati in tabelele 5.1, 5.2 si 5.3 iar expresiile amplitudinilor elementare B_i , obtinute in urma evaluarii acestor diagrame, sint prezentate in anexa B.2.

Cunoasterea amplitudinilor B_i si de aici a amplitudinilor CGNL inseamna, in fapt, cunoasterea curentului hadronic cu care pot fi calculate toate componentele sectiunilor eficace din relatiile 1.25,1.28,1.29,1.30. Expresiile acestor componente, in termenii amplitudinilor CGLN, sint prezentate in anexa B.3.

5.3 Rezonante intermediare

In modelul fenomenologic prezentat fotonul virtual cupleaza direct cu protonul, kaonul, barionul din stare finala si anumite rezonante excitate ale acestor hadroni. Trebuie deci identificat setul de rezonante care mediaza producerea

particulelor din starea finala.

O varianta de lucru ar consta in considerarea tuturor rezonantelor posibile insa aceasta varianta este foarte complexa si ambigua. Desi intelegerea completa a mecanismului de reactie presupune cunoaterea importantei individuale a fiecarei rezonante, lucrul acesta este practic imposibil datorita complexitatii introdusa de numarul mare de rezonante si de parametrii implicati precum si a lipsei de date experimentale suficient de bogate si de precise. Mai mult, nici una din constantele de cuplaj tare, incluzind constantele Born $g_{KN\Lambda}$ si $g_{KN\Sigma}$, nu sint bine determinate deci toti parametrii trebuiesc lasati liberi in procesul de fitare.

O alta varianta de lucru este de a utiliza ipoteza "dualitatii" conform careia anumite diagrame din canalul t reprezinta o colectivitate de diagrame din canalul direct (s sau u) care implica rezonante cu spini mai mari. In felul acesta numarul parametrilor modelului se reduce.

Ipoteza dualitatii a fost introdusa de Dolen, Horn si Schmid [97] care au gasit ca modelele pentru descrierea imprastierii $\pi - N$ si care includ rezonante simultan in ambele canale, s (sau u) si t , duc la o dubla includere a unor rezonante si in felul acesta la o "supra descriere" a procesului. A aparut de aici ideea ca aceasta proprietate ar putea fi intilnita la toate procesele ce decurg prin interactii tari si au inceput a fi dezvoltate asa numitele "modele duale" [98]. O prezentare detaliata a dualitatii poate fi gasita in [105].

Desi valabilitatea acestei ipoteze nu este bine verificata experimental pentru toate reactiile hadronice, ea a fost aplicata intr-o serie de studii fenomenologice cu succese importante. In studiile de productie electromagnetica de hiperoni ea a fost aplicata mai intii de Renard et. al. [99] la fotoproducerea de $K^+\Lambda$ si $K^+\Sigma^0$. Amplitudinile de tranzitie gasite de ei pentru reactii la energii joase, care includeau doar graficele canalelor s si u (cu citeva rezonante pina la $J = 7/2$), au reprodus cu succes caracteristicile amplitudinilor de tranzitie pentru reactiile la energii mari bazate pe schimbul de K^* si K^{**} in canalul t . Succesul modelului lor a constituit o motivatie pentru aplicarea acestei ipoteze si in cazul electroproducerii de $K^+\Lambda$ si $K^+\Sigma^0$.

Un prim model de acest tip a fost incercat pentru electroproducere de kaoni [100, 101] excluzind toate rezonantele din canalul t ca fiind "duale" cu cele din canalele s si u . Aceasta constringere s-a dovedit prea restrictiva pentru reactii la energii intermediare care cer rezonante cu spin mai mare de $1/2$. Williams et. al. au dezvoltat o versiune a modelului lor [102] incluzind rezonantele $K^*(892)$, $K_1(1270)$ in canalul t pentru a "simula" rezonantele de spin mai mare si care au fost neglijate in canalele s si u .

Aceasta din urma este varianta de model pe care am utilizat-o pentru interpretarea rezultatelor noastre experimentale.

În concluzie, criteriile pentru alegerea rezonantelor incluse în acest model (vezi secțiunea anterioară) au fost:

1. rezonantele barionice cu spin $1/2$ și mase acceptate de cinematica reacției în regiunea energetică analizată;
2. rezonantele mezonice strănii, de masă joasă, cu spin 1 care sunt tratate ca duale cu rezonantele barionice cu moment unghiular mai mare de $1/2$.

5.4 Crossing

Crossing este o simetrie exactă a matricii S care leagă reacțiile implicând particule (antiparticule) în starea inițială (finală) cu reacțiile unde antiparticulele (particulele) corespunzătoare se află în starea finală (inițială). O prezentare generală a simetriei de crossing poate fi găsită în [106].

Reacțiile legate prin crossing de fotoproducere și electroproducere de K^+ ((γ, K^+) și $(e, e'K^+)$) sunt captura radiativă (K^-, γ) și, respectiv, producerea de perechi e^-e^+ (K^-, e^+e^-). Întrucât aceste seturi de reacții sunt descrise de același mecanism dinamic (implică același set de diagrame), orice parametrizare trebuie să se aplice simultan ambelor procese din set.

Întrucât singurele date experimentale existente pentru aceste reacții legate prin crossing de foto și electroproducere sunt ratele de branching pentru captura kaonului, constrângerea de crossing a fost testată pentru limita $q^2 \rightarrow 0$ a modelului (fotoproducere). Parametrizările folosite de acest model au reprodus aceste rate de branching în limita erorilor experimentale existente [103] și deci constrângerea de crossing a fost considerată satisfăcută.

5.5 Factori de Forma

În reacțiile de electroproducere fotonul virtual testează structura electromagnetică a hadronilor cu care interacționează și din acest motiv un model fenomenologic corect trebuie să introducă factorii de formă electromagnetici ai acestor hadroni. Calitatea predicțiilor modelului depinde și de factorii de formă utilizați.

Cea mai consistentă descriere a factorilor de formă într-un model hadronic este ipoteza "vector meson dominance", VMD. În această ipoteză fotonul virtual poate cupla cu orice mezon vectorial ce are aceleași numere cuantice și același 4-impuls cu fotonul (ρ , ϕ , ω etc). Când fotonul interacționează cu un hadron, VMD presupune că interacțiile tari ale mezonului vectorial "domină" cuplajul direct între foton și hadron. Această presupunere este bine satisfăcută în regiunea time-like a lui q^2 (q este 4-impulsul fotonului virtual) unde

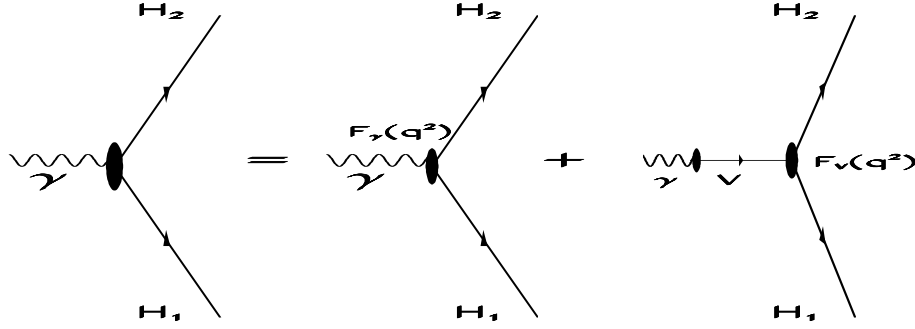


Figura 5.2: Cuplajului fotonului cu un hadron in modelul EVMD

s-a observat un caracter rezonant puternic al factorului de forma al pionului si al kaonului cind masa fotonului este aproape de masa unui mezon vectorial. Ea nu mai poate fi insa adevarata in regiunea space-like a lui q^2 , la valori mari ale lui q^2 , cind factorii de forma sint dominati de cuplajul fotonului direct cu cuarci.

Modelul de electroproducere utilizat in aceasta teza foloseste o versiunea extinsa a modelului VMD (EVMD) dezvoltata de Gari si Krumpelmann [104]. Aceasta versiune mentine succesul modelului VMD in regiunea time-like dar permite si tranzitia in regiunea space-like.

Cuplajul unui foton cu un hadron, in modelul EVMD, este schitat in figura 5.2.

$F_v(q^2)$ este factorul de forma intrinsec asociat cu vertexul hadronic iar $F_\gamma(q^2)$ este factorul de forma asociat cuplajului direct al fotonului cu hadronul (primul grafic din figura 5.2). Ambii factori de forma sint normati la 1 pentru $q^2 = 0$ ceea ce duce la relatia:

$$\gamma + \sum_v \frac{g_v}{f_v} = 1 \quad (5.33)$$

unde γ este o constanta de normare iar g_v/f_v caracterizeaza cuplajul mezonului vector cu hadronii (graficul al doilea din figura 5.2).

Conform acestui model, factorul de forma al kaonului este o combinatie liniara intre un factor de forma izo-scalar ($I=0$) si unul izo-vector ($I=1$). O forma asemanatoare a fost folosita si pentru factorul de forma corespunzator tranzitiei K^*K . Parametrizarile concrete ale acestor factori de forma pot fi gasite in [102].

Pentru proton au fost folositi factorii de forma electric si magnetic, $G_E^p(q^2)$

Cuplaj	$K^+K^+\gamma$	$K^*K\gamma$
g_ρ/f_ρ	0.5	0.5
g_ω/f_ω	0.17	0.17
g_ϕ/f_ϕ	0.33	0.77
g_{ϕ^*}/f_{ϕ^*}	0.0	0.63

Tabelul 5.4: Constantele de cuplaj EVMD

si $G_M^p(q^2)$, cu parametrizarile EVMD din [104]. Pentru ceilalti barioni s-a presupus ca $G_M(q^2)$ are aceiasi expresie ca pentru proton.

Includerea factorilor de forma in amplitudinile elementare s-a facut prin urmatoarele substituii la vertexii electromagnetici:

- Pentru vertexul γpp :

$$e \rightarrow e_p = eG_E^p(q^2)$$

$$\mu_p \rightarrow \mu_N(G_M^p(q^2) - 1)$$

- Pentru vertexul γK^+K^+ :

$$e \rightarrow e_K = eF_K^+(q^2)$$

- Pentru vertexul γK^*K^+ :

$$g_{K^*K\gamma} \rightarrow g_{K^*K\gamma} F_{K^*K}(q^2)$$

- Pentru vertexul $\gamma BB'$

$$\mu_{BB'} \rightarrow \mu_{BB'} \frac{G_M^p(q^2)}{G_M^p(0)}$$

O descriere absolut corecta a reactiilor studiate cere introducerea si a factorilor de forma pentru vertexii hadronici. Totusi, modelul prezentat neglijeaza acesti factori de forma pentru a evita ambiguitatile si dificultatile determinate de introducerea unor noi parametri.

5.6 Rezultatele modelului

5.6.1 Parametrii modelului

Parametrii modelului au fost obtinuti prin fitarea datelor experimentale de foto si electroproducere existente pina la efectuarea experimentului E93018 cu expresiile date de model pentru observabilele experimentale masurate. Singurii parametrii fixati au fost cei cunoscuti experimental si anume:

$$\mu_\Lambda = -0.613\mu_N \quad (5.34)$$

$$\mu_{\Sigma\Lambda}^T = 1.61\mu_N \quad (5.35)$$

$$(5.36)$$

unde μ_N este magnetonul nuclear.

Pentru principalele constante de cuplaj ($g_{K\Lambda}$ si $g_{K\Lambda\Sigma}$) exista limite prezise de simetria SU(3) [108, 109, 110] sau extrase din studiul reactiilor hadronice [111, 112, 113]. Totusi ele au fost lasate complet libere in acest fit intru-cit autorii modelului au considerat inoportuna constringerea lor cu limite impuse de abordari teoretice complet diferite de cea folosita in studiul reactiilor electromagnetice. Desi este de dorit un model care sa descrie unitar reactiile hadronice si electromagnetice cu producere de particule stranii, pina acum nu s-a reusit acest lucru si descrierea celor doua tipuri de reactii este mult diferita atit conceptual cit si ca precizie de calcul.

Pentru a se vedea efectul introducerii ipotezei dualitatii in acest model, vom prezenta mai intii citeva rezultate obtinute cu ambele variante dezvoltate de Williams et. al. si anume varianta care include diagramele cu schimb de $K^*(892)$ si $K_1(1290)$ in canalul t pentru a "mima" schimbul de rezonante cu spin $\geq 3/2$ din canalele s si u (deci varianta care include ipoteza dualitatii, numita aici varianta A) si o alta fara aceste diagrame (numita aici varianta B).

Principalele constante de cuplaj obtinute cu aceste doua variante sint prezentate in tabelul 5.5 impreuna cu valorile corespunzatoare gasite de Renard [35] si cele deduse din simetria SU(3). Cu WJC s-a notat modelul lui Williams et. al.

Parametrii obtinuti cu varianta A sint in bun acord cu cu cei obtinuti de Renard, ceea ce a constituit un suport pentru includerea ipotezei dualitatii. Deasemenea, valorile lor sint mai apropiate de valorile prezise de simetria SU(3) decit cele obtinute cu varianta B.

Model	$g_{KN\Lambda}$	$g_{KN\Sigma}$
WJC - var. A	8.427	-0.968
WJC - var. B	4.127	-0.329
Renard	7.00 ± 3.00	-1.65 ± 0.35
SU(3)	12.8 ± 1.2	-2.2 ± 0.65

Tabelul 5.5: Constantele de cuplaj efective

5.6.2 Observabile experimentale

Cu parametrii determinati in urma fitului, modelul a permis calculul observabilelor experimentale masurate in diferite experimente. Varianta de model ce a inclus ipoteza dualitatii s-a dovedit de un foarte mare succes in reproducerea datelor de fotoproducere. Rezultatele modelului pentru aceasta reactie sint prezentate in detaliu in [102] si nu vom insista asupra lor aici. In ceea ce priveste reactia de electroproducere, modelul a dat rezultate bune in compararea cu datele experimentale anterioare anului 1996 desi nu de calitatea celor obtinute pentru reactia de fotoproducere.

In figura 5.3 este prezentat modul in care cele doua variante ale modelului reproduc dependenta de Q^2 a sectiunii eficace de electroproducere gasita experimental. Linia solida reprezinta rezultatele modelui ce include ipoteza dualitatii (varianta A) iar linia punctata rezultatele modelului fara aceasta ipoteza (varianta B). Se poate constata un bun acord intre date si prezicerile primei variante, in timp ce cea de-a doua da rezultate de doua ori mai mici (sau mai mult) decit datele experimentale, pentru ambele canale ale reactiei.

Dependentele sectiunii eficace de W si t sint mai putin bine reproduse de ambele variante ale modelului (figurile 5.4 si 5.5). Totusi varianta bazata pe ipoteza dualitatii aduce imbunatatiri substantiale intru-cit reuseste sa reproduca ordinul de marime al sectiunilor pentru valori ale lui W pina la 2.6 GeV si transfer de 4-impuls t mic, pina la 0.4 GeV. In ceea ce priveste variatia sectiunii cu aceste marimi, modelul indica pentru ambele canale variatii lente cu W, mai lente decit cele constatate experimental, si cresteri rapide cu $|t|$ nesustinite de masuratorile experimentale.

Aceste comparatii dintre datele experimentale si prezicerile modelului, precum si altele ne reprezentate aici, dovedesc ca desi modelul nu este perfect, introducerea ipotezei dualitatii aduce imbunatatiri importante in descrierea mecanismului de reactie. Considerarea schimbului de rezonante nucleonice cu spin

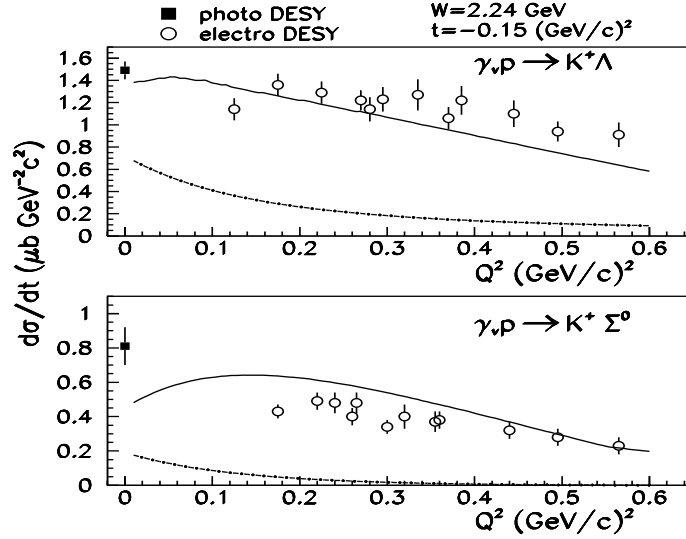


Figura 5.3: Dependenta de Q^2 a sectiunii eficace de electroproducere, experimentală și teoretică; linia solidă reprezintă rezultatele variantei A de model, cea punctată rezultatele variantei B (vezi text)

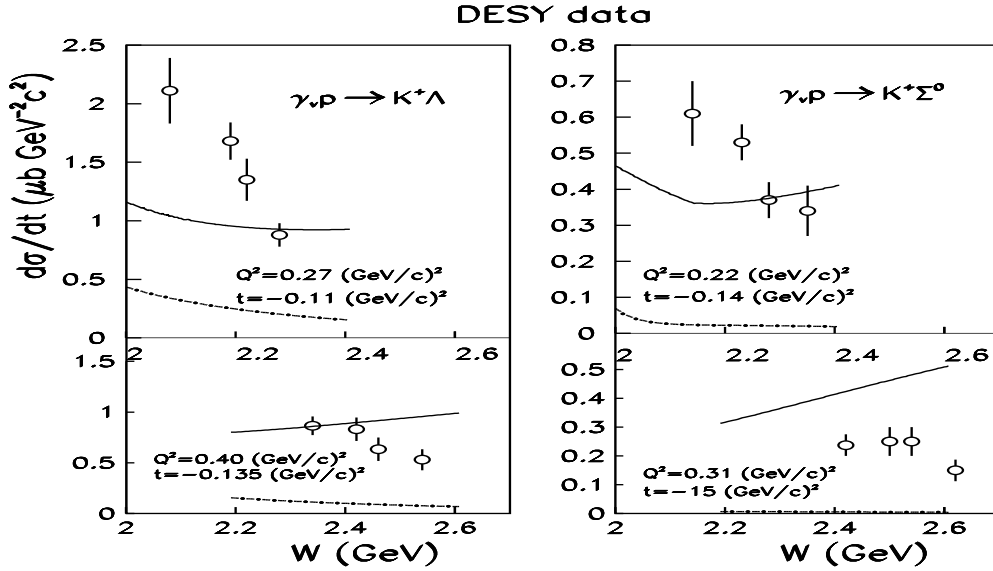


Figura 5.4: Dependenta de W a sectiunii eficace de electroproducere, experimentală și teoretică; linia solidă reprezintă rezultatele variantei A de model, cea punctată rezultatele variantei B (vezi text)

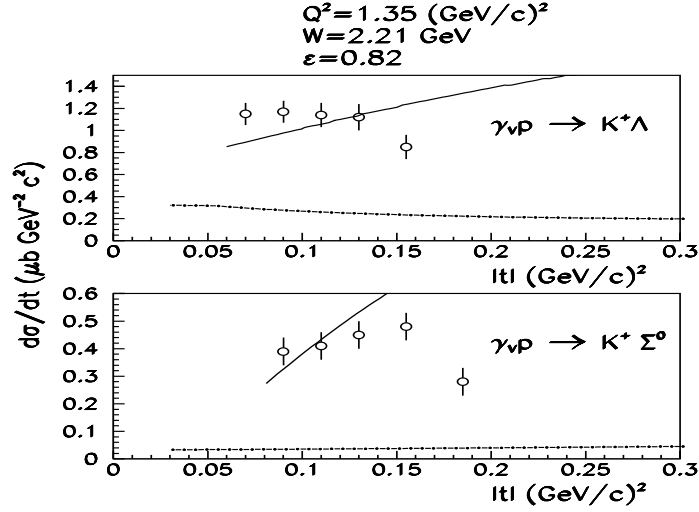


Figura 5.5: Dependenta de t a sectiunii eficace de electroproducere, experimentală și teoretică; linia solidă reprezintă rezultatele variantei A de model, cea punctată rezultatele variantei B (vezi text)

mai mare de $1/2$ în canalul s se dovedește astfel absolut necesară. Descrierea lor globală prin diagramele cu schimb de K^* în canalul t , cum indică ipoteza dualității, este varianta cea mai simplă. O dezvoltare a modelului o constituie introducerea lor directă dar în acest caz numărul parametrilor crește foarte mult (la care se adaugă și dificultățile de calcul) iar datele experimentale sunt încă insuficiente pentru o analiză riguroasă în această direcție. Există totuși o încercare pe această linie dezvoltată de David et. al. [114] care au considerat și schimbul de rezonanțe nucleonice cu spin $3/2$ și $5/2$ în canalul s , fără a mai introduce schimbul de K^* în canalul t . În schimb autorii folosesc aici o serie de constrângeri asupra constantelor de cuplaj obținute în reacțiile hadronice similare. Rezultatele lor nu sunt însă mult diferite de cele ale modelului folosit în această teză.

5.6.3 Compararea prezicerilor modelului cu rezultatele experimentului E93018

Incurajați de succesele modelului dezvoltat de Williams et. al. prin folosirea ipotezei dualității și ținând cont că cele mai multe măsurători ale experimentului nostru au fost la valori mici ale transferului de 4-impuls t , acolo unde modelul da rezultate acceptabile chiar și pentru dependența de t a sectiunii eficace, am folosit acest model pentru compararea și interpretarea datelor noastre experimentale. De menționat că aceste date nu au fost folosite în fitul din care

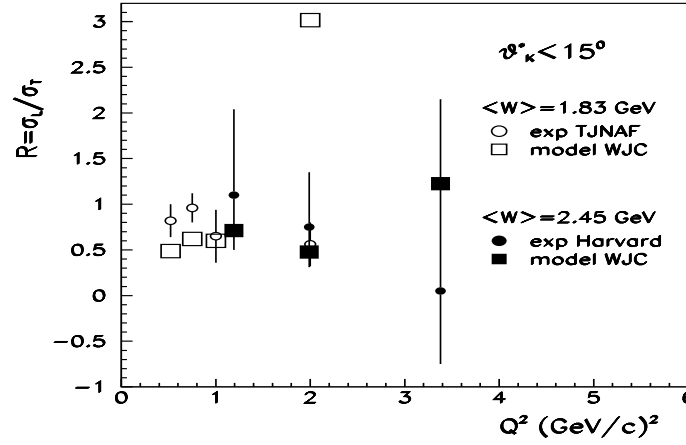


Figura 5.6: Dependenta de Q^2 a raportului sectiunilor eficace longitudinala si transversala de electroproducere, experimental si teoretica (vezi text)

s-au extras parametrii modelului.

Dupa cum se poate vedea din figura 5.6, modelul reproduce bine valorile raportului sectiunilor eficace longitudinala si transversala ale reactiei cu electroproducere de Λ obtinute in ambele experimente ce au investigat aceasta marime (la TJNAF si Harvard), mai putin pentru $W = 1.83 \text{ GeV}$ si $Q^2 = 2 \text{ (GeV/c)}^2$. Pentru aceasta configuratie modelul prezice o valoare de aproximativ 6 ori mai mare decit cea gasita experimental. In ceea ce priveste componentele individuale, ele sint mai putin bine reproduse de model (figura 5.7). Variatia lor cu Q^2 este bine reprodusa, mai ales pentru componenta longitudinala σ_L , dar valorile absolute prezise sint cu aproximativ un ordin de marime mai mici decit cele masurate.

In ceea ce priveste celelalte componente ale sectiunii eficace, nemasurate in experimentul nostru (σ_{LT} si σ_{TT}), modelul prezice valori negative si foarte apropiate de zero (figura 5.8). Acest rezultat este in concordanta cu rezultatele altor experimente [30, 26] care au masurat si aceste componente.

Pentru polarizarea particulei Λ modelul indica valori pozitive, cuprinse intre 0 si aproximativ 20%. Dependenta sa de Q^2 , W si t este prezentata in figura 5.9. Valorile maxime sint indicate de model la $Q^2 \sim 1.45 \text{ (GeV/c)}^2$, $W \sim 1.72 \text{ GeV}$ si $t \sim -0.85 \text{ (GeV/c)}^2$. Deci conform acestui model, punctul cinematic ales de noi pentru masurarea polarizarii s-a aflat in regiunea cu valori de

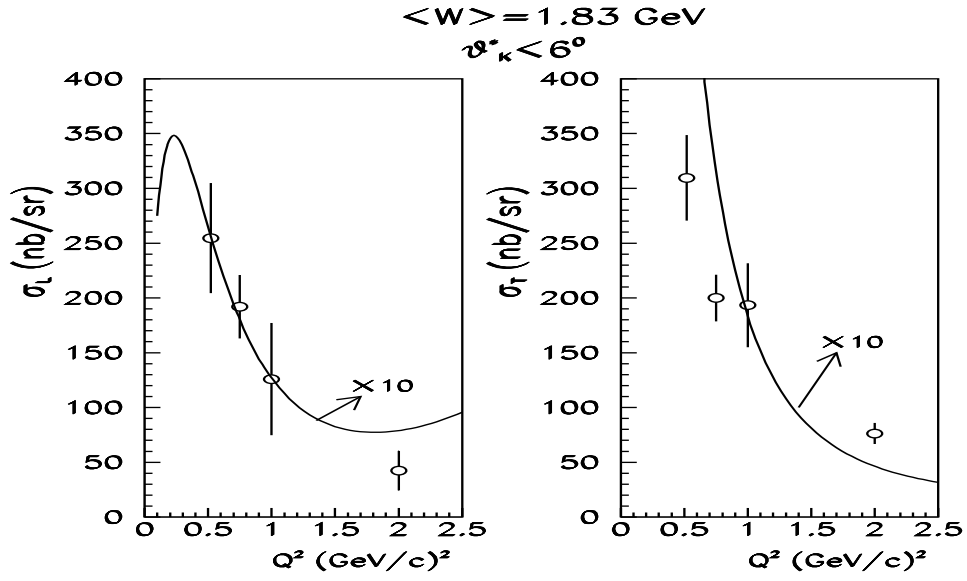


Figura 5.7: Dependenta de Q^2 a sectiuniilor eficace longitudinale si transversala de electroproducere , experimentala si teoretica (vezi text)

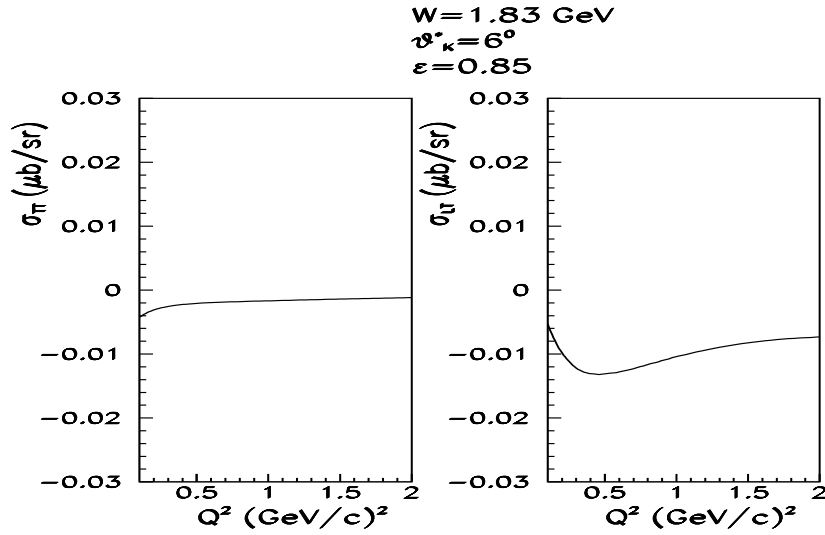


Figura 5.8: Dependentele de Q^2 ale componentelor de interferenta ale sectiunii eficace (prezise teoretic)

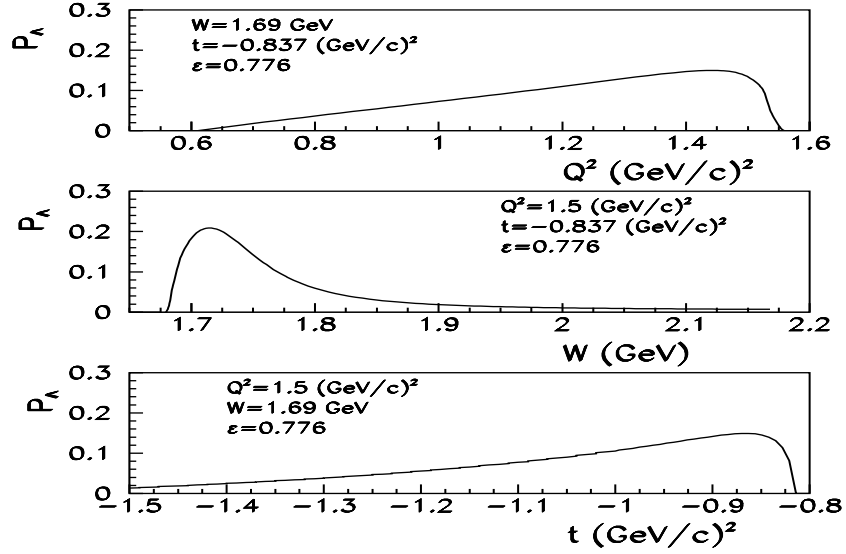


Figura 5.9: Dependenta de Q^2 , W si t a polarizarii particulei Λ (prezisa teoretic)

polarizare maxime. Pentru acest punct cinematic ($Q^2 = 1.5 (\text{GeV}/c)^2$, $W = 1.69 \text{ GeV}$, $t = -0.837 (\text{GeV}/c)^2$) am calculat cu acest model o polarizare de 0.13, intre limitele gasite experimental (vezi capitolul anterior).

5.7 Concluzii

Modelul dezvoltat de Williams et. al., cu includerea ipotezei de dualitate pentru a simula contributia la mecanismul de reactie a schimbului de rezonante nucleonice cu spin mai mare de $1/2$, parea, pina la efectuarea experimentului E93018 la TJNAF, un model suficient de bun pentru a descrie datele experimentale existente. Rezultatele obtinute de noi in acest experiment obliga in sa la reconsiderarea aprecierilor asupra acestui model.

Noile date experimentale, mult mai precise decit cele anterioare sau chiar complet noi, au permis aplicarea unor teste mult mai puternice modelului (verificarea componentelor individuale ale sectiunii eficace) El s-a dovedit ineficace in tentativa de a reproduce valorile absolute ale componentelor longitudinala si transversala ale sectiunii eficace de electroproducere de K^+ si Λ pe tot domeniul $0.5 - 2.0 (\text{GeV}/c)^2$ al lui Q^2 si la valori ale lui W de aproximativ 1.8 GeV . La aceasta valoare a lui W in sa reproduce raportul sectiunilor pentru $Q^2 \leq 1 (\text{GeV}/c)^2$. Valoarea calculata a polarizarii particulei Λ este in limitele

experimentale dar in experimentul nostru ele sint destul de largi.

Aceste deficiente nu sint specifice doar acestui model. Noile date ale experimentului nostru au fost comparate si cu prezicerile altor modele, similare cu cel utilizat in aceasta lucrare sau bazate pe alte tipuri de abordari (modele Regge) [76]. Nici unul dintre ele nu a reusit sa ofere o concordanta satisfacatoare cu datele experimentale.

In aceste conditii se impune, pe de o parte, imbunatatirea acestor modele. O directie in acest sens este imbunatatirea parametrizarilor pentru factorii de forma hadronici. Studiile efectuate de David et. al. [114] indica o puternica sensibilitate a valorilor componentelor sectiunii eficace, si mai ales a raportului lor, la diferite asemenea parametrizari.

Pe de alta parte, se pot readuce in discutie anumite "speculatii" conform carora intre domeniul de valabilitate al modelelor hadronice, unde exista o comportare de "scaling" de tipul s^{-2} ($s = W^2$), si cel de valabilitate al abordarii perturbative a QCD (PQCD), cu o comportare de "scaling" de tipul s^{-7} , exista o regiune tranzitorie unde nici una din aceste abordari nu ar fi valabila [115, 116]. Esecul modelelor existente in a reproduce datele obtinute in experimentul nostru de electroproducere ar putea fi explicat prin existenta acestei regiuni tranzitorii tocmai la energiile disponibile la TJNAF (citiva GeV), asa cum au sugerat citiva fizicieni [117]. Aceasta afirmatie ramine insa inca la stadiul de ipoteza, noi date fiind necesare din experimentele de la TJNAF pentru a se putea trage o concluzie solida in aceasta directie.

Concluzii Finale

În aceasta teza sunt prezentate o parte din rezultatele experimentului E93018 de electroproducere de kaoni pe protoni realizat la laboratorul american Thomas Jefferson National Accelerator Facility în 1996, printr-o colaborare internațională la care a participat și un grup de la Universitatea București din care face parte și autoarea acestei teze.

Teza cuprinde rezultatele obținute pentru canalul de reacție cu producerea stării finale $K^+\Lambda$.

În acest experiment s-a folosit un fascicul de electroni cu energia de 2 – 4 GeV, imprastierea în energia de 2×10^{-5} și un factor "duty" $\sim 100\%$. Sistemul de detecție utilizat a fost format din două brate spectrometrice ce au lucrat în coincidență și a avut o rezoluție energetică de $\sim 10^{-3}$.

Calitatea bună a instalației experimentale s-a resfrânt și în calitatea măsurătorilor: fondul coincidentelor accidentale a fost sub 10% iar precizia în identificarea particulelor sub 0.2%.

Rezultate experimentale obținute fie au fost mai precise decât cele anterioare fie complet noi, atât pentru secțiunea eficace a procesului cit și pentru polarizarea indusă a particulelor Λ . Astfel:

1. s-au obținut noi valori ale secțiunii eficace de fotoproducere de kaoni cu fotoni virtuali $\frac{d\sigma_v}{d\Omega_K^*}$ de peste 2 ori mai precise decât cele anterioare. Ele au confirmat caracterul descrescător al acestei secțiuni odată cu creșterea transferului de 4-impuls Q^2 între electronul incident și protonul tinta;
2. au fost separate componentele longitudinală (σ_L) și transversală (σ_T) ale secțiunii eficace prin determinarea atât a raportului lor cit și a valorilor lor absolute la $\langle W \rangle \sim 1.83$ GeV și 4 valori ale lui Q^2 (0.52, 0.75, 1.00 și 2.00 $(\text{GeV}/c)^2$). Aceasta separare a indicat o contribuție importantă a componentei longitudinale la secțiunea eficace, comparabilă cu cea transversală. Nu s-a pus în evidență o dominare a componentei longitudinale, așa cum au sugerat o serie de studii teoretice anterioare.
3. a fost studiată dependența raportului $R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T}$ de transferul de 4-impuls Q^2 . Noile noastre măsurători au indicat o variație foarte slabă a lui R cu Q^2 pentru o energie invariantă a sistemului de hadroni produși de ~ 1.83 GeV. Acest rezultat se deosebește de cel al singurului studiu asemănător existent pînă în 1996 care a indicat o scădere destul de puternică a lui R odată cu creșterea lui Q^2 la valori ale lui W în jurul a 2.45 GeV.

Valori obtinute in experimentul anterior au avut erori relative cuprinse intre 54% si 160% in timp ce masuratorile noastre au fost obtinute cu erori de doar 17 – 45%;

4. a fost studiata dependententa de Q^2 a componentelor σ_L si σ_T . Acest studiu este singurul de acest fel pina in prezent intru-cit experimentul nostru a fost singurul din care s-au obtinut valorile absolute ale acestor componente. S-a constatat o scadere mai abrupta a componentei longitudinale la cresterea lui Q^2 (ca $(Q^2 + 0.54)^{-2}$) fata de cea a componentei transversale care scade doar ca $(Q^2 + 1.04)^{-2}$.
5. s-a incercat, pentru prima data, determinarea polarizarii induse a hiperonilor Λ rezultati din electroproducere. Masuratorile s-au facut la $Q^2 = 1.5 (GeV/c)^2$, $W = 1.69 GeV$, $t = -0.837 (GeV/c)^2$, fata de axa de polarizare $\vec{p}_\gamma \times \vec{p}_K$. Cu o statistica mica s-au determinat limitele polarizarii Λ cu un nivel de confidenta de 68%: $-0.21 \leq P_\Lambda \leq 0.89$. Chiar daca aceasta determinare nu a fost foarte precisa din cauza statisticii mici, ea a demonstrat valabilitatea metodicii experimentale folosite si a deschis perspective pentru alte masuratori de polarizare.

Rezultatele experimentale obtinute au fost interpretate in termenii unui model hadrodinamic care descrie interactia dintre fotonul virtual si proton prin schimb de rezonante barionice, hiperonice si kaonice. Dintre rezonantele barionice modelul le introduce explicit doar pe cele cu spin $\leq 1/2$. Cele cu spin mai mare sint considerate folosind ipoteza dualitatii intre graficele cu schimb de asemenea rezonate in canalele s si u si cele cu schimb de K^* in canalul t. Desi modelul s-a dovedit destul de bun in reproducerea unei mari parti a datelor experimentale anterioare, el prezinta deficiente importante la compararea cu datele experimentului nostru:

1. reproduce valorile raportului R doar pentru $Q^2 \leq 1.00 (GeV/c)^2$. La $Q^2 = 2.00 (GeV/c)^2$ valoarea teoretica este de aproximativ 6 ori mai mare;
2. valorile absolute ale componentelor σ_L si σ_T prezise de model sint cu aproximativ un ordin de marime mai mici. In schimb variatia lor cu Q^2 este reprodusa bine, mai ales pentru componenta σ_T ;
3. valoarea calculata pentru polarizarea indusa a particulelor Λ a fost intre limitele determinate experimental.

Aceste deficiente ale modelului in reproducerea noilor date experimentale pot fi puse pe seama urmatoarelor cauze:

1. rezonantele cu spin mai mare de $3/2$ joaca un rol important la aceste energii si considerarea lor doar prin intermediul dualitatii nu este suficienta. Introducerea lor explicita duce insa la cresterea numarului de parametri ai modelului. In conditiile in care ansamblul datelor experimentale de electroproducere de kaoni nu este nici foarte bogat si nici foarte precis, determinarea acestor parametri devine ambigua.
2. factorii de forma utilizati in model ar putea sa nu fi avut parametrizari conforme cu realitatea. Studiile in acest sens sint insa destul de sarace, mai ales din punct de vedere experimental. Experimentul E93018 are ca un alt obiectiv aducerea de noi informatii si in aceasta directie prin determinarea factorului de forma al kaonului. Aceasta parte a experimentului nu a fost insa tratata in aceasta teza;
3. in domeniul energetic accesibil la TJNAF modelele hadrodinamice ar putea sa nu mai fie valabile. Exista unele "speculatii" conform carora aceasta zona energetica este o zona de tranzitie intre o zona cu o comportare de "scaling" de tipul s^{-2} unde ar fi valabile modelele hadrodinamice si o alta zona cu o comportare de "scaling" de tipul s^{-7} , unde ar fi valabile modelele de tip PQCD. Rezultatele experimentale care sa sustina aceasta afirmatie sint insa insuficiente.

Toate aceste concluzii arata ca electroproducerea de kaoni este inca un domeniu deschis care necesita noi studii atat experimentale cit si teoretice.

Anexa A

Descrierea Programului de Simulare

A.1 Prezentare Generala

În experimentul E93018 simularea Monte Carlo a fost folosită, pe de o parte, pentru a verifica corectitudinea datelor experimentale prin compararea lor cu cele obținute din simularea proceselor studiate și, pe de altă parte, pentru a determina elemente necesare în calculul marimilor fizice dorite (acceptanța spectrometrului necesară în calculul secțiunii eficace și asimetria introdusă de instalația experimentală în datele experimentale necesară în calculul polarizării).

Programul de simulare utilizat a fost o adaptare a unui program dezvoltat la SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) pentru reacția $(e, e'p)$ [118], adaptare la care a participat și autoarea acestei teze. A fost ales ca bază acest program întrucât sistemul de detecție utilizat aici pentru experimentul NE18 (pentru studiul reacției $(e, e'p)$) este foarte asemănător cu sistemul de detecție Hall C. Adaptarea sa a constatat în particularizările necesare descrierii elementelor constructive specifice spectrometrului Hall C și dezvoltarea unor subrutine speciale pentru modelarea procesului de electroproducere de kaoni și particule Λ , cu dezintegrarea acestora din urmă.

Schema bloc a programului este prezentată în figura A.1, cu detalierea principalelor operații în figurile A.2 și A.3.

Toate datele de intrare ale programului au fost cuprinse în fișiere de tip .dbfx. Acestea conțin un număr de 107 parametri legați de caracteristicile constructive ale țintei și brațelor spectrometrice.

Generarea evenimentelor fizice produse în țintă (vezi secțiunea A.2) a fost realizată în programul principal. Tot aici au fost modelate și pierderile de energie prin emisie de fotoni de către particulele implicate în reacție (corecții

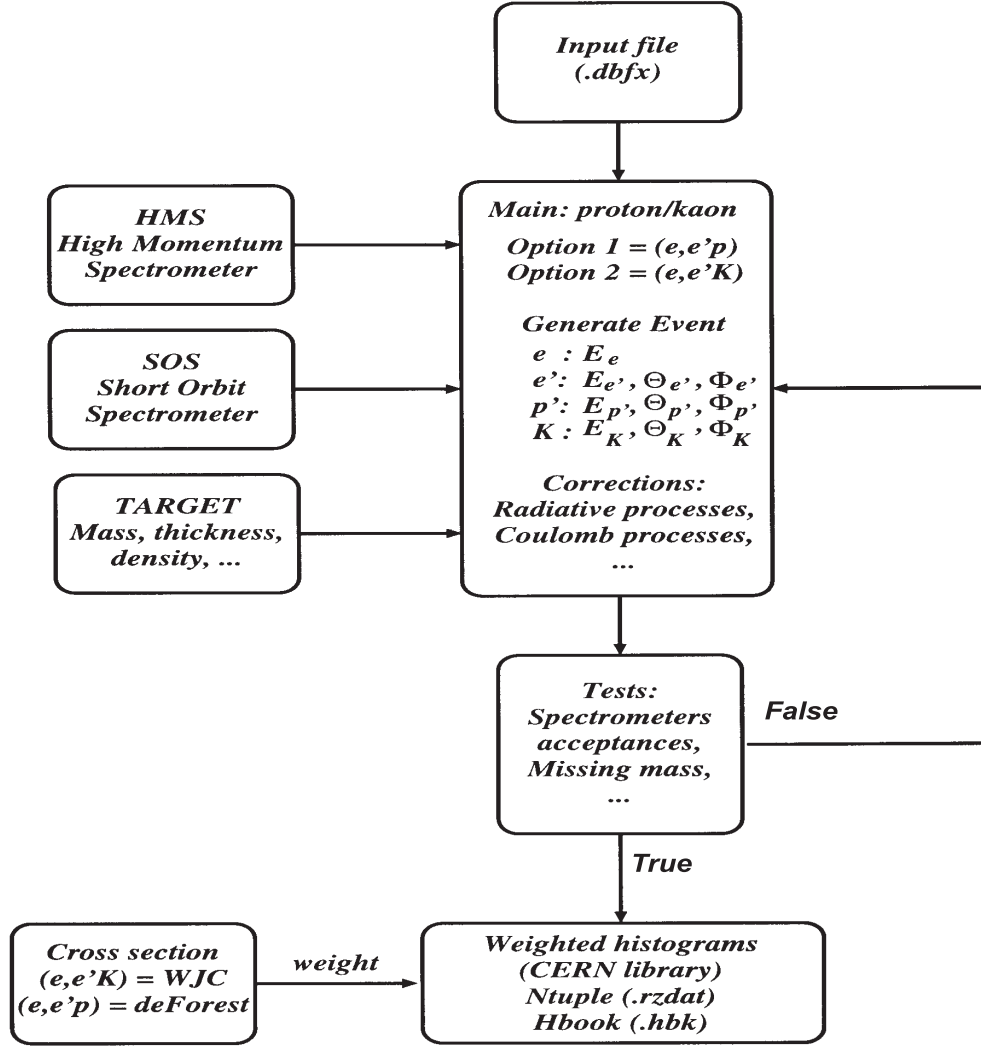


Figura A.1: Algoritmul programului de simulare

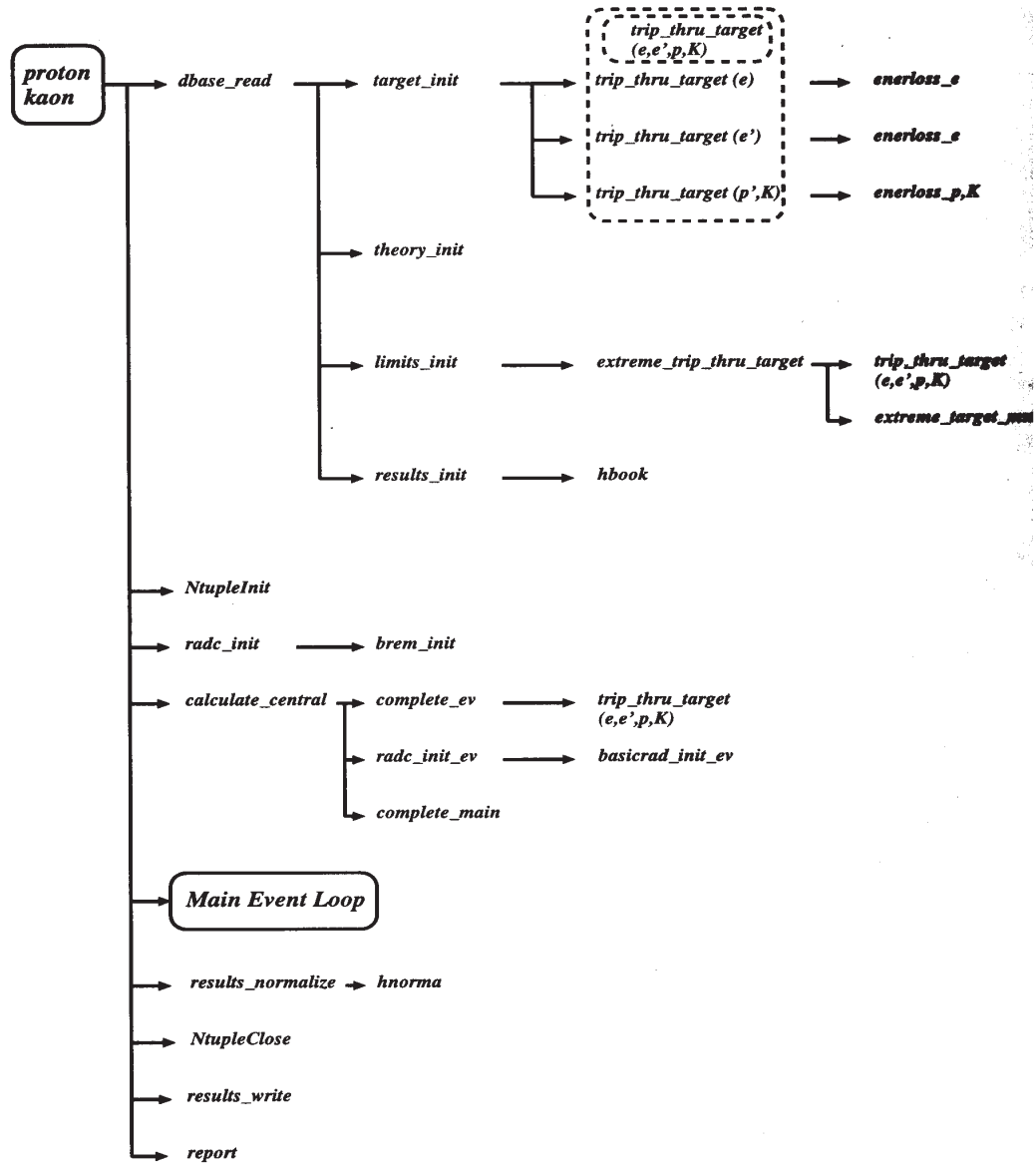


Figura A.2: Algoritmul subrutinei "kaon"

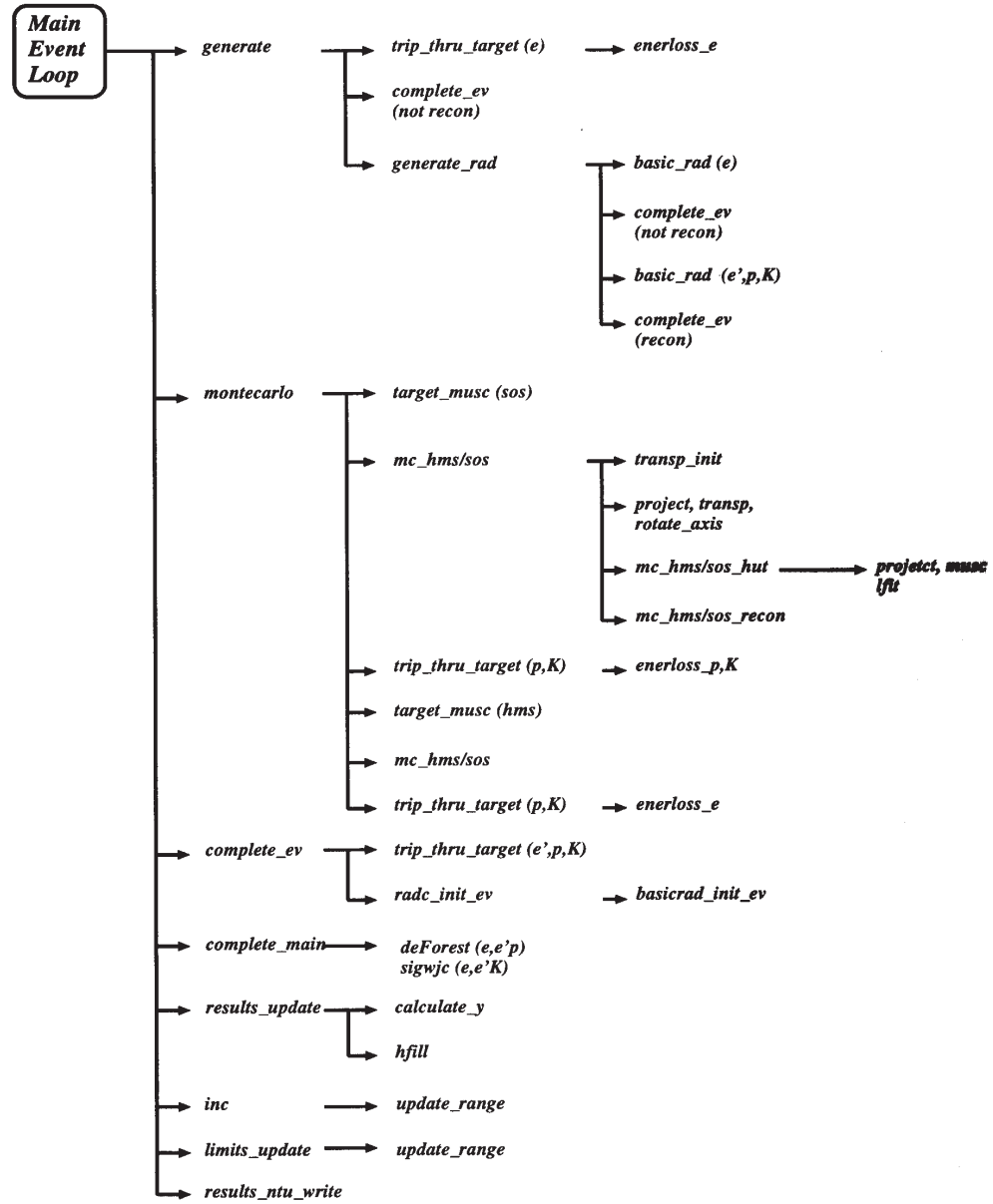


Figura A.3: Algoritmul subrutinei "main event loop"

radiative, vezi sectiunea A.4). S-au inclus, deasemenea, corectii pentru imprastierile multiple si pierderile de energie prin ionizare la traversarea tinteii de catre particula.

Mai departe au fost simulate deplasările particulelor prin cele doua brate spectrometrice cu ajutorul subrutinelor *mc_hms* si *mc_sos* (sectiunea A.3). S-a impus apoi o serie de teste legate de acceptantele in impuls si unghiulare ale spectrometrului. Evenimentele care au trecut aceste teste au fost reconstruite inapoi la pozitia tinteii, cu aceleasi subrutine *mc_hms* si *mc_sos*, dupa care au fost ponderate cu sectiunea eficace a procesului (calculata cu un model teoretic prezentat in sectiunea 5) si stocate in n-tupluri si histograme de iesire.

In final rezultatele au fost normate prin multiplicarea cu termenul

$$\frac{\mathcal{L}\Delta V}{N_{gen}}$$

unde

$\mathcal{L}$ este luminozitatea experimentală,

$\Delta V = \Delta E_{e'} \Delta \Omega_{e'} \Omega_k$ este volumul fazic in care s-a facut generarea evenimentelor,

N_{gen} este numarul de evenimente generate.

A.2 Generarea Evenimentelor

Procese similate cu acest program au fost:

$$e + p \rightarrow e' + K^+ + \Lambda \quad (\text{A.1})$$

$$\Lambda \rightarrow p + \pi^- \quad (\text{A.2})$$

Pentru reactia A.1 au fost generate uniform energia electronilor incidenti (E_e) si pozitia lor in tinta (x, y, z), tinind cont de imprastierea spatiala si in energie a fasciculului incident. Au fost, deasemenea, generate impulsurile si unghiurile electronilor imprastiatii ($p_{e'}, \theta_{e'}, \phi_{e'}$) si a kaonilor produși (p_k, θ_k, ϕ_k) in limitele acceptantelor spectrometrului.

Din legile de conservare ale energiei si impulsului, aplicate pentru aceasta reactie au fost determinate marimile cinematice ale particulei Λ .

Pentru reactia de dezintegrare a fost generata directia protonului in sistemul de referinta propriu al particulei Λ . Energia sa este complet definita in acest sistem de referinta (o constanta calculata din masele particulelor implicate). Au fost apoi generate izotrop unghiurile polar si azimutal in domeniile $(0, \pi)$ si respectiv $(0, 2\pi)$. Cu ajutorul transformarii Lorentz au fost apoi calculate marimile cinematice ale protonului in sistemul de referinta al laboratorului.

Cu marimile cinematice ale particulei Λ si ale protonului fixate, reactia de dezintegrare este perfect determinata (din legile de conservare ale energiei si impulsului).

A fost deasemenea generat punctul de dezintegrare al particulei Λ de-a lungul traiectoriei sale. Aceasta a permis calcularea intirzierii detectarii protonului in pachetul de detectori fata de detectarea kaonului coincident. Pentru aceasta intirziere s-a impus o limitare de 30 ns, cit a fost timpul de rezolutie al instalatiei de coincidenta intre cele doua brate ale spectrometrului.

A.3 Modelul Spectrometrului

Modelele celor doua brate spectrometrice (*mc_hms*, *mc_sos*) au fost asemanatoare. Ele au folosit metodele opticii electromagnetice pentru transportul particulelor inainte si inapoi intre tinta si planele focale ale spectrometrului. Seturile de matrici inainte si inapoi necesare acestui transport au fost generate cu ajutorul programului COSY [78]. Nu au putut fi folosite matricile obtinute din datele experimentale (vezi sectiunea 2.3.2) pentru ca acestea sint de ordin mai mare decit doi si in acest caz nu exista o modalitate analitica de inversare a lor iar in cazul folosirii unor metode numerice nu exista posibilitatea verificarii rezultatelor obtinute.

Matricile obtinute cu programul COSY si utilizate in simularea spectrometrului au fost verificate cu urmatoarele criterii:

- matricile inainte (tinta $\rightarrow$ plan focal) au trebuit sa reproduca datele experimentale la planele focale;
- matricile inapoi (plan focal $\rightarrow$ tinta) au trebuit sa reproduca datele experimentale la pozitia tintei;
- sectiunea eficace pentru imprastierea elastica a electronilor pe protoni, calculata cu numarul de evenimente masurat experimental, normat la acceptantele spectrometrului (calculate cu programul de simulare), sa aiba valoarea corecta pentru configuratia cinematica folosita.

Pentru fiecare particula transportata prin spectrometru s-au calculat imprastierile multiple si pierderile de energie in materialele intilnite.

Pierderile de energie au fost calculate cu formula Bethe-Bloch [119]. Pentru particule mai grele decit electronul aceasta are expresia:

$$-\frac{dE}{dx} = 0.3071z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \frac{2m_e \beta^2}{I(1 - \beta^2)} - \beta^2 \right] \quad (\text{A.3})$$

unde $\frac{dE}{dx}$ este pierderea medie de energie pe unitatea de parcurs, exprimata in $MeVg/cm^2$;

z si p este sarcina si, respectiv, viteza particulelor transportate prin material;

Z si A este numarul atomic si numarul de masa ale nucleelor materialului;

m_e este masa electronului;

I este constanta de ionizare, dependenta de materialul traversat. Pentru $Z > 1$ ea este data de expresia $I = 16Z^{0.9}eV$ iar pentru hidrogen si deuteriu are valoarea $1.8 eV$.

Corectia de densitate, provenind din ecranarea de sarcina produsa de electronii atomici, a fost neglijata in aceste calcule intru-cit s-a evaluat pentru ea o valoare mai mica de 5%, pentru energiile implicate in acest experiment.

Pentru electroni, pierderea de energie pe unitatea de parcurs a fost descrisa de o formula asemanatoare cu cea anterioara, luind in considerare imprastierea puternica a electronilor la traversarea materialului (masa lor este mica) si faptul ca interactia are loc intre particule identice (electronii incidenti si electronii atomici ai materialului) [119]:

$$-\frac{dE}{dx} = 0.3071 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \frac{\tau^2(\tau + 2)}{2(\frac{I}{m_e c^2})^2} + F(\tau) \right] \quad (A.4)$$

unde τ este energia cinetica a particulei, exprimata in unitati $m_e c^2$ iar $F(\tau)$ este o functie dependenta de β si τ (vezi [119]).

Imprastierea multipla a particulelor emise din reactiile A.1 si A.2, la trecerea prin diferitele materiale intilnite in drumul de la punctul de productie pina la detectie, a fost simulata dupa o distributie Gauss in fiecare unghi plan (dx, dy) , cu o deviatie standard (exprimata in radiani) data de relatia [120]:

$$\sigma_{dx, dy} = \frac{13.6}{\beta c p} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[1 + 0.038 \ln \frac{x}{X_0} \right] \quad (A.5)$$

In aceasta relatie z este sarcina particulei, p impulsul sau exprimat in MeV/c , x grosimea materialului traversat iar X_0 este lungimea de radiatie a acestuia.

A.4 Corectii Radiative

A.4.1 Prezentare teoretica

Procesul de electroproducere de kaoni este descris, de regula, in aproximatia schimbului de un singur foton virtual intre electronul incident si protonul tinta (aproximatia Born). Exista insa posibilitatea de a fi emisi fotoni suplimentari, reali sau virtuali, care trebuie luata in considerare.

Emisia de fotoni reali poarta numele de **bremsstrahlung**. Fotonii reali sint emisi cind particulele incarcate implicate in reactie sint accelerate, fie in cimpul nucleului (particulei) tinta implicat in reactia respectiva (**bremsstrahlung intern**), fie in cel al altor particule intilnite la trecerea prin materialul tintei sau alte materiale (**bremsstrahlung extern**).

Emisia de fotoni reali determina o discrepanta intre impulsul masurat al particulei si impulsul real al acesteia la vertexul de interactie, ceea ce duce la o modificare a sectiunii eficace masurate.

In calculul sectiunii eficace pentru procesul de electroproducere de kaoni, pe linga termenul Born, intervin o serie de alti termeni corespunzatori schimbului de mai multi fotoni virtuali. Corectiile obtinute prin considerarea acestor termeni poarta numele de **corectii de fotoni virtuali**.

Corectiile de fotoni virtuali, impreuna cu cele de bremsstrahlung intern mai poarta numele de **corectii radiative Schwinger**. Efectul lor asupra sectiunii eficace masurate (σ_{rad}) poate fi sintetizat prin relatia:

$$\sigma_{rad} = \sigma_B(1 + \delta_v + \delta_r) \quad (A.6)$$

unde

δ_v reprezinta corectia de fotoni virtuali,

δ_r este corectia de bremsstrahlung intern, iar

σ_B este sectiunea eficace a precesului calculata in aproximatia Born.

In cazul experimentului de electroproducere prezentat sectiunea eficace masurata este sectiunea diferentiala $\frac{d^2\sigma}{dE_e d\Omega_e \Omega_k}$. Deci σ_{rad} este doar o notatie pentru aceasta sectiune eficace diferentiala iar σ_B este o notatie pentru aceiasi sectiune eficace diferentiala calculata in aproximatia Born.

Formalismul descris in continuare pentru calculul corectiilor radiative si folosit in programul de simulare, este bazat pe lucrarile lui Mo si Tsai ([121] si [122]). Formulele prezentate in aceste lucrari au fost reevaluate pentru un experiment de coincidenta. Aceasta a insemnat a nu mai integra peste toate starile finale ca in experimente de tipul (e, e') . In plus, s-a introdus efectul de radiatie nu numai asupra electronilor imprastiati ci si asupra celorlalte particule incarcate implicate in reactie.

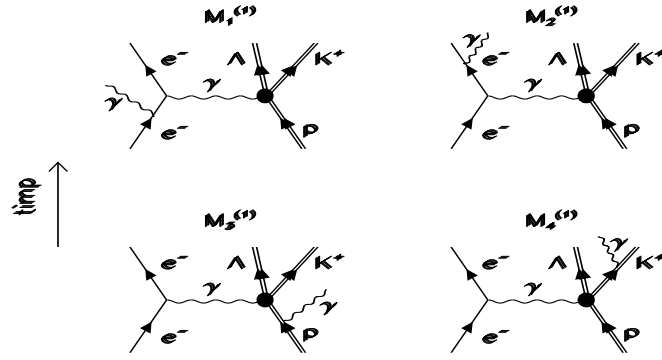


Figura A.4: Diagramele Feynman pentru bremsstrahlung de ordinul intii in electroproducere de kaoni

Bremsstrahlung de ordinul intii

Fenomenul de bremsstrahlung de ordinul intii este procesul de emisie a unui foton real de catre una din particulele incarcate din starea initiala sau finala ale reactiei studiate, conform diagramelor prezentate in figura A.4.

Toate aceste diagrame descriu aceleasi stari finale, deci amplitudinile corespunzatoare lor trebuiesc insumate:

$$|\mathcal{M}|^2 = |\mathcal{M}_e + \mathcal{M}_{e'} + \mathcal{M}_p + \mathcal{M}_k|^2 \quad (\text{A.7})$$

Calculul acestor amplitudini a fost facut in aproximatia unei energii a fotonului emis ω^0 mult mai mica decat energia particulei care l-a emis. Aceasta aproximatie poarta numele de aproximatia fotonului moale ("soft photon approximation", SPA). In aceasta aproximatie se considera in plus ca directia particulei care a radiat nu se modifica in urma emisieii fotonului.

In aceste conditii sectiunea eficace a procesului cu emisia unui foton cu energia mai mica decat o anumita valoare ΔE are expresia [118]:

$$\sigma_{rad}(\omega^0 < \Delta E) = \sigma_B(-2\alpha) \sum_{i,j} \Theta(P_i)\Theta(P_j)B(P_i, P_j, \Delta E) \quad (\text{A.8})$$

unde $P_i (i = 1, \dots, 4)$ reprezinta 4-impulsul particulei care a radiat,

$$B(P_i, P_j, \Delta E) = \int_0^{\Delta E} d^3\omega \frac{1}{8\pi^2\omega^0} \frac{P_i \cdot P_j}{(\omega \cdot P_i)(\omega \cdot P_j)} \quad (\text{A.9})$$

iar functia Θ are urmatoarele valori:

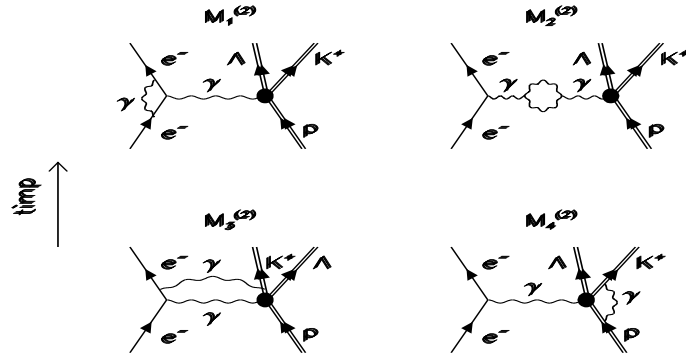


Figura A.5: Diagrame Feynman cu emisie de doi fotoni virtuali pentru electroproducerea de kaoni

$$\begin{aligned}\Theta(P_1) &= \Theta(P_4) = -1 \\ \Theta(P_2) &= \Theta(P_3) = 1\end{aligned}\tag{A.10}$$

Integrala din relatia A.9 contine doi termeni divergenti: unul de forma $\ln \frac{1}{\mu^2}$ unde μ este masa fotonului care trebuie luata in final egala cu zero, si altul de forma $\ln(\Delta E)$ (divergent pentru $\Delta E \rightarrow 0$). Acesti termeni divergenti provin din utilizarea SPA. Eliminarea lor se face prin considerarea corectiilor de bremsstrahlung de ordin superior si a corectiilor de fotoni virtuali.

Corectii de fotoni virtuali

Prima divergenta mentionata in sectiunea anterioara poarta numele de "divergenta infrarosie" si provine din faptul ca nu au fost considerate in calculele anterioare toate diagramele de ordin α^3 . Diagramele de acest ordin ce trebuiesc considerate sint cele ce implica schimbul unui foton virtual (figuta A.5).

Amplitudinile corespunzatoare acestora se insumeaza cu amplitudinea Born $\mathcal{M}^{(1)}$:

$$\mathcal{M} = |\mathcal{M}_0^{(1)}|^2 + \mathcal{M}_0^{(2)+} \mathcal{M}_0^{(1)} + \mathcal{M}_0^{(1)+} \mathcal{M}_0^{(2)} + \mathcal{O}(\alpha^4)\tag{A.11}$$

unde $\mathcal{M}^{(2)}$ reprezinta suma amplitudinilor corespunzatoare diagramelelor prezentate in figura A.5 iar $\mathcal{O}(\alpha^4)$ reprezinta toate corectiile de ordin ≥ 4 .

Calculul exact al acestor amplitudini implica cunoasterea curentului hadronic. Cum acesta este doar partial cunoscut, calculele uzuale pastreaza doar termenii

care nu depind de interactia tare. Aceasta inseamna doar primele doua diagrame prezentate in figura A.5 iar pentru ultimele doua au fost pastrati doar termenii care anuleaza divergenta infrarosie.

Expresiile amplitudinilor corespunzatoare acestor diagrame, calculate in aproximatia mentionata, sint prezentate in detaliu in [118]. Adaugind contributia lor, sectiunea eficace din ecuatia A.8 devine:

$$\sigma_{rad}(\omega^0 < \Delta E) = \sigma_B(1 - \delta_{soft}(\Delta E) - \delta_{hard}) \quad (\text{A.12})$$

unde

$$\delta_{soft}(\Delta E) = 2\alpha \sum_{i,j} \Theta(P_i) \Theta(P_j) \overline{B}(P_i, P_j, \Delta E) \quad (\text{A.13})$$

$$\delta_{hard} = 2\alpha \left[-\frac{3}{4\pi} \ln \frac{q^2}{m_e^2} + \frac{1}{\pi} - \Sigma_i \delta_i^{vp}(q^2) \right] \quad (\text{A.14})$$

δ_{soft} este corectia de bremsstrahlung cu emisia unui singur foton (din care a disparut divergenta produsa de masa fotonului) iar δ_{hard} este contributia diagramelor cu schimb de doi fotoni virtuali.

$\overline{B}(P_i, P_j, \Delta E)$ are aceiasi expresie cu $B(P_i, P_j, \Delta E)$ din care a disparut insa termenul infrarosu.

Bremmstrahlung de ordin superior

In sectiunea A.4.1 au fost mentionati doi termeni divergenti in sectiunea eficace de bremsstrahlung: divergenta infrarosie (care a fost eliminata in sectiunea anterioara prin considerarea corectiei de fotoni virtuali) si divergenta provenind din limita $\delta E \rightarrow 0$. Aceasta din urma arata existenta unui numar infinit de posibilitati de a fi emisi fotoni de energie infinit de mica. In realitate, probabilitatea de interactie fara pierdere de energie prin bremsstrahlung este zero si acest lucru trebuie sa se regaseasca intr-un calcul corect al sectiunii eficace de bremsstrahlung.

Aceasta divergenta a fost eliminata considerind in calculul sectiunii eficace contributia diagramelor cu emisie de mai multi fotoni reali moi (bremsstrahlung de ordin superior). In [118] s-a demonstrat ca acest lucru duce, in aproximatia α^2 la o relatie de forma:

$$\frac{\sigma_{rad}}{dE}(\Delta E) = \sigma_B(1 - \delta_{hard})(-\delta'_{soft}(E))e^{-\delta_{soft}(E)} \quad (\text{A.15})$$

care reprezinta distributia dupa energia totala E radiata de o particula, in conditiile in care energia fiecarui foton emis este mai mica decit ΔE , adica $\omega_i^0 < \Delta E$ si $\sum_i \omega_i^0 < E$.

Distributia unghiulara a fotonilor

Daca se calculeaza, pe baza relatiilor din sectiunea A.4.1, distributia unghiulara a fotonilor moi se constata ca aceasta prezinta doua picuri ascutite in directia de miscare a electronilor incident si imprastiat si un pic mai mic si mai larg in directia de miscare a kaonului. Contributia fotonilor emisi de protonul tinta este foarte mica si ea a fost neglijata.

Aceasta comportare a distributiei unghiulare a justificat lucrarea in asa numita "peaking aproximation" care presupune ca fotonii sint emisi cu precadere in directia de miscare a particulelor care radiaza. In aceasta aproximatie sectiunea eficace de emisie a unei energii totale E_e (un numar oarecare de fotoni, fiecare cu energia mai mica decit ΔE) de-a lungul directiei de miscare a electronilor incidenti, a unei energii totale $E_{e'}$ de-a lungul directie de miscare a electronilor imprastiat si a unei energii totale E_k de-a lungul kaonilor produ si este data de relatia:

$$\frac{d^3\sigma_{rad}}{dE_e dE_{e'} dE_k} = \sigma_B(1-\delta_{hard})e^{-\delta_e(E_e)}(-\delta'_e(E_e))e^{-\delta_{e'}(E_{e'})}(-\delta'_{e'}(E_{e'}))e^{-\delta_k(E_k)}(-\delta'_k(E_k)) \quad (A.16)$$

Expresiile termenilor din aceasta relatie sint, deasemenea, detaliate in [118].

Bremsstrahlung extern

Fenomenul de bremsstrahlung extern reprezinta emisia de fotoni reali de catre o particula in cimpul unei particule, alta decit cea cu care are loc interactia de baza. Aceasta pierdere de energie apare la trecerea particulei incarcate (incidenta sau emergenta) prin materialul tinta, prin ferestrele camerei de imprastiere sau prin straturile de aer.

Distributia de probabilitate ca o particula de impuls $|\vec{p}|$ sa radieze o energie totala E^{ext} la traversarea unui material cu grosimea t (exprimata in lungimi de radiatie) are expresia [124]:

$$\frac{1}{\Gamma(1+bt)} \frac{bt}{E^{ext}} \left(\frac{E^{ext}}{|\vec{p}|} \right)^{bt} \phi^{ext} \left(\frac{E^{ext}}{|\vec{p}|} \right) \quad (A.17)$$

unde paramerul b depinde de numarul atomic Z al materialului traversat.

Directia fotonilor emisi este si in acest caz de-a lungul directiei de miscare a particulelor care radiaza.

Acest fenomen are o contributie semnificativa doar pentru electroni [123] si din acest motiv considerarea lui in corectiile radiative ce trebuiesc aplicate datelor experimentale presupune multiplicarea relatiei A.16 cu cite un termen de forma relatiei A.17 pentru electronii incidenti si cei imprastiat.

A.4.2 Aplicare în programul de simulare

Pentru a aplica corecțiile radiative asupra evenimentelor generate la vertexul de interacție, prima operație de efectuat este generarea fotonilor emisi.

Intru-cit calculele prezentate în secțiunea anterioară și aplicate în analiza acestui experiment, s-a făcut în ”peaking approximation” care consideră emisia fotonilor pe direcția particulelor ce radiază, s-a generat doar energia radiată pe direcția electronilor incidenti, electronilor imprastați și a kaonilor produși (E_e , $E_{e'}$, E_k , în notațiile secțiunii anterioare). Odata fixate aceste valori, s-a corectat energia fiecărei particule implicate în reacție și aceste noi valori au fost folosite în calculele ulterioare.

S-a calculat apoi factorul de corecție radiativă δ incluzind termenii prezentați în secțiunile anterioare:

$$\frac{d\sigma_{rad}}{dE_e^{int}dE_{e'}dE_k} = \sigma_B\delta$$

Fiecare eveniment generat și ponderat anterior cu secțiunea eficace Born calculată cu un model teoretic (vezi secțiunea A.2), a fost ponderat și cu acest factor de corecție radiativă.

Datele generate, astfel ponderate și normate așa cum s-a prezentat în secțiunea A.2 pot fi comparate direct cu datele experimentale.

Anexa B

Amplitudini Elementare

B.1 Legatura dintre amplitudinile B_i si $\mathcal{F}_i$

Asa cum a fost prezentat in sectiunea 5.2, curentul hadronic J_μ^H , al reactiilor de foto si electroproducere de kaoni, poate fi descompus in doua seturi de amplitudini, amplitudinile elementare Lorentz invariante B_i si amplitudinile Chew, Goldberger, Low si Nambu $\mathcal{F}_i$. Cele doua seturi de amplitudini sint echivalente, legatura dintre ele fiind data de relatiile [94]:

$$\mathcal{F}_1 = N [B_1(|\vec{q}|Q + q_0) - B_4q \cdot p - B_5q \cdot l + B_6q^2] \quad (\text{B.1})$$

$$\mathcal{F}_2 = N [-B_1K(|\vec{q}| + q_0Q) - B_4q \cdot pQK - B_5q \cdot lQK + B_6q^2QK] \quad (\text{B.2})$$

$$\mathcal{F}_3 = N [B_3|\vec{k}|Q + B_5|\vec{k}|(|\vec{q}| + q_0Q)] \quad (\text{B.3})$$

$$\mathcal{F}_4 = N [-B_3|\vec{k}|K + B_5|\vec{k}|K(|\vec{q}|Q + q_0)] \quad (\text{B.4})$$

$$\mathcal{F}_5 = N [B_1q_0 + B_2|\vec{q}|Q(1 + \frac{q \cdot p}{q^2}) + B_3Q(|\vec{q}|\frac{q \cdot l}{q^2} + |\vec{k}| \cos \theta) \quad (\text{B.5})$$

$$+ B_4q_0(|\vec{q}|Q - p_0) + B_5(|\vec{k}| \cos \theta(|\vec{q}| + q_0Q) - q \cdot l) + B_6q_0(q_0 + |\vec{q}|Q)]$$

$$\mathcal{F}_6 = N [-B_1q_0QK - B_2|\vec{q}|K(1 + \frac{q \cdot p}{q^2}) - B_3K(|\vec{q}|\frac{q \cdot l}{q^2} + |\vec{k}| \cos \theta) \quad (\text{B.6})$$

$$+ B_4q_0K(|\vec{q}| - p_0Q) + B_5(|\vec{k}|K \cos \theta(|\vec{q}|Q + q_0) - KQq \cdot l) \\ + B_6|\vec{q}|K(q_0 + |\vec{q}|Q) + q^2QK] ,$$

N este aici un factor de normare cu expresia

$$N = \frac{\sqrt{(l_0 + M_\Lambda)(p_0 + M_p)}}{8\pi\sqrt{s}} , \quad (\text{B.7})$$

iar Q si K sint functiile adimensionale:

$$K = \frac{|\vec{k}|}{l_0 + M_\Lambda} \quad Q = \frac{|\vec{q}|}{p_0 + M_p} . \quad (\text{B.8})$$

B.2 Amplitudinile elementare B_i

Pentru diagramele Feynman ce au fost considerate in modelul teoretic prezentat in capitolul 5 au fost calculate amplitudinile elementare B_i ce intra in componenta curentului hadronic al reactiilor de foto si electroproducere. Aplicind regulile Feynman s-au obtinut pentru aceste amplitudini urmatoarele relatii [102]

Pentru graficele Born (schimb de $p, K^+, \Lambda, \Sigma^0$)

$$\begin{aligned} B_1^{Born} &= \frac{g_{KNY}(e + 2M_p\mu_p)}{s - M_p^2} + \frac{\mu_{Y\Lambda\gamma}g_{KN\Lambda}(M_\Lambda \pm M_Y)}{u - M_\Lambda^2} \\ &+ \frac{\mu_{Y\Sigma\gamma}g_{KN\Sigma}(M_\Sigma \pm M_Y)}{u - M_\Sigma^2} \\ B_2^{Born} &= \frac{2eg_{KNY}(q^2 + M_Y^2 - u)}{(s - M_p^2)(t - M_K^2)} \\ B_3^{Born} &= \frac{-2eg_{KNY}}{t - M_K^2} \\ B_4^{Born} &= \frac{2\mu_p g_{KNY}}{s - M_p^2} \\ B_5^{Born} &= \frac{2\mu_{Y\Lambda\gamma}g_{KN\Lambda}}{u - M_\Lambda^2} + \frac{2\mu_{Y\Sigma\gamma}g_{KN\Sigma}}{u - M_\Sigma^2} \\ B_6^{Born} &= \frac{-\mu_p g_{KNY}}{s - M_p^2} + \frac{\mu_{Y\Lambda\gamma}g_{KN\Lambda}}{u - M_\Lambda^2} + \frac{\mu_{Y\Sigma\gamma}g_{KN\Sigma}}{u - M_\Sigma^2} \end{aligned}$$

Pentru graficele canalului s cu schimb de N^* :

$$\begin{aligned} B_1^{N^*(\frac{1}{2}\pm)} &= \frac{\mu_{N^*p\gamma}g_{KN^*Y}(M_{N^*} \pm M_p - i\frac{\Gamma_{N^*}}{2})}{s - M_{N^*}^2 + iM_{N^*}\Gamma_{N^*}} \\ B_2^{N^*(\frac{1}{2}\pm)} &= 0 \\ B_3^{N^*(\frac{1}{2}\pm)} &= 0 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
B_4^{N^*(\frac{1}{2}\pm)} &= \frac{\pm 2\mu_{N^*p\gamma}g_{KN^*Y}}{s - M_{N^*}^2 + iM_{N^*}\Gamma_{N^*}} \\
B_5^{N^*(\frac{1}{2}\pm)} &= 0 \\
B_6^{N^*(\frac{1}{2}\pm)} &= \frac{-(\pm)\mu_{N^*p\gamma}g_{KN^*Y}}{s - M_{N^*}^2 + iM_{N^*}\Gamma_{N^*}}
\end{aligned}$$

Amplitudinile invariante pentru diagramele din canalul s cu schimb de $\Delta^*(\frac{1}{2}\pm)$, introduse pentru reactia cu Σ^0 in stare finala, au aceleasi expresii cu cele cu schimb de $N^*(\frac{1}{2}\pm)$ in care se inlocuiesc masa, largimea si constantele de cuplaj.

Pentru graficele canalului t cu schimb de K^* :

$$\begin{aligned}
B_1^{K^*(\pm)} &= \frac{[1 \pm (-1)]g_{K^*K\gamma}}{2M(t - M_{K^*}^2 + iM_{K^*}\Gamma_{K^*})}[g_{K^*NY}^V(M_Y + M_P) + \frac{g_{K^*NY}^T}{2M_P}t] \\
B_2^{K^*(\pm)} &= \frac{-(\pm)g_{K^*K\gamma}g_{K^*NY}^T}{2MM_p(t - M_{K^*}^2 + iM_{K^*}\Gamma_{K^*})}(q^2 + M_Y^2 - u) \\
B_3^{K^*(\pm)} &= \frac{\pm g_{K^*K\gamma}g_{K^*NY}^T}{2MM_p(t - M_{K^*}^2 + iM_{K^*}\Gamma_{K^*})}(s - q^2 - M_p^2) \\
B_4^{K^*(\pm)} &= \frac{g_{K^*K\gamma}}{M(t - M_{K^*}^2 + iM_{K^*}\Gamma_{K^*})}[g_{K^*NY}^V \pm \frac{M_Y + M_P}{2M_p} + g_{K^*NY}^T] \\
B_5^{K^*(\pm)} &= \frac{-(\pm)g_{K^*K\gamma}}{M(t - M_{K^*}^2 + iM_{K^*}\Gamma_{K^*})}[g_{K^*NY}^V + \frac{M_Y + M_P}{2M_p}g_{K^*NY}^T] \\
B_6^{K^*(\pm)} &= 0
\end{aligned}$$

Pentru graficele canalului u cu schimb de Y^* :

$$\begin{aligned}
B_1^{Y^*(\frac{1}{2}\pm)} &= \frac{\mu_{Y^*Y\gamma}g_{KNY^*}(M_Y^* \pm M_Y - i\frac{\Gamma_{Y^*}}{2})}{u - M_{Y^*}^2 + iM_{Y^*}\Gamma_{Y^*}} \\
B_2^{Y^*(\frac{1}{2}\pm)} &= 0 \\
B_3^{Y^*(\frac{1}{2}\pm)} &= 0 \\
B_4^{Y^*(\frac{1}{2}\pm)} &= 0 \\
B_5^{Y^*(\frac{1}{2}\pm)} &= \frac{\pm 2\mu_{Y^*Y\gamma}g_{KNY^*}}{u - M_{Y^*}^2 + iM_{Y^*}\Gamma_{Y^*}} \\
B_6^{Y^*(\frac{1}{2}\pm)} &= \frac{\pm \mu_{Y^*Y\gamma}g_{KNY^*}}{u - M_{Y^*}^2 + iM_{Y^*}\Gamma_{Y^*}}
\end{aligned}$$

Amplitubinea totala este suma contributiilor pentru fiecare diagrama:

$$\begin{aligned}
B_j(q^2, s, t, u) &= B_j^{Born}(q^2, s, t, u) + \sum_{N^*} B_j^{N^*}(q^2, s, t, u) + \sum_{Y^*} B_j^{Y^*}(q^2, s, t, u) \\
&+ \sum_{K^*} B_j^{K^*}(q^2, s, t, u)
\end{aligned} \tag{B.9}$$

B.3 Componentele sectiunii eficace functie de amplitudinile $\mathcal{F}_i$

Componentele sectiunilor eficace de electroproducere pot fi exprimate in termenii amplitudinilor CGNL prin urmatoarele relatii [45]:

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma_T}{d\Omega_K^*} &= \frac{|\vec{k}|}{|\vec{q}|} \left[|\mathcal{F}_1|^2 + |\mathcal{F}_2|^2 + \frac{1}{2}(|\mathcal{F}_3|^2 + |\mathcal{F}_4|^2)\sin^2(\theta_{\gamma K}) \right. \\
&+ Re\{(\mathcal{F}_2^*\mathcal{F}_3 + \mathcal{F}_1^*\mathcal{F}_4 + \mathcal{F}_3^*\mathcal{F}_4\cos(\theta_{\gamma K}))\sin^2(\theta_{\gamma K}) \\
&\left. - 2\mathcal{F}_1^*\mathcal{F}_2\cos(\theta_{\gamma K}) \right]
\end{aligned} \tag{B.10}$$

$$\frac{d\sigma_L}{d\Omega_K^*} = \frac{|\vec{k}|}{|\vec{q}|} \left[Re\{|\mathcal{F}_5|^2 + |\mathcal{F}_6|^2 + 2[\mathcal{F}_5^*\mathcal{F}_6]\cos(\theta_{\gamma K})\} \right]$$

$$\frac{d\sigma_{TL}}{d\Omega_K^*} = \frac{|\vec{k}|}{|\vec{q}|} \left[\sin(\theta_{\gamma K}) Re\{-\mathcal{F}_2^*\mathcal{F}_5 - \mathcal{F}_3^*\mathcal{F}_5 - \mathcal{F}_1^*\mathcal{F}_6 - \mathcal{F}_4^*\mathcal{F}_6 \right. \tag{B.11}$$

$$\left. - (\mathcal{F}_4^*\mathcal{F}_5 + \mathcal{F}_3^*\mathcal{F}_6)\cos(\theta_{\gamma K}) \right] \tag{B.12}$$

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma_{TT}}{d\Omega_K^*} &= \frac{|\vec{k}|}{|\vec{q}|} \left[\frac{1}{2}\{|\mathcal{F}_3|^2 + |\mathcal{F}_4|^2\}\sin^2(\theta_{\gamma K}) \right. \\
&+ Re\{\mathcal{F}_2^*\mathcal{F}_3 + \mathcal{F}_1^*\mathcal{F}_4 + \mathcal{F}_3^*\mathcal{F}_4\cos(\theta_{\gamma K})\} \left. \right]
\end{aligned} \tag{B.13}$$

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma_{TL}^x}{d\Omega_K^*} &= \frac{|\vec{k}|}{|\vec{q}|} \left[Im\{-\mathcal{F}_2^*\mathcal{F}_5 + \mathcal{F}_1^*\mathcal{F}_6 \right. \\
&+ (\mathcal{F}_1^*\mathcal{F}_5 - \mathcal{F}_2^*\mathcal{F}_6)\cos(\theta_{\gamma K}) \left. \right]
\end{aligned} \tag{B.14}$$

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma_{TT}^x}{d\Omega_K^*} &= \frac{|\vec{k}|}{|\vec{q}|} \left[Im\{\mathcal{F}_2^*\mathcal{F}_3 - \mathcal{F}_1^*\mathcal{F}_4 \right. \\
&+ (\mathcal{F}_2^*\mathcal{F}_4 - \mathcal{F}_1^*\mathcal{F}_3)\cos(\theta_{\gamma K}) \left. \right] \sin(\theta_{\gamma K})
\end{aligned} \tag{B.15}$$

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma_T^y}{d\Omega_K^*} &= \frac{|\vec{k}|}{|\vec{q}|} \left[Im\{\sin(\theta_{\gamma K})(-2\mathcal{F}_1^*\mathcal{F}_2 - \mathcal{F}_1^*\mathcal{F}_3 + \mathcal{F}_2^*\mathcal{F}_4 \right. \\
&+ (\mathcal{F}_2^*\mathcal{F}_3 - \mathcal{F}_1^*\mathcal{F}_4)\cos(\theta_{\gamma K}) + \mathcal{F}_3^*\mathcal{F}_4\sin^2(\theta_{\gamma K}) \left. \right]
\end{aligned} \tag{B.16}$$

$$\frac{d\sigma_L^y}{d\Omega_K^*} = 2 \sin \theta \operatorname{Im}\{\mathcal{F}_5^* \mathcal{F}_6\} \quad (\text{B.17})$$

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{TL}^y}{d\Omega_K^*} &= -\operatorname{Im}\{-\mathcal{F}_1^* \mathcal{F}_5 + \mathcal{F}_2^* \mathcal{F}_6 + \cos \theta (\mathcal{F}_2^* \mathcal{F}_5 - \mathcal{F}_1^* \mathcal{F}_6) \\ &\quad + \sin(2\theta)(\mathcal{F}_3^* \mathcal{F}_6 - \mathcal{F}_4^* \mathcal{F}_5)\} \end{aligned} \quad (\text{B.18})$$

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{TT}^y}{d\Omega_K^*} &= -\operatorname{Im}\{\sin \theta (\mathcal{F}_1^* \mathcal{F}_3 - \mathcal{F}_2^* \mathcal{F}_4 \\ &\quad + \cos \theta (\mathcal{F}_1^* \mathcal{F}_4 - \mathcal{F}_2^* \mathcal{F}_3) - \sin(2\theta) \mathcal{F}_3^* \mathcal{F}_4 \} \end{aligned} \quad (\text{B.19})$$

$$\frac{d\sigma_{TL}^z}{d\Omega_K^*} = \frac{|\vec{k}|}{|\vec{q}|} [\operatorname{Im}\{\mathcal{F}_1^* \mathcal{F}_5 + \mathcal{F}_2^* \mathcal{F}_6\} \sin(\theta_{\gamma K})] \quad (\text{B.20})$$

$$\frac{d\sigma_{TT}^z}{d\Omega_K^*} = \frac{|\vec{k}|}{|\vec{q}|} [-\operatorname{Im}\{\mathcal{F}_1^* \mathcal{F}_3 + \mathcal{F}_2^* \mathcal{F}_4\} \sin(\theta_{\gamma K})] \quad (\text{B.21})$$

Bibliografie

- [1] W. Panofsky, E. A. Allton, Phys. Rev. **110**, 1155 (1958);
- [2] J. P. Perez y Jorba, P. Bounin and J. Chollet, Phys. Lett. **11**, 350 (1964);
- [3] G. D. Rochester, C. C. Butler, Nature. Lond., **160**, 855 (1947);
- [4] R. Armenteros et. el, Phil. Mag. **42**, 1113 (1951).
- [5] W. B. Fowler et. al., Phys. Rev. **92**, 861 (1954);
- [6] N. Nambu, K. Nishijima and Y. Yamaguchi, Prog. Theor. Phys., **6**, 619 (1951);
- [7] S. Oned, Prog. Theor. Phys. **6**, 663 (1951);
- [8] A. Pais, Phys. rev. **86**, 663 (1952);
- [9] M. Gell-Mann, Phys. rev. **92**, 833 (1953);
- [10] M. M. Block et. al., Phys. Rev. Lett. **3**, 291 (1959);
- [11] R. D. Tripp et. al., Phys. Rev. Lett. **8**, 175 (1962);
- [12] Courant and R. A. Burnstein, Phys. Rev. Lett. **10**, 409 (1963);
- [13] Massakiet. al., Phys. Rev. **107**, 563 (1957);
- [14] T. K. Kuo, Phys. Rev. **129**, 2264 (1963); **130**, 1537 (1963);
- [15] S. Hatsukade, H. J. Schnitzer, Phys. Rev., **128**, 1962); Phys. Rev. **132**, 130 (1963);
- [16] Fayyazuddin, Phys. Rev, **123**, 1882 (1961); **134B**, 182 (1964);
- [17] A. Gal, Adv. Nucl. Phys., **8**, 1 (1975); C. B. Dover and G. E. Walker, Phys. Reports **89**, No 1 (1982); H. Bando et. al., Prog. Theor. Phys. Supplement, **No. 81** (1985);

- [18] P. L. Donoho and R. L. Walker, Phys. Rev. **112**, 1198 (1958);
- [19] B. D. McDaniel et. al., Phys. Rev. Lett. **4**, 33 (1960);
- [20] vezi o sinteza in R. A. Adelseck and B. Saghai, Phys. Rev. **C42**, 108 (1990);
- [21] K. H. Althoff et. al., Nucl. Phys. **B137**, 269 (1978);
- [22] A. M. Boyarski et. al., Phys. Lett., **34B**, 547 (1971);
- [23] V. I. Noga et. al., Sov. J. Nucl. Phys., nov. (1987);
- [24] H. Thom, Phys. Rev. **151**, 1322 (1966); F. M. Renard and Y. Renard, Nucl. Phys. **B25**, 490 (1971); Y. Renard, Nucl. Phys. **B40**, 499 (1972); S. S. Hsiao and S. R. Cotanch, Phys. Rev. **C28**, 1668 (1983);
- [25] C. N. Brown et. al., Phys. rev. Lett. **28**, 1086 (1972);
- [26] T. Azemoon et. al., Nucl. Phys. **B95**, 77 (1975);
- [27] J. Bebek et. al., Phys. Rev. Lett. **32**, 21 (1974);
- [28] J. Bebek et. al. Phys. Rev. **D15**, 594 (1977);
- [29] J. Bebek et. al. Phys. ReV. **D15**, 3082 (1977);
- [30] P. Brauel et. al. Z. Phys. **C3**, 101 (1979);
- [31] G. F. Chew, M. L. Goldberger, F. E. Low, N. Nambu, Phys. Rev., **106**, 1345 (1957);
- [32] N. Levy, W. Majerotto, B. J. Read, Nucl. Phys. **B55**, 493 (1973); **B55**, 513 (1973);
- [33] R. Dolen, D. Horn, C. Schmid, Phys. Rev. Lett., **19**, 402 (1967); Phys. Rev. **166**, 1768 (1968);
- [34] W. Schorsch, J. Tietge, W. Weilnbock, Nucl. Phys. **B40**, 499 (1972);
- [35] F. M. Renard and Y. Renard, Phys. Lett. **24B**, 159 (1967);
- [36] S. S. Hsiao and S. R. Cotanch, Phys. Lett. **163B**, 300 (1985);

- [37] R. A. Adelseck et. al. Phys. Rev. **C32**, 1681 (1985); J. Cohen Phys. Lett. **B192**, 291 (1986); J. Cohen Phys. Rev. **C37**, 187 (1987); R. L. Workman, H. W. Fearing, Phys. Rev. **D37**, 3117 (1988); R. A. Adelseck, L. E. Wright, Phys. Rev. **C38**, 1965(1998); C. Benhold Phys. Rev. **C39**, 1944 (1989); H. Tanabe et. al., Phys. Rev. **C39**, 741 (1989); C. Benhold, Phys. Rev. **C39**, 1944 (1989); R. L. Workman, Phys. Rev. **C40**, 2922 (1989); R. A. Adelseck, B. Saghai, Phys. Rev. **C42**, 108 (1990); H. Burkhardt, J. Lowe, Phys. Rev. **C44**, 607 (1991); X. Li, L. E. Wright, Phys. Rev. **C45**, 2011 (1992); R. A. Williams, C.-R. Ji, S. Cotanch, Phys. Rev. **D41**, 1449 (1990), **C43**, 452 (1991), Phys. Rev. **C46**, 1617 (1992); J. C. David et. al., Phys. Rev. **C53**, 2613 (1996); M. Guidal et. al., Nucl. phys. **A627**, 645 (1997); M. Vanderhaeghen et. al., Phys. rev. **C57**, 1454 (1998);
- [38] D. H. Lyth, "Exclusive Electroproduction Processes", In "Electromagnetic Interactions of Hadrons", ed. A. Donnachie, G. Shaw, Plenum Press, Ney York and London, 1978;
- [39] G. Gourdin, Il Nuovo Cimento, **221**, 1094 (1961);
- [40] H. F. Jones, Nuovo Cimento **40A**, 1018 (1965);
- [41] E. Amaldi, S. Fubini, G. Furlan, "Pion Electroproduction", Spring-Verlag, 1974;
- [42] C. W. Akerlof et. al., Phys. Rev. Lett., **16**, 147 (1960);
- [43] C. W. Akerlof et. al., Phys. Rev., **163**, 1482 (1967);
- [44] L. N. Hand, Phys. Rev., **129**, 1834 (1963);
- [45] G. Knochline, D. Drechsel, L. Tiator, Z. Phys. **A352**, 327 (1995);
- [46] J. M. Laget, Nucl. Phys., **A579**, 333 (1994);
- [47] A. M. Boyarski et. al., Phys. Rev. Lett. **22**, 1131 (1969);
- [48] P. Feller et. al., Nucl. Phys. **B39**, 413 (1972);
- [49] C. N. Brown et. al., Phys. Rev. **D8**, 92 (1973);
- [50] C. J. Bebek et. al., Phys. Rev. **D9**, 1229 (1974);
- [51] C. J. Bebek et. al., Phys. Rev. Lett. **37**, 1326 (1976);
- [52] C. J. Bebek et. al., Phys. Rev. Lett. **38**, 1051 (1977);

- [53] C. W. Akerlof et. al., Phys. Rev. **163**, 1482 (1967);
- [54] A. Bart and W. Majerotto et. al., Nucl. Phys. **B90**, 285 (1975);
- [55] F. E. Close, Nucl. Phys., **B73**, 410 (1974);
- [56] O. Nachtmann, Nucl. Phys. **B74**, 422 (1974);
- [57] J. Cleymann and F. Close, Nucl. Phys. **B35**, 429 (1975);
- [58] W. R. Frazer, Phys. Rev. **115**, 1763 (1959);
- [59] R. C. E. Devenish et. al., Phys. Rev. **D5**, 47 (1972);
- [60] H. Thom et. al., Phys. Rev. Lett., **11**, 433 (1963); M. Grilli et. al., Nuovo Cimento, **38**, 1467 (1965); B. Borgia et. al. Nuovo Cimento, **32**, 218 (1964); G. Vogel et. al., Phys. Rev. **4**, 513 (1972); R. Haas et. al., Nucl. Phys. **B137**, 261 (1978);
- [61] D. E. Groom et. al., Phys. Rev. **159**, 12B (1967);
- [62] T. Fujii et. al., Phys. Rev. **D2**, 439 (1970);
- [63] T. Motoba et. al., Prog. Theor. Phys. Suppl. **117**, 1681 (1996); R. L. Workman, Phys. Rev., **C39**, 2078 (1989); Y. Renard, Nucl. Phys., **B40**, 499 (1972);
- [64] B. Zeidman et. al., "Electroproduction of Kaons and Light Hypernuclei", E91016 Proposal, TJNAF, 1991;
- [65] O. K. Baker et. al., "Longitudinal/Transverse Cross Section Separation in $p(e, e'K^+)\Lambda/\Sigma^0$ ", E93018 Proposal, TJNAF, 1993;
- [66] M. Mestayer et. al., "Measurement of the Structure Functions for Kaon Electroproduction", E93030 Proposal, TJNAF, 1993;
- [67] O. K. Baker, ..., **L. Teodorescu**, ..., "Spin Polarization in Kaon Electroproduction", E98101 Proposal, TJNAF, 1998;
- [68] P. Markowitz et. al., "Electroproduction of Kaons up to $Q^2 = 3(GeV/c)^2$ ", E98108 Proposal, TJNAF, 1998;
- [69] O. K. Baker, ..., **L. Teodorescu**, ..., Nucl. Phys **A639**, 189c (1998);
- [70] D. Abbott, ..., **L. Teodorescu**, ..., Nucl. Phys **A639**, 205c (1998);
- [71] G. Niculescu, ..., **L. Teodorescu**, ..., Phys. Rev. Lett. **81**, 1805 (1998);

- [72] D. Abbott,...,**L. Teodorescu**,..., " Q^2 Dependence of the Ratio of Λ and Σ^0 Final State in $p(e, e'K^+)Y$ ", APS Bulletin **42**, No. 2, E-9.3 (1997), 18-21 April 1997, Washington;
- [73] D. Abbott,...,**L. Teodorescu**,..., "Momentum Transfer Dependence of the $^1H(e, e'K^+)\Lambda$ cross section", APS Bulletin **42**, No. 2, E-9.2 (1997), 18-21 April 1997, Washington;
- [74] D. Abbott,...,**L. Teodorescu**,..., "Electroproduction of Strangeness at CEBAF", APS Bulletin **42**, No. 2, (1997), 18-21 April 1997, Washington;
- [75] D. Abbott,...,**L. Teodorescu**,..., "Comparison of the Ratio σ_L/σ_T in $H(e, e'K)\Lambda$ and $H(e, e'K)\Sigma^0$ ", APS Bulletin **43**, No. 2, N-23.5 (1998), 18-21 April 1998, Washington;
- [76] D. Abbott,...,**L. Teodorescu**,..., "Electroproduction of kaons in the experiment $e + p \rightarrow e' + K^+\Lambda$ ", APS Meeting, 28-31 October 1998, Santa Fe, SUA;
- [77] **Conceptual Design Report**, CEBAF, 1990
- [78] M. Berz, "**COSY Optic Simulation Program Manual**", Michigan State University, 1995
- [79] K. Assamagan, D. Dutta, P. Welch, "**Hall C Matrix Element Optimization Package (CMOP)**", TJNAF Report, 1997.
- [80] O. K. Baker et. al., Nucl. Instr. and Meth., **A 367**, 92 (1995)
- [81] R. K. Bock, "**Data Analysis Techniques for High-Energy Physics Experiments**, Chambridge University Press, 1990
- [82] T. Angelescu,...,**L. Teodorescu**,..., " Λ polarization in associated $K^+ - \Lambda$ Electroproduction", submitted to Nucl. Phys. **A**;
- [83] D.F.Geesaman, S.Wood, "**Hall C Analysis Software**", Csoft-Note-94-001, TJNAJ, 1994
- [84] P. Ambrozewicz, TJNAF Report, May 1997;
- [85] M. I. Adamovich et. al., **A350**, 379 (1995);
- [86] T. Angelescu, ..., **L. Teodorescu**,..., "Polarization Measurements in Kaon Electroproduction", submitted to Rom. Rep. Phys.;

- [87] M. Gary and W. Krumpelmann, Z. Phys. **A322**, 689 (1985);
- [88] T. Angelescu, ..., **L. Teodorescu**,..., Rom. Rep. Phys., **48**, 347 (1996);
- [89] T. Angelescu, ..., **L. Teodorescu**,..., Fizika **B5**, 113 (1996);
- [90] L. Lyons, **Statistics for nuclear and particle physics**, Cambridge University Press, 1985;
- [91] N. Isgur, G. Karl, Phys. Rev., **D19**, 2653 (1979); J. W. Darewych, M. Horbatsch, R. Koniuk, Phys. ReV., **D28**, 1125 (1983);
- [92] R. A. Williams et. al., Phys. Rev. **D41**, 1449 (1990); Phys. Rev. **C43**, 452 (1991); Phys. Rev. **C46**, 1617 (1992); Phys. Rev. **C53**, 1580 (1996); Phys. Rev. **C55**, 882 (1997);
- [93] J. D. Bjorken and S. D. Drell, **"Relativistic Quantum Mechanics"**, McGraw-Hill (1964);
- [94] R. A. Williams, **Ph.D. Thesis**, North Caroline State University, 1993;
- [95] F. Scheck, **"Leptons, Hadrons and Nuclei"**, North-Holland Physics Publishing (1983);
- [96] G. F. Chew et. al, Phys. Rev., **106**, 1345 (1957);
- [97] R. Dolen, D. Horn and C. Schmid, Phys. Rev. Lett. **19**, 402 (1967); Phys. Rev. **166**, 1768 (1968);
- [98] G. Veneziano, Nuovo Cimento **57A**, 190 (1968);
- [99] F. M. Renard and Y. Renard, Nucl. Phys. **25**, 490 (1971); Nucl. Phys. **B40**, 499 (1972);
- [100] W. Schorsch, J. Tietge and W. Weilnbock, Nucl. Phys. **B25**, 179 (1970);
- [101] R. A. Williams, Chueng-Ryong Ji and s. R. Cotanch, Phys. Rev. **D41**, 1449 (1990);
- [102] R. A. Williams et. al., Phys. Rev. **C46**, 1617 (1992);
- [103] D. A. Whitehouse et. al. Phys. Rev. Lett. **63**, 1352, (1989);

- [104] M. F. Gari and W. Krumpelmann, Z. Phys. **A322**, 689 (1985); Phys. Lett. **B173**, 10 (1986); Phys. Rev. **D45**, 1817 (1992);
- [105] M. Fukugita, K. Igi, Phys. Lett. **C31**, 237 (1977); V. De Alfaro et. al., **Curentns in Hadron Physics**, North-Holland, Amsterdam (1972);
- [106] C. R. Ji and S. R. Cotanch, Phys. Rev. **C38**, 2691 (1988);
- [107] L. R. Workman, Phys. rev. **C40**, 2922 (1989); R. A. Adelseck, B. Saghai, Phys. Rev **C42**, 108 (1990); H. Tanabe et. al, Phys. Rev. **C39**, 741 (1989); C. Bennhold, L. E. Wright, Phys. Rev. **C39**, 927 (1989);
- [108] J. de Swart, Rev. Mod. Phys. **35**, 916 (1963);
- [109] R. A. Adelseck and B. Saghai, Phys. Rev. C **42**, 108 (1990);
- [110] R. A. Adelseck and B. Saghai, Phys. Rev. C **45**, 2030 (1992);
- [111] A. D. Martin, Nucl. Phys. **B179**, 33 (1981);
- [112] M. Bozoian et. al., Phys. Lett. **B122**, 138 (1983);
- [113] J. Antonin, Phys. Rev. **D35**, 122 (1987);
- [114] J. C. David et. al., Phys. Rev. **C53**, 2613 (1996);
- [115] M. Boyarski et. al., Phys. Rev. Lett. **22**, 1131 (1969);
- [116] R. L. Anderson et. al., Phys. Rev. **D 14**, 679 (1976);
- [117] J. Napolitano et. al., CEBAF proposal to PAC5, 1996;
- [118] N. C. R. Makins, "Measurement of Nuclear Dependence and Momentum Transfer Dependence of Quasielastic (e,e'p) Scattering", **Ph.D. Thesis**, Massachusetts Institute of Technology, 1994;
- [119] W. R. Leo, "**Techniques for Nuclear and Particle Physics experiments**", Springer, 1994;
- [120] Review of Particle Physics, Phys. Rev. **D54**, 1 (1996);
- [121] L. M. Mo, Y. S. Tsai, Rev. Mod. Phys., **41**, 205 (1969);
- [122] Y. S. Tsai, Phys. Rev., **122**, 1898 (1961);

- [123] **L. Teodorescu**, "External Bremsstrahlung in Electroproduction of Kaons at CEBAF", poster prezentat la "European High-Energy Physics School", Franta, 1996 ;
- [124] Y. S. Tsai, Rev. Mod. Phys., **46**, 815 (1974);